BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

ABHANDLUNGEN · NEUE FOLGE, HEFT 177

Markus Weber

Mikrometeorologische Prozesse bei der Ablation eines Alpengletschers

Vorgelegt von Michael Kuhn
in der Sitzung vom 10. November 2006

MÜNCHEN 2008

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

IN KOMMISSION BEIM VERLAG C. H. BECK MÜNCHEN

ISSN 0005–6995
(Abhandlungen – Bayerische Akademie der Wissenschaften,
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse)

ISBN 978 3 7696 2564 6
© Bayerische Akademie der Wissenschaften, München 2008
Gesamtherstellung: Druckerei C. H. Beck, Nördlingen
Gedruckt auf säurefreiem, alterungsbeständigem Papier
(hergestellt aus chlorfrei gebleichtem Zellstoff)
Printed in Germany

Zusammenfassung

Bei der Ablation eines temperierten Gletschers ist die Schmelze von Schnee und Eis an der Oberfläche der wichtigste Prozess. Die Menge des gebildeten Schmelzwassers ist anhand der Oberflächenenergiebilanz quantifizierbar, welche den Austausch an Energie zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre durch die lang- und kurzwelligen Strahlungsströme und die turbulenten Wärmeströme bilanziert. In der vorliegenden Arbeit werden alle Komponenten der Energiebilanz über einer schmelzenden Eisfläche anhand von Messungen auf dem Vernagtferner in den Ötztaler Alpen über jeweils 3 aufeinanderfolgende Tage mit Strahlungswetter und einer gut entwickelten Gletscherwindschicht in den Jahren 1998 und 2000 bestimmt. Die turbulenten Wärmeströme werden anhand von Kovarianzen berechnet, die nach einem ausführlich beschriebenen spektralen Auswerteverfahren aus hochfrequenten Messungen der turbulenten Schwankungen der Temperatur, Feuchte und der Windkomponenten abgeleitet sind (Eddykorrelationsmethode). Die Zeit-Raum-Transformation der spektralen Daten veranschaulicht zusammen mit Profilmessungen die Struktur der stabil geschichteten katabatischen Strömung und die den Austausch verstärkenden Durchmischungsprozesse. Auf der Basis der Fluss-Varianz-Beziehung wird ein einfacher Bulk-Parametrisierungsansatz abgeleitet, der die realistischere Berechnung der turbulenten Flüsse anhand gemessener Mittelwertgrößen gegenüber bislang bekannten Verfahren erlaubt. Der eng korrelierte Zusammenhang zwischen der aus der Energiebilanz bestimmten verfügbaren Schmelzwärme und dem hangparallelen Temperaturgradienten zwischen einem Ort im Gletschervorfeld und der Messung über dem Eis bestätigt die Anwendbarkeit der Temperatur-Index-Methode zur Bestimmung der Schmelzraten. Unter den Witterungsbedingungen während der Experimente lieferte die Strahlungsbilanz durchschnittlich mehr als 90% der verfügbaren Schmelzenergie. Es konnte zudem ein wesentlicher Einfluss des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auf die Ablation hauptsächlich über den latenten Wärmestrom und die Veränderung der Oberflächenalbedo nachgewiesen werden.

Abstract

Melting of snow and ice at the surface is the essential ablation process of a temperate glacier. The amount of generated melt water can be quantified by the surface energy balance, consisting of long-wave and short-wave radiation balances and turbulent fluxes between surface and atmosphere. In this thesis all components of the surface energy balance on the Vernagtferner (Oetztal Alps) are determined in August 1998 and 2000 over periods of 3 consecutive fair weather days with a well developed glacier wind layer. The turbulent fluxes are calculated from covariances, derived by a spectral analysis procedure on high frequent fluctuation data of temperature, humidity and wind speed (eddy correlation method). Time-to-space transformation of the spectra together with profile measurements visualize the structure of the stable stratified flow mixing processes, which enhances heat exchange. Based on the flux-variances-relationship a simple bulk-parameterization scheme is derived, which allows a more accurate determination of turbulent fluxes than other methods. A close relationship between the available melt energy and the temperature gradient, derived from measurements at a station located outside the glacier area and one on the glacier, confirms the practicability of the temperature-index-method. The contribution of the radiation balance to ablation accounts to over 90% within the observation period. Furthermore the essential forcing of ablation by water vapour pressure in controlling latent heat flux and surface albedo changes is demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung **9**

1. Gletscher, Ablation und Energieaustausch **13**
1.1 Vorkommen von Gletschern in den Alpen 14
1.2 Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung 16
1.3 Ablation durch Schmelze – die Oberflächenenergiebilanz 17
1.4 Gletscherentwicklung und Klima 21

2. Abgrenzung und Ziele der Arbeit **25**

3. Bisherige Untersuchungen am Vernagtferner **27**
3.1 Die Forschung am Vernagtferner 27
3.2 Der Vernagtferner 28
3.3 Die Massenbilanz des Vernagtferners 30
3.3.1 Die geodätische Methode für lange Zeiträume 30
3.3.2 Die glaziologische Methode für Detailuntersuchung am Beispiel der Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000 30
3.3.3 Die Änderung der Gesamtmasse des Vernagtferners in Relation zu dem Anstieg der globalen und lokalen bodennahen Lufttemperatur 34
3.4 Das Abflussverhalten des Vernagtferners 34
3.5 Ansätze zur Abflussmodellierung am Vernagtferner 38
3.5.1 Das PEV-Modell 38
3.5.2 Das konzeptionelle HBV3-ETH9-Modell 39

4. Experimentelle Untersuchungen zur Schmelzwasserproduktion: die HyMEX-Experimente 1998 und 2000 **41**
4.1 Das Projekt „Glazialabflüsse“ von 1998 - 2001 41
4.2 Methodik zur experimentellen Untersuchung der Schmelzraten 43
4.2.1 Direkte Messung der Ablation 43
4.2.2 Indirekte Bestimmung der Ablation anhand der Energiebilanz der Eisoberfläche 44
4.2.3 Die turbulenten Energieflüsse zwischen Oberfläche und Atmosphäre 47
4.2.4 Design und Untersuchungsziele der Messungen 58
4.3 Messaufbau, Besonderheiten des Messsystems und der Geräte 59
4.3.1 Das PS89/ES89-System des MIM 60
4.3.2 Das Messgelände – Geländeneigung 63
4.3.3 Thermometer, Psychrometer und Anemometer 67
4.3.4 Strahlungsmessgeräte 73
4.3.5 Ultraschallanemometer-Thermometer und Rotor 79
4.3.6 Das Krypton-Hygrometer und dessen Einsatzgrenzen 95
4.3.7 Mastkonstruktion 99
4.3.8 Datenerfassung 99
4.3.9 Logistik 103

5. Datenanalyse **105**
5.1 Analyse der Profildaten, Zeit-Höhenschnitte, Referenzdaten 105
5.2 Aufbereitung der Turbulenzdaten 107
5.3 Zur Theorie des Eddykorrelationsverfahrens 111
5.3.1 Taylor-Hypothese und organisierte Turbulenz 113
5.3.2 Quellgebiet - Footprint 119

5.3.3 Spektralanalyse 122
5.3.4 Varianzspektren 127
5.3.5 Kospektren 140
5.3.6 Ogivenanalyse 156
5.3.7 Berechnung der turbulenten Flüsse 161

6. Ergebnisse 165
6.1 Synoptische Bedingungen 165
6.2 Die Strahlungsbilanz 168
6.2.1 Die Globalstrahlung 169
6.2.2 Reflexstrahlung und Albedo 175
6.2.3 Langwellige Strahlungsströme 182
6.2.4 Die Strahlungsbilanz 186
6.3 Die Schichtung von Temperatur und Feuchte 189
6.4 Gletscherwind 192
6.5 Die turbulenten Flüsse 194
6.6 Die Parametrisierung der turbulenten Flüsse 196
6.6.1 Extrapolation der erforderlichen Messgrößen 197
6.6.2 Folgerungen für das Temperatur-Index-Verfahren 204
6.6.3 Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse 205
6.7 Wärmeflüsse in das Eis, Oberflächentemperatur 221
6.8 Tagesgang der Oberflächenenergiebilanz und Schmelzwasserproduktion 222

7. Schlussfolgerungen 223
7.1 Ablation und meteorologische Einflussgrößen 223
7.1.1 Strahlung 223
7.1.2 Wasserdampf 224
7.1.3 Wind 225
7.1.4 Bodennahe Temperatur 225
7.2 Ausblick 226

8. Literatur 227

Abbildungsverzeichnis Text 241

Abbildungsverzeichnis Tafelteil 247

Symbole 251

Abkürzungen 257

Danksagung

Mir ist vollständig bewusst, dass die nachfolgend dargestellten Arbeiten ohne die Unterstützung einer Vielzahl von Personen und deren Beitrag unmöglich zustande gekommen wären. Ich möchte mich daher an dieser Stelle bei all denen bedanken, die zu einem erfolgreichen Abschluss der Arbeiten zur Ablation des Vernagtferners beigetragen haben. Es handelt sich letztlich um das Resümee einer Vielzahl von Projekten auf den Gebieten der Mikrometeorologie und der Glaziologie, die sich über fast zwei Jahrzehnte erstreckt haben. Daher können leider nicht alle, sondern nur die unmittelbar an den Experimenten am Vernagtferner Beteiligten namentlich erwähnt werden. Die anderen mögen es mir nachsehen.

Besonderer Dank gebührt meinem Doktorvater Prof. Dr. Michael Kuhn, der mir mit großer Geduld jederzeit die nötige Freiheit ließ, diese Arbeit nach meinen Ideen auch neben dem sonst anfallenden Tagesgeschäft zu gestalten. Sein in diesen Fragestellungen ausgezeichneter Sachverstand und die damit verbundene konstruktive Kritik war mir immer eine große Hilfe und führte mich von allzu weiten Ausschweifungen auf den Boden der Fakten zurück.

Dasselbe gilt für die Kollegen der Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, insbesondere dem wissenschaftlichen Leiter Dr. Ludwig Braun, der mir als Antragsteller des Basisprojektes „Glazialabflüsse“ in freundschaftlichster Weise die notwendigen Vorraussetzungen und Unterstützung für eine fruchtbare wissenschaftliche Arbeit und die erforderliche Motivation bot. Die Feldarbeiten erforderten von den Mitarbeitern großen selbstlosen Einsatz, ohne den sich das Projekt nicht hätte realisieren lassen. Zu nennen wäre hier insbesondere die Unterstützung durch die Herren Dipl. Geol. Matthias Siebers, Dipl. Ing. Erich Heucke und Dr. Wilfried Hagg. Wesentlichen, nicht zuletzt zusätzlichen wichtigen moralischen Beistand lieferten auch Frau Dr. Heidi Escher-Vetter und insbesondere bei administrativen Problemen Frau Lusia Soturczak.

Wichtig war auch die Hilfe durch externe Institute. Die Basis für die Arbeiten wurde von 1986 bis 1995 am Meteorologischen Institut der Universität München geschaffen. Die daran beteiligten Mitarbeiter lieferten neben der Leihgabe wichtiger Instrumente auch aktive Unterstützung im Feld. Zu speziellem Dank bin ich hier Dipl. Met. Dietrich Müller und Dr. Hans Schroers sowie Herrn Norbert Beier verpflichtet. Leider nicht mehr namentlich aufführen kann ich die unzähligen studentischen „Feldknechte“.

Nicht zuletzt gebührt besonderer Dank meiner lieben Frau Renate, die unter dem weitgehend im privaten Bereich aufgebrachten zusätzlichen zeitlichen Aufwand in langen Nächten während der Fertigstellung der Arbeit in den letzten beiden Jahren besonders zu leiden hatte. Ohne ihr mir entgegengebrachtes Verständnis und ihre Geduld wäre die Realisierung des Projektes neben der regulären Berufstätigkeit mit Sicherheit nicht möglich gewesen.

Die finanzielle Grundlage stellte überwiegend die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) zur Verfügung, die das Projekt „Glazialabflüsse“ und anschließende Projekte mit großzügigen Mitteln gefördert hat. Im Fall von Finanzierungslücken war die Fortsetzung der Arbeiten auch mit zusätzlichen Mitteln der Bayerischen Akademie der Wissenschaften gesichert. Desweiteren förderte sie die drucklegung des Werkes. Dafür sei an dieser Stelle recht herzlich gedankt.

Besonderen Dank an Herrn Jan Zörner für seine großartige Hilfe bei der Druckvorbereitung der Arbeit. Nicht vergessen werden sollen jedoch auch die geistigen Väter der Forschungsarbeiten am Vernagtferner, Dr. Oskar Reinwarth, Prof. Heribert Moser und Prof. Horst Hagedorn, ohne deren Vorarbeit die moderne Vernagtforschung nicht denkbar wäre.

0. Einleitung

Der weltweit und in den Alpen seit ca. 1850 beobachtete Massenschwund der Gebirgsgletscher wird allgemein als Zeugnis und Folge eines globalen Klimawandels verstanden, der sich in erster Linie durch einen signifikanten Anstieg der bodennahen Lufttemperatur bemerkbar macht. Auch wenn dessen Ursache in der Wissenschaft teilweise noch strittig ist, gibt es Hinweise darauf, dass die Klimaerwärmung zu einem bedeutenden Anteil durch die weltweit steigende Emission von Treibhausgasen infolge der anthropogenen Aktivitäten nach der industriellen Revolution verursacht sein könnte. Träfe dies zu, ist in der Zukunft mit einem weiteren Anstieg der Temperatur und der erheblichen Modifikation weiterer Klimaparameter sowohl global, als auch in noch stärkerem Maße lokal, zu rechnen.

Die Folgen für die Schnee- und Eisbedeckung der Alpen und damit deren Wasserhaushalt sind vielfältig und können dank der wachsenden wissenschaftlichen Erforschung der Vorgänge innerhalb der letzten 150 Jahre bereits in der Gegenwart beobachtet werden. Sie umfassen neben dem allgemeinen Schwinden der in Form von Eis und Schnee gespeicherten Süßwasserreserven auch markante Veränderungen des Abflussverhaltens vergletscherter Einzugsgebiete bis hin zu bislang vereinzelt auftretenden katastrophalen Hochwasserereignissen. Obwohl sich die Veränderungen weltweit ereignen, ist die Alpenregion wegen ihrer spezielle Höhenerstreckung, ihrer dichten Besiedelung und der damit verbundenen ökonomischen Nutzung in besonderem Maße davon betroffen. Es gilt daher, dort die Auswirkungen rechtzeitig zu untersuchen, um die Erkenntnisse auch auf Gebiete ausdehnen zu können, in denen, wie z.B. in Zentralasien, wegen ihrer höheren Lage erst in der Zukunft ähnlich markante Folgen auftreten werden.

Vor diesem Hintergrund ist das Interesse der Öffentlichkeit an der Erforschung des Verhaltens der Alpengletscher in den letzten Jahren deutlich gewachsen. Die Anzahl der populärwissenschaftlichen Beiträge und Berichte zum Thema „Gletschersterben" in Zeitschriften, Hörfunk und Fernsehen haben sich seit 1998 geradezu potenziert, auch ohne den konkreten Eintritt von Katastrophenereignissen. Dies hat nicht zuletzt seine Ursache in dem Umstand, dass die gegenwärtigen Veränderungen der Alpengletscher innerhalb von wenigen Jahren für jedermann sichtbar werden. Das Erscheinungsbild hat sich im Vergleich zu den 1980er Jahren deutlich gewandelt, Gletscherzungen haben nicht nur an Länge sondern auch beträchtlich an Mächtigkeit eingebüsst, der Anteil der hellen Firnflächen ist im Verhältnis zu den dunklen Eisflächen deutlich kleiner geworden.

Der Höhepunkt der Entwicklung wurde in Europa im außergewöhnlich heißen Sommer 2003 erreicht, in welchem wesentlichen Teile dieses Manuskripts erstellt wurden. Noch nie seit Beginn der quantitativen Erfassung der Veränderungen der Alpengletscher, die teilweise in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts ihren Anfang nahm, wurden derartige Abschmelzbeträge innerhalb eines Jahres beobachtet. Sie betrugen beispielsweise am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen über die gesamte Gletscherfläche gemittelt mit 2.13 m Wasseräquivalent (w.e.) nahezu das doppelte des bislang im Haushaltsjahr 1990/91 gemessenen Maximalwertes von 1.08 m. Der Eisdickenverlust betrug im Bereich des Auslaufs der Gletscherzunge auf ca. 2800 m NN über 6 m und selbst in der Gipfelregion ging nach dem vollständigen Abschmelzen der Winterschneedecke noch bis zu ein Meter des Firnkörpers verloren. Schmelzbeträge in dieser Größenordnung wurden bis zu diesem Zeitpunkt nicht einmal von glaziologischen Experten theoretisch für möglich gehalten.

Wie im Kapitel 1 noch genauer erläutert, verdanken Gletscher ihre Existenz dem Eintrag von festem Niederschlag, der in den Alpen überwiegend in den Wintermonaten fällt. Wird diese Schneedecke in den nachfolgenden Sommermonaten nicht vollständig wieder abgebaut, verdichtet sich der Rest und verwandelt sich allmählich in solides Gletschereis. Für die Massenverluste sind somit die als *Ablation* bezeichneten Prozesse des Abbaus der Schnee- bzw. Eisdecke verantwortlich.

Die bislang gewonnenen Forschungsergebnisse lieferten bereits konkrete Hinweise auf die sogenannte „*Klima-Gletscher-Beziehung*“ und bildeten die Grundlage für die Erstellung von glazialhydrologischen Modellen, welche auf der Basis von Geländeinformationen und mehr oder minder detaillierten Klimadaten Abflussmengen, oder seltener, auch die Entwicklung der Gletscher berechnen. Die Überprüfung der Modellergebnisse anhand der meist spärlich vorhandenen Messungen zeigen jedoch in ihrer Gesamtheit noch erhebliche Defizite, so dass selbst für die nachprüfbare Entwicklung in der Vergangenheit meist nur qualitative statt quantitative Angaben möglich sind. Prognosen der zukünftigen Entwicklung auf der Basis noch unsicherer Vorhersagen der klimatischen Randbedingungen grenzen dadurch an den Bereich der Spekulation.

Die *Heterogenität* und Unwegsamkeit des Geländes im Gebirge, die damit verbundene beschränkte Datenlage und die Komplexität selbst der bekannten Prozesse und Wechselwirkungen beim Energie- und Massenaustausch zwischen Kryosphäre und Atmosphäre, erfordern in den genannten Rechenmodellen den umfangreichen Einsatz von sogenannten „*Parametrisierungen*“, d.h. zum Teil drastische Vereinfachungen auf empirischer Basis. Da deren Allgemeingültigkeit in der Regel beschränkt ist, können die Modelle auch nur selten auf andere Regionen ausgeweitet werden. Es gilt daher immer wieder, diese Ansätze unter neuen Bedingungen zu überprüfen und, falls möglich, zu verallgemeinern.

Mit dem Vernagtferner, gelegen im höchsten Teil der Ötztaler Alpen im österreichischen Bundesland Tirol, wurde ein Alpengletscher und dessen Entwicklung unter den sich verändernden klimatischen Randbedingungen seit Beginn des 17. Jahrhunderts wissenschaftlich begleitet und untersucht. Neben einer ersten genauen geodätischen Aufnahme um 1889 lieferten meteorologische Experimente zum Wärmehaushalt der Oberfläche in den 1950er-Jahren erste detaillierte Erkenntnisse zu den Ablationsvorgängen an seiner Oberfläche. Ab 1965 liegen jährliche Bestimmungen des Massenhaushalts nach der glaziologischen Methode und mit Einrichtung einer Pegel- und Klimastation im Jahre 1973 im Gletschervorfeld auch nahezu lückenlose hydrologische und meteorologische Daten vor. Im Rahmen des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (**DFG**) geförderten *Sonderforschungsbereiches 81* wurde die Vernagtforschung durch Sonderprogramme bis 1986 stark ausgeweitet und die Hydrologie des Einzugsgebietes inklusive wesentlicher Details des Gletschers in einem bislang beispiellosen Umfang erforscht. In diesem Umfeld wurde auch das erste physikalisch basierte Schmelzwasserproduktionsmodell für den Gesamtgletscher entwickelt und betrieben.

Die anschließend im Rahmen des Monitoring-Programms der *Kommission für Glaziologie* der *Bayerischen Akademie der Wissenschaften* weiterhin erhobenen Daten zeigten in der für die Eisreserven des Gletschers besonders verlustreichen Phase seit 1980 eine markante Veränderung des Abflussregimes. Diese bestand nicht nur in einer kontinuierlichen Zunahme der jährlichen Gletscherspende, sondern auch in einem außerordentlich starken Anstieg der Abflussspitzen, welcher zweimal die umfangreiche Sanierung und Anpassung des Messgerinnes der Pegelstation Vernagtbach erforderte. Da dieses zuvor in der wissenschaftlichen Fachliteratur noch nie beschriebene Abflussverhalten auch mit dem bestehenden mathematischen Modell nur unzureichend erklärt werden konnte, wurde die Hydrologie des Vernagtferners in den Jahren 1998 bis 2000 einer erneuten intensiven experimentellen Untersuchung im Rahmen eines ebenfalls durch die DFG geförderten hydrologisch-meteorologischen Forschungsprogramms unterzogen. Das erklärte Ziel dieser Arbeiten bestand in der Klärung der Ursachen für die Form der Abflussganglinie.

Um dieses Ziel zu erreichen musste in einem ersten Schritt die durch die Ablationsprozesse an der Gletscheroberfläche gebildete Schmelzwasserwelle untersucht werden. Dies erfolgte in zwei umfangreichen mikrometeorologischen Untersuchungen zur Oberflächenenergiebilanz im August 1998 und August 2000 jeweils im Zeitraum mit den maximal auftretenden Abflüssen. Die Experimente wurden im Gegensatz zu früheren Untersuchungen mit den aufwendigsten Verfahren der Mikrometeorologie, wie etwa Eddykorrelationsmessungen direkt auf dem Gletscher durchgeführt. Sie lieferten daher einen umfassenden Einblick in die mikrometeorologischen Prozesse bei der Ablation eines Alpengletschers unter den gegenwärtigen klimatischen Randbedingungen.

Ursprünglich sollten die beiden Experimente nur Informationen zur räumlichen Variation der Ablationsprozesse unter ansonsten ähnlichen thermischen Bedingungen liefern. Glücklicherweise unterschieden sich die Intensivmessphasen jedoch deutlich im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, so dass gleich-

zeitig dessen Einfluss auf den Energieumsatz an einer Gletscheroberfläche deutlich wurde. Es konnte eine Reduktion der Ablationsraten unter Bedingungen mit niedriger Luftfeuchtigkeit beobachtet werden, welche in mehrfacher Weise den Energieaustausch beeinflusste. Diese Erkenntnisse lassen sich durchaus auf Gletscher in Trockenklimaten übertragen.

Die vorliegende Arbeit stellt in erster Linie eine umfangreiche Dokumentation dieser Untersuchungen und deren Ergebnisse dar und ordnet diese in die bisherigen Erkenntnisse bei der Erforschung des Verhaltens des Vernagtferners in der Phase der beobachteten Klimaerwärmung ein. Sie liefert damit ein weiteres Element zum Verständnis der komplexen Wirkungskette *Klima*, *Gletscher* und *Glazialabfluss*.

1. Gletscher, Ablation und Energieaustausch

Mit dem Begriff *Gletscher* wird allgemein eine zusammenhängende Masse aus körnigem Firn und Eis bezeichnet, die durch Metamorphose aus mehrere sommerliche Schmelzperioden überdauernde Schneeansammlungen gebildet wurde (WILHELM, 1978). Damit ist ihre Existenz unmittelbar an Orte gebunden, an denen viel Niederschlag in fester Form (Schnee, Hagel und Graupel) fällt, folglich durch ein gleichzeitig feuchtes und kaltes Klima gekennzeichnet sind (OERLEMANS, 2001). Feucht bedeutet in diesem Zusammenhang, dass potentielle Quellgebiete advehierter feuchter Luftmassen, wie beispielsweise Meere und Ozeane, nicht weit entfernt liegen. Niedrige Temperaturen finden sich dagegen in hohen Breiten und insbesondere in großer Seehöhe. In der freien Atmosphäre wird im Mittel eine Abnahme der Temperatur mit der Höhe $\boldsymbol{\Gamma}$ von 0.006 Km^{-1} beobachtet (LILJEQUIST, 1962).

Ein weiterer wichtiger Fakt ist, dass die maximale Aufnahmekapazität der Luft für Wasserdampf durch die Temperatur begrenzt wird. Der Sättigungsdampfdruck **E** [hPa] nimmt mit sinkender Temperatur T [°C] in einer Gesetzmäßigkeit ab, die durch die bekannte MAGNUS-*Formel* (z.B. SONNTAG, 1990)

$$\mathbf{[1.1]} \quad E = 6.112 \cdot \exp\left(\frac{17.62 \cdot T}{243.12 + T}\right)$$

beschrieben wird. Demnach nehmen beispielsweise die potentiellen Niederschlagsmengen zu den kälteren Polargebieten hin generell ab. Am günstigsten sind Bereiche, in denen feuchte Luftmassen durch Vermischung mit kalten Luftmassen oder erzwungene Hebung stark abgekühlt werden und daher Wasserdampf kondensiert. Dort treten besonders ergiebige Niederschläge auf, die bei bodennahen Temperaturen unter oder in der Nähe des Gefrierpunktes in der Regel als Schnee fallen. Typisch dafür sind die Luvseiten von hochragenden Gebirgsketten in der Nähe von Küstenlinien, die eine Barriere für die großräumige Zirkulation bilden und damit Hebungsvorgänge fördern.

Auch ohne den Einfluss der Meereshöhe ist die Temperaturverteilung der Erde wegen der unterschiedlichen Sonneneinstrahlung und der Verteilung der Kontinente höchst variabel. Im Mittel ist die Südhalbkugel kälter als die Nordhalbkugel (LILJEQUIST, 1962). Je nach geographischer Breitenlage und Entfernung zum Meer unterliegt die Lufttemperatur unterschiedlichen jahreszeitlichen Schwankungen und bestimmt damit den Zeitraum und die Häufigkeit potentieller Schneefälle. Die saisonalen Unterschiede sind in den mittleren Breiten und im Innern der Kontinentente am größten.

Während der Niederschlagsereignisse wird der feste Niederschlag in Form einer Neuschneedecke deponiert. Zudem kommt es zu Umlagerungen durch Schneeverwehung. Die damit verbundenen Vorgänge werden unter dem Begriff *Akkumulation* zusammengefasst. In der restlichen Zeit wird die Schneedecke durch unterschiedliche Prozesse abgebaut, die unter dem Begriff *Ablation* erfasst werden. Der effektivste Vorgang dabei ist die Schmelze durch Aufnahme von Strahlungsenergie und Wärme aus der Atmosphäre an der Oberfläche. Diese ist wegen der Temperaturabnahme mit der Höhe und der damit längeren Zeiträume mit Temperaturen über dem Gefrierpunkt in tieferen Lagen effizienter. Im Flachland kann daher die Schneeauflage einen vollständigen Jahreszyklus außerhalb der Polargebiete nicht überdauern. Dies ist allenfalls in höher gelegenen Gebirgsregionen möglich.

Die Umwandlung der zunächst locker gepackten Neuschneeschicht mit einer mittleren Dichte von 100 kgm^{-3} in kompaktes Gletschereis mit 910 kgm^{-3} ist ein komplizierter Prozess, der je nach den thermischen Verhältnissen unterschiedlich viel Zeit in Anspruch nimmt. Eine detailliertere Beschreibung dieser Vorgänge findet man beispielsweise bei PATERSON (1981). Beschleunigend wirkt das Eindringen von

Flüssigwasser in die Schneeschicht in Form von Schmelzwasser oder Regen. Dadurch verkürzt sich die Metamorphose auf einen Zeitraum von wenigen Jahren, wohingegen sie in den kalten und trockenen Polargebieten oder auch sehr großen Höhen bis zu mehrere 100 Jahre beanspruchen kann.

Die grundlegende Voraussetzung für die Bildung von Gletschern ist somit ein Überwiegen der Akkumulation **Ac** gegenüber der Ablation **Ab**. Zum Erhalt der Vergletscherung genügt dagegen **Ac/Ab = 1, Ac/Ab < 1** führt zu einer Reduktion der Gletschermasse.

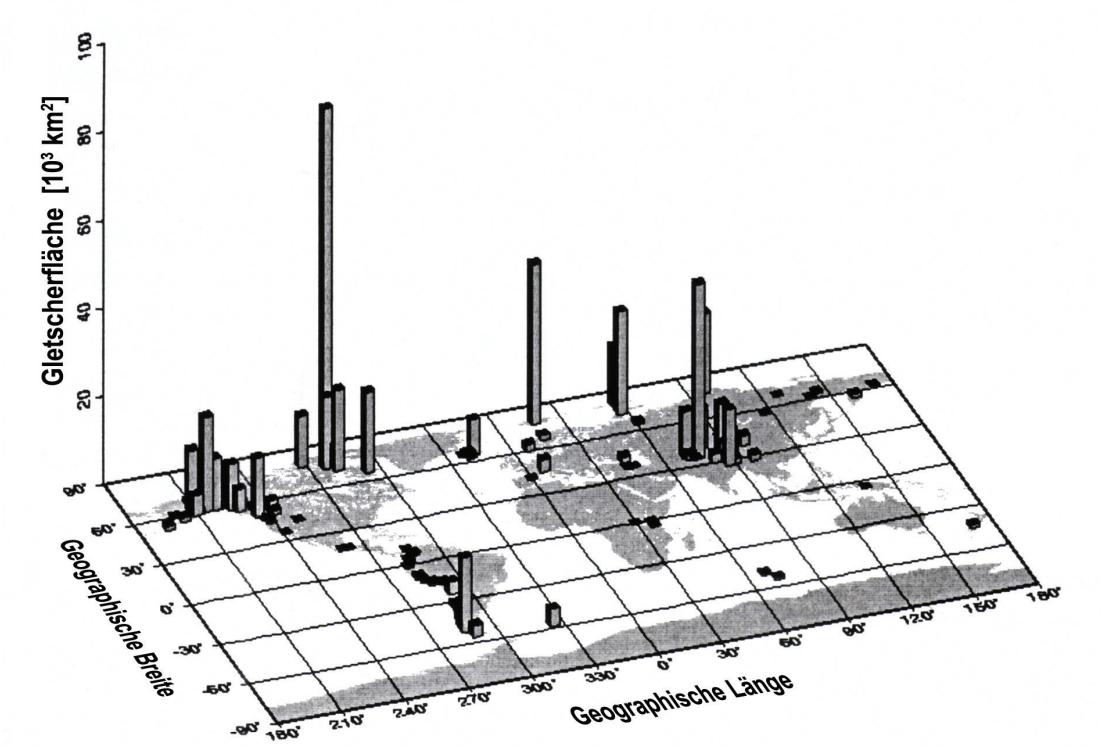


Abb. 1.1: *Globale Verteilung der Vergletscherung außerhalb der Antarktis und Grönland anhand der Gletscherfläche von 100 Regionen, die durch den World Glacier Monitoring Service (WGMS) in Zürich (*Haeberli & Hoelzle*, 1995) ausgewiesen werden. (Aus* Oerlemans*, 2001).*

Diese generelle Bedingung beschränkt das Vorkommen von Gletschern außerhalb der Polargebiete unter den gegenwärtigen klimatischen Bedingungen auf wenige ausgewählte Regionen auf der Welt. Wie anhand der durch den World Glacier Monitoring Service (WGMS) in Abbildung 1.1 ausgewiesenen Beispiele der Gletscherflächen von 100 Regionen verdeutlicht, findet man die größten Gletscherflächen hauptsächlich an der Westseite der hohen Gebirge in Alaska, Zentralasien, Patagonien und Nordkanada. In Europa finden sich Gletscher nur vereinzelt in den Gebirgsketten an der Westküste von Skandinavien und im Alpenraum.

1.1 Vorkommen von Gletschern in den Alpen

Das Verhältnis von Akkumulation zu Ablation und somit das Angebot an festem Niederschlag und die Effizienz der Erosion der Schnee- und Eisbedeckung bestimmen somit überall auf dem Globus die Entwicklung der Gletscher. Der Alpenbogen mit einer West-Ost-Erstreckung von ca. 1000 km und ca. 250 km in Nord-Süd-Richtung befindet sich auf 46° nördlicher Breite in der Klimazone der gemäßigten

Breiten, die durch ausgeprägte Variation des Temperatur- und Niederschlagsregimes geprägt ist. Niederschlag in fester Form und damit die Akkumulationsperiode ist weitgehend auf das Winterhalbjahr von Oktober bis März beschränkt, innerhalb dessen sich in der Regel eine bis in die Niederungen geschlossene Schneedecke ausbilden kann. Der Anteil des festen Niederschlags am Gesamtniederschlag eines Jahres steigt beispielsweise in Österreich von 37% auf 1500 m NN bis auf 83% auf 3000 m NN an (KUHN, 1994). In Hochlagen oberhalb 2500 m NN verlängert sich die Akkumulationsperiode um weitere zwei bis drei Monate. In den Sommermonaten Juli bis September ist Schneefall allenfalls in den Gipfellagen oberhalb von 3000 m NN gelegentlich möglich. Mit Ausnahme dieser Einzelereignisse ist von Juni bis September auch in den Hochlagen die Ablation der dominierende Prozess, in den Tieflagen ist das bereits im Frühjahr der Fall.

Während das Temperaturregime primär durch die Höhenlage bestimmt wird, ist das Niederschlagsangebot zusätzlich regional sehr unterschiedlich. Gletscher sind bevorzugt an den Stellen zu finden, wo das Akkumulationsangebot optimal und die Ablation reduziert ist. Ihre Ausdehnung wird erst nach dem nahezu vollständigen Abbau der Winterschneedecke gegen Ende der Ablationsperiode sichtbar. Dann ist die Situation vergleichbar mit dem Bild einer Strasse nach einem Niederschlagsereignis: Während der Grossteil der Fläche rasch abtrocknet, bleiben an einzelnen meist ortsfesten und tiefer gelegenen Stellen Pfützen übrig. Darin akkumuliert sich das Regenwasser, so dass es erheblich länger dauert, bis es ebenfalls durch die Verdunstung wieder verschwindet.

Die Lage der für den Erhalt von Gletschern begünstigten Regionen in den Alpen ist auf einem Satellitenbildmosaik bestens erkennbar, das im Sommer nach dem Abbau der Winterschneedecke aufgenommen wurde. Auf Grund ihrer gegenüber der Umgebung deutlich erhöhten Reflexion der kurzwelligen Einstrahlung heben sich Schnee- und Eisflächen so kontrastreich ab, dass auch ihre Verteilung und Orientierung sichtbar wird. Kombiniert man ein derartiges Mosaik mit einer hochaufgelösten Kartierung der Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen wie in *Abbildung A auf Tafel I,* so erkennt man, dass ein überdurchschnittliches Niederschlagsangebot (blaue Färbung), wie es überwiegend in den Randbereichen der Alpen auf Grund der dort verstärkt auftretenden Hebungsvorgänge anzutreffen ist, allein nicht genügt, um Gletscher entstehen zu lassen oder zu erhalten. Vielmehr ist die Höhenlage oberhalb von 3000 m NN und die damit verbundene Verlängerung der Akkumulationsperiode bzw. die Verkürzung der Ablationsperiode das entscheidende Kriterium. Bevorzugt sind Regionen, die sowohl einem hohen Niederschlagsangebot unterliegen als auch reich an Gipfeln sind, die über das Niveau von 3000 m NN hinausragen. Beispiele dafür sind das Berner Oberland in den Westalpen oder die Zillertaler Alpen und die Hohen Tauern in den Ostalpen. Dort findet man die gegenwärtig sowohl bezüglich ihrer Masse als auch ihrer Flächenausdehnung größten Gletscher der Alpen wie den Großen Aletschgletscher mit einer Fläche von 85 km^2 in den Berner Alpen oder das Pasterzenkees (19 km^2) am Großglockner. In den Nördlichen Kalkalpen oder dem Tessin dagegen sind Gletscher sehr selten, da nur sehr wenige Mas-sive bis an die 3000 m-Grenze reichen. Die Gesamtfläche aller Gletscher in Bayern erreicht nicht einmal mehr 1 km^2 (ESCHER-VETTER, 2002).

In den Zentralalpen und speziell in den inneralpinen Tälern ist das Niederschlagsangebot auf Grund von Abschirmungs- und Föhneffekten unterdurchschnittlich (rötliche Färbung). Die dort befindlichen Bergketten reichen aber bis nahe an 4000 m NN, so dass sie dennoch große zusammenhängende Gletscherflächen aufweisen. Beispiele sind die Ortlerregion und die Ötztaler Alpen. Wegen ihrer „mangelhaften Ernährung" verdanken diese Gletscher ihre Existenz jedoch primär den Eisreserven, die unter den klimatischen Bedingungen vor 1850 angesammelt wurden (BRAUN & WEBER, 2002a). Die seit dieser Zeit und insbesondere im letzten Jahrhundert beobachtete globale Erwärmung (IPCC, 2001) und der damit verbundene Anstieg der mittleren Frostgrenze um über 200 m hat vor allem in den Trockengebieten der österreichischen und italienischen Alpen zu Massenverlusten der Gletscher von bis zu 75% der Masse um 1850 geführt.

Zu den Gletschern der Ötztaler Alpen mit hohen Massenverlusten gehört auch der Vernagtferner, an dem die in dieser Arbeit geschilderten detaillierten Untersuchungen zur Eisablation durchgeführt wurden. Er ist mit 8.5 km^2 neben dem benachbarten Gepatschferner (17.5 km^2), dem Mittelbergferner (12 km^2) und dem etwa gleich großen Hintereisferner einer der größten Gletscher in der Region.

1.2 Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung

Sobald sich eine Neuschneedecke gebildet hat, wird sie unmittelbar wieder abgebaut. Der Höhenbereich, in dem die Akkumulation stattfindet ist im Hochgebirge relativ scharf durch das Niveau begrenzt, in dem Schnee in Regen übergeht. In der Realität ist die sogenannte Schneegrenze jedoch wesentlich diffuser. Beispiele zeigen die Abbildungen 1.2 und die Luftaufnahme der Ötztaler Alpen *Abbildung B auf Tafel I.* Über dem heterogen gegliederten Gebirgsrelief wird der Schnee nicht gleichmäßig deponiert.

Die Neuschneedecke besitzt zunächst nur eine geringe Dichte von etwa 100 kgm^{-3}. Sie besteht aus einem lockeren Gefüge von Eiskristallen und ist insbesondere bei tiefen Temperaturen zunächst höchst instabil. Deshalb können Teile durch die Windkräfte verfrachtet und an anderer Stelle deponiert werden. Des Weiteren können im steilen Gelände erhebliche Schneemengen temporär durch Lawinenabgänge verlagert werden. Diese beiden mechanisch bedingten Formen der Ablation sind sehr effizient und insbesondere in den Höhenbereichen wirksam, in denen wegen zu tiefen Temperaturen keine Schmelze stattfinden kann. In den Abbildungen 1.2 und I-B ist deutlich sichtbar, dass steile Gipfelgrate und Wände nahezu schneefrei geblasen wurden. Dieser Schnee wird in den tiefer gelegenen flacheren Karmulden zusätzlich deponiert. Im Bereich der Schneegrenze sind zusätzlich Lawinenbahnen erkennbar, auf denen erhebliche Schneemassen weit unter diese transportiert werden.

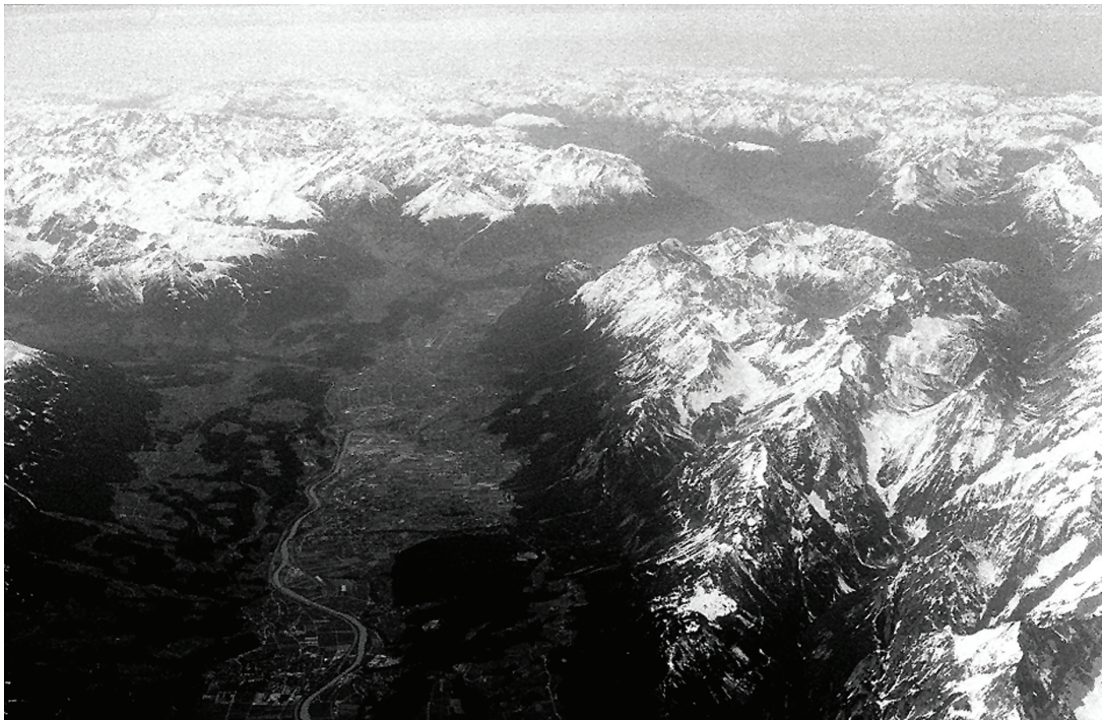


Abb. 1.2: *Blick nach Westen entlang des Inntals auf Innsbruck und die noch mit Winterschnee bedeckte Nordkette 2334 m NN (rechts). Im Hintergrund das Stubai (links) und das Mieminger Plateau mit der Hohen Munde 2659 m NN und dem Gaistal (rechts oben). (Foto: L. Braun, 26.4.2000)*

Dieser Mechanismus der Wind- und Lawinenverfrachtung hat auf die Gletscherbildung erheblichen Einfluss, denn er erhöht an bestimmten bevorzugten Stellen ähnlich dem im vorigen Abschnitt erwähnten „Pfützeneffekt“ die Akkumulation. Unter günstigen Umständen kann genau in diesen Bereichen die Bedingung erfüllt werden, dass die lokale Akkumulation größer als die Ablation ist und ein Teil des Schnees die Ablationsperiode auch in einer Höhenlage überdauert, in der eine freie Schneedecke vollständig abschmelzen würde. Ein typisches Beispiel für einen derartigen Gletscher ist der Höllentalferner an der

Nordseite der Zugspitze, der in einem engen Kessel mit steilen Wänden liegt. Er wird überwiegend von Triebschnee und Lawinen genährt und zusätzlich durch die umgebenden Felswände weitgehend vor der direkten Bestrahlung geschützt. Deshalb hat er trotz seiner ungewöhnlich tiefen Höhenlage von 2250 m NN bis 2500 m NN im Gegensatz zu dem zwischen 2600 m NN und 2800 m NN gelegenen Nördlichen Schneeferner nur wenig an Masse und Fläche verloren (Escher-Vetter *et al.*, 1998).

Die Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung ist in Lagen oberhalb der permanenten Frostgrenze wie beispielsweise im Himalaya die wesentliche Form des Schneedeckenabtrags. Ohne diesen Mechanismus wären diese Gipfel längst unter einem mehrere Kilometer mächtigen Eispanzer verschwunden.

Die Quantifizierung oder gar modellhafte Beschreibung dieses für die Schnee-, Gletscher- und Abflussmodellierung äußerst wichtigen Prozesses ist noch immer Gegenstand der Forschung. Ein operationell im Hochgebirge verwendbarer physikalisch basierter Modellansatz ist bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht verfügbar (Burlando *et al.*, 2002). In den meisten Fällen verlagert man das der Ablation zugeordnete Problem auf die Dynamik der räumlichen Verteilung der Akkumulation. Anhand der statistischen Analyse von Höhenprofilen der gemessenen Winterakkumulation werden zum Beispiel Korrekturfunktionen für die Höhenverteilung des Niederschlags abgeleitet (Moser *et al.*, 1986). Der Schneeeintrag im eisfreien Gebiet wird auf nur 60% dessen auf dem Gletscher abgeschätzt. Komplexer sind Interpolationsverfahren des räumlichen Akkumulationsmuster auf der Basis von geostatistischen Methoden, wie sie beispielsweise von Balk & Elder (2000) vorgeschlagen werden. Ein alternativer Ansatz wird mit so genannten „Neuverteilungs-Modellen" (z.B. Hartmann et al., 1999) verwendet, die den am Punkt gemessenen Niederschlagseintrag unter Berücksichtigung von Parametern wie Wind, Schwerkraft, Topographie und Vegetation über das Gelände verteilen. Ein inzwischen weit verbreitetes Modell dieser Art ist SnowTrans-3D (Liston & Sturm, 1998).

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Ablationsverhältnisse nur über kurze Zeiträume während der Ablationsperiode unter den jeweiligen Akkumulationsbedingungen untersucht werden, muss auf diesen wichtigen Teilaspekt der Ablation an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Der folgende Abschnitt behandelt daher das zentrale Thema, nämlich das der Ablation durch Schmelzprozesse an der Oberfläche.

1.3 Ablation durch Schmelze – die Oberflächenenergiebilanz

Der Phasenübergang des Wassers von fest nach flüssig und umgekehrt ist jedermann ein vertrauter natürlicher Vorgang. Es handelt sich dabei um einen rein energetischen Prozess, die ursprüngliche Masse wird dabei nicht verändert, lediglich die Dichte wird beim Schmelzen vergrößert oder beim Gefrieren verringert. Allerdings haben Eis und Wasser völlig verschiedene Stabilitätseigenschaften. Einen Eiswürfel mit einer Kantenlänge von 10 cm kann man problemlos auf den Tisch stellen, mit einem Liter Wasser gelingt dies ohne geeignetes Gefäß nicht. Die inneren Kräfte zwischen den Molekülen sind zu gering, als dass sie den äußeren Kräften wie der Schwerkraft standhalten können, folglich fließt das Wasser entweder längs einem Gefälle oder seitlich davon. Erst dieser Transport führt zu einer Massenänderung im ursprünglichen Volumen und damit zu einer Verringerung der Eismasse im Sinne der Ablation. Ein Gletscher oder eine Schneedecke verliert nicht durch den Schmelzprozess allein an Masse, sondern durch den Abfluss des gebildeten Schmelzwassers. Umgekehrt kann gefrorenes Wasser z. B. in Form von Schnee aber auch durch den Vorgang des Gefrierens auf einem Gletscher deponiert werden.

Dennoch ist die Phasenumwandlung von Eis durch Schmelze oder Sublimation bereits für sich allein ein wichtiger Prozess für die Ablation. Jeder Körper ist über seine Oberfläche im ständigen Energie- und im beschränkten Maße auch Massenaustausch mit seiner natürlichen Umgebung. Die wichtigsten Formen des Energieaustauschs sind

- Strahlungsfluss in Form von elektromagnetischen Wellen
- Turbulenter Wärmeaustausch mit der umgebenden Luftmasse
- Latenter Wärmeaustausch über den Wasserdampf aus der umgebenden Luftmasse

- Molekulare Wärmeleitung in den Körper
- Advektion von Wärme z.B. durch den Niederschlag oder eine Kontaktfläche

Jeder dieser Energieflüsse kann für sich einen Gewinn oder Verlust bedeuten. Ihre Summe entspricht der Energie, die dem Körper zugeführt oder entzogen wird. Dies lässt sich einfach in Form der allgemeinen Wärmehaushaltsgleichung oder Energiebilanz der Oberfläche formulieren:

$$\mathbf{[1.2]} \quad R + H + LE + G + PW = S \quad \text{mit}$$

R : *Kurzwellige und langwellige Strahlungsbilanz [Wm^{-2}],*
H : *Turbulenter Strom fühlbarer (sensibler) Wärme [Wm^{-2}],*
LE : *Turbulenter Strom der latenten Wärme (Verdunstung, Kondensation) [Wm^{-2}],*
G : *Wärmefluss in den oder aus dem Körper [Wm^{-2}],*
PW: *Wärmezufuhr durch den Niederschlag [Wm^{-2}],*
S : *der Oberfläche zugeführte oder entnommene Gesamtenergie [Wm^{-2}].*

Die Vorzeichen der Terme werden in der Gleichung [1.2] so gewählt, dass positive Energieflüsse eine Energiezufuhr zur Oberfläche bedeuten. Wird dem Körper Energie zugeführt, so wird sich dessen Temperatur an der Oberfläche $\mathbf{T_0}$ zunächst erhöhen. Da $\mathbf{T_0}$ ein bestimmender Parameter für die Größe der Energieflüsse selbst ist, sich diese somit vergrößern oder verkleinern können, stellt sich nach einiger Zeit ein Gleichgewicht ein, so dass $\mathbf{S} = 0$ resultiert. Für einen Eiskörper oder auch eine Schneedecke ergibt sich nun die Besonderheit, dass sowohl die Oberflächentemperatur als auch der Körper an sich einen Wert von 0° C nicht überschreiten kann. Sobald die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt erreicht, beginnt der Prozess des Phasenübergangs von fest nach flüssig. Dieser verbraucht selbst eine gewisse Wärmemenge pro Masseneinheit, die allgemein als Schmelzwärme für Eis bezeichnet wird. Diese beträgt bis auf eine geringe Druckabhängigkeit konstant $3.337 \cdot 10^5$ Jkg^{-1}. Somit liefert die Energiebilanzgleichung einen direkten Bezug zwischen der externen Energiezufuhr **S** [Wm^{-2}] über die Oberfläche **F** und der innerhalb des Zeitraums **Δt** [**s**] gebildeten Schmelzwassermasse $\mathbf{M_S}$

$$\mathbf{[1.3]} \quad M_S = \frac{S \cdot F \cdot \Delta t}{3.337} \cdot 10^{-5} \quad \text{[kg]}.$$

Die Abhängigkeit von der Oberfläche ist ein aus dem Alltag bekanntes Phänomen. Ein Eisbrocken schmilzt deutlich schneller, wenn man ihn in kleine Stücke zerteilt und damit die schmelzende Oberfläche vergrößert.

Die allgemeine Energiebilanzgleichung [1.2] gilt in dieser Form uneingeschränkt, und kann daher auch auf jede beliebige Schnee- oder Eisoberfläche prinzipiell angewendet werden. Ausführliche Darstellungen und Diskussionen finden sich in der Literatur und Lehrbüchern (z.B. Escher-Vetter, 1980; Kuhn, 1984; Stull; 1988; Kuhn, 1994; Escher-Vetter, 2000). Sie ist zunächst unabhängig von der Größe, Neigung und Orientierung der betrachteten Fläche. Die zur Schmelze verfügbare Energie **S** ergibt sich als Summe der Terme auf der linken Seite der Gleichung. Der Vorgang der Schnee- und Eisschmelze ist eine Senke für Energie. Sie findet daher nur dann statt, wenn sich für **S** numerisch ein positiver Wert ergibt und sich die zunächst in der Energiebilanzgleichung nur implizit enthaltene Eistemperatur $\mathbf{T_0}$ auf dem Schmelzpunkt befindet. Umgekehrt ist dies aber nicht gleichbedeutend damit, dass auch die Temperatur der darüber liegenden Luftschicht **T** zwingend auf dem Schmelzpunkt liegen muss. Kuhn (1987) beispielsweise zeigt in einer Analyse, dass unter den Bedingungen relativ starker Einstrahlung die Schmelze bereits bei Lufttemperaturen von –10°C einsetzen kann, andererseits bei einem niedrigen Strahlungsangebot zusammen mit einem niedrigen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre auch bei +10°C noch unterbleibt. Ist an der Oberfläche flüssiges Wasser vorhanden, kann dieses prinzipiell auch gefrieren. Bei der Phasenumwandlung wird eine mit der Schmelzwärme identische Menge an Gefrierwärme frei,

die durch einen negativen Wert von **S** kompensiert wird. Das Flüssigwasser kann entweder von vorangegangenen Schmelzvorgängen übrig sein oder durch Kondensation von Wasserdampf aus der Luft an der kalten Oberfläche gebildet werden.

Die Energiebilanzgleichung gilt selbstverständlich auch für den Fall, dass keine Schmelze auftritt, weil die Temperatur der Oberfläche unterhalb des Schmelzpunktes verbleibt. Eine solche Situation ist in den Alpen in den Wintermonaten oder in hoch gelegenen außeralpinen Gebirgsregionen, die über die dort bei ca. 5500 m NN liegende Frostgrenze hinausragen, sogar ganzjährig die Regel. Unter diesen Bedingungen ist **S** = 0, die möglicherweise vorhandenen Gewinne aus der Strahlungsbilanz werden dann durch die turbulenten Flüsse der sensiblen Wärme **H** und der Verdunstung **LE** und den Fluss in oder aus dem Eiskörper oder der Schneedecke **G** kompensiert. **H** vermag in effizienterer Weise als die kaum vorhandene molekulare Wärmeleitung Enthalpie aus der Atmosphäre zur Oberfläche hin oder in umgekehrter Richtung zu transportieren. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass über der Oberfläche eine turbulente Strömung herrscht, also mehr oder weniger irreguläre Luftbewegungen in Richtung der Oberfläche oder von ihr weg stattfinden. Weiterhin muss ein Unterschied zwischen der Enthalpie der Atmosphäre und der an der Oberfläche bestehen. Der Mechanismus dieses Prozesses wird im Kapitel 5 ausführlich behandelt. Ohne Luftbewegung ist der Wärmeübergang zwischen der Oberfläche und der umgebenden Atmosphäre bedeutungslos, da Luft eine ausgesprochen schlechte molekulare Wärmeleitung besitzt.

Über den gleichen Mechanismus wird nicht nur eine Eigenschaft wie die Enthalpie, sondern auch der in der Luft enthaltene Wasserdampf an die Oberfläche herangeführt oder von ihr weg transportiert, was durch den Term **LE** ausgedrückt wird. Da auf diesem Wege Phasenübergänge stattfinden können, die im Falle von Kondensation Wärme freisetzen oder im Falle von Verdunstung Energie verbrauchen, handelt es sich auch hierbei um einen Energietransport, wenn auch um einen „verborgenen" oder latenten. Bestimmend für die Richtung des Transportes ist wiederum der Unterschied des Wasserdampfgehaltes an der Oberfläche und der angrenzenden Luftschicht. Ist dort die Luft im Sinne von Gleichung [1.1] gesättigt, kann sie keinen weiteren Wasserdampf mehr aufnehmen, und damit kann auch kein Transport stattfinden.

Unmittelbar an einer Schnee- oder Eisoberfläche herrscht wegen des unbeschränkten Wasserangebotes immer Sättigung. Im Falle einer schmelzenden Oberfläche und $\mathbf{T_0 = 0° C}$ beträgt der lokale Wasserdampfdruck somit nach Gleichung [1.1] 6.11 hPa. Bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt gilt diese Bedingung $\mathbf{e = E(T_0)}$ immer noch, die Koeffizienten in Gleichung [1.1] unterscheiden sich jedoch geringfügig (das Argument der Exponentialfunktion nimmt die Form $22.46 \bullet \mathbf{T}/[272.64+\mathbf{T}]$ an). Ist der tatsächliche Wasserdampfgehalt in der Luft höher als dieser Grenzwert, findet Kondensation statt, wobei Wärme an der Oberfläche freigesetzt wird. Im anderen Fall erfolgt Verdunstung, bei der Energie verbraucht wird. Eine turbulente Luftbewegung ist wiederum erforderlich, um diesen Wasserdampf in die Atmosphäre zu transportieren. Ansonsten wird die Verdunstung unterbunden. Bei sehr niedrigen Temperaturen wird die flüssige Phase umgangen, Schnee und Eis gehen durch Sublimation unmittelbar in den dampfförmigen Zustand über, konsumieren dabei jedoch die höhere Sublimationsenergie (ca. $2.83 \bullet 10^6$ Jkg^{-1}). In diesem Fall kann man statt der Verdunstung auch von einem Sublimationsfluss sprechen. Der Sublimationsprozess bewirkt wie die Verdunstung einen direkten Massenverlust für den Eiskörper oder die Schneedecke, die effektiven Ablationsraten betragen aber pro Energieeinheit nur etwa 10% von denen bei Schmelze, falls das Schmelzwasser unmittelbar abgeführt werden kann. Damit Ablation durch Sublimation effizient ist, ist sowohl ein großes Energieangebot durch die Strahlungsbilanz als auch ein entsprechend hoher Turbulenzgrad in der Strömung erforderlich.

Um die Energiebilanzgleichung zur Berechnung der verfügbaren Schmelzenergie auf Spezialfälle anwenden zu können, müssen die Einzelterme detaillierter betrachtet werden. Der Term **PW** beispielsweise soll die durch den Niederschlag oder einen lateralen Zufluss (z.B. abfließendes Schmelzwasser) der Oberfläche zu- oder abgeführte Wärme beschreiben, falls sich seine Temperatur und die der Oberfläche $\mathbf{T_0}$ signifikant unterscheiden. Tritt kein Wiedergefrieren des Regens oder des Schmelzwassers auf, kann der Term **PW** in der Energiebilanzgleichung in der Regel getrost vernachlässigt werden. Die spezifische Wärme des Regenwassers beträgt um den Gefrierpunkt etwa $4.2 \bullet 10^3$ $J \bullet kg^{-1} \bullet K^{-1}$. Dessen Temperatur liegt im Bereich oberhalb von 0°C, jedoch meist unterhalb der mittleren Lufttemperatur der bodennahen

Grenzschicht. Es muss schon ein deutlicher Temperaturunterschied von einigen K zwischen dem Regen und der Oberfläche bestehen und der Wärmeinhalt vollständig an das Eis abgegeben werden, um an der Oberfläche einen nennenswerten Energiefluß zu erzeugen. Über eine Schnee- oder Eisdecke abfließendes Schmelzwasser erwärmt sich auf seinem Fließweg allenfalls im Bereich von einigen 10tel-Graden. Regen war letztlich kurz vor dem Erreichen der Oberfläche noch in der Eisphase, daher kann er sich auf dem kurzen Fallweg durch die Atmosphäre ebenfalls nur wenig erwärmen. Konkrete Daten zu den tatsächlichen Verhältnissen liegen nicht vor, aber eine Beispielrechnung zeigt, dass 2mm Niederschlag innerhalb einer Stunde mit einer Temperatur von 2°C bei vollständiger Wärmeabgabe lediglich einen zusätzlichen Fluss von ca. 4 Wm^{-2} liefern. Während der für diese Arbeit durchgeführten Untersuchungen fiel kein Niederschlag.

Eine Schneedecke jedoch ist im Unterschied zu massivem Eis durchlässig für Luft und Wasser. Schmelzwasser und flüssiger Niederschlag, aber auch Luft und insbesondere Wasserdampf können in die Schneedecke eindringen und damit deren Wärmeinhalt durch Freisetzen von Gefrierwärme und Kondensation verändern. Somit müssen zusätzlich die Vorgänge innerhalb der Schneedecke betrachtet werden, die beispielsweise KUHN (1984) detailliert beschreibt. Der wichtigste ist die Erwärmung der Schneedecke durch Einsickern von Flüssigwasser und Wiedergefrieren in tieferen Schichten. Da die spezifische Wärme von Schnee mit ca. $2.1 \cdot 10^3$ $J(kgK)^{-1}$ weniger als 1% der Masse an gefrierendem Schmelzwasser pro Kelvin Erwärmung erfordert, kann eine relativ geringe Menge an eindringendem Niederschlag oder Schmelzwasser mächtige Schichten der Schneedecke in kurzer Zeit auch von sehr tiefen Temperaturen auf den Schmelzpunkt heben, was sonst auf Kosten der anderen Flüsse durch **G** bewirkt werden müsste. OERLEMANS (2001) zeigt dies anhand eines einfachen Zahlenbeispiels, nach dem das Schmelzen und Wiedergefrieren von 12.5 cm einer 2 m mächtigen Winterschneedecke genügen, um die gesamte Schicht von einer Temperatur von –10°C auf 0°C zu erwärmen. Dies erklärt, warum nach dem Einsetzen der Schneeschmelze insbesondere nach Regenfällen auch relativ mächtige Schneeschichten rasch von oben her abgebaut werden können. Ansonsten sind die Flüsse innerhalb der Schneedecke, gemessen an der Strahlungsbilanz oder den turbulenten Flüssen, vernachlässigbar klein, sie haben aber eine wichtige Funktion bei der Metamorphose des Schnees (OERLEMANS, 2001) und damit für den Abfluss.

Folglich bleiben im Wesentlichen die Terme **R**, **H** und **LE** als maßgebliche Quellen und Senken für die Schmelzenergie übrig. Ohne auf die ausführlichere Darstellung der Problematik in den Kapiteln 4 bis 6 vorgreifen zu wollen, kann die Strahlungsbilanz als der wichtigste Energielieferant für die Schmelze benannt werden. Hierbei handelt es sich um den Saldo der an der Oberfläche absorbierten, reflektierten und emittierten elektromagnetischen Strahlungsflüsse. Da diese unterschiedliche Quellen und Eigenschaften haben, ist es sinnvoll, **R** in das Integral über den langwelligen ($\mathbf{R_L}$) und den kurzwelligen ($\mathbf{R_S}$) Spektralbereich und die einzelnen Komponenten aufzuspalten:

$$\textbf{[1.4]} \quad R = R_L + R_S = (L\uparrow + L_G) + (S_G + S_R) \quad \text{mit}$$

- $\mathbf{L\uparrow}$: an der Oberfläche emittierte langwellige Strahlung
- $\mathbf{L_G}$: langwellige Gegenstrahlung aus der Atmosphäre
- $\mathbf{S_G}$: Globalstrahlung
- $\mathbf{S_R}$: an der Oberfläche reflektierte Strahlung

Physikalische Details zu den Komponenten werden im Kapitel 6 behandelt. An dieser Stelle sei nur soviel erwähnt, dass die Terme unter unterschiedlichen Verhältnissen unterschiedliche Bedeutung haben. Die Globalstrahlung $\mathbf{S_G}$ beispielsweise hat in der Natur ihre Quellen in der Sonnenstrahlung, die aus dem Anteil der gerichtet ausgesandten direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ und der aus dem restlichen Himmelsgewölbe ungerichtet eintreffenden diffusen Himmelsstrahlung $\mathbf{S_H}$ zusammengesetzt ist. Sie steht nur tagsüber zur Verfügung und stellt immer einen Gewinn an Energie dar. Absorbiert wird an der Oberfläche nur ein Bruchteil, denn die reflektierte Strahlung $\mathbf{S_R}$ stellt immer einen Verlust dar, dessen Größenordnung von den Reflexionseigenschaften der Oberfläche abhängt. Diese sind für eine Schneeoberfläche besser als für massives Eis. Deshalb wird an einer Schneefläche generell weniger kurzwellige Strahlung absorbiert als an

einer Eisfläche. Wie im Kapitel 6 gezeigt, kann $\mathbf{S_G}$ maximale Werte bis zu ca. 1000 Wm^{-2} an wolkenlosen Tagen annehmen, im Tagesmittel sind es dagegen nur ca. 400 Wm^{-2}, an bewölkten Tagen deutlich weniger. Absorbiert wird davon an einer Schneeoberfläche nur ca. 20%, über Eis immerhin zwischen 70% und 80%.

Im langwelligen Bereich haben Eis und Schnee nahezu ideale Emissions- und Absorptionseigenschaften. Sie emittieren quasi wie ein schwarzer Körper mit ihrer Oberflächentemperatur $\mathbf{T_0}$ nach dem STEFAN-BOLTZMANN´schen Gesetz

$$\mathbf{[1.5]} \quad L\uparrow \approx -\varepsilon_{SB} \cdot (T_0 + 273.15)^4 \quad [Wm^{-2}],$$

wobei die Konstante $\boldsymbol{\sigma_{SB}}$ den Wert $5.67 \bullet 10^{-8}$ $W \bullet m^{-2}K^{-4}$ besitzt. Für eine schmelzende Oberfläche ergibt sich damit ein Verlust von 315 Wm^{-2}, und dieser ist konstant über den Tag wirksam. Reduziert wird er jedoch durch die Absorbtion an langwelliger Strahlung aus der Umgebung. In der Natur ist dies die langwellige Gegenstrahlung der Atmosphäre, in einem abgeschlossenen Raum, z.B. einem geheizten Zimmer, ist es im Wesentlichen die Wärmestrahlung der Decke, Wände, Boden und Möbel. Bei einer angenommenen Raumtemperatur von 22°C beträgt $\mathbf{L_G}$ ca. 430 Wm^{-2}. Die natürliche Gegenstrahlung hat als Quelle die langwellige Emission der Atmosphäre, dabei insbesondere ihrer Bestandteile CO_2 und Wasserdampf. Wie im Abschnitt 6.2.3 genauer erläutert ist $\mathbf{L_G}$ über einem Gletscher zahlenmäßig in etwa vergleichbar mit $\mathbf{L\uparrow}$, in der Regel sogar noch kleiner. In der Natur liefert die langwellige Strahlungsbilanz entweder keinen Beitrag oder sogar einen Verlust zur Schmelze, in einem abgeschlossenen Raum dagegen ist sie die wichtigste Größe. Während die kurzwellige Strahlungsabsorption eine Richtungsabhängigkeit besitzt, wirkt die langwellige Strahlung in einem Raum von allen Seiten. Deshalb ist es nicht verwunderlich, dass ein Eiswürfel in einem geheizten Raum auch ohne solare Bestrahlung sehr viel schneller schmilzt als ein vergleichbares Stück Gletscher in der Natur. Hierbei ist der langwellige Anteil der Strahlungsbilanz die maßgebliche Einflussgröße.

In der *Farbabbildung A auf Tafel II* sind die Komponenten der Energiebilanz und ihre generelle Richtung für die Verhältnisse über einer schmelzenden Eisoberfläche auf einem Gletscher noch einmal schematisch zusammengefasst. Auf die Terme **PW** und **G** wurde gemäß ihrer untergeordneten Beiträge verzichtet. Der Strom latenter Wärme **LE** kann je nach Wasserdampfgehalt der Luft einen Beitrag zur Schmelze liefern oder sie reduzieren.

Um die Vorgänge bei der Ablation eines Gletschers durch die Schmelze quantifizieren zu können, ist deshalb die Untersuchung der Energiebilanz und der Abhängigkeit ihrer Terme von den klimatischen Basisgrößen Strahlung, Temperatur, Wind und Feuchte im Detail erforderlich. Dies erfolgte im Rahmen von zwei mikrometeorologischen Experimenten im Sommer 1998 und 2000 am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen. Deren Durchführung und Ergebnisse werden ab Kapitel 4 detailliert beschrieben.

1.4 Gletscherentwicklung und Klima

Das Verständnis der Beziehung zwischen dem Verhalten eines Gletschers und dem Klima erfordert eine möglichst umfassende modellhafte Beschreibung aller Prozesse, die zu seiner Bildung und Veränderungen führen. In den einleitenden Abschnitten wurden lediglich drei Aspekte, der Aufbau einer Schneedecke, die Ablation durch Windverfrachtung und die durch Schnee- und Eisschmelze angeführt. Bei der Gesamtbetrachtung eines Gletschers sind aber noch unzählige weitere Faktoren von Bedeutung, zu deren Erschließung sehr lange Beobachtungsreihen erforderlich sind. Selbst an sehr intensiv erforschten Gletschern wie dem Hintereisferner oder dem Vernagtferner bestehen erhebliche Datenlücken, die nur durch modelltheoretische Annahmen geschlossen werden können. Eine Vorstellung von der Komplexität der Zusammenhänge gibt OERLEMANS (2001), der auch viele Ansätze zu deren Modellierung beschreibt.

Ein unmittelbarer Bezug zwischen den Schwankungen der Klimaparameter einerseits und den Veränderungen eines Gletschers andererseits besteht nur hinsichtlich der Schwankungen des Massenhaushalts

(Reinwarth & Stäblein, 1972). Zur Bestimmung des Massenhaushalts werden die an der Gletscheroberfläche wirksamen Beiträge der Akkumulation und der Ablation lokal innerhalb eines Haushaltsjahres bilanziert und über die Gletscherfläche integriert:

$$\textbf{[1.6]} \quad B = \int (ac + ab)dxdy$$

Das Haushaltsjahr beinhaltet eine vollständige Akkumulationsperiode und die darauffolgende Ablationsperiode und umfasst in der Regel den Zeitraum vom 1.Oktober bis 30. September.

Während die Veränderung eines Klimaparameters lokal verzögerungsfrei wirksam wird, sind die beobachteten Veränderungen im Erscheinungsbild eines Gletschers erst als Reaktion der gesamten Eismasse auf die Schwankungen der Nettomassenbilanz zu erkennen (Meier & Post, 1962). Sie werden in weitaus stärkerem Maße durch den aktuellen Stabilitätszustand des Systems und individuelle Faktoren wie beispielsweise die Masse und Dicke des Eiskörpers, die Fließgeschwindigkeit des Eises und ihre Verteilung, Form und Neigungswinkel des Gletscherbetts und der Gletscherzunge verursacht. Somit sind Ereignisse wie ein rascher Vorstoß einer Gletscherzunge oder auch deren Stationarität nicht streng an einen Massenzuwachs bzw. Massenerhalt des Gesamtgletschers gekoppelt. Während die Änderung des Nettomassenhaushaltes unmittelbar auf die Änderung der Klimaparameter erfolgt, können bis zu einer merklichen Änderung der Fläche oder der Zungenlänge eines Gletschers je nach Dimension und Zustand noch Jahre bis Jahrzehnte vergehen. Deshalb sind diese leicht bestimmbaren geometrischen Größen nur bei gleichzeitiger Kenntnis der Gletscherdynamik als Indikator für die Beziehung Gletscher – Klima und damit für eine quantitative Beurteilung der Klimaentwicklung geeignet. Es gilt daher eine für unterschiedliche Gletscher einheitliche Bezugsgröße zu finden, in der diese individuellen Faktoren eine eher untergeordnete Rolle spielen.

Das dafür bislang am besten geeignete Maß ist die Nettomassenbilanz, insbesondere die auf die Gletscherfläche $\mathbf{A_G}$ bezogene spezifische Nettomassenbilanz $\mathbf{b = B/A_G}$. Sie zeigt eine hohe Korrelation zu den klimatischen Randbedingungen, da die wesentliche Störung durch die Eisdynamik, nämlich die Veränderung der Flächengeometrie, weitgehend eliminiert wird. Obwohl sowohl die Akkumulationsprozesse als auch die Ablationsprozesse temporär an jedem Punkt des Gletschers wirksam sein können, empfiehlt es sich, zum besseren Verständnis der Problematik die Gletscherfläche zunächst in zwei Areale aufzuteilen: zum einen in das den oberen Bereich des Gletschers einnehmende Akkumulationsgebiet, in dem über einen Jahreszyklus die akkumulativen Prozesse überwiegen; zum anderen in das tiefer gelegene Ablationsgebiet, in dem die Ablationsvorgänge dominieren. Sie werden auch als Nährgebiet und Zehrgebiet bezeichnet. Die absoluten Massengewinne und –verluste des Gletschers sind von der Flächenausdehnung dieser Teilgebiete und der Effizienz der dort stattfindenden Vorgänge abhängig. Getrennt werden sie durch die sogenannte Gleichgewichtslinie. Deren mittlere Höhe (ELA) steht im engen Zusammenhang mit der aktuellen spezifischen Gletschermassenbilanz **b**.

Die tatsächlichen Veränderungen der Gletscheroberfläche erfordern den Einbezug der Gletscherbewegung. Kuhn *et al.* (1999) geben eine auf der Annahme der Massenerhaltung und der Vernachlässigung von Lateralbewegungen basierende Modellgleichung für die Änderung der Dicke des Gletschers $\mathbf{h_G}$, der Bewegungsgeschwindigkeit des Eises V_G und der spezifischen Massenbilanz **b** an.

$$\textbf{[1.7]} \quad \frac{\partial h_G}{\partial t} + \overline{h}_G \frac{\partial V_G}{\partial x} + \overline{V}_G \frac{\partial h_G}{\partial x} = \frac{b}{r_{Eis}}$$

Der dritte Term auf der linken Seite beschreibt einen Vorstoß der Gletscherzunge, der erste Term bietet die Grundlage der Bestimmung der Massenbilanz nach der geodätischen Methode, bei der die Massenbilanz über einen längeren Zeitraum anhand der Volumendifferenz aus der Änderung der Höhenlage der Oberfläche des Gletschers bestimmt werden kann. Die Integration über die Gesamtfläche eines stationären Gletschers lässt den 2. und 3. Term verschwinden.

Ob ein Gletscher starken eisdynamischen Veränderungen unterworfen ist, zeigt häufig sein Erschei-

nungsbild. Eine gleichmäßig stark zerklüftete Oberfläche deutet in der Regel auf hohe Fließgeschwindigkeit des Eises hin, lokale Spaltenzonen sind dagegen eher ein Hinweis auf eine Störung (z.B. Steilstufe) am Gletscherbett. Daher gibt es auch hier ein breites Spektrum an Beobachtungen. Alpine Magazine berichten des Öfteren, dass auf bestimmten Gletschern die Spaltenhäufigkeit infolge des Gletscherrückgangs zugenommen habe, während andere eine zunehmend glatte Oberfläche zeigen. Ein eindrückliches Beispiel hierfür ist der in dieser Arbeit untersuchte Vernagtferner in den Ötztaler Alpen, dessen Zungen bis in die 1990er Jahre hinein ein mehr oder weniger durch Gletscherspalten geprägtes Erscheinungsbild boten, wie es die teilweise historischen Aufnahmen den *Tafeln IV-V* vermitteln. Dem auf Grund der positiven Akkumulationsbeträge in den 1970er-Jahren erst mit einer Verzögerung von fast einem Jahrzehnt von 1982 bis 1985 erfolgten letzten Vorstoß ging eine moderate Beschleunigung der Eisbewegung auf ca. 32 m/Jahr voran. Seit dieser Zeit reduzierte sich die oberflächliche Fließgeschwindigkeit des Eises, verbunden mit einer deutlichen Ausdünnung im Zungenbereich (*Tafeln IV-V, D*), auf wenige Meter pro Jahr.

Die Bedeutung des Massenhaushalts für das Gesamtverständnis der Reaktion eines Gletschers auf die Änderung der Klimaparameter unterstreicht die Wichtigkeit der Kenntnis von deren Abhängigkeiten. In Abbildung 1.3 sind die wesentlichen Parameter noch einmal schematisch zusammengefasst. Die Eisdynamik wird dort als ablationsfördernd betrachtet, da Masse aus dem Nährgebiet in das Zehrgebiet verfrachtet wird.

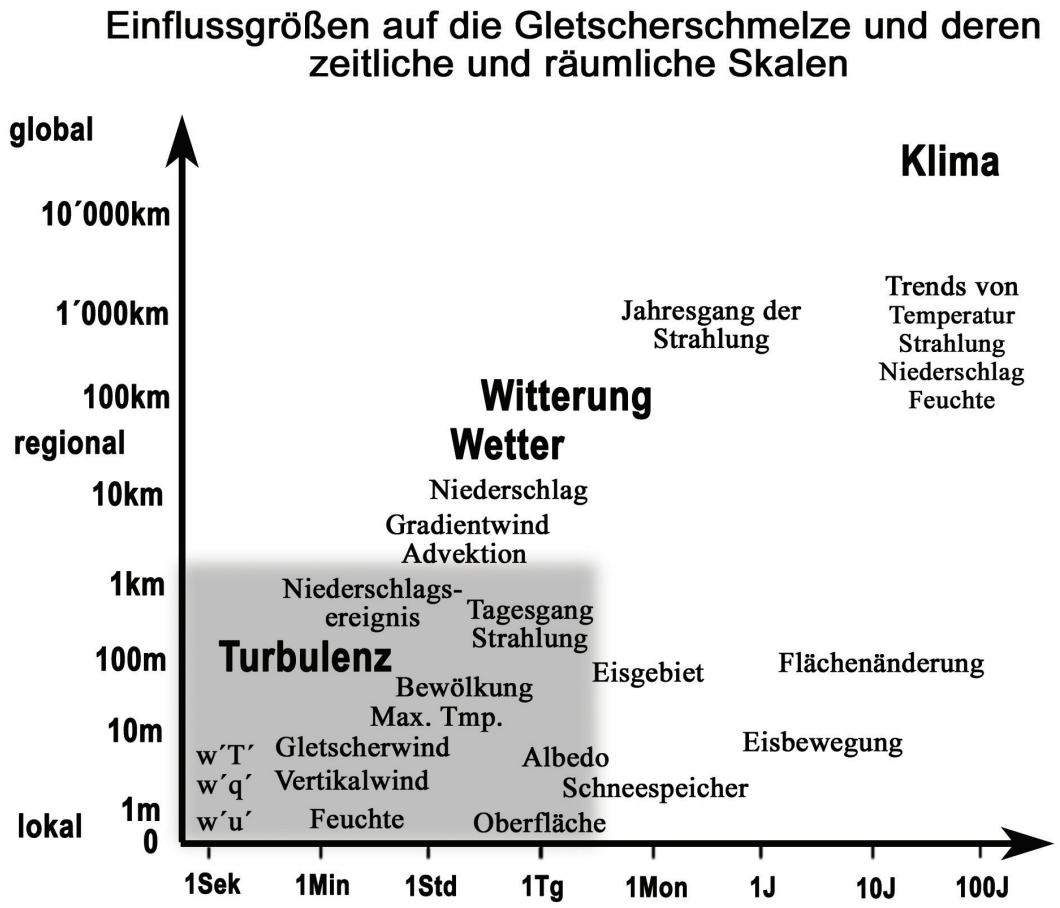


Abb. 1.3: *Gesamtschau aller wesentlichen Zusammenhänge und deren zeitliche und räumliche Skalen, welche die Ablationsraten eines Gletschers und deren Änderung mit dem Klima bestimmen bzw. eine Rolle spielen. Die graue Fläche markiert den in dieser Studie behandelten Bereich.*

Die effizientesten der zur Ablation beitragenden Prozesse, sowohl die Schmelze als auch die Verdunstung bzw. Sublimation sind die Folge des Energieaustausches zwischen der Oberfläche und Atmosphäre, bei dem die Oberfläche selbst als Energiesenke wirkt. Dies führt zu einer Wechselwirkung zwischen einer großen Zahl von Abläufen, verbunden mit ständigen Veränderungen des Zustands. Die Prozesse des Energieaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre können analog zur Organisation der atmosphärischen Prozesse auf der Makroskala einen ähnlich breiten sowohl räumlichen als auch zeitlichen Skalenbereich umfassen. In Abbildung 1.3 sind die wichtigsten Vorgänge und ihre zeitliche und räumliche Ausdehnung zusammengefasst. Um den Zusammenhang zwischen einer Änderung des Klimas und der Reaktion eines Gletschers zu untersuchen, gilt es das gesamte Spektrum der Variation der Klimaparameter und deren Trends zu erfassen, angefangen von einem Zeitraum von mehreren Dekaden bis hinab in den Bereich von Bruchteilen einer Sekunde.

Der eigentliche Konsum von Energie findet unmittelbar an der Oberfläche innerhalb von Sekundenbruchteilen statt. Er wird aber durch das Angebot an Energie bestimmt, das wiederum durch Turbulenzstrukturen in der eisnahen Grenzschicht bereitgestellt wird, von denen die größten Dimensionen von über 100 m aufweisen und eine Lebensdauer von mehreren Minuten besitzen. Wesentliche Änderungen der Randbedingungen durch das Wetter erfolgen z.B. durch einen Frontdurchgang innerhalb von wenigen Minuten bis zu einer Stunde, auf jeden Fall aber innerhalb eines Tages durch den Tagesgang. Sie erfassen dabei mindestens die gesamte Region, in der sich der Gletscher befindet. Mit diesen wetterbedingten Variationen, Neuschneefällen etc. wird die Gletscheroberfläche selbst allmählich über einen mehrere Tage andauernden Witterungsabschnitt verändert. Die Folge ist z.B. ein größeres oder kleineres Eisgebiet, oder auch lokal ein geändertes Reflexionsvermögen der Oberfläche, durch das sich die Energieaufnahme verändert. Die Ablationsvorgänge selbst gestalten die Oberflächenformen um, so dass sich deren aerodynamische Rauhigkeit ändert und damit wiederum die Turbulenzstruktur. Der saisonale Zyklus von Wetter und Witterung ist in erster Linie eine Folge der solaren Einstrahlung. Dieser wird durch die geographische Lage des untersuchten Gletschers bestimmt.

Hier sollen lediglich Teilaspekte des Problems anhand von experimentellen Untersuchungen am Vernagtferner im Hinteren Ötztal ausführlicher behandelt werden. Dabei konzentriert sich die Betrachtung auf den grau unterlegten Quadranten des Skalendiagramms in Abbildung 1.3, abgegrenzt durch einen Höhenbereich von ca. 10 m der eisnahen Grenzschicht, eine Horizontaldistanz von ca. 1.5 km und einen zeitlichen Rahmen von einigen Tagen.

2. Abgrenzung und Ziele der Arbeit

Vor dem Hintergrund der umfangreichen Publikationen zum Problem der Wechselwirkung *Gletscher – Klima* und den bereits bekannten Zusammenhängen könnte leicht der Eindruck entstehen, dass alle wissenschaftlichen Fragen weitgehend gelöst wären oder zumindest kurz vor der Lösung stünden. Dies ist jedoch keinesfalls der Fall, denn jede Untersuchung wirft neue Detailfragen insbesondere zur Allgemeingültigkeit der Erkenntnisse auf. Auch am Vernagtferner sind beispielsweise nur ein Bruchteil der verfügbaren Informationen zum Wasser- und Massenhaushalt in den letzten 150 Jahren durch direkte Messungen belegt, der weitaus größere Zeitraum wird aus teilweise einfachen Modellvorstellungen rekonstruiert (Ellenrieder *et al.*, 2002), die aus den kurzen Zeiträumen mit direkten Messungen entwickelt und dort validiert wurden. Sind dagegen ausreichend Messdaten vorhanden, können auch detaillierte Aussagen zu Teilproblemen erfolgen. So ergibt es z. B. wenig Sinn, sich intensiv mit der Untersuchung des intra- und extraglazialen Entwässerungssystems eines Gletschers zu befassen und gleichzeitig die Quelle, nämlich die oberflächlich gebildete Schmelzwassermenge nur grob abzuschätzen.

Die Vielschichtigkeit des Gesamtproblems erfordert jedoch immer wieder die Einschränkung der Untersuchungen auf Teilaspekte während eines meist kurzen Zeitrahmens an einem geeigneten Ort unter exemplarischen Bedingungen. In der vorliegenden Arbeit werden daher nur die wesentlichen Einflussfaktoren auf die Eisablation während eines sommerlichen heiteren Witterungsabschnitts mit maximalen Schmelzraten grundlagenorientiert experimentell untersucht und dokumentiert, denn letztere kontrollieren nach bisherigen Erkenntnissen gegenwärtig eindeutig den Massen- und Wasserhaushalt der Gletscher.

Die Untersuchung erfolgte auf einem *am Alpenhauptkamm gelegenen Gletscher*, welcher einerseits die für den allgemeinen Gletscherrückgang typischen Merkmale aufweist, andererseits bereits lange Zeit gründlich erforscht wurde und mit den für derartige Untersuchung notwendigen logistischen Einrichtungen ausgestattet ist. Der logistische, personelle und materielle Aufwand erzwingt dennoch die Einschränkung auf eine zwar *typische*, aber nur *beispielhafte Situation* an einem repräsentativen Punkt. Rückschlüsse auf die räumliche Variation und die Bedingungen unter anderen Witterungssituationen sind daher nur in engen Grenzen möglich. Insbesondere wurden die Verhältnisse über einer *Schnee- bzw. Firnoberfläche* oder *während Niederschlagsereignissen* nicht untersucht. Andererseits erlaubt die Durchführung von zwei gleichartigen umfassenden Experimenten unter prinzipiell vergleichbaren, aber im Detail doch unterschiedlichen Randbedingungen die Untersuchung des wechselseitigen Einflusses *mehrerer Klimaparameter* auf die Ablationsvorgänge.

Insbesondere im letzten Punkt unterscheiden sich die neueren Arbeiten von den in früherer Zeit durchgeführten Untersuchungen. Hoinkes & Untersteiner (1952) beispielsweise bestimmten bereits im August 1950 während einer 10 Tage andauernden Intensivmessphase alle Terme der Energiebilanz und berechneten auf diese Weise die Tagesgänge der Ablationsraten. Sie konnten dabei nicht alle Komponenten tatsächlich messen und waren in einigen Fällen auf die Anwendung von auf dem Wissen der damaligen Zeit basierenden empirischen Parametrisierungen angewiesen, welche offensichtlich unter den gegebenen Umständen durchaus befriedigende Resultate lieferten. Den hier vorgestellten neueren Untersuchungen lag dagegen die Prämisse zugrunde, soviel wie möglich direkt zu messen, sofern geeignete Messtechnik zur Verfügung stand. Da letztere nicht in allen Komponenten für den Einsatz unter den besonderen Bedingungen über einem Gletscher entwickelt und dort noch nie getestet wurde, bestand ein wesentliches Ziel auch im Sammeln neuer Erfahrungen bei der Anwendung.

In dieser Arbeit werden daher *explizit* keine neuen Ansätze für numerische Modelle entwickelt, da dies nur in der Synthese mit weiteren Spezialuntersuchungen z.B. zu den Akkumulationsvorgängen wirklich

sinnvoll erscheint. Vielmehr war das Gewinnen von essenziellen empirischen Informationen zur Verbesserung bestehender Ansätze und die Entwicklung zukünftiger Parametrisierungen das oberste Ziel. Zusätzlich wird ein Beitrag zum tieferen Verständnis der Vorgänge bei der Ablation eines Alpengletschers geliefert, auch wenn das Wissen auf diesem Gebiet schon sehr umfassend ist. Das Problem besteht nämlich nicht in der Analyse und Beurteilung von Fallbeispielen, für die umfangreiches Datenmaterial vorhanden ist, sondern in der Rekonstruktion von Details für die langen Zeiträume in der Vergangenheit oder gar der Zukunft, für die eine nur spärliche Datengrundlage zur Verfügung steht. Nicht zuletzt konnten aber auch wertvolle Erfahrungen zur Untersuchungsmethodik gewonnen und hier weitergegeben werden.

3. Bisherige Untersuchungen am Vernagtferner

3.1 Die Forschung am Vernagtferner

Der am südlichen Ende des Ötztals im österreichischen Bundesland Tirol gelegene Vernagtferner gilt als einer der am besten wissenschaftlich untersuchten Alpengletscher, wenn nicht sogar als derjenige, an dem 1601 überhaupt am frühesten wissenschaftliche Dokumentationen erfolgten (HAID, 2000). Er befindet sich in einem Seitental des Rofentals in einer Region am Alpenhauptkamm, die als eine der am stärksten vergletscherten der Alpen gilt. Die Aufmerksamkeit erhielt er durch seine spektakulären, bis in das Rofental reichenden Vorstöße in der Neuzeit. Dabei staute er beinahe regelmäßig hinter der Mündung des Vernagtbaches einen Gletschersee („*Rofener Eissee*") auf, der sich in den Jahren 1601, 1678, 1680, 1773, 1847 und zuletzt 1848 spontan entleerte und dabei das Ötztal mit einer Flutwelle verwüstete. Diese Naturkatastrophen und deren Begleitumstände wurden dank Beschreibungen (WALCHER, 1773), Gemälden (*Abbildung IV/V-A*; und NICOLUSSI, 1990) und Teilkartierungen der Gletscherzunge (SONKLAR, 1860) derartig detailliert dokumentiert, dass zur Masse und Verteilung des Eises in Vernagt- und Rofental zur Zeit des Gletscherhöchststands um 1850 relativ genaue Abschätzungen möglich sind (WEBER, 2002a) und auch Informationen zum Vorstoß- und Rückschmelzverhalten in historischer Zeit davor vorliegen (REINWARTH & RENTSCH, 1994).

Die moderne glaziologische Erforschung des Vernagtferners begann mit der 1897 erschienen Monografie von *Sebastian Finsterwalder* (FINSTERWALDER, 1897), welche auch eine detaillierte Karte des Vernagt- und des Guslarferners im Maßstab 1:10´000 enthält, die als die erste exakte Gesamtaufnahme eines Gletschers überhaupt gilt (BRUNNER, 1993). Wenn diese Karte, die den Gletscherstand von 1889 mit den Mitteln der *terrestrischen Photogrammetrie* dokumentiert, auch nicht 100prozentig die Genauigkeit heutiger Karten erreicht, ermöglicht sie doch zusammen mit der 1912 erfolgten Gesamtaufnahme durch O. v. GRUBER die Bestimmung der Änderung des Massenhaushaltes des Vernagtferners nach der geodätischen Methode (BRUNNER & RENTSCH, 1972).

Im August 1950 wurden die ersten Messungen auf dem Vernagtferner zur Bestimmung der täglichen Ablationsraten mittels mikrometeorologischen Energiebilanzmessungen auf einer Höhe von damals 2973 m NN durchgeführt (HOINKES & UNTERSTEINER, 1952). Erstmals wurden sämtliche wesentlichen Größen wie ein Windprofil in drei Höhen, eine Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen zwei Höhen und die Strahlungsbilanz gemessen. Die Registrierung der Temperatur und der relativen Feuchte erfolgte in einer Wetterhütte kontinuierlich mittels einem Thermohygrographen in 1.5 m über dem Eis und in 0.1 m, die Messung der Strahlungsbilanzkomponenten dagegen sporadisch über den Tag und wurde anschließend extrapoliert. Die Berechnung der turbulenten Flüsse erfolgte nach einem einfachen Austauschansatz (*Siehe Kap. 4.2*). Die aus der Bilanzierung berechneten aufsummierten Ablationsraten ergaben bereits eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit beobachteten Werten.

In den Jahren 1966 und 1967 konnte das unter den Eismassen verborgene Gletscherbett des Vernagtferners mittels refraktionsseismisch Messungen kartiert werden (MILLER, 1972). Damit konnte das Volumen der Eismasse zu diesem Zeitpunkt mit 560.2 Millionen m^3 bestimmt werden, wodurch die Möglichkeit geschaffen wurde, die bislang nur relativ bestimmten Volumenänderungen auch absoluten Werten zuzuordnen. Um diese Zeit begannen auch die regelmäßigen Massenbilanzerhebungen durch die *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (**KfG**).

1973 wurde am Vernagtferner die bislang höchstgelegene Abflussmessstation in den Alpen im Gletschervorfeld mit Förderung der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (**DFG**) eingerichtet. Zusammen mit einer ganzjährig betriebenen Klimastation liefert diese Station seit 1973 nahezu kontinuierlich Abfluss und

Klimadaten zumindest in einer Auflösung von Stundenmittelwerten. Die inzwischen nahezu 30 Jahre umfassende Klimadatenreihe umfasst neben Temperatur, Feuchte, Windmessungen und Niederschlag auch Globalstrahlung und kurzwellige Reflexstrahlung. Die Registrierung erfolgte bis 1985 noch mit Microdaten, ab 1979 mit einer elektronischen Datenerfassungsanlage, die zuletzt im Frühjahr 2001 modernisiert wurde. Die 1975 durch einen Anbau erweiterte Messhütte stellt einen idealen Ausgangspunkt für weitere Feldarbeiten dar (REINWARTH, 1990).

Eine wesentliche Intensivierung der Forschungsarbeiten erfolgte in den Jahren 1974 bis 1985 mit der Einrichtung des Sonderforschungsbereiches **SFB81** „Abfluss in und von Gletschern" durch die **DFG** (MOSER *et al.*, 1986). Im Rahmen dieses bislang umfangreichsten Programms am Vernagtferner wurde zusätzlich zum Standardprogramm der Kommission für Glaziologie (*Massenhaushaltsbestimmung, Abflussmessung, Klimadatenerhebung und geodätische Überwachung*) in Zusammenarbeit mit weiteren Forschungsinstituten eine Vielzahl von Sondermessprogrammen durchgeführt, die ein Gesamtbild der hydrologischen Prozesse des Gletschers und seines Einzugsgebietes lieferten. In Zusammenarbeit mit dem *Institut für Radiohydrometrie* der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung München (**GSF**) wurden unter anderem mittels Tracereingaben Laufzeiten des Schmelzwassers bestimmt, Kernbohrungen und Pumpversuche durchgeführt. Weiterhin wurden Eisdickenmessungen mit elektromagnetischen Reflexionsverfahren (EMR). Meteorologische Untersuchungen zur Ermittlung der Schmelzwasserproduktion (Testfeld, ZUNKE, 1984), Verdunstungsmessungen, Bestimmung der Albedo (KIESLE, 1983) und eine Aufnahme des Gletscherwindregimes (WEBER, 1987) rundeten das neue Bild von den Abflussvorgängen auf einem Alpengletscher ab.

Weiterhin wurden zwei weitere Klimastationen ausgestattet bzw. neu eingerichtet. Die Station „*Gletschermitte*" lag in 3075 m Höhe auf einem Felssporn in unmittelbarer Nähe zum Eis. Sie musste Mitte der 1990er aufgegeben werden, da der Untergrund immer weiter ausaperte und der Messplatz dadurch immer weniger die Verhältnisse auf der Gletscherfläche repräsentierte. Im Jahr 1979 folgte die Klimastation auf dem Schwarzkögele, einer ebenfalls 3075 m hohen steilen Erhebung auf der östlichen Seitenmoräne des Gletschers. Durch ihre exponierte Lage ca. 250 m über der Gletscherfläche, aber dennoch einige 100 m von den Hängen der das Vernagttal seitlich begrenzenden Berge entfernt, sollte sie nahezu die Bedingungen der Atmosphäre oberhalb der Grenzschicht repräsentieren. Beide Stationen wurden mit einer automatischen Kleinbildkamera ausgerüstet, die von Mai bis Oktober täglich die Gletscherfläche fotografiert und die Oberflächenbeschaffenheit und den Ausaperungszustand des Gletschers dokumentiert. An der Station Schwarzkögele ist diese Aufnahmeserie seit 1976 kontinuierlich verfügbar.

3.2 Der Vernagtferner

Dank der im Rahmen der langjährigen Vernagtforschung gewonnenen Erkenntnisse ist die Entwicklung des Vernagtferners innerhalb der Phase der Klimaerwärmung der letzten 150 Jahre bestens bekannt. Mitte des 19. Jahrhunderts besaß der Gletscher noch eine drei Kilometer lange weit in das Tal reichende Zunge, die sich unterhalb des heutigen Standorts der Pegelstation Vernagtbach mit dem Eisstrom des Guslarferners vereinigte und bis in das Rofental erstreckte. Einen Eindruck davon vermittelt die Darstellung des Vernagtferners in einer 360°-Panoramaansicht aus dem Jahr 1869 von der 3457 m hohen Kreuzspitze am Ötztaler Kreuzkamm oberhalb von Vent (*Abbildung IV/V-E*). Zu dieser Zeit, in die bereits die Anfangsphase des Rückschmelzens der Gletscher fällt, reichten die meisten großen Gletscher des Hinteren Ötztals noch bis in die Täler. Das Panorama wurde damals im Auftrag des Alpenvereinsgründers und Kuraten von Vent Pater FRANZ SENN erstellt (WEBER, 2002c) und sollte die Ötztaler Bergwelt möglichst realitätsnah wiedergeben. Der Vergleich mit einer Aufnahme aus der Gegenwart (2005) verdeutlicht den Verlust von gut 50% der Eismasse in der Region seit dieser Zeit.

Ein Aquarell aus dem Jahre 1844 zeigt die deutlich aufgewölbte gemeinsame Zunge des Vernagt- und Guslarferners an der Mündung des Vernagttals in das Rofental (*Abb. IV/V-A*). Der Vergleich mit einem Foto von etwa demselben Standort zeigt, dass von dort heute die Zunge des Vernagtferners überhaupt nicht mehr eingesehen werden kann. Der Flächenanteil des Vernagtferners betrug damals 13.8 km^2, also

deutlich mehr als die Fläche des heutigen Einzugsgebiet der Pegelstation Vernagtbach mit 11.441 km² umfasst.

Nach der aktuellsten kartographischen Aufnahme vom August 2003 beträgt die Gletscherfläche nur noch 8.534 km². Die Luftaufnahmen aus dem Jahre 1999 (*Abbildung III*) zeigen das gegenwärtige Erscheinungsbild des Gletschers. Die Eismassen haben sich nahezu vollständig auf das mit einer durchschnittlichen Neigung von 10° nach Süden orientierte hufeisenförmige Hochplateau zurückgezogen. Von den im letzten Viertel des 20. Jahrhunderts das Erscheinungsbild prägenden drei Gletscherzungen (von West nach Ost) *Schwarzwandzunge*, *Taschachjoch-* oder *Mittlere Zunge* und *Schwarzkögelezunge* reicht nur noch die westliche bis in das Tal.

Gebietsparameter des Vernagtferners 1999	
Geographische Länge	10°49´ E
Geographische Breite	46°52´ N
Höchster Punkt des Einzugsgebiets	3633 m NN
Fläche des Einzugsgebiets	11.441 km²
Mittlere Höhe des Einzugsgebiets	3125 m NN
Niedrigster Punkt des Einzugsgebiets	2635 m NN
Fläche des Gletschers	8.676 km²
Flächenanteil am Einzugsgebiet	76%
Höchster Punkt des Gletschers	3628 m NN
Mittlere Höhenlage des Gletschers	3142 m NN
Niedrigster Punkt des Gletschers	2765 m NN
Bevorzugte Neigungsrichtung	S-SW
Mittleres Gefälle des Gletschers	9.5°
Ausdehnung W-E	5.0 km
Ausdehnung N-S	2.7 km
Gletschertyp	Plateau -Talgletscher
Längsprofil	gleichmäßig
Rückgang der Gletscherzunge	derzeit >20m/Jahr

***Tab. 3.1**: Die Gebietsparameter des Einzugsgebietes der Pegelstation Vernagtbach und des Vernagtferners im Jahr 1999*

Tabelle 3.1 fasst die wesentlichen Parameter des Vernagtferners anhand der Auswertung des Messfluges von 1999 zusammen. Die Veränderung der Fläche beträgt im Mittel ca. 1% pro Jahr. Die Massenverluste haben sich in den letzten 15 Jahren vor allem durch einen Rückgang der Eisdicke bemerkbar gemacht. In diesem Zeitraum betrug die mittlere Abnahme der Eisdicke bezogen auf die Gesamtfläche 12 m, entsprechend einer Reduktion der Masse um 110 Millionen Tonnen. Tiefer gelegene Teile des Gletschers haben über diesen Zeitraum ihre Oberfläche, insbesondere die auf der Westseite gelegene Schwarzwandzunge um über 40 m deutlich abgesenkt (*Abbildung IV/V-D*).

Eine direkte Folge der massiven Rücklagenverluste ist der nachlassende Eisdruck und die damit verbundene Verlangsamung der oberflächlichen Eisbewegung. Die Ableitung der Bewegungsvektoren aus der Einmessung der Positionen der Pegel des Ablationspegelnetzes ergeben in weiten Bereichen Versatzgeschwindigkeiten unterhalb von 2 m/Jahr (Khazaleh, 2002). In den Randzonen ist die Eismasse gar stellenweise zum Stillstand gekommen. Im Erscheinungsbild zeigt sich dies dadurch, dass die Zahl und Größe der Gletscherspalten gegenüber der 1980er-Dekade deutlich abgenommen hat. Das intraglaziale Abfluss-System zeigt kaum mehr eine saisonale Entwicklung und bleibt weitgehend stationär. Seitlich in den Eiskörper einfließende Schmelzwasserbäche konnten riesige Höhlen ausformen, die über Jahre erhalten bleiben (Weber, 2002a).

3.3 Die Massenbilanz des Vernagtferners

Die am Vernagtferner verfügbaren Einrichtungen erlauben in einmaliger Weise die Bestimmung der Massenbilanz nach drei unabhängigen Methoden, die jeweils Vor- und Nachteile besitzen. Sie werden im folgendem kurz beschrieben.

3.3.1 Die geodätische Methode für lange Zeiträume

Die geodätische Methode beruht auf der Bestimmung der Höhenänderung der Gletscheroberfläche über einen längeren Zeitraum. Durch hochgenaue photogrammetrische Vermessung wird ein hochaufgelöstes Höhenmodell der Gletscheroberfläche zu zwei verschiedenen Zeitpunkten erstellt. Durch Subtraktion der Modelle erhält man ein Volumen, das im Idealfall der Volumenänderung des Gletschers in diesem Zeitraum entspricht. Die Zeitspanne zwischen zwei Aufnahmen muss allerdings so groß sein, dass der Fehler bei der Höhenbestimmung gegenüber den tatsächlichen Unterschieden klein wird. Meist sind 5 bis 30 Jahre für die klassische photogrammetrische Methode erforderlich. Inzwischen stehen moderne Verfahren wie das sogenannte *Laser-Scanning* zur Verfügung, bei der die Höhe der Oberfläche durch Abtastung mit einem Laserstrahl während einer Befliegung bestimmt wird. Am Vernagtferner wurde dieses Verfahren im Rahmen des europäischen Verbundprojekts **OMEGA** 2002 getestet. Erste Ergebnisse zeigen eine wesentlich verbesserte Genauigkeit der Höhenbestimmung bei gleichzeitig erheblich gesteigerter räumlicher Auflösung, so dass zukünftig auch Aufnahmen der Höhenverteilung in kürzeren Abständen sinnvoll erscheinen.

Das bestimmte Volumen kann nun durch geeignete Annahmen für die Dichte des abgeschmolzenen oder akkumulierten Materials in einen Massenverlust umgerechnet werden. Meist war nicht nur Eis, sondern auch Schnee und Firn mit einer geringeren Dichte als die bekannten 0.9 g/cm^3 in dem betrachteten Volumen enthalten. Es hat sich bewährt, das mittlere Verhältnis der Größe des Akkumulationsgebietes zum Gesamtareal des Gletschers (**AAR**, siehe auch *Abschn. 3.3.5*) als Richtgröße zur Gewichtung des Firn – und Eisanteils der Masse zu verwenden. Dies sollte jedoch aus anderer Quelle bekannt oder abschätzbar sein. Ein Massenverlust nach einer längeren Akkumulationsphase bedeutet in der Regel eine geringere Dichte als umgekehrt. Als ein praktikabler Richtwert werden Dichten zwischen 0.75 und 0.85 g/cm^3 zur Umrechnung des Volumens in das Wasseräquivalent angenommen.

Zu beachten ist, dass die Volumenänderung zwar ein Maß für den Massenverlust oder Gewinn des Eiskörpers darstellt, nicht aber mit den Beträgen von Ablation und Akkumulation an der Oberfläche identisch ist (Reinwarth & Stäblein 1972). Höhenänderungen werden nicht nur durch Akkumulations- und Ablationsprozesse verursacht, sondern können auch eine Folge der Umlagerung durch die Eisbewegung sein.

Die geodätische Methode ist ein probates Mittel, um Massenänderung in der Vergangenheit zu quantifizieren. Am Vernagtferner liegt Kartenmaterial sehr guter Qualität zurück bis 1889 vor. Deshalb kann der grobe Verlauf der Massenbilanz sehr weit in die Vergangenheit rekonstruiert werden, wie die *Abbildung VIII-A* demonstriert.

3.3.2 Die glaziologische Methode für Detailuntersuchung am Beispiel der Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000

Die glaziologische Methode zur Bestimmung der Massenbilanz ist eines der ältesten und bewährtesten Verfahren. Sie wird in der Regel auf ein Haushaltsjahr angewendet, das durch feste Termine festgelegt wird (*Fixed Date System*, Paterson, 1969; Reinwarth & Stäblein, 1972). Prinzipiell ist es aber auch möglich, das Haushaltsjahr in zwei Abschnitte zur Erstellung einer separaten Massenbilanz für die Sommer- und die Wintermonate aufzuteilen.

Die glaziologische Massenbilanzerhebung erfordert ein je nach den individuellen Eigenschaften des

Gletschers umfangreiches Netz von sogenannten Ablationspegeln im Eisgebiet. Dabei handelt es sich um meist einfache Holzstangen, die einige Meter tief fest in das Eis eingelassen werden und durch die Ablationsvorgänge allmählich ausschmelzen. Am Ende des Haushaltsjahres (30. September) wird anhand der ausgeaperten Länge die Ablationsrate abgelesen. Aus dieser wird mit dem Wert der Dichte von Eis (910 kg m^{-3}) das Wasseräquivalent der abgeschmolzenen Eisschicht berechnet.

Die Werte werden an den jeweiligen Positionen der Pegel (ermittelt durch eine geometrische Einmessung oder neuerdings auch durch Positionsbestimmungen mit GPS) in einen Schichtlinienplan übertragen. Zusätzlich muss die Lage der Firngrenze eingetragen werden, welche auf temperierten Gletschern gut durch den scharfen Übergang zwischen dem Firngebiet und der maximalen Höhe des Eisgebiets innerhalb eines Jahres übereinstimmt (Reinwarth & Stäblein, 1972). Für diese Festlegung sind Luftaufnahmen wie die *Abbildung III-B* durchaus hilfreich, denn die Höhe der Gleichgewichtslinie ist ein sehr empfindlicher Parameter bei der Erstellung der Gletschermassenbilanz. Stehen keine Luftaufnahmen des Gletschers vom Zustand in dem fraglichen Zeitraum (*meist zwischen Ende August und Anfang September*) zur Verfügung, kann die Situation auch aus terrestrischen Aufnahmen oder Beobachtungen abgeschätzt werden. Es ist jedoch zu beachten, dass der meist flache Blickwinkel eine nur sehr ungenaue Ortsbestimmung erlaubt. Während dem Experiment **HyMEX 2000** wurde erstmals getestet, den Koordinatenzug der Linie durch Abwandern mit einem registrierenden GPS-Empfänger zu ermitteln. Das Ergebnis war eine sehr genaue Lagebestimmung, die in einfacher Weise bei der digitalen Analyse verwertet werden konnte. In vielen Fällen verläuft jedoch die Firngrenze in gefährlichen Spaltenregionen, so dass die Lagebestimmung nur von sehr erfahrenen Bergsteigern ausgeführt werden kann.

Schwieriger ist die Bestimmung der Akkumulationsraten. Auch hier sind den Ablationspegeln entsprechende Akkumulationspegel dienlich, deren Wartung jedoch aufwendig ist. Zusätzlich müssen im Frühjahr Schneeschächte oder – löcher gegraben werden, in denen das Niveau des Firnhorizontes des Vorjahres ermittelt wird, um anhand von diesem die Mächtigkeit der Winterschneeauflage bestimmen zu können. Dieser ist in der Regel an der Ansammlung von Schmutzeinlagerungen optisch erkennbar, kann aber auch nur schlecht sichtbar sein. Es ist daher zweckmäßig, im Vorjahr die Firnoberfläche mit Hilfe eines umweltfreundlichen Farbstoffes zu markieren.

Im Bereich eines jeden Akkumulationspegels und in den Schneeschächten muss ein Schneedichtenprofil gemessen werden, um das Wasseräquivalent der Schnee- bzw. Firnauflage zu bestimmen. Im Regelfall ist das Dichteprofil jedoch räumlich weniger variabel als die Höhe der Schneedecke. Ist diese nicht zu mächtig und verdichtet, können räumlich sehr dicht belegte Höhenprofile entlang von Traversen mit Hilfe von bis auf den harten Horizont durchgestoßenen Stangen unter relativ geringem Zeitaufwand erhalten werden. Auch hierbei leistet die Positionsbestimmung per GPS gute Dienste.

Die Wasserwerte der Akkumulationsbeträge werden ebenfalls an den ermittelten Koordinaten in den Analyseplan übertragen. Auf der Basis dieser Messpunkte wird durch Inter- und Extrapolation eine Isoliniendarstellung der Akkumulations- und Ablationsbeträge erstellt. In der Regel ist die Messpunktdichte nicht ausreichend, um dabei ein objektives EDV-gestütztes Verfahren zum Einsatz zu bringen. Die Analyse erfolgt daher meist manuell, erfordert dabei aber ein hohes Maß an Erfahrung und Intuition.

Auf der *Tafel VI* sind drei Beispiele für Resultate der Kartierung der Akkumulations- und Ablationsbeträge für die Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000 am Vernagtferner wiedergegeben. Die Bereiche mit unterschiedlicher Akkumulation (*Blau-Töne*) und Ablation (*Dunkelrot bis Grün*) sind farblich hervorgehoben. Somit ist sofort erkennbar, dass die Flächenverteilung der positiven Akkumulations- und der negativen Ablationsbeträge in den einzelnen Jahren durchaus unterschiedlich war, wobei sich aber die am Ende der Gletscherzungen lokalisierten Maximalwerte der Ablation gegenüber denen der maximalen Akkumulation von Jahr zu Jahr nur wenig unterscheiden. Eisverluste von über 3 m w.e. traten in den untersten Höhengürteln während aller drei Haushaltsjahre auf. Im Sommer 1998 erfassten die Ablationsvorgänge bei gleichzeitig sehr niedrigen Akkumulationsraten mit 70% den größten Flächenanteil des Gletschers. 1998/99 überwog dagegen mit 56% der Flächenanteil des Akkumulationsgebietes, im Folgejahr war er mit 48% nur unwesentlich geringer. Die Beträge erreichten in dem schneereichen Winter 1998/99 (Lawinenkatastrophe in Galtür!) ihr Maximum, im Jahr davor und danach waren sie deutlich geringer.

An der Kommission für Glaziologie wurden bis etwa 1985 die in den Plänen durch die Isolinien

begrenzten Flächen in Abhängigkeit von 50m-Höhenstufen mit einem optisch-mechanischen *Planimeter* ausgemessen und integriert. Letzteres wurde 1985 durch ein Digitalisiertablett und eine vom Autor entwickelte Spezialsoftware ersetzt. Seit 2001 erfolgt die Analyse direkt in digitaler Form am PC. Das Ergebnis der Auswertung sind Höhenverteilungen der absoluten und der spezifischen Massenbilanzen, wie sie in den folgenden *Abbildungen 3.1* bis *3.3* für die Kartendarstellungen in *Abbildung VI* wiedergegeben sind.

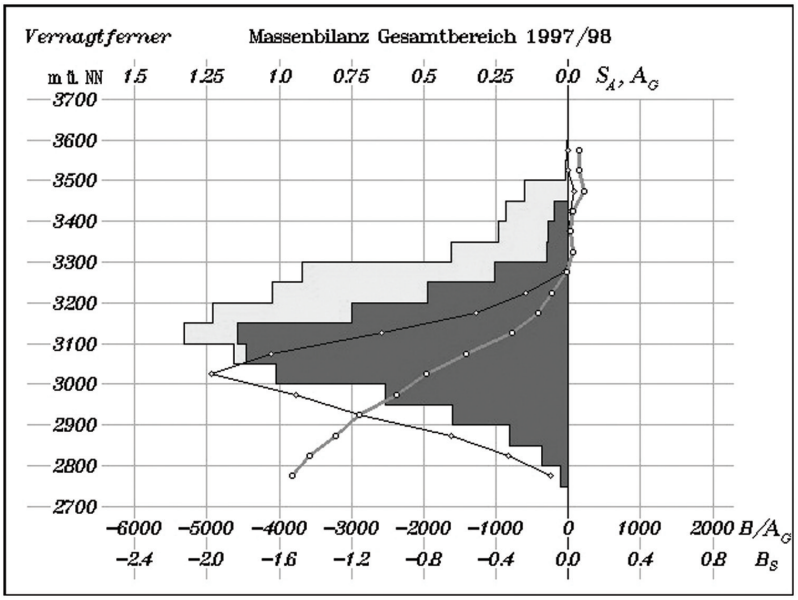


Abb. 3.1: *Höhendiagramm der Massenbilanzbestimmung für das Haushaltsjahr 1997/98 für den Vernagtferner (nach* REINWARTH & ESCHER-VETTER, *1999). Die dunkle Fläche zeigt die Flächen-Höhenverteilung des Ablationsgebietes (***S_A** *[km²]) , die hellere Fläche zusammen mit der dunklen die Flächenverteilung des Gesamtgletschers (***A_G** *km²). Die dünne Linie zeigt die totale Massenbilanz (***B_S** *[10⁶ m³ w.e.]), die dickere Linie die spezifische Nettomassenbilanz (***B/A_G** *mm). Der Schnittpunkt von beiden Kurven mit der 0-Linie markiert die Höhe der Gleichgewichtslinie (**ELA**; engl.* ***E****quilibrium* ***L****ine* ***A****ltitude).*

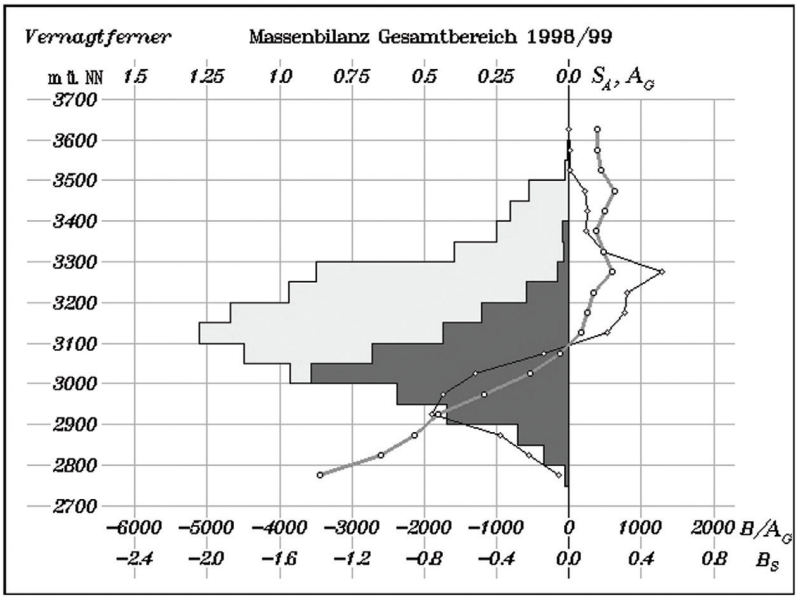


Abb. 3.2: *Dto. für das Haushaltsjahr 1998/99*

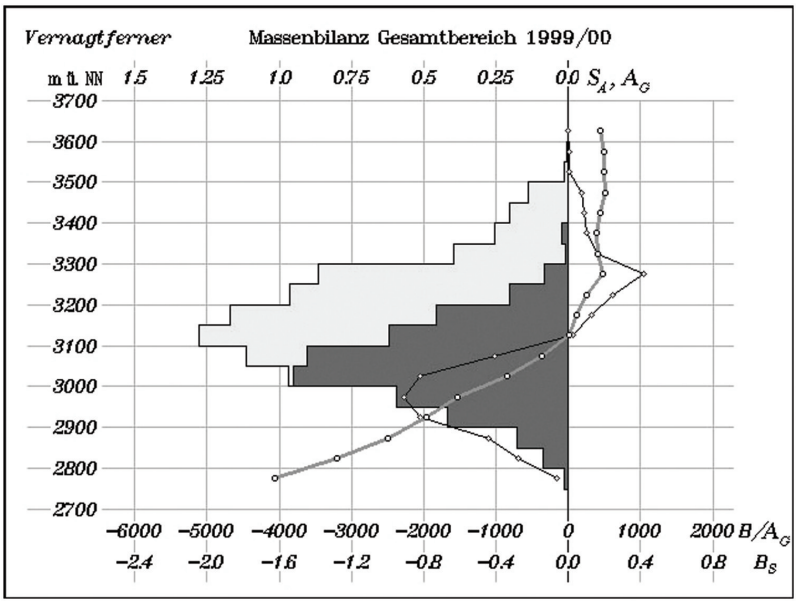


Abb. 3.3: *Dto. für das Haushaltsjahr 1999/2000*

In den Diagrammen ist sowohl in heller Schattierung die Flächen-Höhenverteilung des Gesamtgletschers als auch in dunkler Tönung die des Ablationsgebietes eingetragen. Die bedeutendsten Flächenanteile des Gletschers befinden sich gegenwärtig in dem Niveau zwischen 3000 m und 3300 m NN, also deutlich oberhalb der klimatischen Frostgrenze, die in der Region gegenwärtig in den Sommermonaten bei ca. 3000 m NN und im Jahresmittel bei ca. 2400 m NN liegt. Während die spezifischen Beträge der Ablation und der Akkumulation mit der Höhe ab- respektive zunehmen, finden sich die Maxima des absoluten Massenverlustes und Gewinnes in den Höhenlagen, in denen nennenswerte Flächenanteile vorhanden sind.

Anhand der kumulativen spezifischen Massenbilanz lässt sich das Verhalten individueller Gletscher vergleichen. Diese wird durch fortlaufendes Aufsummieren der jährlichen Beträge gewonnen. *Abbildung VIII-B* zeigt einen derartigen Vergleich der Kurve des Vernagtferners mit denen des unmittelbar benachbarten *Hintereisferners* und des *Kesselwandferners*, an denen bereits seit dem Haushaltsjahr 1951/52 die jährliche Massenbilanz nach der glaziologischen Methode durch das *Institut für Meteorologie* und *Geophysik* der *Universität Innsbruck* erhoben wird. Die Kurven repräsentieren die mittlere Eisdickenänderung der Gletscher anhand des Wasserwertes. Sie zeigen einerseits eine im zeitlichen Verlauf sehr ähnliche Charakteristik episodischer Schwankungen, die sich in ähnlicher Weise bei fast allen Gletschern der Alpen wiederspiegelt (Escher-Vetter, 2002), andererseits aber auch die individuellen Unterschiede, die sich bereits beim Vergleich der beiden Panoramen in *Abbildung IV/V-E* andeuteten. So sind die Massenverluste an dem relativ flachen, weit hinab in das Tal reichenden Hintereisferner am größten, während der Kesselwandferner mit seinem hochgelegenen Nährgebiet und einem nur kurzen und steilen Zungenbereich im eher „gletscherfreundlichen" Zeitraum 1965 bis 1980 sogar beachtliche Massenzuwächse verbuchen konnte und auch in den letzten zwei Dekaden nur eher moderate Massenverluste erdulden musste. Der Vernagtferner zeigt ein Verhalten, dass zwischen den beiden Extremen angesiedelt ist. Alle drei Gletscher liegen auf derartig engem Raum, dass lokalklimatische Unterschiede nur gering ausfallen.

Dieses Beispiel zeigt letztlich den Einfluss individueller topografischer Randbedingungen wie vordergründig die Flächen-Höhen-Expositionsverteilung auf die Massenbilanz und die Unterschiede der Energieumsätze an der Gletscheroberfläche. Eine ähnliche Streuung der Kurven ergibt sich, wenn man den Vernagtferner in die drei Teilbereiche Schwarzwand, Taschachjoch und Brochkogel (*in der Abbildung VI durch eine gelbe Linie abgegrenzt*) aufteilt und für diese die Massenbilanz separat bestimmt. Dabei zeigt sich, dass der Abschnitt der nach Osten exponierten flach geneigten Schwarzwandzunge mit seinem

relativ kleinflächigen steilen Akkumulationsgebiet den größten Massenverlust aufweist, die mittlere Taschachjoch-Sektion mit einem großflächigen und einer nur kurzen Zunge den geringsten (REINWARTH & ESCHER-VETTER, 1999).

3.3.3 Die Änderung der Gesamtmasse des Vernagtferners in Relation zu dem Anstieg der globalen und lokalen bodennahen Lufttemperatur

Die Synthese aller am Vernagtferner in den letzten 150 Jahren erhobenen Daten zur Massenbilanz ermöglicht sowohl eine durchaus vertrauenswürdige Abschätzung der Massenänderungen seit Mitte des 19. Jahrhunderts, als auch durch die Arbeiten von MILLER (1972), der nach eigenen Angaben die Genauigkeit seiner Volumenbestimmung mit einem Fehler von ±15% belegt, eine Abschätzung der noch in Form von Eis gebundenen Ressourcen. Abbildung VIII-A kann entnommen werden, dass diese gegenwärtig noch ca. 250 bis 300 Millionen Tonnen betragen dürften, was in etwa dem Dreijahresverbrauch der Region München an Trinkwasser entspricht. Demgegenüber betrug die Mitte des 19. Jahrhunderts im Gletscher gebundene Süßwassermenge etwa der Hälfte des Volumens des heutigen Ammersee bei München. Das für diesen Ablationsprozess notwendige zusätzliche Energieangebot aus der Energiebilanz beträgt im Mittel über den Zeitraum nur etwa 4.5 bis 5 Wm^{-2}.

Dauerleistung	Juni..Sept	Ø spez. Massenbil.	noch
+2 Wm^{-2}	+6 Wm^{-2}	-210 mm	167 Jahre
+3 Wm^{-2}	+9 Wm^{-2}	-283 mm	124 Jahre
+6 Wm^{-2}	+18 Wm^{-2}	-566 mm	62 Jahre

Tab. 3.2: *Abschätzung des Zeitraums bis zum vollständigen Abschmelzen der gegenwärtig am Vernagtferner verfügbaren Eisreserven ohne Berücksichtigung der Flächenverkleinerung unter der Annahme einer Änderung des Energieumsatzes an der Oberfläche um die in der ersten Spalte angegebenen Beträge. In der zweiten Spalte wird unterstellt, dass die Erhöhung auf den Zeitraum der Ablationsperiode beschränkt ist. Die dritte Spalte enthält die durchschnittlich zu erwartende spezifische Nettomassenbilanz für den Zeitraum von Spalte 4.*

Dass ein Szenario des weiteren Rückschmelzens des Vernagtferners innerhalb dieses Jahrhunderts nicht ganz zu verwerfen ist, zeigt die *Tabelle 3.2*. Demnach ist dazu nur eine geringe Änderung der Oberflächenenergiebilanz erforderlich. Ausgehend von der Fläche von 8.5 km^2 im Jahr 2000 und einer verbleinenden Eisrücklage von 277 Millionen Tonnen ergeben sich auf der Basis von Gleichung [*1.3*] für eine (dauernde) Zunahme des Energieangebotes um wenige Wm^{-2} gegenüber dem gegenwärtigen Zustand bereits erhebliche Massenverluste.

Selbst unter der Annahme, dass dieses Angebot hauptsächlich auf die Sommermonate entfallen muss, wären die resultierenden negativen spezifischen Massenbilanzen durchaus im Bereich dessen angesiedelt, was in den letzten Dekaden und Jahrhunderten beobachtet wurde. Weiterhin verdeutlicht diese einfache Überlegung aber auch, wie genau Energiebilanzen bestimmt werden müssen, um den Vorgang der Gletscherschmelze korrekt beschreiben zu können.

3.4 Das Abflussverhalten des Vernagtferners

Die Veränderungen des Vernagtferners offenbaren sich auch in seinem Abflussverhalten. Mit der Errichtung einer Pegelstation im Gletschervorfeld auf 2635 m NN im Jahre 1973 wurde die höchste derartige Einrichtung zur Messung des Glazialabflusses in den Alpen in Betrieb genommen. In einem betonierten Messgerinne mit einem definierten Querschnitt wird kontinuierlich der Wasserstand in dem Zeitraum aufgezeichnet, in dem das Gerinne eis- und schneefrei ist. Üblicherweise umfasst dieser Zeitraum die

Monate Mai bis Oktober. Seit 1998 wird der Wasserstand parallel zu der mechanischen Erfassung durch Standrohr und Schwimmer mittels eines Ultraschallabstandsmessers bestimmt.

Die Wasserstände werden über eine regelmäßig zu überprüfende Beziehung (*P-Q-Beziehung*) in Durchflussmengen **Q** umgerechnet. Als Datengrundlage dienen dazu Flügelmessungen und Salzverdünnungsversuche. Ständige Veränderungen des Messgerinnes durch Geschiebe sind Hauptursachen für die Instabilität der Funktion. Dies führt zu Unsicherheiten in den Abflussmengen in der Größenordnung von ±10%, die durch Sonderuntersuchungen, wie sie innerhalb des Sonderforschungsbereiches 81 und dem Projekt „Glazialabflüsse" durchgeführt wurden, temporär verbessert werden konnten (SIEBERS, 1999).

Der Abfluss und dessen zeitliche Variation ergeben sich als räumliches Integral einer Prozesskette über die gesamte Fläche des Einzugsgebietes. Die an der Abflussbildung beteiligten Prozesse lassen sich grob in die folgenden Komplexe gliedern:

- *Eintrag und Speicherung des Niederschlags an der Gletscheroberfläche,*
- *Schmelzwasserproduktion durch den Energieaustausch an der Grenzfläche Gletscher-Atmosphäre,*
- *Hydrologische Abflussprozesse an der Gletscheroberfläche und innerhalb des Gletschers sowie im Gletschervorfeld*

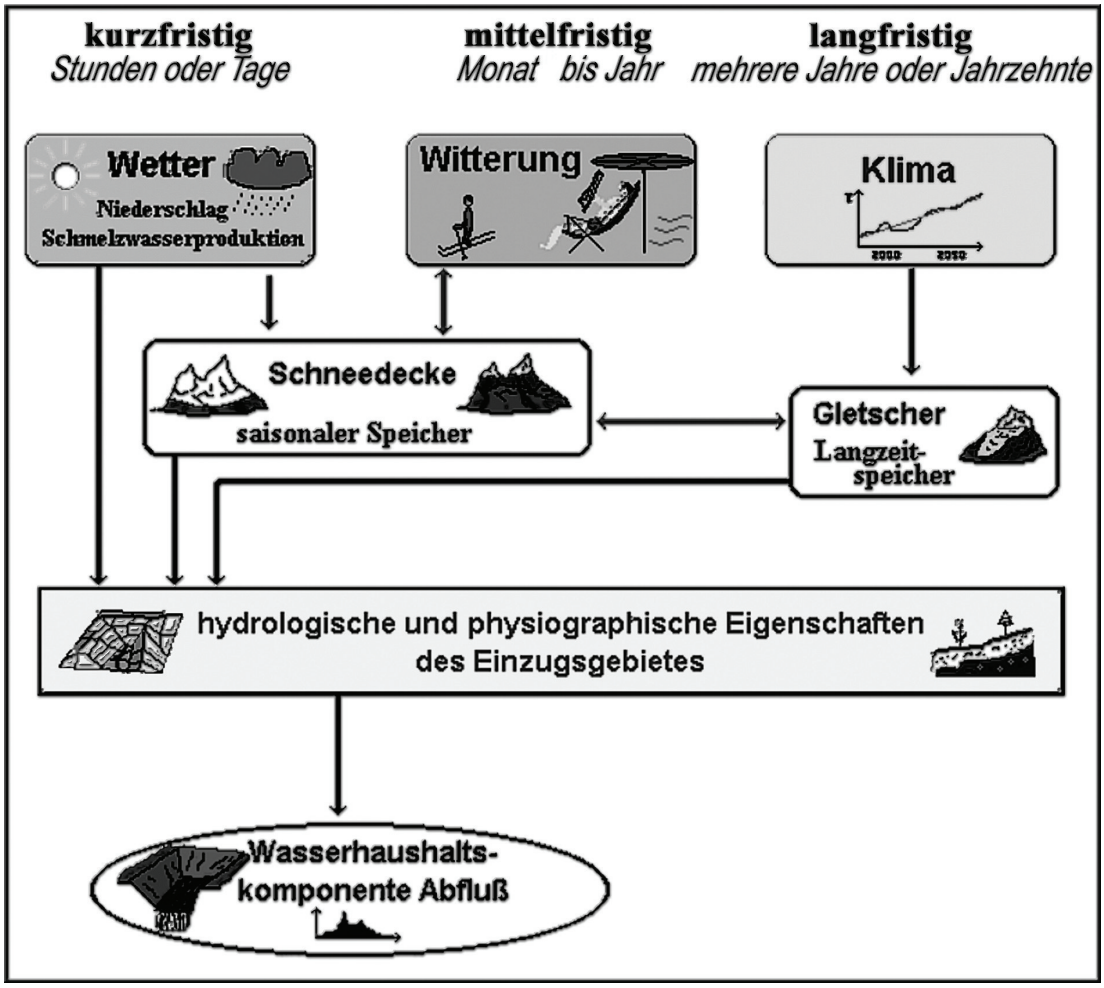


Abb. 3.4: *Grober schematischer Ablauf der an der Abflussgenese in einem vergletscherten Einzugsgebiet beteiligten Prozesse (aus ESCHER-VETTER et al., 1998).*

In der *Abbildung 3.4* werden die wesentlichen Vorgänge in einem hochgelegenen vergletscherten Einzugsgebiet schematisch zusammengefasst. In erster Linie wird der Abfluss kurzfristig durch die infolge des Wetterablaufs gefallenen Niederschläge und eventuell von den unter förderlichen Wetterbedingungen lokal gebildeten Schmelzwassermengen gespeist. Letztere entstammen dem Schnee- und Eisspeicher, der sich an den Orten bildet, wo der Niederschlag oberhalb der entsprechend saisonalen Schwankungen und der Höhenlage variierenden Frostgrenze in fester Form fällt. In der Regel erfolgt der Aufbau des Schneespeichers und die Schmelzwasserproduktion nicht gleichzeitig, so dass der Abflusshydrograph durch einen typischen saisonalen Verlauf charakterisiert ist.

Die Form der Schmelzwasserwelle wird durch die Variation der an der Oberfläche stattfindenden Energieumsätze bestimmt, welcher wiederum den Schwankungen der meteorologischen Parameter infolge von Tagesgang, Wetter und Witterung unterworfen ist. Ein Teil des Regens oder auch des gebildeten Schmelzwassers wird direkt dem Abflusssystem des Einzugsgebietes zugeführt und liefert nach der Modifikation durch dessen hydrologischer und physiographischer Eigenschaften eine wesentliche Teilkomponente des Abflusses. Ist jedoch in Teilen des Einzugsgebietes ein Schneedecken- oder Eisspeicher vorhanden, wird die oberflächlich gebildete Abflusswelle dort zunächst durch die Perkolationsprozesse in die Schnee- und Firnschichten sowie anschließend innerhalb des saisonal unterschiedlich effizient ausgebildeten intraglazialen Abflusssystems modifiziert. In der Summe führen die Prozesse in der Regel dazu, dass eine Schmelzwasserwelle oder ein Niederschlagsereignis in einem vergletscherten Einzugsgebiet nicht spontan als Abfluss in Erscheinung tritt, sondern verzögert und deutlich gedämpft auftritt (Braun & Weber, 2002). Der Grad dieser Dämpfung hängt wesentlich vom Aufbau des Gletschers und von dessen dynamischem Zustand ab.

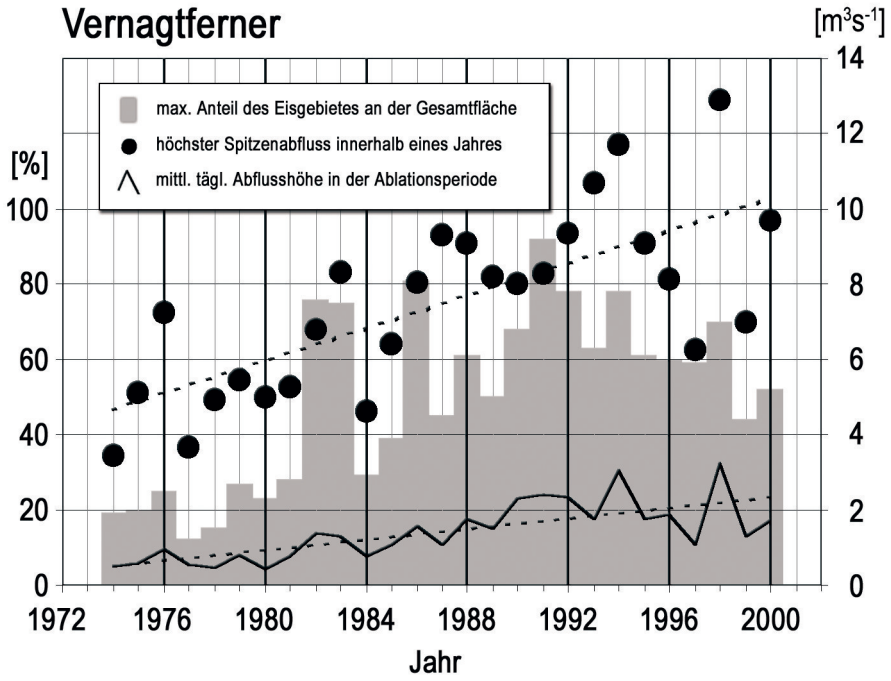


Abb. 3.5: *Veränderung der Charakteristik des Abflusshydrographen des Vernagtbach seit Beginn der Abflussmessungen 1974. Dargestellt ist die mittlere tägliche Abflusshöhe, gemittelt über den Zeitraum der Ablationsperiode und der maximal im Stundenmittel auftretende Spitzenabfluss innerhalb eines Jahres. Grau unterlegt dargestellt ist der prozentuale Anteil der maximalen Ausdehnung des Eisgebietes an der Gesamtfläche des Gletschers.*

Das Zusammenspiel dieser Prozesse führt in der Summe zu einem höchst komplexen Jahresgang des Abflusshydrographen in der Art, wie er für den Vernagtbach beispielhaft für die Jahre 1998 bis 2000 rechts

unten in der *Abbildung VII* wiedergegeben ist. Dort sind sowohl die Tagesmittelwerte der Abflusshöhe als auch die Bandbreite der Tagesschwankungen dargestellt. Charakteristisch ist einerseits der Anstieg der mittleren Abflüsse in den Zeiträumen, in denen sich eine zusammenhängende apere Eisoberfläche ausgebildet hat, andererseits aber auch die damit verbundene Zunahme der Tagesvariation. Letztere ist immer dann besonders ausgeprägt, wenn der überwiegende Anteil des Abflusses dem Eisgebiet entstammt und sich das intraglaziale Entwässerungssystem vollständig entwickelt hat, was in der Regel erst in den Spätsommermonaten Juli und August der Fall ist. Sie ist dagegen vergleichsweise gering in den Phasen der Schneeschmelze am Ende des Frühjahrs und im Frühsommer. Spitzenabflüsse werden dann erreicht, wenn das Eisgebiet seine maximale Ausdehnung annimmt und die Ablationsperiode nicht durch sommerliche Neuschneefälle unterbrochen wird, wie dies beispielsweise im Jahr 1998 der Fall war. 1999 und 2000 dagegen gab es häufig einen Wechsel mit kühleren Witterungsabschnitten, in denen die Intensität der Schmelzwasserproduktion deutlich nachließ. Die extremsten Abflüsse entstehen im Fall der Überlagerung einer hohen Schmelzwasserwelle mit einem Starkregenereignis bei einer deutlich über der Kammlinie liegenden Frostgrenze. Ein Beispiel dieser Art konnte am 4. August 1998 beobachtet werden. Es führte zu dem an der Pegelstation Vernagtbach bislang höchsten beobachteten Spitzenabfluss von 19 m^3/s. Das Ereignis ist in Braun & Weber (2002) im Detailablauf dokumentiert.

Im Rahmen der Untersuchungen des **SFB81** wurden die Zusammenhänge der Abflussgenese am Vernagtferner in der ersten Hälfte der 1980er-Dekade intensiv studiert und die Parameter der zur Dämpfung der Schmelzwasserwelle führenden Prozesse bestimmt (Moser et al., 1986). Den wesentlichen Anteil an der Verzögerung des Abflusses bewirkte damals der noch über 20 m mächtige Firnwasserspeicher im Akkumulationsgebiet. Im Laufe des anhaltenden Gletscherschwunds innerhalb der letzten Dekade ging dieser zunehmend verloren.

Parallel zu dieser Entwicklung veränderte der Vernagtbach in teilweise dramatischer Weise sein Abflussverhalten. In der *Abbildung 3.5* sind die mittleren täglichen Abflusshöhen über die Ablationsperiode (i.d.R. von Juni bis September) zusammen mit den im Laufe eines Jahres auftretenden Spitzenwerten des Abflusses im Stundenmittel seit Beginn der Messungen aufgetragen. Es zeigt sich, dass nicht nur die mittleren Abflusshöhen zugenommen haben, sondern dass sich auch die Spitzenabflüsse innerhalb des 30 Jahre überdeckenden Zeitraums mehr als verdoppelt haben. Die Ende der 1990er Jahre auftretenden Spitzenabflüsse überstiegen mehrfach die ursprünglich auf ca. 10 m^3/s ausgelegte Kapazität des Messgerinnes. Deshalb wurde diese 1996 und 2000 durch intensive Sanierungsmaßnahmen erweitert.

Von einer ähnlichen Entwicklung wurde von anderen Gletschern in der wissenschaftlichen Literatur bislang nicht berichtet. Es handelt sich um ein für den Vernagtferner spezifisches Phänomen, denn zum einen ist die Lage der Pegelstation sehr nah am Gletscher, so dass die in der Regel dämpfende Wirkung des Einzugsgebietes nur wenig zum Tragen kommt, zum anderen befindet sich der Vernagtferner in einer besonderen Phase. Der in *Abbildung 3.5* zusätzlich eingetragene prozentuale Anteil der maximalen Ausdehnung des Eisgebietes zeigt ebenfalls einen Trend der Zunahme bis etwa 1992. Da in enger Proportionalität der Firnspeicher des Vernagtferners abgenommen hat und gegenwärtig nahezu verschwunden ist, ist zunächst eine gute Korrelation zwischen der Eisgebietsgröße und den Maximalabflüssen zu erkennen. Dies bedeutet auch, dass nicht nur die spezifischen Schmelzwasserbeträge und damit die durchschnittlichen täglichen Ablationsraten zugenommen haben, sondern auch die Fläche, aus denen sie stammen.

Innerhalb der letzten Dekade haben sich die Verhältnisse geändert. Das Eisgebiet erreichte nicht mehr dieselbe Ausdehnung wie Anfang der 1990er Jahre, dennoch sind die Maximalabflüsse nicht im gleichen Maße wieder zurückgegangen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich das Abflusssystem des Vernagtferners in seiner Gesamtheit gewandelt haben könnte. Davon betroffen ist nicht nur der weitgehend abgebaute Firnspeicher im Akkumulationsgebiet, sondern auch das intraglaziale Entwässerungssystem. Dieses hat an Effizienz deutlich zugenommen und zeigt nahezu keine Saisonalität mehr. Daher wird die an der Eisoberfläche gebildete Schmelzwasserwelle oder dort auftreffender Niederschlag in flüssiger Form nahezu unverzögert dem Abfluss zugeführt.

Diese Beobachtungen lieferten die Motivation zu dem Projekt „*Glazialabflüsse des Vernagtferners bei anhaltenden Massenschwund*“, in dem diese Zusammenhänge anhand hydrologischer und meteorologischer Feldstudien intensiv untersucht wurden.

3.5 Ansätze zur Abflussmodellierung am Vernagtferner

3.5.1 Das PEV-Modell

Für das Einzugsgebiet des Vernagtbach wurden bislang zwei verschiedene Ansätze zur Modellierung realisiert. Zwischen 1974 und 1986 wurden im Rahmen eines Sonderforschungsprojektes die Zusammenhänge zur Abflussgenese des Gletschers in umfangreichen experimentellen und modelltheoretischen Arbeiten detailliert untersucht. Dabei entstand ein physikalisches Modell (**PEV**: ***P****hysikalisch basiertes* ***E****nergiebilanzmodell für den* ***V****ernagtferner*) zur Abflussberechnung des Gletschers, das in seinem Kern die räumlich verteilte Schmelzwasserproduktion auf der Basis einer teilweise einfachen Parametrisierung der Terme der Energiebilanz der Gletscheroberfläche anhand der auf den Gletscher extrapolierten an der Klimastation Vernagtbach gemessenen meteorologischen Daten bestimmt (ESCHER-VETTER, 1980). Die experimentelle Überprüfung des Verfahrens mit mikrometeorologischen Messungen direkt auf dem Gletscher konnte Ende der 1970er und Anfang der 1980er Jahre mangels geeigneter Verfahren nur begrenzt durchgeführt werden. Insbesondere die turbulenten Flüsse wurden mit stark vereinfachten Gradientansätzen abgeschätzt.

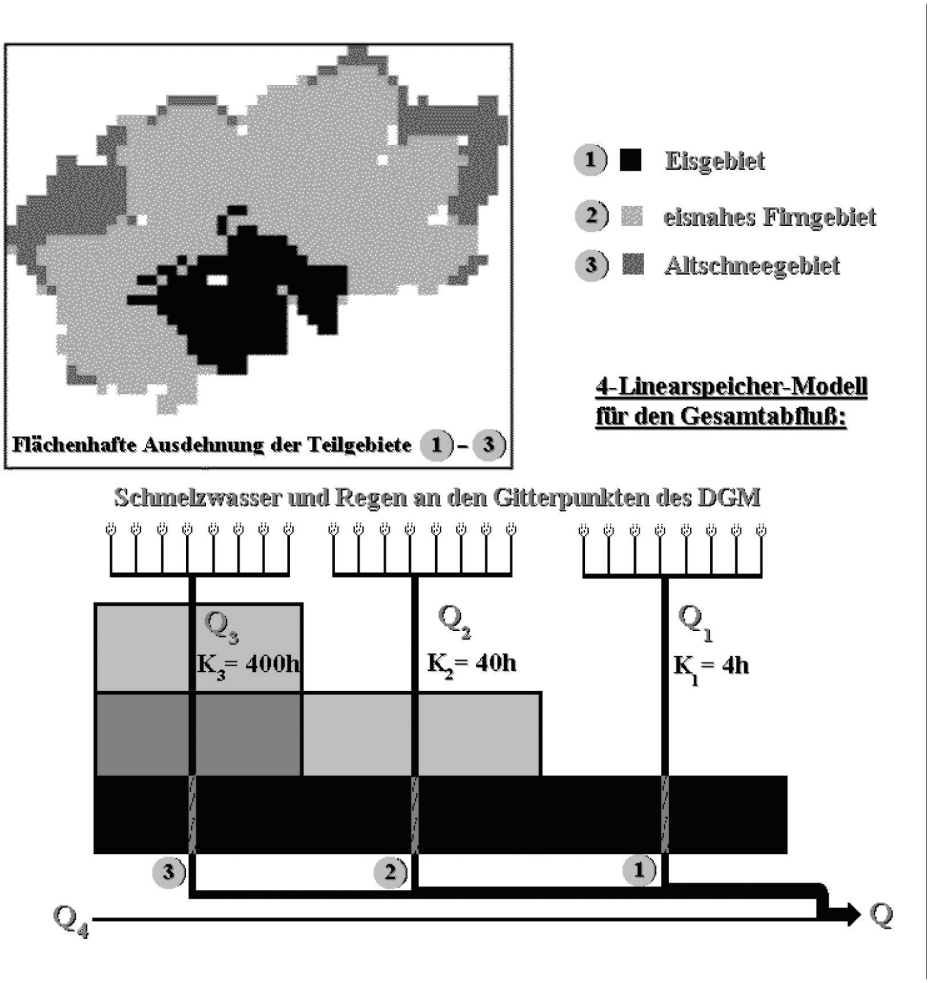


Abb. 3.6: *Schematische Darstellung des für den Vernagtferner eingesetzten 2D-Abflußmodells nach* OERTER *et al. (1981). Die flächenhafte Ausdehnung der Teilgebiete ist hier beispielhaft zur Illustration wiedergegeben und zeigt die Verhältnisse, wie sie für den 12.8.1993 modelliert wurden.*

Der Schwerpunkt des Schmelzwasserproduktionsmodells liegt auf der möglichst realistischen Modellierung der Komponenten der Strahlungsbilanz. Mittels eines digitalen Geländemodells mit einem Gitterpunktsabstand von 100 m werden auch der Einfluss der Hangneigung im Rahmen der Modellauflösung und der Abschattungseffekte in Abhängigkeit vom Sonnenstand berücksichtigt. Die atmosphärische Trübung und die Bewölkung wird anhand von Messdaten der Globalstrahlung an der Pegelstation Vernagtbach ermittelt. Die Albedo wurde ursprünglich für die drei Bereiche Eis, Firn und Schnee vorgeben, inzwischen jedoch auch parametrisiert. Weitere Details finden sich in ESCHER-VETTER (2000).

Aus der in einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde an den einzelnen Gitterpunkten berechneten Schmelzwassermenge und gegebenenfalls dem flüssigen Niederschlag wird durch Nachschalten eines aus 4 Linearspeichern bestehenden mathematischen 2D-Modell der Abflusshydrograph erzeugt. Der prinzipielle Aufbau dieses Modells nach OERTER *et al.* (1981) wird in *Abbildung 3.6* illustriert. Es unterteilt die Oberfläche des Gletschers in drei generelle Areale, das Eisgebiet, das eisnahe Firngebiet und das Altschneegebiet, in denen unterschiedliche Verzögerungsmechanismen wirksam sind, im Modell ausgedrückt durch einen exponentiellen Abfall. Die entsprechenden Zeitkonstanten wurden experimentell im Rahmen der Untersuchungen zum SFB 81 ermittelt (MOSER et al., 1986). Der Gesamtabfluss ergibt sich aus der Linearkombination der drei Komponenten zusammen mit einem konstanten Basisabfluss.

Das Modell wurde inzwischen erweitert (ESCHER-VETTER, 2000) und kann auch auf größere Einzugsgebiete angewandt werden. Der Vorteil liegt in der guten räumlichen Auflösung der Prozesse. Somit lassen sich viele Charakteristiken der Abflussganglinie erklären. Validiert wird es anhand der gemessenen Abflüsse und zusätzlich durch den Vergleich zwischen der Ausdehnung des berechneten und des beobachteten Eisgebiets.

Prinzipiell ist die Wiedergabe der Abflussverhältnisse mit diesem Modell zufriedenstellend. Problematisch ist vor allem, dass es die geänderten Verhältnisse des intraglazialen Abflusssystems und des Firnspeichers nur durch entsprechende Anpassung wiederzugeben vermag. Dies erfordert die kontinuierliche Evaluation des Gletscherzustands. Schwachpunkte sind gegenwärtig weiterhin das relativ einfache Schema zur Extrapolation der an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Eingangsdaten von Temperatur, Feuchte, Wind und Niederschlag auf die Gletscherfläche und die entsprechend einfache Parametrisierung der turbulenten Flüsse. Die Ergebnisse der **HyMEX**-Messungen sollen auch zu diesen Fragen neue Erkenntnisse liefern.

3.5.2 Das konzeptionelle HBV3-ETH9-Modell

Der Betrieb eines physikalischen Energiebilanzmodells wie das im vorangegangen Abschnitt behandelte **PEV**-Modell erfordert umfangreiche und qualitativ hochwertige und zeitlich hochaufgelöste Eingangsdaten, die zwar am Vernagtferner, in der Regel jedoch nicht in allen vergletscherten Einzugsgebieten verfügbar sind. Dieser Umstand rechtfertigt auch den Einsatz einfacherer konzeptioneller Modelle, wie das **HBV3-ETH9**-Modell, das auf einem Konzept von BERGSTRÖM (1976; 1992) in Schweden beruht und an der *Eidgenössischen Technischen Hochschule* in Zürich sowie an der *Kommission für Glaziologie* auf den Einsatz in vergletscherten Einzugsgebieten erweitert wurde (BRAUN *et al.*, 1998).

Das Niederschlag-Abfluß-Modell berechnet die Schmelze anhand einer einfachen *Temperatur-Index-Methode* (*siehe auch Abschnitt 6.6.2*), berücksichtigt jedoch neben der Höhenlage auch Einflüsse der Exposition. Die Geländeinformationen werden in Form einer Flächen-Höhen-Expositionsverteilung eingegeben, wobei vergletscherte Bereiche getrennt ausgewiesen werden. Der konzeptionelle Temperatur-Index-Ansatz beschränkt die zeitliche Auflösung auf Tagesmittelwerte. Benötigt werden zum Betrieb des Modells lediglich tägliche Mittelwerte der Temperatur und Tagessummen des Niederschlags an einer repräsentativen Station, die mittels einem einfachen Regionalisierungsschema, basierend auf vorgegeben Höhengradienten, auf das Einzugsgebiet umgerechnet werden. Das Modell wurde inzwischen in einer Vielzahl von Einzugsgebieten in den Alpen (z.B. Wetterstein, Nationalpark Berchtesgaden, Ötztal, Silvretta, Zillertaler Alpen) und auch außeralpinen Gebieten (z.B. Nepal, Zentralasien) betrieben und

ausgetestet.

Die Kalibrierung der Modellparameter erfolgt in der Regel über zumindest temporär gemessene Abflüsse. Es liefert als Ergebnis sämtliche Terme des Wasserhaushalts sowie weitere Informationen zur Schneedecke. Detaillierte Beschreibungen finden sich bei SCHULZ (1999), ELLENRIEDER (2002) und HAGG (2003). Das Modell selbst ist in einer Version für das Ötztal und den Nationalpark Berchtesgaden auf der CD-Rom KFG1999 (ESCHER-VETTER *et al.*, 1999) enthalten.

In stark vergletscherten Einzugsgebieten liefert das Modell relativ gute Ergebnisse, die eine Erklärung von 80% bis über 90% der Variation der Abflüsse ermöglichen. Die Genügsamkeit gegenüber den Eingangsdaten erlaubt aber insbesondere Studien hinsichtlich der Sensitivität des Wasserhaushaltes eines Einzugsgebietes gegenüber Klimaänderungen. Eine derartige Untersuchung wurde auch für das Ötztal durchgeführt, wobei gezeigt werden konnte, dass eine Klimaerwärmung zunächst die Abflüsse erhöht, nach einiger Zeit mit zunehmenden Gletscherschwund in den Sommermonaten die Abflussspende immer weiter zurückgeht, so dass mit Trockenheit zu rechnen ist (BRAUN *et al.*, 2000).

Neben diesen Untersuchungen zur Klimafolgenforschung wurde das Modell inzwischen auch zur Rekonstruktion der Massenbilanz des Vernagtferners um 1900 angewandt (ELLENRIEDER, 2002). Dabei wurden die notwendigen Eingangsdaten aus langen Messreihen der Stationen Vent und Marienberg anhand statistischer Kenngrößen extrapoliert und das Modell mit Hilfe der nach der geodätischen Methode über 30 Jahre bestimmten Massenbilanz kalibriert. Dadurch konnte gezeigt werden, dass der spektakuläre Vorstoß des Vernagtferners nicht unmittelbar mit den klimatischen Verhältnissen in dieser Zeit verbunden war. Insbesondere für derartige Studien wird das HBV3-ETH9-Modell auch in der Zukunft noch ein wertvolles Werkzeug darstellen.

4. Experimentelle Untersuchungen zur Schmelzwasserproduktion: die HyMEX-Experimente 1998 und 2000

4.1 Das Projekt „Glazialabflüsse“ von 1998 - 2001

Wie bereits im *Kapitel 3* am Beispiel des Vernagtferners gezeigt, wurden parallel zu der in der Studie 2001 des **IPCC** (IPCC, 2001) bestätigten Erwärmung des globalen Klimas im Alpenraum erhebliche Massenverluste des Gletschers beobachtet. Damit verbunden wurde an der seit 1974 betriebenen Pegelstation Vernagtbach im Einzugsgebiet des Vernagtferners im inneren Ötztal ein signifikanter Trend einer starken Erhöhung der Glazialabflüsse registriert (*Kapitel 3.4*), der insbesondere bei Überlagerung mehrerer ungünstiger Faktoren zu einer verschärften Hochwasserdisposition in den Uferbereichen der Rofenache und der Ötztaler Ache führen kann (Braun & Weber, 2002). Die Hochwassergefährdung resultiert insbesondere durch ein überdurchschnittliches Anwachsen der Tagesspitzen der Abflussganglinie. Während in den 1970er bis Ende der 1980er Jahre das Überschreiten eines Maximalwertes von 10 m^3/s ein äußerst seltenes Ereignis darstellte, wurde dies in der 1990er-Dekade eher die Regel.

Vor diesem Hintergrund wurde eine über den Zeitraum vom April 1998 bis Juli 2001 laufende von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (**DFG**) geförderte Studie durchgeführt, welche auf der Basis einer grundlagenorientierten experimentellen Untersuchung dieser Prozesskette die Verbesserung der modellhaften Beschreibung der Abflussgenese des Vernagtferners und damit ein besseres Verständnis der beobachteten Veränderungen in den Abflusscharakteristika zum Ziel hatte.

Die Untersuchungen sind zwar generell mit denen im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches 81* in den 80er Jahren (Moser *et al.*, 1986) vergleichbar, wurden aber unter den veränderten Randbedingungen und insbesondere mit seit dieser Zeit weiter entwickelten Methoden durchgeführt. Zum ersten Mal sollten auf dem Vernagtferner insbesondere auch die turbulenten Wärmeflüsse ohne den Umweg über Parametrisierungen gemessen werden, die in entfernten Regionen unter abweichenden Bedingungen abgeleitet wurden. Dies ist eine elementare Voraussetzung, um die Eignung der bislang verwendeten modelltheoretischen Ansätze überprüfen und eventuelle Verbesserungen entwickeln zu können. Ein weiterer Aspekt war die Bereitstellung von möglichst vollständigen und umfassenden Datensätzen der Mikrometeorologie und Hydrologie über einem schmelzenden Alpengletscher, die sowohl weltweit als auch in den Alpen sehr selten, aber für die Entwicklung und Validierung von neuen Modellen dringend erforderlich sind.

Da die einzelnen Glieder der Prozesskette der Abflussgenese, nämlich die Schmelzwasserproduktion an der Oberfläche und der Transport des Wassers innerhalb des Eiskörpers und in den Gerinnen bereits für sich maßgeblich das Abflussgeschehen beeinflussen, saisonal aber von unterschiedlicher Bedeutung sind, wurden die experimentellen Studien je nach logistischer Durchführbarkeit in mehrere Schwerpunkte unterteilt:

- zwei intensive Energiebilanzstudien um den Zeitpunkt mit maximaler Schmelzwasserproduktion,
- intensive hydrologische Prozessstudien zu den Abflussprozessen auf und innerhalb des Gletschers über drei vollständige Ablationsperioden von Mai bis Oktober,
- Sensitivitätsstudien auf der Basis von physikalischen und konzeptionellen Modellen anhand der Messergebnisse.

Die räumliche Variation wurde untersucht, indem die Standorte, an denen die Messungen erfolgten, im sinnvollen Rahmen variiert wurden. Weiterhin wurden die Detailstudien durch klimatologische Un-

tersuchungen, Massenbilanzbestimmungen und Beobachtungen des Gletscherstatus über den gesamten Projektzeitraum flankiert.

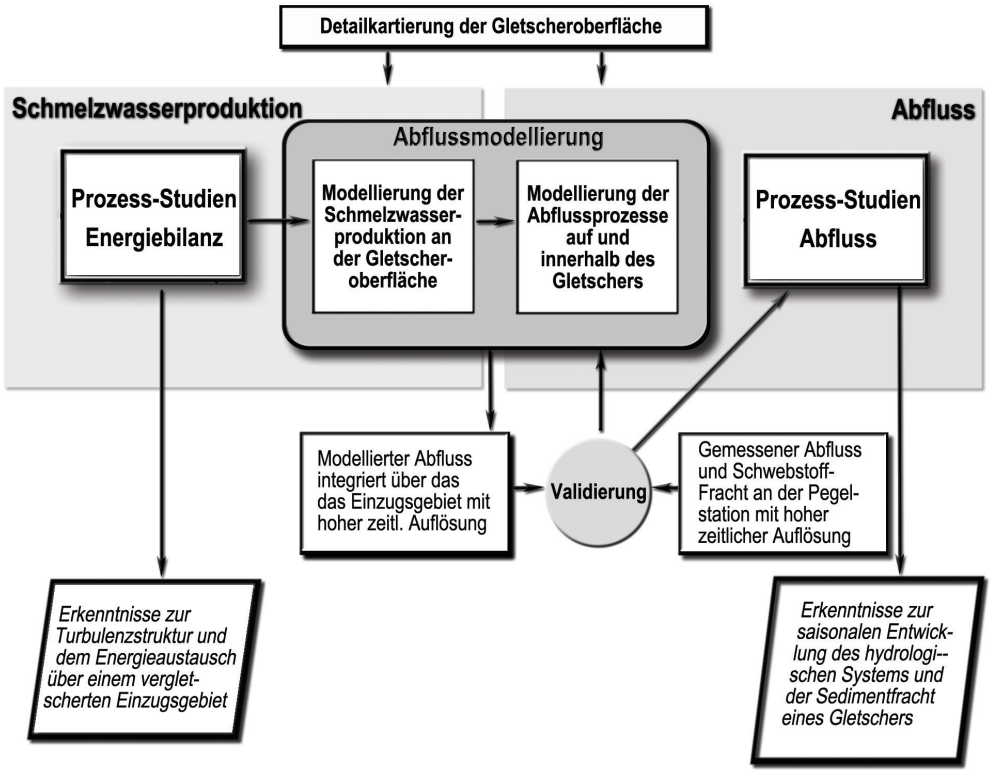


Abb. 4.1: *Schematische Darstellung der generellen Vorgehensweise zur experimentellen Untersuchung der Abflussgenese am Vernagtferner unter den gegenwärtigen Bedingungen mit erheblichem Massenschwund.*

Die *Abbildung 4.1* verdeutlicht die generelle Vorgehensweise innerhalb des Projektes, welche die Arbeiten zunächst in zwei unabhängige experimentelle Schwerpunkte gliedert, die mit den Begriffen *Schmelzwasserproduktion* und *Abfluss* gekennzeichnet sind. Im Rahmen von diesen wurde eine Reihe von Prozessstudien realisiert, die zwar möglichst gleichzeitig durchgeführt werden sollten, aber aus logistischen und sonstigen Gründen unterschiedliche Zeiträume überdeckten. Jedes dieser Experimente sollte ergänzende grundlagenorientierte Erkenntnisse zu untersuchten Prozessen liefern, die in der Zukunft weiteren wissenschaftlichen Arbeiten dienlich sein können. Da experimentelle Untersuchungen an Objekten mit den Dimensionen eines Alpengletschers wegen des damit verbundenen logistischen Aufwands immer nur räumlich und zeitlich begrenzt erfolgen können, ist die Ausweitung der Erkenntnisse auf den Gesamtgletscher und längere Zeiträume nur über Modellstudien möglich, die anhand der gewonnenen Daten in Zukunft durchgeführt werden können.

Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf den Untersuchungen der Schmelzwasserproduktion liegt, kann auf die Prozesse und die Ergebnisse der hydrologischen Arbeiten nicht im Detail eingegangen werden. Die wichtigsten Aspekte werden daher in dem nachfolgenden Abschnitt stichwortartig aufgeführt.

Die Ansammlung von Wasser an der Gletscheroberfläche durch flüssigen Niederschlag oder durch das Schmelzwasser generiert sofort einen Oberflächenabfluss, welcher zunächst in komplexer Weise durch den Gletscher transportiert und dabei durch mehrere Prozesse verzögert wird. In der Summe aller dieser Prozesse wird die eigentliche Ganglinie des Glazialabflusses im Gerinne gebildet. Im hydrologischen Schwerpunkt des Projektes wurde angestrebt, Teilprozesse der Abflussgenese in und auf dem Gletscher so

weit als möglich zu isolieren, experimentell zu untersuchen und zu quantifizieren.

Gemessen wurde unter anderem auf ca. 3200 m die *Perkolation von Schmelzwasser in Schnee und Firn*. Anhand von Messungen mittels eines Mikrowellenradars wurde die räumliche Ausdehnung des Firnkörpers vermessen und die *Speicherung in der wassergesättigten Zone des Firn* untersucht. Einblick in die *Abflussprozesse an der Eisoberfläche* sollte die Erfassung des Zuflusses in Mühlen vermitteln. Anhand von nahezu 100 Tracer-Experimenten mit Fluoreszensfarbstoffen an unterschiedlichen repräsentativen Punkten auf der Gletscheroberfläche wurden anhand von *Fliesszeitbestimmungen* der *Zustand des intraglazialen Entwässerungssystems* untersucht und Quellgebiete des Abflusses abgegrenzt. Ferner wurden zur Gewinnung von *Abflussganglinien der Teileinzugsgebiete* provisorische Pegelmessanlagen in den Hauptgerinnen des dendritisch verzweigten Gletscherbachsystems eingerichtet. *Trübungsmessungen* an der Pegelstation Vernagtbach dienten der Untersuchung des *Sedimenttransports* und durch Salzverdünnungsversuche wurde die *Pegelstand-Abflussbeziehung* der Pegelstation abgeleitet.

Basierend auf den Erkenntnissen aus dem **SFB81** wurde bei den hydrologischen Untersuchungen Neuland betreten, so dass diverse Rückschläge leider nicht ausbleiben konnten. Ferner veränderte sich der Gletscher in der Rückzugsphase der letzten Dekade so stark, dass viele aus der Literatur und den Untersuchungen des **SFB81** bekannte Sachverhalte keine Gültigkeit mehr besitzen. Die Messungen haben einen umfangreichen Datensatz ergeben, dessen abschließende Analyse sowie die Darstellung und Synthese der Ergebnisse noch aussteht. Sie erfolgt sukzessive in diversen Diplomarbeiten und Dissertationen. Eine Zusammenfassung der vorläufigen Resultate ist in dem Schlussbericht zum Vorhaben (Weber *et al.*, 2002) enthalten. Weitere Details finden sich bei Siebers (1999) und in den Diplomarbeiten von Naeser (2002) und Khazaleh (2002).

4.2 Methodik zur experimentellen Untersuchung der Schmelzraten

Ein vordergründiger Teilaspekt der experimentellen Arbeiten im Schwerpunkt *Schmelzwasserproduktion* des Projektes „*Glazialabflüsse*“ ist die zeitlich möglichst hoch aufgelöste Bestimmung der in einem definierten Areal in Abhängigkeit von den meteorologischen Randbedingungen an der Eisoberfläche gebildeten Schmelzwassermenge. Diese Aufgabe erscheint auf den ersten Blick trivial und in der Praxis einfach zu bewerkstelligen, denn die Schmelzwassermenge entspricht der Masse des durch die Ablation abgetragenen Eisvolumens. Bei genauerer Betrachtung jedoch ist die Mikrotopografie der Eisoberfläche durch die sich bildenden Ablationsformen höchst heterogen strukturiert. Deren Standardabweichung variiert über typische Werte von 0.1 bis 0.5 m (Oerlemans, 2001) und die Veränderungen der Oberflächenstruktur erfolgen so langsam, dass die tatsächliche Abnahme des Eisvolumens innerhalb eines Zeitraums von beispielsweise einer Stunde kaum mit der notwendigen Genauigkeit gemessen werden kann.

4.2.1 Direkte Messung der Ablation

Um die Ablationsbeträge zu ermitteln, wurden daher vielfältige, mehr oder minder komplexe Verfahren entwickelt. Sie haben aber alle gemein, dass sie nur zur Erlangung von integralen Werten über Zeiträume von mehreren Tagen sinnvoll einsetzbar sind. In das Eis eingelassene Ablationspegelstangen beispielsweise, die einfachste Methode zur Bestimmung der Ablation, beeinflussen einerseits den Ablationsvorgang selbst, liefern andererseits aber nur höchst ungenaue punktuelle Werte, die erst über Zeiträume von einigen Stunden bis Tagen für größere Flächen repräsentativ sind. Etwas genauer sind Verfahren, welche über Flächen von einigen Quadratdezimetern integrieren, wie z.B. die inzwischen häufiger zur Ablations- und

Akkumulationsmessung auf Gletschern eingesetzten Ultraschall-Abstandsmesser, mit deren Hilfe die Variation des Abstandes zwischen dem in einer fixen Höhe montierten Gerät und der Schnee- oder Eisoberfläche kontinuierlich gemessen wird. Beispiele für derartige Messungen finden sich in OERLEMANS (2001), OERLEMANS & KLOK (2002) und BRAUN *et al.* (2004). Da jedoch die Absolutgenauigkeit der Momentanwerte der Abstandsmessung im Bereich von ca. 5 cm liegt, liefert sie keine detaillierte Information zu den Tagesvariationen der Menge des gebildeten Schmelzwassers, sondern allenfalls gute Referenzwerte über die saisonale Entwicklung, die zur Überprüfung der Ergebnisse aus anderen Verfahren herangezogen werden können (OERLEMANS, 2000).

Es wurde unter anderem auch am Vernagtferner im Rahmen der Arbeiten zum **SFB81** der Versuch unternommen, die gebildete Schmelzwassermenge aus künstlich abgegrenzten Arealen zu sammeln und kontinuierlich zu messen (ZUNKE, 1984; MOSER *et al.*, 1986). Wegen der mit derartigen Messungen verbundenen technischen Schwierigkeiten konnten nur über Zeiträume von einigen Stunden brauchbare Werte für den Tagesgang der Ablation erhalten werden. Neuere Ansätze, bei denen der Zulauf zu Spalten und Mühlen erfasst werden sollte, erwiesen sich überhaupt als untauglich bzw. nicht praktikabel, da sich die Quellareale des oberflächlich abfließenden Schmelzwassers nicht eindeutig abgrenzen ließen (WEBER *et al.*, 2002).

Derartige direkte Messungen der Ablation bzw. Schmelzwasserproduktion liefern unter günstigen Umständen verwertbare punktbezogene Informationen, diese sind aber nicht beliebig in die Fläche übertragbar. Um dieses zu bewerkstelligen, gibt es grundsätzlich zwei unterschiedliche Ansätze:

1. Die *Inter-* und *Extrapolation* der *Punktmessungen auf die Fläche*. Liegen die Messwerte der Ablation in ausreichender Dichte vor, können die Daten mittels statistisch abgeleiteter Algorithmen auf die Gesamtfläche des Gletschers umgerechnet werden. Dies gelingt jedoch allenfalls für saisonale Mittelwerte und erfordert in der Regel weitere empirische Erhebungen. Ein Beispiel für diese Vorgehensweise ist die im Abschnitt 3. beschriebene Erhebung der Massenbilanz des Vernagtferners mittels der glaziologischen Methode.

2. Die *Bestimmung der flächenhaften Ablation mit Modellansätzen*, die auf einem empirisch zu ermittelnden Zusammenhang zwischen den Schmelzraten und meteorologischen Daten beruht. Das einfachste Beispiel für eine derartige Vorgehensweise ist das häufig in konzeptionellen Niederschlags-Abflussmodellen wie z.B. dem *HBV3-ETH9* (BRAUN, 1985; BRAUN & RENNER, 1992; ELLENRIEDER, 2003; HAGG, 2003) oder OEZ (KUHN & BATLOGG, 1999) verwendete Temperatur-Index-Verfahren, bei dem die tägliche Ablation in mm aus dem Produkt der (positiven) Tagesmitteltemperatur und einer empirisch ermittelten, proportional zur Lufttemperatur in 2 m Höhe wachsenden mittleren Ablationsrate (Einheit [mm d^{-1} K^{-1}]) berechnet wird (KUHN, 1984). Der Vorteil dieser allgemein als unphysikalisch bezeichneten Parametrisierung liegt sicherlich in der trotz der einfachen Handhabung und des geringen Bedarf an Messdaten erreichbaren Genauigkeit. Im übrigen zeigen neuere Untersuchungen (OHMURA, 2001), dass wesentlich mehr physikalische Argumente für die Anwendbarkeit des Verfahrens sprechen, als bislang angenommen, denn die bodennahe Lufttemperatur ist sehr eng an die bei der Schnee- und Eisschmelze beteiligten Prozesse gekoppelt. In den Kapiteln 6 und 7 wird dieser Fragenkomplex anhand der hier erhaltenen Ergebnisse noch eingehender diskutiert. Ein klarer Nachteil ist jedoch die geringe zeitliche Auflösung von maximal einem Tagesschritt und die nur beschränkte lokale Gültigkeit der sogenannten Grad-Tag-Faktoren.

4.2.2 Indirekte Bestimmung der Ablation anhand der Energiebilanz der Eisoberfläche

Einen direkten Bezug zwischen den energetisch bedingten Ablationsvorgängen pro Flächeneinheit und den meteorologischen Parametern erhält man, wenn man die im *Kapitel 1* aufgeführte Energiebilanz der Gletscher- oder Schneeoberfläche nach Gleichung [*1.2*] betrachtet. Die dort sich aus der Bilanzierung sämtlicher Quellen- und Senkenterme ergebende Energiemenge ist der Menge des gebildeten Schmelzwassers direkt proportional, da die pro Masseneinheit aufzuwendende Schmelzwärme bis auf eine geringe

Druckabhängigkeit konstant $3.337 \bullet 10^5$ Jkg^{-1} beträgt.

Zur experimentellen Bestimmung von **S** müssen entweder die Einzelterme auf der linken Seite der Gleichung [*1.2*] oder die tatsächliche Ablation auf der rechten Seite möglichst exakt bestimmt bzw. gemessen werden. Hierin besteht die eigentliche messtechnische Herausforderung.

In der allgemeinen Form der Energiebilanzgleichung wird **S** als sogenannter Speicherterm bezeichnet (z.B. STULL, 1988). Da eine Fläche kein Speichervermögen für Energie besitzt, sollte **S** theoretisch den Wert Null annehmen. In diesem Fall wird die Energiebilanz als „*geschlossen*" bezeichnet. Da aber in der Realität Messungen immer fehlerbehaftet sind, wird **S** meistens einen von Null verschiedenen Wert annehmen, da er nicht nur die Terme der linken Seite der Gleichung selbst, sondern auch sämtliche darin enthaltenen Messfehler bilanziert. Für Energiebilanzmessungen über einer aperen Oberfläche ohne komplexe Vegetationsbedeckung (z. B. ein brach liegendes Feld oder eine Wiese) könnte daher die Güte der Schließung der Energiebilanz, sprich die Abweichung von **S** vom idealen Wert Null in Relation zur Größenordnung der Einzelterme, zur Qualitätssicherung und –kontrolle der Messungen herangezogen werden (BEIER *et al.*, 1994; OHMURA, 2001). In der Praxis ist davon jedoch eher abzuraten, da nach neueren Untersuchungen die Energiebilanz einerseits nicht immer geschlossen sein muss, andererseits die Gefahr der Fehlerkompensation sehr groß ist (FOKEN, 2003). Über einem schmelzenden Gletscher fehlt selbst diese Option zur Überprüfung der Resultate, dort gilt es folglich die Fehlerbreite der einzelnen Terme in verstärktem Maße zu untersuchen und die aus der Energiebilanz berechnete Gesamtablation integriert über einen längeren Zeitraum mit den anhand der im *Abschnitt 4.2.1* beschriebenen Verfahren gewonnenen Messwerten zu vergleichen.

Ein weiteres praktisches Problem besteht darin, dass keiner der Terme der Energiebilanz direkt an der Oberfläche gemessen werden kann, sondern im Falle der Flüsse aus der Atmosphäre in einem Niveau in ca. 2 m Höhe und im Falle des Wärmestroms in und aus dem Eis **G** einige cm unter der Oberfläche (MÜLLER *et al.*, 1991; FOKEN, 2003). Eine „*direkte Messung*" einer Komponente der Energiebilanz im engeren Sinn, also die Anwendung eines Verfahrens, das keine komplexe Modellvorstellung der Prozesse benötigt, ist allenfalls im Falle der Strahlungsbilanz **R** möglich. Strahlungsmessgeräte erlauben durch das Prinzip der Umwandlung der auf eine ebene Fläche auftreffenden Strahlungsenergie in Wärme deren absolute Bestimmung als Integral über einen Halbraum. Das den unteren Halbraum abdeckende Instrument darf jedoch nicht zu nahe an der Oberfläche montiert werden, da sonst der durch die Messung erfasste Bereich nicht mehr für größere Flächen repräsentativ wird.

Für die Messung der Gesamt- oder Nettostrahlungsbilanz sind sogenannte Strahlungsbilanzmesser verfügbar, welche den Term **R** prinzipiell direkt liefern können, allerdings nur in dem Messniveau, in dem sie montiert werden. In der Theorie wird **R** an der Oberfläche aus der Kombination von mindestens vier Komponenten gebildet, die jeweils unterschiedliche Quellen und Senken besitzen und durch die meteorologischen Randbedingungen unterschiedlich beeinflusst werden. Wesentlich ist dabei die Auftrennung des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung in den energetisch bedeutsamen langwelligen (4.5..45 μm) und den kurzwelligen (300..3000 nm) Bereich. Auf die Komponenten der Strahlungsbilanz und ihre Bedeutung wird in den *Abschnitten 4.3.4* und *6.1* noch weiter im Detail eingegangen. An dieser Stelle sei lediglich angemerkt, dass nur die kurzwelligen Komponenten der in 2 m Höhe über dem Eis gemessenen Strahlungsflüsse problemlos auf die Oberfläche übertragen werden können, da sie innerhalb der dünnen Schicht außer im Falle der Bildung von flachem Bodennebel nicht wesentlich modifiziert werden. Für die langwelligen Komponenten existieren dagegen in der 2 m dicken Schicht noch bedeutsame Quellen, die in der Größenordnung durchaus im Bereich der turbulenten Flüsse **H** und **LE** liegen können (OHMURA, 2001). Deshalb genügt es zur experimentellen Bestimmung der Strahlungsbilanz der Schnee- oder Eisoberfläche nicht, eine Messung der Nettostrahlungsbilanz allein durchzuführen, sondern es müssen sämtliche Strahlungsströme sowohl im lang- als auch kurzwelligen Spektralbereich separat gemessen werden.

Neben der Bestimmung der turbulenten Energieflüsse **H** und **LE**, die im nachfolgenden *Abschnitt 4.2.3* noch genauer erörtert wird, müssen auch die Wärmetransporte in und aus der obersten Schicht des Eiskörpers betrachtet werden, die in der allgemeinen Energiebilanzgleichung unter dem Term **G** zusammengefasst werden. Im Falle von solidem Gletschereis beschränken sich diese auf den durch die mole-

kulare Wärmeleitung verursachten Wärmefluss. Dieser steht analog den Wärmeströmen in der obersten Bodenschicht mit der Temperaturverteilung im Eiskörper im Zusammenhang. Ist diese bekannt, kann **G** unter Vernachlässigung aller horizontalen Wärmeflüsse prinzipiell nach der sogenannten Tautochronenmethode (BERZ, 1969) mittels

$$\textbf{[4.1]} \quad G = -\int_0^Z \rho_{Eis} c_{Eis} \frac{\partial T_E}{\partial t} dz \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}],$$

wobei

$\boldsymbol{\rho}_{Eis}$: *Dichte des Eises [kg m^{-3}]*
$\mathbf{c}_{Eis}$: *spezifische Wärme des Eises [J kg^{-1} K^{-1}]*
$\mathbf{T}_E$: *Temperatur des Eises in der Tiefe z [m]*
$\mathbf{Z}$: *Tiefe, ab der Isothermie herrscht [m].*

berechnet werden. Es gilt allgemein die Annahme, dass der Eiskörper unter Schmelzbedingungen homogen den Wert 0°C annimmt und damit **G** verschwindet. In Zeiträumen jedoch, in denen die Oberfläche eine Temperatur unter dem Schmelzpunkt annimmt, z.B. durch nächtliche Ausstrahlung im langwelligen Spektralbereich, kann sich zumindest die oberflächennahe Schicht des Eiskörpers unter den Gefrierpunkt abkühlen (AMBACH, 1955). Wird die Energiebilanz an der Oberfläche nach Sonnenaufgang wieder positiv, wird ein Teil dieser Energie zunächst in das Eis fließen, um den Zustand der Isothermie herzustellen. Die Schmelze setzt damit gegenüber dem Fall **G = 0** erst mit Verzögerung ein.

Es ist daher sinnvoll, die vertikale Temperaturschichtung bis in ca. 50 cm Tiefe im Eis zu kennen. In der Praxis ist diese jedoch außerordentlich schwierig zu messen, da der Eiskörper angebohrt werden muss und dadurch Risse erhält, in die Schmelzwasser einsickern kann, welches die Messungen verfälscht. Unter Schmelzbedingungen apern die nahe der Oberfläche gelegenen Thermometer rasch aus, so dass sie den Strahlungseinflüssen ungeschützt ausgeliefert sind und dadurch viel zu hohe Messwerte oder allenfalls die Temperatur des Schmelzwassers liefern. Derartige Messungen sind daher meist nur innerhalb kurzer Intervalle in den Nachtstunden, in denen die oberste Schicht des Gletschers vollständig gefroren ist, auswertbar. Dennoch ist dieser „Bodenwärmestrom" keinesfalls vernachlässigbar, entspricht doch eine angenommene Abkühlung einer 20 cm dicken Eisschicht um durchschnittlich 1 K innerhalb von 5 Stunden bereits einem Wärmefluss von ca. 20 Wm^{-2} an der Oberfläche.

Um den Tagesgang des Wärmeflusses in oder aus dem Eis tatsächlich berechnen zu können müssen die Dichte und die spezifische Wärmekapazität des Eises in der jeweiligen Tiefe bekannt sein. Diese variieren mit Eigenschaften wie etwa Porosität ähnlich wie bei einem Humusboden. Es gibt eine Reihe von Verfahren, mit denen diese Parameter mit Hilfe des Tagesganges und des Eindringens der Temperaturwelle in das Eis bestimmt werden können (BERZ, 1969; STULL, 1988: FOKEN, 2003). Voraussetzung dafür ist eine annähernde Sinusform der Temperaturwelle und ein homogener Boden, die jedoch speziell im Eis aber auch in Humusböden nicht immer gegeben ist, da Lufteinschlüsse und Verunreinigungen einen Einfluss auf die Dichte und die Wärmekapazität haben. Eine Alternative bietet die Bestimmung repräsentativer Profile der tatsächlichen Dichte und der Wärmekapazität im Labor anhand der Analyse von repräsentativen Probenahmen.

Ist die Gletscheroberfläche schneebedeckt, gewinnt die Beschreibung der Vorgänge des Energie- und Massentransportes in und aus der Schneedecke beträchtlich an Komplexität, da diese auch bei relativ hoher Dichte noch durchlässig für Wasser- und Gastransporte ist. Eine detaillierte Darstellung der Verhältnisse in der Schneedecke findet sich z.B. bei KUHN (1984) oder BRUN et al. (1989). Da während der **HyMEX**-Experimente keine Messungen über Schnee über durchgeführt wurden, muss die Thematik an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden.

4.2.3 Die turbulenten Energieflüsse zwischen Oberfläche und Atmosphäre

Die Eisoberfläche kann Energie mit der angrenzenden Atmosphäre prinzipiell durch zwei Prozesse austauschen: 1. *direkt* über die Abgabe oder Aufnahme von Enthalpie an der Grenzfläche (**H**, *Strom der fühlbaren oder sensiblen Wärme*), 2. *indirekt* durch den Transport von Wasserdampf an die Oberfläche oder von dieser weg unter Freisetzung oder Verbrauch von Energie bei einer Phasenumwandlung (**LE**, *latenter Wärmestrom*). Beide Vorgänge, sowohl der Eigenschaftstransport durch den fühlbaren Wärmestrom als auch der Transport von Wasserdampf werden durch die thermischen Bedingungen an der Oberfläche und in der angrenzenden Grenzschicht limitiert. Die wichtigste Steuerungsgröße ist dabei die Lufttemperatur. Um einen Austausch von Enthalpie aufrecht zu halten, muss sich diese von der Oberflächentemperatur unterscheiden. Ist die Oberfläche wärmer als die Luft, kann sie Wärme abgeben, ist sie dagegen kälter, kann sie Wärme aus der Luft empfangen.

Die Lufttemperatur ist auch diejenige Größe, die über den *Sättigungsdampfdruck* **E** die Menge an Wasserdampf begrenzt, die maximal von der Luft aufgenommen werden kann. An der schmelzenden Oberfläche beträgt der Wasserdampfpartialdruck $\mathbf{E_0}$ gemäß Gleichung [1.1] maximal 6.11 hPa. Wird ein Paket mit wärmerer Luft und einem Partialdruck $\mathbf{e>E_0}$ zur Oberfläche herangeführt und auf 0°C abgekühlt, dann kondensiert dort unter Freisetzung der entsprechenden Verdampfungswärme soviel Wasserdampf, bis der Partialdruck in dem Paket nur noch 6.11 hPa beträgt. Dieser Vorgang ist gleichbedeutend mit einem Wärmetransport zur Oberfläche und einer Intensivierung der Schmelze. Ist dagegen **e** in der Luftschicht über dem Eis niedriger als $\mathbf{E_0}$, wird ein Teil der an der Oberfläche verfügbaren Energie dazu verwendet, das anfallende Schmelzwasser zu verdunsten und die unmittelbar angrenzende Luftschicht maximal bis zu dem ihrer Temperatur entsprechenden Sättigungsdampfdruck mit Wasserdampf anzureichern. Die turbulente Durchmischung transportiert diesen dann in höhere Schichten, was durch eine mit der Höhe abnehmende Wasserdampfkonzentration belegt wird.

Auch der Verdunstungsvorgang ist ein Ablationsprozess, der zu einem Massenverlust an der Oberfläche führt. Da jedoch die Verdunstung gegenüber dem Schmelzen etwa den 8fachen Betrag erfordert (bei 0°C: $2.500 \bullet 10^6$ J/kg gegenüber $0.334 \bullet 10^6$ J/kg) und außerdem je nach Effizienz des turbulenten Transportes zusätzlich limitiert ist, sind die Ablationsverluste durch Verdunstung bzw. die Akkumulationsgewinne durch Kondensation in Relation zu den Beträgen durch die Schmelze und die Niederschlagsakkumulation von untergeordneter Bedeutung. Diese liegt vielmehr in der Umverteilung der verfügbaren Energiebeträge: mit steigendem *Sättigungsdefizit* in der Grenzschicht steigt prinzipiell der Anteil des Energieverbrauchs durch die Verdunstung, so dass netto deutlich weniger Energie zur Schmelze verfügbar ist. Umgekehrt kann die durch Kondensationsprozesse zusätzlich zugeführte Energie die Schmelzrate beachtlich erhöhen. Im Vergleich dazu ist der Gewinn an Wärme durch Wiedergefrieren ebenfalls eine Größenordnung kleiner. Für die Massenbilanz bedeutet dies, dass unter sonst bezüglich dem Energieangebot aus der Nettostrahlungsbilanz und dem Wärmeinhalt der Grenzschicht gleichen Bedingungen ein Gletscher bei niedrigem Wasserdampfgehalt weniger Ablationsverluste erleidet als in einem feuchten Klima.

Demnach wäre der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre eine wesentliche, den Massenhaushalt eines Gletschers kontrollierende Größe. Deren Einfluss zu quantifizieren, ist aber keineswegs trivial. Die **HyMEX**-Experimente zeigen vielmehr, dass eine Vielzahl von Einzeleffekten des Wasserdampfes auf die einzelnen Terme der Energiebilanz zusammen wirken. Im Falle der energetischen Reduktion der Schmelze durch die Verdunstung ist vor allem die Effizienz des Transports von Wassermolekülen in die Atmosphäre entscheidend. Und diese hängt nicht nur vom Sättigungsdefizit zwischen Oberfläche und Grenzschicht ab, sondern auch von der Effektivität des turbulenten Austausches. Letzterer wird jedoch in der sich üblicherweise über einer schmelzenden Oberfläche ausbildenden stabilen Schichtung eher behindert. Somit ist die Größenordnung der Flüsse gegenüber denen in der konvektiven Grenzschicht a priori nach den bisherigen Beobachtungen auf maximal etwa 100 bis 150 Wm^{-2} begrenzt, was den Einfluss der die Ablation reduzierenden Wirkung des Verdunstungsflusses auf 10 bis 20% des Nettoumsatzes der Energiebilanz beschränkt. Im Einzelfall kann diese Aussage nur durch gezielte Messungen verifiziert werden.

Die Entwicklung von Verfahren zur experimentellen Bestimmung der turbulenten Eigenschafts- und

Stoffflüsse in der bodennahen Grenzschicht begann bereits vor über 75 Jahren mit der Definition des *Austauschkoeffizienten* durch SCHMIDT (1925), der den Wärmeübergang in Analogie zur wohlbekannten molekularen Wärmeleitungstheorie formulierte. Seitdem wurde weltweit in der Mikrometeorologie nach immer besseren und vor allem allgemeingültigeren Algorithmen gesucht. Allen ist jedoch noch heute gemeinsam, dass die Flüsse nur *indirekt* in einem gewissen Abstand über der betrachteten Fläche bestimmt werden können und prinzipiell auf dem Modell des turbulenten Transports beruhen. Dieses wurde zwangsläufig entwickelt, weil sich die beobachtete Größenordnung des Wärmeübergangs zwischen der Oberfläche und den darüber befindlichen Luftmassen nicht mit den deutlich kleineren molekularen Wärmeleitungseigenschaften der Luft in Einklang bringen ließen. Das Modell vom turbulenten Wärmeaustausch beschränkt den Wärmeübergang über die molekulare Wärmeleitung auf eine unmittelbar an der Oberfläche anliegende, wenige Moleküle messende laminare Grenzschicht und eine daran angrenzende ca. 1 cm dicke zähe Unterschicht, in der turbulenter und molekularer Austausch gleichzeitig stattfinden (FOKEN, 2003). Darüber wird der Transport von Enthalpie und Luftbeimengungen über einen komplexen Massenaustausch und Durchmischungsprozess mittels Luftpaketen mit Ausmaßen über einen Bereich von wenigen Zentimetern bis zu mehreren Hektometern bewerkstelligt. Die Form dieser Elemente und die Art ihrer Bewegungen ist irregulär, auch wenn sie im englischen Sprachraum als *Eddy* (Wirbel) bezeichnet werden. Sie werden in der klassischen Turbulenztheorie auch nicht explizit beschrieben, sondern lediglich in ihrer Wirkung betrachtet. Erst im Zusammenhang mit der Anwendung des *Eddykorrelationsverfahrens* (*Abschnitt 5.2*) kann auch eine Aussage zu den Prozessen selbst und deren Skalen auf statistischer Basis erfolgen.

In Analogie zur Bedeutung der Molekülbewegungen bei dem molekularen Wärmeübergang ist auch in der Theorie der turbulenten Wärmeleitung die Bewegung der Luftpakete, speziell die Vertikalbewegung, von grundlegender Bedeutung. Als generelle Ursache für diese kleinskaligen Luftbewegungen dient einerseits eine *dynamische Anregung* durch die infolge der aerodynamischen Rauhigkeit der Oberfläche und der Viskosität des Mediums Luft auftretenden Reibungskräfte im Grundstrom, andererseits auch ein *thermischer Antrieb* durch die temperaturbedingt auftretenden Dichteunterschiede und die damit verbundenen Auftriebskräfte.

Obwohl die theoretische Basis für die mathematische Beschreibung dieser Vorgänge anhand von Freilandbeobachtungen und Laboruntersuchungen ständig erweitert wurde, kann man noch nicht davon sprechen, dass das „Ei des Kolumbus“ inzwischen gefunden worden sei. Die Vielzahl von Feldexperimenten und modelltheoretischen Untersuchungen brachte zwar durchaus Verbesserungen der Genauigkeit bei diversen Ansätzen, jede neue Anwendung warf dagegen mehr neue Fragen auf, als Lösungen gefunden wurden.

Insgesamt kristallisierten sich drei Gruppen von praktikablen Verfahren heraus:

- *Methoden, bei denen die turbulenten Flüsse in erster Linie als Restglieder der Energiebilanzgleichung bestimmt wurden,*
- *Methoden, die auf den Austauschansatz von SCHMIDT (1925) zurückgehen und den Austauschkoeffizienten durch eine empirisch ermittelte Funktion in Abhängigkeit von meteorologischen Grundgrößen berechnen*
- *Verfahren, bei denen unter teils drastischen Annahmen, Vereinfachungen und Parametrisierungen Formeln aus den meteorologischen Grundgleichungen und den Erhaltungssätzen abgeleitet werden, deren Terme experimentell bestimmbar sind.*

Natürlich sind auch Mischformen vertreten. Zur ersten Gruppe gehören z.B. Anwendungen, bei denen z.B. die Nettostrahlungsbilanz, der Bodenwärmestrom und die aktuelle Verdunstung unabhängig bestimmt und $\mathbf{S} = 0$ angenommen werden kann. Der sensible Wärmestrom ergibt sich dann einfach als Restglied aus der Energiebilanzgleichung. Diese Bedingungen sind auf einem Gletscher in der Regel nur bei gefrorener Oberfläche erfüllt. Die Verdunstung kann entweder mit einem *Lysimeter* (KASER, 1982, 1983) gemessen werden oder bei Beschränkung auf Tageswerte durch eine Reihe von Schätzformeln,

z.B. nach HAUDE (1955), WENDLING *et al.* (1991), TURC (1961) oder PENMAN (1948) – MONTEITH (1965) mit Messwerten der Temperatur, der relativen Feuchte und gegebenenfalls der Globalstrahlung mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden.

Ebenfalls zu dieser ersten Klasse gehört auch die Bowen-Ratio-Methode, bei denen zusätzlich das BOWEN-Verhältnis $\beta = H/LE$ bekannt ist, der Quotient zwischen dem fühlbaren und dem latenten Wärmestrom. In Kombination mit einem einfachen Austauschansatz unter Annahme der Gleichheit der turbulenten Austauschkoeffizienten für den Wärme- und Wasserdampftransport kann β durch das Verhältnis der Differenzen der Temperatur der Luft und der Oberfläche zur Differenz der dort gemessenen Wasserdampfpartialdrücke bestimmt werden (BOWEN, 1926; KUHN, 1984). Sind zusätzlich R und G bekannt, sind **H** und **LE** berechenbar, sofern β nicht zu nahe am Wert –1 liegt. Der Vorteil der Methode liegt darin, dass bei Kenntnis der Oberflächentemperatur bereits eine Messhöhe zur Bestimmung der turbulenten Flüsse ausreicht. Sind die Bedingungen für ihre Anwendung gegeben, liefert sie auch dann ein Ergebnis, wenn andere Methoden versagen. Über einem schmelzenden Gletscher ist sie dagegen nicht unmittelbar anwendbar.

Die zweite Gruppe von Verfahren baut auf der *SCHMIDT'schen* Austauschformel auf, bei welcher der molekulare Austauschkoeffizient der Wärmeleitungsgleichung durch einen turbulenten ersetzt wird und sich der fühlbare Wärmestrom ergibt zu (z.B. MÖLLER, 1973)

$$\textbf{[4.2]} \quad H = c_p A \frac{\partial \mathsf{q}}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{C_p}$: *spezifische Wärmekapazität der Luft* [J kg^{-1} K^{-1}]
$\mathbf{A}$: *turbulenter Austauschkoeffizient* [kg m^{-1} s^{-1}]
$\partial\mathbf{\Theta}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der potentiellen Temperatur* [K m^{-1}].

Diese einfache Beziehung beschreibt nicht etwa einen Massenstrom, sondern den Austausch der Eigenschaft „*Enthalpie*", hier in Form der konservativen Größe der *potentiellen Temperatur* $\mathbf{\Theta}$. Der resultierende Wärmefluss kann generell auch eine Höhenabhängigkeit besitzen. Es wird jedoch unterstellt, dass innerhalb der bodennächsten Schicht bis ca. 10..50 m die turbulenten Flüsse als nahezu *höhenkonstant* betrachtet werden können, also sich innerhalb der Schicht keine Quellen und Senken für Enthalpie befinden, damit die Energiemenge in diesem Bereich von der Oberfläche nach oben bzw. aus höheren Schichten nach unten praktisch unverändert „durchgereicht" wird. Dies impliziert einen *stationären* Zustand der Schicht, der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur darf sich innerhalb des betrachteten Zeitraums nicht oder nur sehr geringfügig ändern. Dies ist in der Realität aber nur über einer ebenen, weitgehend homogenen Fläche der Fall, wo horizontale advektive Prozesse gegenüber dem vertikalen Austausch deutlich untergeordnet sind.

Der Austauschkoeffizient **A** kann als das Produkt aus der Luftdichte $\mathbf{\rho_L}$ und dem sogenannten turbulenten Diffusionskoeffizienten für Wärme $\mathbf{K_H}$ dargestellt werden. Außerdem ist die vertikale Änderung der vom Luftdruck abhängigen potentiellen Temperatur über eine Höhendifferenz von weniger als 10 m gegenüber dem Gradienten der gemessenen Temperatur im Rahmen der üblichen Messgenauigkeit von ca. 0.1 K nur unwesentlich verschieden, so dass man für den fühlbaren Wärmestrom die allgemein bekannte Beziehung erhält

$$\textbf{[4.3]} \quad H = c_p \rho_L K_H \frac{\partial T}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{C_p}$: *spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck* [J kg^{-1} K^{-1}]
$\mathbf{\rho_L}$: *mittlere Luftdichte der Schicht* [kg m^{-3}]
$\mathbf{K_H}$: *Diffusionskoeffizient für Wärme* [m^2 s^{-1}]
$\partial\mathbf{T}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der Temperatur* [K m^{-1}].

In analoger Weise kann die Beziehung für den latenten Wärmestrom abgeleitet werden. Da die latente Energie der Masse des Wasserdampfes über die Verdampfungswärme $\mathbf{l_v}$ direkt proportional ist, eignet sich als Feuchtemaß am besten die spezifische Feuchte $\mathbf{q} = \boldsymbol{\rho}_w/\boldsymbol{\rho}_L$, das Verhältnis der Dichte des Wasserdampfes $\boldsymbol{\rho}_w$ zur Dichte der feuchten Luft $\boldsymbol{\rho}_L$. Ist deren Dichte $\boldsymbol{\rho}_L$ bekannt, erhält man direkt die Masse des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes. Damit ergibt sich die Beziehung für die Energieflussdichte **LE** zu

$$\mathbf{[4.4]} \quad LE = l_V \rho_L K_{LE} \frac{\partial q}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{l_V}$: *Verdampfungswärme von Wasser* [J kg^{-1}]
$\boldsymbol{\rho}_L$: *mittlere Luftdichte der Schicht* [kg m^{-3}]
$\mathbf{K_{LE}}$: *Diffusionskoeffizient für Wasserdampf* [m^2 s^{-1}]
$\partial\mathbf{q}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der spezifischen Feuchte* [m^{-1}].

Abgesehen von den vielen Vereinfachungen und diversen Vernachlässigungen sind die Gleichung [*4.3*] und [*4.4*] in dieser Formulierung sehr universell und können zur experimentellen Bestimmung des Flusses der sensiblen und der latenten Wärme in einer beliebigen Höhe über Grund z herangezogen werden, sofern die turbulenten Diffusionskoeffizienten $\mathbf{K_H}$ bzw. $\mathbf{K_{LE}}$ bekannt sind. Das Vorzeichen des resultierenden Flusses ist allein durch das der Temperatur- bzw. Feuchteänderung mit der Höhe bestimmt. Nimmt beispielsweise die Temperatur mit der Höhe zu, ist der Fluss zur Oberfläche hin gerichtet, nimmt sie dagegen ab, wird Wärme von der Oberfläche in die Atmosphäre transportiert. Analoges gilt für die Vertikalverteilung des Wasserdampfes und den latenten Wärmestrom. Streng genommen gilt Gleichung [*4.4*] nur über einer schmelzenden Oberfläche. Ist diese gefroren, muss statt der Verdampfungswärme $\mathbf{l_V}$ bei 0° C die für die jeweilige Temperatur erforderliche *Sublimationswärme* $\mathbf{l_S}$ angesetzt werden. Dies führt zu einer Erhöhung von **LE** um ca. 13% unter ansonsten gleich angenommenen Bedingungen.

Auf der Basis der Gleichungen [*4.3*] und [*4.4*] wurden eine große Zahl von einfachen Ansätzen entwickelt, mit denen die Flüsse auf der Basis von meteorologischen Mittelwertsmessungen in einem oder mehreren Messniveaus abgeschätzt werden können. Das Problem besteht in der Bestimmung der Diffusionskoeffizienten, die keine universelle Konstanten, sondern in der Regel komplexe Funktionen in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit, der thermischen Stabilität der Schichtung und den Oberflächeneigenschaften, insbesondere der Rauhigkeit sind (Stull, 1988; Foken, 2003). Gelegentlich auch als $\boldsymbol{\alpha}_L$- Ansätze bezeichnete Formeln der allgemeinen Form

$$\mathbf{[4.5]} \quad H = k_1 \cdot f(U)(T_2 - T_1) \quad \text{oder} \quad LE = k_2 \cdot f(U)(e_2 - e_1),$$

wie sie häufig in einfachen Energiebilanzmodellen (z.B. Escher-Vetter, 1980, 2000; Brun *et al.*, 1989) verwendet werden und bei der **f** eine einfache Funktion der horizontalen Windgeschwindigkeit **U** ist, können daher nur eine sehr beschränkte Allgemeingültigkeit besitzen. Die individuellen Koeffizienten $\mathbf{k_1}$ bzw. $\mathbf{k_2}$ und **f(u)** werden empirisch aus experimentellen Datensätzen, bei dem die Flüsse mit einem unabhängigen Verfahren ermittelt wurden, für eine wohldefinierte Oberfläche abgeleitet. Die Bezeichnung „$\boldsymbol{\alpha}_L$-Ansatz" entstammt der Analogie zur einfachen Beschreibung der Wärmeleitung in einem Medium durch das Produkt aus einem Wärmeleitungskoeffizienten $\boldsymbol{\alpha}_L$ und der Temperaturdifferenz. Das Produkt **k·f(U)** kann in diesem Sinne als windgeschwindigkeitsabhängiger turbulenter Wärmeleitungskoeffizient der Luft betrachtet werden. Physikalisch betrachtet berücksichtigen sie in dieser Form nur den dynamisch erzeugten Anteil der Turbulenz und gelten daher nur für neutrale Schichtung (*$\partial\theta/\partial z=0$, gleichbedeutend mit H=0!*) oder für einen vorgegebenen Schichtungstyp, der stationär bleibt. In der Literatur (z.B. Escher-Vetter, 2000) finden sich auch Varianten, bei denen für **f** im Falle der stabilen Schichtung eine Wurzelfunktion der Windgeschwindigkeit gewählt wird. Ein physikalischer Hintergrund für speziell diese Wahl ist eigentlich nicht gegeben, sie ist das Ergebnis einer Regressionsanalyse. In Relation dazu sind vereinfachende Annahmen wie die Gleichsetzung der Diffusionskoeffizienten für Wärme und Wasser-

dampf und die Annäherung des Gradienten durch die Differenz der Messwerte in zwei Niveaus geradezu vernachlässigbar. Besonders einfach wird die Beziehung, wenn das tiefere Niveau mit der Oberflächentemperatur gleichgesetzt wird, die aus den Messwerten der langwelligen Ausstrahlung berechnet werden kann. An einer schmelzenden Gletscheroberfläche beträgt die Temperatur in der Regel konstant 0°C und der Dampfdruck 6.11 hPa.

Eine weitere Variante von diesem Typ sind die sogenannten Bulk-Ansätze, bei denen für **f(U)** direkt die horizontale Windgeschwindigkeit **U** in der Referenzhöhe 10 m über Grund durch eine Funktion mit den Bulk-Koeffizienten $\mathbf{k_a}$, $\mathbf{k_b}$ und $\mathbf{k_c}$ in der Form

$$[4.6] \quad f(U) = k_a + k_b \cdot (U_{10m} - k_c)$$

angegeben wird (FOKEN, 2003; *in einer weiteren Variante auch bei* KUHN, 1984). Die Koeffizienten werden ebenfalls durch Regression aus experimentellen Daten gewonnen und haben damit keinen universellen Gültigkeitsbereich, da die Stabilitätsabhängigkeit nicht berücksichtigt werden kann.

Auch wenn die Fehlerbreite derartiger „Primitivansätze" häufig 50% und mehr beträgt, können sie in Energiebilanzmodellen dennoch gute Dienste leisten, sofern sie im Rahmen ihrer Gültigkeit angewandt werden, insbesondere dort, wo die Stabilitätsverhältnisse einen nur geringen Variationsbereich aufweisen. Sie erfordern in der Regel nur wenige Eingangsdaten und eignen sich daher vorzüglich dann, wenn nur Extrapolationen von Messdaten verfügbar sind. Allerdings sollten die Ergebnisse unbedingt in anderer Weise validiert werden. Im *Abschnitt 6.6.2* wird anhand der experimentellen Messergebnisse gezeigt, dass die einfachen Schätzformeln zumindest unter der Bedingung der stabilen Schichtung über einem Gletscher durchaus auch eine Beziehung zur komplexeren Turbulenztheorie besitzen.

Von teilweise erheblicher Komplexität, aber wesentlich universeller sind die Methoden der dritten Gruppe, welche auf der Basis der *meteorologischen Grundgleichungen* und der Erhaltungssätze abgeleitet werden. Diese sind

1. die *Bewegungsgleichung* in vektorieller Schreibweise

$$[4.7] \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P - \vec{\Omega}\times\vec{v} + \vec{g} + \vec{F}_R ,$$

bei der die zeitliche Änderung des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ eines Luftteilchens durch die Summe aus der Wirkung der *Druckgradientkraft* (1. Term auf der rechten Seite, $\vec{\nabla}\mathbf{P}$ beschreibt das 3-dimensionale Druckfeld), der Coriolis-Kräfte (2. Term mit $\vec{\Omega}$, dem Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation), der Schwerebeschleunigung $\vec{\mathbf{g}}$ und der Reibungskräfte $\vec{\mathbf{F_R}}$ bewirkt wird,

2. die *Kontinuitätsgleichung*

$$[4.8] \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho\,\vec{\nabla}\cdot\vec{v} ,$$

welche die zeitliche *Dichteänderung* in einem sich mit $\vec{v}$ bewegendem Luftpaket beschreibt und die Massenerhaltung garantiert,

3. der *erste* Hauptsatz der Thermodynamik

$$[4.9] \quad \frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p\rho}\frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p}\dot{H}_{ext} ,$$

welcher die Temperaturänderung eines sich bewegenden Luftpartikels durch eine Druckänderung (*1. Term*) und die Erwärmungsrate durch externe Strahlungszufuhr, aber auch Phasenübergänge oder Reibungsvorgänge (*2. Term*, $\dot{\mathbf{H}}_{\mathbf{ext}}$) beschreibt.

Da der in der Luft enthaltene Wasserdampf durch Freisetzung und Konsum von Energie bei der Phasenumwandlung ebenfalls von energetischer Bedeutung ist, muss noch die in analoger Weise formulierte Haushaltsgleichung für den Wasserdampf herangezogen werden

$$\mathbf{[4.10]} \quad \frac{d\rho_w}{dt} = -\rho_w \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \dot{W} \,,$$

welche die Änderung der Dichte des Wasserdampfes $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{w}}$ in einem sich bewegenden Luftpaket beschreibt. $\dot{W}$ beschreibt die Massenumsätze bei Phasenumwandlungen.

Die Bewegungsgleichung ist auch als *Navier-Stokes-Gleichung* bekannt. Sie wurde schon im 19. Jahrhundert formuliert und dient der Beschreibung der Bewegung von Teilchen in einem Fluidum oder Gas. Eine universelle Lösung für das Gesamtsystem partieller nichtlinearer Differentialgleichungen (z.B. Stull, 1988; Foken, 2003) zu finden, ist Gegenstand der Forschung in der Disziplin der theoretischen Meteorologie. Da es in der allgemeinen Form sämtliche Bewegungen in der Atmosphäre von der planetaren Welle bis zur Schallwelle beschreibt, müssen die Gleichungen anhand von Skalenanalysen und Vernachlässigungen in eine Form gebracht werden, die dem betrachteten Problem angemessen erscheint. Der Gleichungssatz für die turbulente Bewegung wird aus der allgemeinen Bewegungsgleichung gewonnen, indem man zunächst sämtliche Basisvariablen **u, v, w** (Komponenten des Windvektors in einem kartesischen Koordinatensystem) und **ρ** (Luftdichte) mittels der *Reynolds'schen* Zerlegung in einen mittleren (*überstrichenen*) und einen fluktuierenden (*mit Apostroph*) Anteil aufspaltet, z.B. $u = \overline{u} + u'$ oder $\rho = \overline{\rho} + \rho'$, und zwar in der Form, dass die Fluktuation im Mittel verschwindet, also $\overline{u'} = 0$ oder $\overline{\rho'} = 0$. Ferner wird ein in Schichten unterteilter Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht angenommen, in dem die Terme der Gleichungen unterschiedliche Gewichtungen erfahren. Verbindende Elemente zwischen den Zustandsvariablen beruhen auf allgemeinen Gesetzen, wie beispielsweise die *Zustandsgleichung* der Luft, die einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Druck, der Dichte und der Temperatur in einem Gasvolumen beschreibt.

Der mathematische Formalismus muss an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden, da er in Standardwerken wie Stull (1988) in allen Einzelheiten oder auszugsweise auch in Foken (2003) vorgeführt wird.

Als Ergebnis ergeben sich einfache Ausdrücke für die turbulenten Flüsse in der bodennahen Grenzschicht in der bekannten Form für den *Impulsfluss* bzw. die als Skalierungsgröße eingeführte *Schubspannungsgeschwindigkeit*

$$\mathbf{[4.11]} \quad u_*^{\,2} = \overline{u'w'} \,,$$

dem Fluss fühlbarer Wärme

$$\mathbf{[4.12]} \quad H = -\overline{\rho} \cdot c_p \overline{w'T'} \,,$$

und für den latenten Wärmestrom

$$\mathbf{[4.13]} \quad LE = -\overline{\rho} \cdot l_v \overline{w'q'} \,.$$

Die Produkte zwischen den Fluktuationen der vektoriellen Komponenten und den skalaren Größen **u′w′**, **w′T′** und **w′q′** werden über einen definierten Zeitraum gemittelt und stellen im mathematischen

Sinne Kovarianzen dar. In dieser Reinform werden sie allgemein auch als kinematische Flüsse bezeichnet. Erst die Multiplikation mit der mittleren Luftdichte **ρ** und der spezifischen Wärmekapazität der Luft $\mathbf{c_p}$ im Falle von **H** bzw. der Verdampfungswärme im Fall von **LE** ergibt die Energieflussdichte in der Einheit Wm^{-2}. Die Flüsse sind per Definition entlang der Vertikalkoordinate gerichtet und tragen in der beschriebenen Form die Einheit Wm^{-2}.

Diese Gleichungen bilden die Grundlage für die Bestimmung der Flüsse nach der *Eddykorrelationsmethode (aus dem englischen „eddy correlation method")*, die im *Kapitel 5* ausführlich behandelt wird. Dabei werden die kinematischen Flüsse gewissermaßen direkt gemessen. Der Vergleich der Gleichungen *[4.12]* und *[4.13]* mit denen weiter oben in *[4.3]* und *[4.4]* angegebenen zeigt, dass bei dem klassischen Austauschansatz genau die kinematischen Flüsse durch den Austauschkoeffizienten und die Gradienten parametrisiert werden. Man ist trotz der komplexen Ableitung der Gleichungen letztlich der Lösung des Problems der Bestimmung der Flüsse nicht sehr viel näher gekommen, außer dass man jetzt eine zusätzliche Vorschrift besitzt, nach der man theoretisch die Flüsse „exakt" bestimmen könnte.

Zu der umständlichen Herkunft der eigentlich sehr einfachen Ausdrücke muss trotzdem erwähnt werden, dass bei ihrer Herleitung teilweise dramatische Vereinfachungen und Annahmen vorgenommen wurden. Dies impliziert, dass ihre praktische Anwendung auch nur unter der weitestgehenden Erfüllung dieser Voraussetzungen nutzbare Resultate liefert. Deshalb soll nachfolgend auf die wichtigsten davon eingegangen werden.

In den Definitionsgleichungen für die turbulenten Flüsse erscheint die Luftdichte nur noch als mittlere Größe, obwohl lokale Druck- bzw. Dichteschwankungen ein wesentliches Kennzeichen der realen Atmosphäre sind. Das Phänomen der Schallausbreitung beispielsweise beruht im Wesentlichen sogar darauf. Andererseits können turbulente Bewegungen aber auch in ähnlicher Weise in Flüssigkeiten beobachtet werden, so dass die Kompressibilität der Luft keine Voraussetzung für deren Auftreten darstellt (Großmann, 1990). Die Kontinuitätsgleichung vereinfacht sich beträchtlich, wenn die turbulente Strömung als inkompressibel betrachtet wird (Stull, 1988; Foken 2003).

Eine vollständige Vernachlässigung der Dichtefluktuationen würde aber die Auftriebskräfte nicht mehr beschreiben. Einen Kompromiss stellt in diesem Fall die Anwendung der sogenannten *Boussinesq-Approximation* dar, bei der die Dichtefluktuationen in allen Termen mit Ausnahme des Auftriebsterms vernachlässigt werden. Dadurch genügt es, nur die mittlere Luftdichte als Variable zu erhalten und die Dichtefluktuation im Auftriebsterm durch Temperaturfluktuationen auszudrücken (Stull, 1988). Dies hat durchaus praktische Vorteile, denn die hochfrequenten Schwankungen der Luftdichte respektive des Luftdrucks lassen sich im Infraschallbereich kaum messtechnisch erfassen.

Weitere Vereinfachungen betreffen die *räumliche Struktur des Turbulenzfeldes*. Es wird als Oberfläche eine homogene ebene Fläche angenommen, über der sich die Turbulenz *isotrop* ausbildet, also unabhängig von der Richtung der Strömung bezüglich des Untergrundes ist. Diese Annahme ist sicherlich nur in engen Grenzen realistisch. Zwar besitzt das Eisgebiet und das Firngebiet eines Gletschers jeweils für sich betrachtet eine ähnliche Oberflächenhomogenität wie beispielsweise eine Wasserfläche, große Teile sind aber in der Regel um mehrere Grad gegen die Horizontale in eine Vorzugsrichtung geneigt. Nahezu horizontal ausgerichtete und im obigen Sinne homogene Flächen sind auf realen Gletschern eher selten zu finden. Bei geneigten Strömungen sind advektive Einflüsse nicht vernachlässigbar.

Weitere bedeutsame Vereinfachungen der klassischen Turbulenztheorie betreffen die *Vertikalstruktur der bodennahen Grenzschicht*. Durch die innere Reibung und die Impulsabgabe an die Oberfläche wird ständig kinetische Energie verbraucht, so dass die turbulente Strömung nur durch externe Energiezufuhr aufrechterhalten werden kann (Großmann, 1990). Diese erfolgt durch äußere Kräfte, die auf übergeordneten Skalen wirken. Eine solche Kraft wird z.B. durch ein großräumiges Druckgefälle bewirkt, das durch weiträumige horizontale Temperaturunterschiede hervorgerufen wird. Die durch die turbulenten Flüsse transportierte Energiemenge dagegen wird quasi nur durch die turbulente Schicht in vertikaler Richtung „durchgereicht" und ändert deren Energieinhalt nicht. Dementsprechend dürfen sich die Flüsse innerhalb der bodennahen Schicht mit der Höhe nicht ändern, was eine weitere wesentliche Vereinfachung der Gleichungen erlaubt. Die Höhenkonstanz der Flüsse ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass es innerhalb dieser Schicht keinerlei Quellen oder Senken für Enthalpie oder Wasserdampf gibt.

Im Falle der konventionellen Landoberfläche ist dies einleuchtend, denn dort ist als Wärmequelle klar der durch Strahlungsabsorption erhitzte Boden identifizierbar, während die Senke in Form der freien Atmosphäre zwar nicht eindeutig abgrenzbar ist, sich aber in einem gegenüber den Dimensionen der Turbulenzelemente großen Abstand befindet. Damit kann die bodennahe Grenzschicht in der Tat als reines Durchgangs- und Transportmedium betrachtet werden, die Wärmenge wird praktisch „durchgereicht" und entfaltet ihre Wirkung erst in der ca. 20 m über der Oberfläche beginnenden Oberschicht, in der sich die Turbulenzelemente zu größeren Thermikblasen vereinigen, die durch die Auftriebskräfte bis zur Obergrenze der in der Regel 1000 m und mehr mächtigen Mischungsschicht aufsteigen können. Dort sind die Flüsse dann zwar höhendivergent, in der bodennahen turbulenten Schicht sind diese Vorgänge von untergeordneter Bedeutung. In der Realität ist jedoch auch die Bodenschicht nicht völlig divergenzfrei, da sich die Temperaturschichtung immer mit einer gewissen Trägheit den Flüssen anpasst. Auch bei relativ großen Flüssen sind die vertikalen Temperaturänderungen außer in unmittelbarer Bodennähe klein, der Unterschied zwischen der 2 m Temperatur und der in 20 m Höhe beträgt in der Regel weniger als 1 Kelvin. Die damit verbundene Änderung des Energieinhaltes ist daher im Verhältnis zu der in der gesamten Grenzschicht klein, so dass die Flüsse im untersten Bereich nicht mehr als 10% variieren.

Über einem schmelzenden Gletscher zeigt die Grenzschicht völlig andere Charakteristiken. Hier ist die Oberfläche eindeutig als Senke für die Enthalpie definiert. Für den latenten Wärmestrom kann sie je nach Sättigungsgrad der Luft an Wasserdampf sowohl als Quelle als auch als Senke dienen. Im Unterschied zur oben beschriebenen konvektiven Grenzschicht ist das Quellgebiet für die Enthalpie diffus. Es umfasst theoretisch die gesamte Mächtigkeit der an die Oberfläche angrenzenden Luftschicht, sofern dort eine Temperatur von über 0° C herrscht. Je nach Lage der Frostgrenze in der freien Atmosphäre kann diese auch über einem Alpengletscher eine Mächtigkeit von 1000 m und mehr erreichen. Während jedoch in der konvektiven Grenzschicht die Auftriebskräfte den Vorgang unterstützen, muss über einem Gletscher die gesamte Transportarbeit durch die turbulente Strömung verrichtet werden. Sie wirkt quasi wie eine *Wärmepumpe*, die aus einem mehr oder weniger unerschöpflichen Wärmereservoir schöpft. Durch den Wärmeentzug werden die eisnahen Luftschichten deutlich abgekühlt, was zu einer Temperaturinversion und damit einer thermisch stabilen Schichtung mit Gradienten von mehr als 1 K/m führt. Diese dämpft die turbulenten Vertikalbewegungen, so dass die Wirkung der Wärmepumpe auf den Bereich der turbulenten Strömung beschränkt bleibt.

Deren Mächtigkeit hängt von dem Zusammenwirken des äußeren Druckgefälles und den Verlusten durch die Reibungsvorgänge ab, so dass sie wenige Dekameter nur selten übersteigt. Sie lässt sich lokal relativ einfach durch das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur $\boldsymbol{\theta}$ abgrenzen, einer gegenüber Vertikalverschiebungen höheninvarianten Größe. Im Sommer 1983 wurden unweit des Messplatzes von **HyMEX2000** im Rahmen einer dreitägigen Studie zur Untersuchung des Lokalwindregimes am Vernagtferner zeitlich dichte Vertikalsondierung bis in 300 m über Grund mit einem Fesselballon durchgeführt (WEBER, 1987). Dabei konnten detaillierte Informationen zum Tagesgang der Temperaturschichtung eines Alpengletschers gewonnen werden. Ein Beispiel zeigt die *Abbildungen 4.2a/b*.

Die Messungen Ende Juli 1983 wurden unter vergleichbaren Bedingungen wie das Experiment **HyMEX2000** durchgeführt. Die dichte Drängung der Linien von $\boldsymbol{\theta}$ = *konst.* markiert eine relativ deutlich gegenüber der maßgeblich von den Gradientwinden beeinflussten Mischungsschicht abgrenzbare eisnahe Schicht, die im Mittel etwa 20 m dick ist. Sie ist im Tagesverlauf in den Mittagsstunden und am frühen Nachmittag nur wenige Meter mächtig und kann in den Nachtstunden bis auf über 100 m anwachsen. Obwohl die Verteilung der Isolinien eng mit der im *Abschnitt 6.3* behandelten Ausbildung der Gletscherwindschicht verbunden ist, ist sie gleichsam über einem Gletscher unter Schmelzbedingungen charakteristisch. Ohne die Prozesse in der turbulenten eisnahen Grenzschicht wäre die Schichtung der potentiellen Temperatur nahe der Oberfläche ähnlich isotherm wie oberhalb der Grenze. Aus dem Verlauf der Vertikalprofile von $\boldsymbol{\theta}$ lässt sich relativ einfach die Energiemenge $\mathbf{W}$, die einer Luftsäule mit der Grundfläche von 1 m^2 bis zu einer definierten Obergrenze $\mathbf{h_s}$ entnommen wurde, durch Integration über die Schicht berechnen:

$$[4.14] \quad W = c_p \int_0^{h_s} \rho(z) \cdot (q(h) - q(z)) dz .$$

Damit lässt sich in relativ einfacher Weise die an der Untergrenze zu erwartende Enthalpieflussdichte abschätzen. Unter den in *Abbildung 4.2a* beobachteten Bedingungen ergeben sich im Stundenmittel hypothetische Wärmeflüsse, die in diesem speziellen Beispiel in erster Näherung dem Zahlenwert von $\mathbf{h_s}$ entsprechen. Die als Gewinn für die Gletscheroberfläche zu verbuchenden und damit generell positiven Beträge überdecken eine Bandbreite von ca. 10 Wm^{-2} in den Mittagsstunden bis zu knapp über 120 Wm^{-2} in der Nacht. Die Wärmeänderung des Luftvolumens ist jedoch nicht allein durch den turbulenten fühlbaren Wärmestrom hervorgerufen, sondern das Resultat mehrerer Prozesse, in erster Linie Strahlungsverluste und -gewinne im langwelligen Spektralbereich und Erwärmung und Abkühlung durch Phasenumwandlung des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes. Der Fluss ist also nicht identisch mit dem sensiblen Wärmestrom **H**.

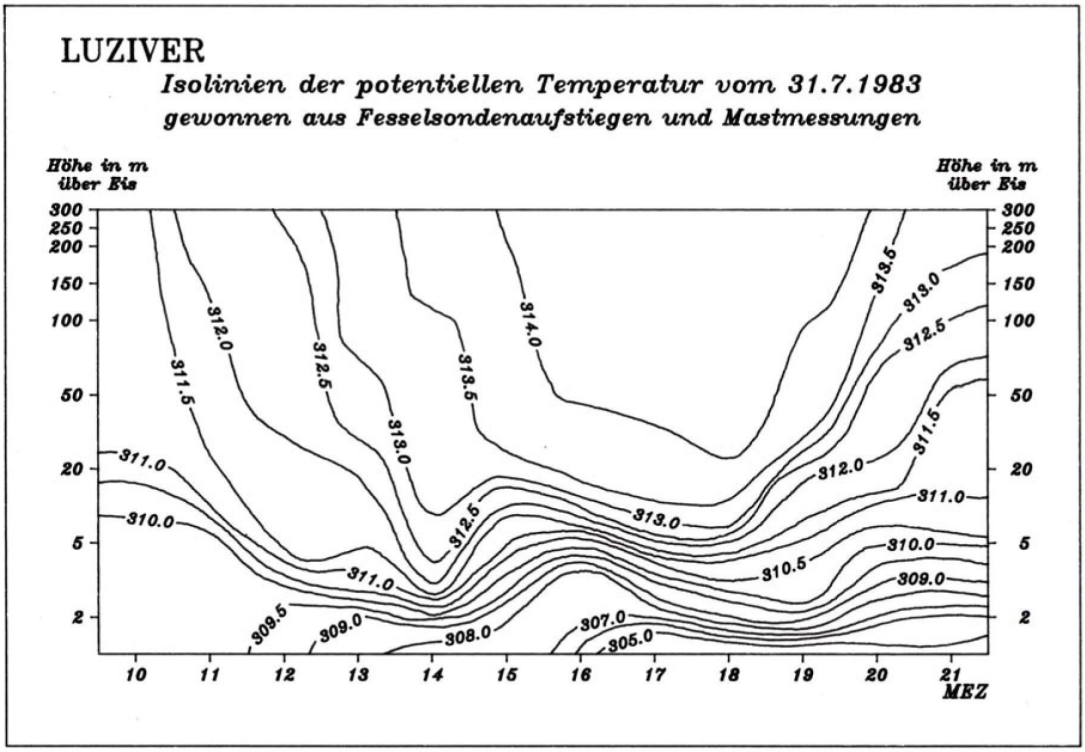


Abb. 4.2a): *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der potentiellen Temperatur* θ *in Kelvin über dem Vernagtferner an einem ca. 250 m südöstlich der Position des Messplatzes von* ***HyMEX2000*** *auf 2979 m NN gelegenen Punkt nach Messungen mit einem Fesselballon und an einem 5 m Mast im Jahre 1983. Die Darstellung verdeutlicht anhand der dichten Drängung der Isolinien die zeitliche Variation der Mächtigkeit der durch die turbulente Durchmischung beeinflussten Luftschicht. Die ca. 30 Minuten dauernden Aufstiege wurden in stündlichen Intervallen durchgeführt. Die Höhenkoordinate ist anders als bei den Zeit-Höhenschnitten auf den Tafeln XIX und XX, welche nur die untersten 9 m überdecken, in einem logarithmischen Maßstab angegeben. (aus* WEBER, *1987).*

Die bei Phasenübergängen verbrauchten oder frei werdenden Energiebeträge werden bei der Berechnung der äquivalentpotentiellen Temperatur berücksichtigt. Diese Größe ist ein Maß für den Gesamtgehalt der Luft an fühlbarer und latenter Wärme. In *Abbildung 4.2b* ist ein der *Abbildung 4.2a* entspre-

chender Zeit-Höhenschnitt wiedergegeben. Sie zeigt eine noch deutlichere Abgrenzung der vertikal turbulent durchmischten Schicht an der Gletscheroberfläche, gekennzeichnet durch steile Gradienten von der überwiegend durch Horizontaladvektion und Strahlungsdivergenz kontrollierten Oberschicht. Das Niveau der Schichtgrenze ähnelt dem in *Abbildung 4.1*, Phasenübergänge modifizieren den Energiegehalt der Schicht primär in den Nachtstunden.

Die Ergebnisse der 1983 am Vernagtferner durchgeführten Messungen zeigen anschaulich, dass der überwiegende Anteil der an der Eisoberfläche verfügbaren Energie aus der unmittelbar angrenzenden turbulent durchmischten Schicht stammt, obwohl das Reservoir darüber nahezu unerschöpflich erscheint. Die dämpfende Wirkung auf die turbulenten Luftbewegungen ist jedoch wegen der sich ausbildenden Inversion so groß, dass die vertikale Mächtigkeit der Schicht in der Regel beschränkt bleibt. Deren Obergrenze ist ein diffuser Bereich. Dort können temporär große Luftpakete aus höheren Schichten eingemischt werden (*Entrainment*), die kurzzeitig die Stabilität der Schichtung verringern und den Wärmeaustausch erhöhen. Diese Vorgänge sind hochgradig instationär und deshalb kaum quantitativ zu erfassen.

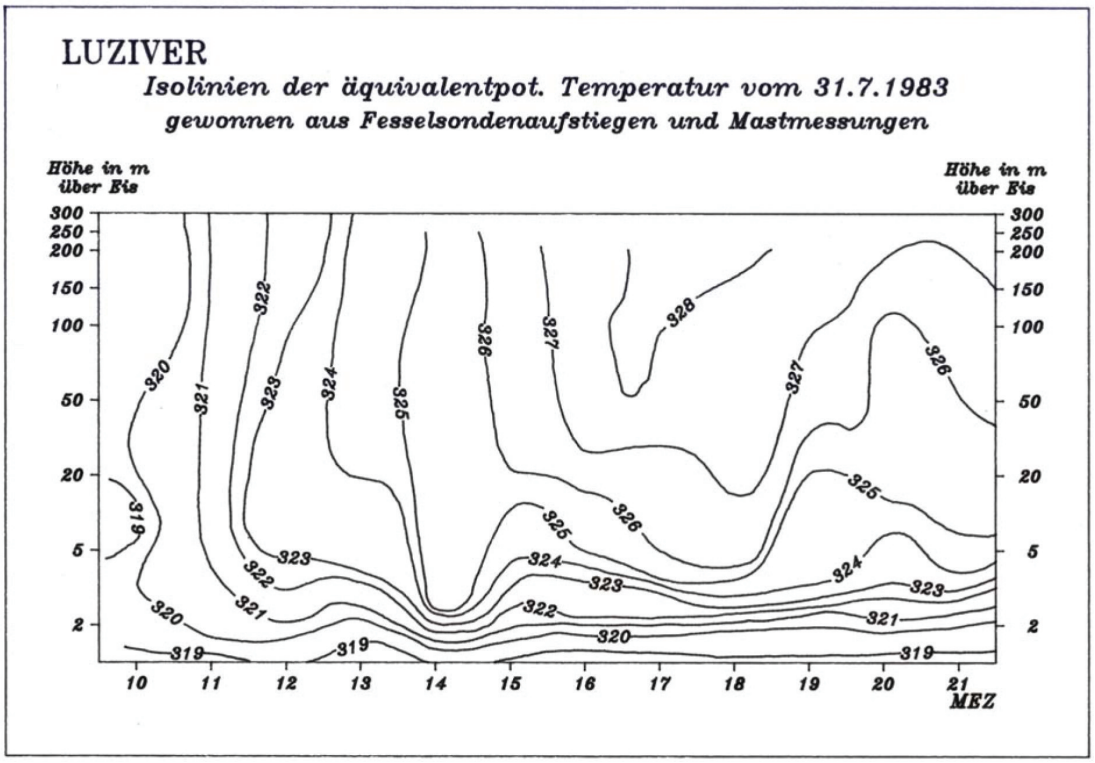


Abb. 4.2b: *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der äquivalentpotentiellen Temperatur $\theta_{ä}$ in Kelvin für denselben Zeitraum wie in Abbildung 4.2a, ebenfalls aus der Analyse von Fesselsondendaten. Die äquivalentpotentielle Temperatur ist auch bei Phasenumwandlungsprozessen höheninvariant und stellt damit ein Maß für den Gesamtgehalt der Luft an fühlbarer und latenter Wärme dar (aus* WEBER, *1987).*

Stationarität im statistischen Sinne ist jedoch eine weitere wichtige Voraussetzung bei der Ableitung der Beziehungen für die klassische Turbulenztheorie. Die relativ komplexe *MONIN-OBUKHOV-Theorie* (**MO**-*Theorie*; MONIN & OBUKHOV, 1958) versucht anhand eines Schließungsansatzes nach Art der Gleichung *[4.3]* die Stabilitätseinflüsse mit Hilfe von empirischen Funktionen in universeller Art zu berücksichtigen. Diese Funktionen besitzen aber nur einen beschränkten Gültigkeitsbereich, der außerdem streng an die Voraussetzungen bei ihrer Ableitung gekoppelt ist. Dabei gilt der Bereich von schwach stabil über neutral bis stark labil geschichteter Grenzschicht inzwischen sowohl theoretisch als auch empirisch relativ gut abgesichert. Eine Übersicht zu den Methoden und den gefundenen universellen Stabilitätsfunktionen

findet sich u.a. bei KUHN (1984), STULL (1988) und FOKEN (2003), Details zur **MO**-*Theorie* bei MÜLLER *et al.* (1991) und FOKEN (2003). Der Fall der extrem stabilen Grenzschicht ist dagegen mit dieser Methode schwer zu behandeln, da nahezu alle Bedingungen, insbesondere die der Stationarität und der Höhenkonstanz der Flüsse nicht erfüllt werden können. Außerdem fehlt die Absicherung der empirischen Stabilitätsfunktionen, deren Gültigkeitsbereich unter diesen Bedingungen deutlich überschritten wird.

Deshalb sind über Gletschern bislang einfache Schließungsansätze nullter Ordnung, wie die bereits erwähnten *Bulk*-Ansätze, zur Bestimmung der turbulenten Flüsse aus Mittelwertsgrößen erfolgreicher (OERLEMANS & GRISOGONO, 2002). Im Kapitel 6 wird anhand der Ergebnisse der Analyse der Daten der **HyMEX**-Messungen gezeigt, dass eine Parametrisierung dieser Art durchaus mit der Beschreibung der physikalischen Prozesse im Einklang steht und die wahren Verhältnisse zufriedenstellend annähert. Die oben beschriebene Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangs aus der Atmosphäre anhand der Zeithöhenschnitte der potentiellen und der äquivalentpotentiellen Temperatur stellt zwar ein sehr gutes Hilfsmittel zur Validierung der Resultate von Flussmessungen dar, ist aber in der Regel schwer zu realisieren. Auch Mastmessungen bis in Höhen bis 50 m über Grund stellen ein logistisch nahezu unlösbares Problem dar. Andererseits zeigen die Ergebnisse sowohl des **LUZIVER**-Experiments von 1983 als auch andere Messungen (DENBY & SMEETS, 2000), dass Profilmessungen bis in 10 m Höhe bereits den bedeutsamsten Teil der Schicht abdecken, so dass zumindest die Plausibilität der mit mikrometeorologischen Verfahren erhaltenen Resultate überprüft werden kann.

Mittels der *Eddykorrelationsmethode* können die kinematischen Flüsse bzw. die Kovarianzen prinzipiell direkt gemessen werden. Allerdings ist auch dieses Verfahren mit einer Fülle von Unsicherheiten behaftet *(näheres dazu im Kapitel 5)*. Bei der Interpretation der Ergebnisse als die an der Oberfläche wirksamen Beiträge zur Schmelze sind jedoch sämtliche zuvor beschriebenen Voraussetzungen und Einschränkungen zu beachten. Prinzipiell müssen die Messungen so nah wie möglich an der Oberfläche vorgenommen werden, um auch die Vorgänge in den bodennächsten Schichten mit erfassen zu können. Dem sind aber verfahrensbedingte Grenzen gesetzt, so dass die untersten 2 m messtechnisch nicht mehr erfasst werden können und dort die Einflüsse entweder vernachlässigt oder abgeschätzt werden müssen.

Eine weitere interessante Fragestellung betrifft die Bestimmung des latenten Wärmestroms. Die klassische Turbulenztheorie setzt für den Transport von Enthalpie und Wasserdampf identische Austauschkoeffizienten an. Auch in der **MO**-*Theorie* wird bei den universellen Stabilitätsfunktionen und den wesentlichen Parametern wie beispielsweise der Rauhigkeitslänge nicht unterschieden (FOKEN, 2003). Diese Vorgehensweise ist zunächst nicht widersprüchlich, denn die Transportprozesse erfolgen zweifellos in ähnlicher Weise. Dennoch kamen immer wieder Zweifel an der These der prinzipiellen Gleichheit der Parametrisierung auf, begründet mit deutlicher Unter- bzw. gelegentlicher Überschätzung der mit der Profilmethode bestimmten latenten Wärmeflüsse. Bei der Anwendung der Eddykorrelationsmethode zur Bestimmung der Flüsse muss auf die Gleichheit der Austauschparameter keine Rücksicht genommen werden, so dass deren Gültigkeit prinzipiell experimentell nachgewiesen werden kann. Dennoch sind derartige Untersuchungen sehr selten (FOKEN, 2003). Sie waren beispielsweise Gegenstand der **SANA**-Experimente in den 1990er-Jahren (BEIER *et al.*, 1994; 1996). Dort wurde die Gültigkeit der Stabilitätsfunktionen nach DYER (1974) über unterschiedlichem meist homogen gegliederten Untergrund und über umfangreiche Datensätze *(Abschnitt 4.3.1)* explizit untersucht. Signifikante Aussagen konnten jedoch nur bezüglich labiler bis schwach stabiler Schichtung getroffen werden. Unter diesen Verhältnissen konnten die DYER-HICKS-Beziehungen über niedriger Vegetation mit großer Sicherheit bestätigt werden. Im Rahmen der Messgenauigkeit der Experimente war ein Unterschied der universellen Stabilitätsfunktion für Wasserdampf gegenüber der von Enthalpie in den Arbeiten nicht nachweisbar (BEIER *et al.*, 1994). Die beobachteten Abweichungen bei der Bestimmung der Flüsse sind im Wesentlichen auf die heterogene Quellen- und Senkenverteilung des Wasserdampfflusses über bewachsenem Boden zurückzuführen. Diese ist dagegen auf schmelzenden Gletschern wegen der gleichmäßigen Temperatur und der immer potentiellen Rate der Verdunstung nahezu ideal homogen.

4.2.4 Design und Untersuchungsziele der Messungen

Angesichts des bisherigen wissenschaftlichen Kenntnisstands wurde ein Experiment geplant, das die Messung der vertikalen Wind-, Temperatur- und Feuchteverteilung mit der maximal verfügbaren Genauigkeit bis in 10 m Höhe innerhalb der eisnahen Grenzschicht sowie der Komponenten der kurzwelligen und langwelligen Strahlungsbilanz vorsah. Ergänzend wurden Fluktuationsmessungen der Komponenten des Windvektors, der Temperatur und der absoluten Feuchte in einem Messniveau durchgeführt, um die turbulenten Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode bestimmen zu können. Weiterhin wurden die Temperatur der Eisoberfläche und das Temperaturprofil im Eis sowie der Luftdruck gemessen. Eine Übersicht über sämtliche verfügbaren Messgrößen und die verwendeten Verfahren zeigt die *Tabelle 4.1.*

Die Fortschritte in der Messtechnik in den 1990er-Jahren erlaubte die Durchführung der umfangreichen mikrometeorologischen Experimente kontinuierlich über einen Zeitraum von bis zu 5 Tagen direkt im Eisgebiet an zwei unterschiedlich hoch gelegenen repräsentativen Messstellen, an denen sowohl Anforderungen an die Geländeneigung als auch die horizontale Homogenität weitestgehend erfüllt werden konnten. Die meteorologischen Bedingungen außerhalb der eisnahen Grenzschicht konnten anhand intensivierter Messungen an den beiden festinstallierten Klimastationen, d.h. an der Pegelstation Vernagtbach im Gletschervorfeld und auf dem Gipfel des Schwarzkögele, sowie aus den Klimadaten der meteorologischen Dienste abgeleitet werden.

Symbol:	Parameter	Δt	Messhöhe(n)	Gerätetyp	Bez.:
$\mathbf{T_0}$	Oberflächentemperatur	5Hz	0 m	Strahlungsterm.	KT15
$\mathbf{S_G}$	Globalstrahlung	1min	2 m	Albedometer	CM11
$\mathbf{S_R}$	kurzw. Reflexstrahlung	1min	2 m	Albedometer	CM11
$\mathbf{S_G+L_G}$	Globalstr.+ Gegenstr.	1min	2 m	Str-Bilanzmesser	MIM
$\mathbf{S_R+L\uparrow}$	Reflexstr. + langw. Ausstr.	1min	2 m	Str-Bilanzmesser	MIM
$\partial\mathbf{T}/\partial\mathbf{z}$	Temperaturprofil	1min	0.5..9 m, 6x	Thermometer	PT100
$\partial\mathbf{e}/\partial\mathbf{z}$	Dampfdruckprofil	1min	0.5..9 m, 6x	Psychrometer	PT100
$\partial\mathbf{U}/\partial\mathbf{z}$	Horizontalwind-Profil	1min	0.5..9 m, 8x	Schalenkreuz	Siggelk.
Dir	Windrichtung	1min	9.5 m	Windfahne	Siggelk.
$\mathbf{S_H}$	diffuse Himmelsstrahlung	1min	2 m	Schattenring	CM11
$\partial\mathbf{T_E}\partial\mathbf{z}$	Eistemperatur	1min	-2..-50cm, 5x	Thermometer	PT100
P	Luftdruck	1min	0.5 m	Barometer	PA11
$\mathbf{u'}$	Horizontalwindfluktuation N	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{v'}$	Horizontalwindfluktuation W	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{w'}$	Vertikalwindfluktuation	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{T'}$	Temperaturfluktuation	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{q'}$	Fluktuation der spez. Feuchte	10Hz	1.5..2.6 m	Absorbtionshygr.	KH20

Tab. 4.1: *Übersicht der bei den* ***HyMEX****-Experimenten gemessenen Größen mit ihren Symbolen, der zeitlichen Auflösung der Messung, den Messniveaus und Messverfahren bzw. -geräten.*

Der Messaufbau diente der Untersuchung und Klärung der folgenden grundlegenden Fragestellungen:

1. *Wie groß sind die Strahlungsströme und wovon hängen sie ab?*
2. *Wie funktioniert der turbulente Wärmetransport über einem Gletscher und welche Bedeutung hat er in der Energiebilanz an der Gletscheroberfläche?*

3. *Welche Modifikation erfährt die Grenzschicht über dem Eis in Abhängigkeit vom Tagesgang und den meteorologischen Randbedingungen?*
4. *Gibt es lokale Unterschiede in der Effizienz des turbulenten Transports?*
5. *Welche Bedeutung hat der Gletscherwind bei diesem Prozess?*
6. *Existiert eine vertikale Flussdivergenz?*
7. *Mit welcher Genauigkeit können die turbulenten Flüsse über einem Gletscher mit diesen Methoden überhaupt gemessen werden?*
8. *Welche Güte haben gängige Parametrisierungen für die Komponenten der Energiebilanz?*
9. *Gibt es eine Obergrenze für die maximalen Ablationsraten am Vernagtferner und damit für die Maximalabflüsse?*

Zur Validierung der Ergebnisse der Schmelzwasserproduktion wurden parallel herkömmliche Ablationsmessungen durchgeführt. Die Aufzeichnung sämtlicher Messdaten zur anschließenden Analyse und Kalibrierung erfolgte digital in Form der Rohwerte. Der Umfang des gewonnenen Datensatzes umfasst ca. 2Gbyte an Binärdaten.

4.3 Messaufbau, Besonderheiten des Messsystems und der Geräte

Die Anschaffung einer mikrometeorologischen Messanlage zur Messung der Komponenten der Energiebilanz mit hoher Genauigkeit stellt eine erhebliche Investition dar. Sollen wie in diesem Fall Profilmessungen mit der Eddykorrelationsmethode kombiniert werden, addieren sich die Kosten nur für die Anschaffung der Hardware pro Systemeinheit schnell auf einen Betrag zwischen 100´000 € und 150´000 € (Foken, 2003). Kommerzielle Angebote von kompletten Systemen (z.B. *Campbell Inc.*) sind für die Anwendung im Gebirge ohne Modifikation bislang ungeeignet. Die mitgelieferte Softwareausstattung beschränkt sich in der Regel auf einige wenige Hilfsprogramme zur Gerätesteuerung und Datenerfassung. Die wissenschaftliche Auswertung der Daten nach dem gegenwärtigen Wissensstand erfordern daher zusätzlich umfangreiche Softwareentwicklungen, die inzwischen immer umfassendere EDV-Kenntnisse erfordern.

Keinesfalls darf die notwendige Erfahrung mit den Messsystemen zur sinnvollen Durchführung derartiger Messungen unter nicht standardisierten Bedingungen unterschätzt werden. Es handelt sich bei einer Eddy-Anlage – um es mit den heute üblichen Anglizismen auszudrücken - in keiner Weise um „*Plug & Play*"-Geräte, die nur einfach angeschlossen und angeschaltet werden und damit die gewünschten Resultate liefern. Eine ungefähre Vorstellung von den Problemen bei der praktischen Durchführung von Energiebilanzmessungen, dem Umgang mit den Messgeräten und eine Zusammenfassung des gegenwärtigen Wissens zu den Verfahren vermittelt die Darstellung von Foken (2003). Sie behandelt jedoch den Themenkreis „*Messung in der stabilen Grenzschicht*" oder gar im Hochgebirge nur am Rande und zeigt den erheblichen Forschungsbedarf in diesem Bereich auf.

Bei der Mehrzahl der bislang über schmelzenden Hochgebirgsgletschern durchgeführten Messungen beschränkten sich die Experimentatoren auf die Verwendung einfacher *Bulk*-Systeme mit Messungen in einer Höhe oder seltener Profilmasten, um turbulente Flüsse mittels K-Ansätzen abschätzen zu können. Die Vorgehensweise war dabei überwiegend pragmatisch bestimmt, ungeachtet dessen, dass die Verfahren unter den besonderen Bedingungen in der eisnahen Grenzschicht im heterogen gegliederten Hochgebirge nur beschränkte Gültigkeit besitzen oder überhaupt nicht anwendbar sind. Dass die Ergebnisse in den meisten Fällen dennoch plausibel erscheinen, ist wohl der ausgeprägten Dominanz der Strahlungsterme in der Oberflächenenergiebilanz zu verdanken, die noch am ehesten direkt erfasst werden können.

Zum Zeitpunkt der Planung der **HyMEX**-Aktivitäten im Jahre 1997 waren dagegen Ergebnisse von Eddykorrelationsmessungen nur sehr selten in der Literatur zu finden, obwohl diese die

wichtigste Grundlage bei der Gewinnung der empirischen Zusammenhänge bei den Profilmethoden bildeten. Die wohl erste Untersuchung dieser Art wurde von MUNRO (1989) publiziert, der Eddy-Messungen 1987 und 1988 in 1 m Höhe (!) im Eisgebiet des *Peyto-Gletschers* in den USA zur Untersuchung insbesondere der Oberflächenrauhigkeit im Zusammenhang mit einfachen Austauschansätzen praktizierte. Die bislang umfangreichste mit **HyMEX** vergleichbare Untersuchung war das Experiment **PASTEX**, welches im Sommer 1994 auf der *Pasterze* am Großglockner in Gemeinschaft von der Fakultät für Geowissenschaften der Universität Amsterdam (**VAI**) und dem Institut für Meeres- und Atmosphärenforschung an der Universität Utrecht (**IMAU**) durchgeführt wurde (GREUELL *et al.*, 1995). Dort wurden gleichzeitig entlang einer Traverse an insgesamt 6 Punkten Energiebilanzmessungen mit der Profilmethode durchgeführt und diese an einer Station nahe dem Zungenende durch Turbulenzmessungen ergänzt, die sogar in zwei Niveaus erfolgten. Da gleichzeitig auch die Erfassung der Randbedingungen durch Instrumentarien wie beispielsweise Fesselsonden und Pilotballonsondierungen in dichter Folge erfolgte, konnte mit großem Aufwand ein dichter Datensatz gewonnen werden, der sowohl einen ersten Einblick in die Charakteristiken der Turbulenz in der eisnahen Grenzschicht bot (SMEETS *et al.*, 1998), als auch das Testen einiger durch theoretische Überlegungen an die Verhältnisse angepasste Modellansätze ermöglichte (OERLEMANNS & GRISOGONO, 2002).

Obwohl ein ähnlich umfassendes Großexperiment den Fragestellungen des Projekts „*Glazialabflüsse*" durchaus angemessen gewesen wäre, konnte es mit den verfügbaren Mitteln am Vernagtferner unmöglich realisiert werden. Um jedoch zeitlich hochaufgelöste Daten der lokalen Schmelzwasserproduktion für die hydrologischen Untersuchungen bereit zu stellen, waren auch hier Messungen der Energiebilanzterme mit unabhängigen Methoden unverzichtbar. Da weder der erforderliche Zeitrahmen, noch die finanziellen Mittel zur Anschaffung einer für den Einsatz auf dem Gletscher geeigneten Messanlage zur Verfügung standen, wurden für die Messungen wesentliche Komponenten einer im Zeitraum von 1987 bis 1995 im Rahmen mehrerer vom damaligen *Bundesministerium für Forschung und Technologie* (**BMFT**) geförderten Projekte am *Meteorologischen Institut der Universität München* (**MIM**) entwickelten Anlage zur Bestimmung der Terme der Energiebilanz an der Erdoberfläche eingesetzt. Dies war möglich, da einerseits das **MIM** die benötigten Komponenten dankenswerter Weise der *Kommission für Glaziologie* für Dauer der Experimente als Leihgabe überlies, andererseits der Autor dieser Arbeit maßgeblich an der Entwicklung der Anlage und der Auswertesoftware beteiligt war.

Für den Betrieb auf einem Alpengletscher mussten die Komponenten teilweise angepasst, modifiziert und nachgerüstet werden. Dies galt insbesondere auch für die Messgeräte-Träger, die im Gegensatz zu den früheren Anwendungen auf relativ festem bewachsenem ebenem Untergrund auf der geneigten, sich durch die Ablationsvorgänge ständig verändernden Oberfläche installiert werden mussten.

4.3.1 Das PS89/ES89-System des MIM

Die Mikrometeorologie als Teildisziplin zur Erforschung der Vorgänge in der bodennahen Grenzschicht hatte am Meteorologischen Institut der Universität München eine lange Tradition. Auch heute noch gilt das von R. GEIGER (1927) verfasste Lehrbuch über das Klima der bodennahen Luftschicht als eines der Standardwerke und ist in einer erweiterten Form wieder aufgelegt worden (GEIGER *et al.*, 1995). Obwohl die grundlegenden praktischen Anwendungen wie beispielsweise die **MO**-*Theorie* (MONIN & OBUKHOV, 1958) ebenso wie die Grundlagen für das Eddykorrelationsverfahren hauptsächlich in Russland und den USA geschaffen wurden, wurde auch am MIM bis zum Ende des 20. Jahrhunderts intensive Grundlagenforschung zu den Eigenschafts- und Stoffflüssen zwischen Atmosphäre und Erdoberfläche betrieben. Ein Relikt aus dieser Zeit ist die seit Mitte der 1960er-Jahre betriebene Energiebilanzstation in Garching bei München, an der an einem 50 m hohen Turm Temperatur-, Feuchte und Windgeschwindigkeitsprofile kontinuierlich gemessen werden (BERZ, 1969).

In den 1970er und 1980er Jahren wurde eine Reihe von Feldexperimenten durchgeführt, bei denen Energiebilanzen auf der Basis einfacher Austauschansätze mit mobilen, einfacheren *Mastsystemen* gemessen wurden. Für Projekte im Rahmen des *Landoberflächen-Traverse-Experiments* (**LOTREX**) im Jahre 1988

und 1989 wurde eine größere Anlage entwickelt, die genauere Daten zur Bestimmung der Energiebilanz über kleineren homogenen Flächen nach der **MO**-Theorie liefern sollte (MÜLLER *et al.*, 1991).

Gleichzeitig wurde im Rahmen des BMFT-Förderprogramms „*Physikalisch-chemische Prozesse in der Atmosphäre*" das Forschungsvorhaben „*Turbulente Austauschprozesse in der Grenzschicht*" (**TUAREG**) bewilligt, das unter anderem die Untersuchung des turbulenten Vertikaltransports von Eigenschaften und Stoffen in der Grenzschicht experimentell über homogen und heterogen gegliedertem Gelände zum Ziel hatte (BEIER & WEBER, 1992). Insbesondere sollten auch chemische Umwandlungsprozesse auf dem Transportweg berücksichtigt werden. Dies erforderte die Entwicklung eines hochgenauen portablen Instrumentariums zusammen mit entsprechenden Auswerteverfahren, welches den zu erwartenden Problemen hinsichtlich nichtstationärer Vorgänge und advektiver Einflüsse gerecht werden sollte und mit dem alle wesentlichen Grenzschichtparameter erfasst werden konnten. Soweit Messgeräte zur hochfrequenten Erfassung der Basisgrößen zur Verfügung standen, wurde das Eddykorrelationsverfahren eingesetzt. Gleichzeitig wurden aber auch Profilansätze daraufhin getestet, ob sie auch unter Bedingungen, unter denen die Gültigkeit der klassischen Theorien stark eingeschränkt ist, mit entsprechender Modifikation brauchbare Ergebnisse liefern.

Die Vorgehensweise bestand dabei in der Bereitstellung von möglichst vollständigen Datensätzen der maßgeblichen Basisgrößen mit einer entsprechend den zur Verfügung stehenden Mitteln erreichbaren maximalen Genauigkeit. Die Messung der Fluktuationen beispielsweise wurde in mehreren Messniveaus an verschiedenen Punkten absolut synchron ausgeführt, so dass nicht nur zwischen den Größen die zeitliche, sondern auch die räumliche Korrelation bestimmt werden konnte. Außerdem sollte die Anlage nicht nur innerhalb einiger, wenige Stunden währender Episoden, sondern zumindest über einige Tage sämtliche Rohdaten kontinuierlich aufzeichnen. Dies war zumindest Anfang der 1990er Jahre mittels der damals verfügbaren Massenspeichermedien und EDV-Technologie keine Trivialität.

Bei den Sensoren wurde auf kommerziell verfügbare und bewährte Modelle zurückgegriffen, die für das Gesamtsystem adaptiert und teilweise zur Erweiterung der Empfindlichkeit und zur Verkürzung der Reaktionszeit umgebaut wurden. Je nach Bauart und Ausstattung liefern sie analoge oder digitale Ausgangssignale, die unterschiedlich weitergeleitet und verarbeitet werden müssen. Der Nachteil der analogen Datenleitungen besteht vor allem in der extremen Empfindlichkeit gegenüber hochfrequenten Einstreuungen und kapazitiven Effekten. Die verwendeten Kabel müssen sehr hochwertig und mit umfangreichen Abschirmungen gegen elektromagnetische Felder versehen sein, weshalb sie sehr voluminös und schwer sind. Außerdem können trotz aller Maßnahmen nur beschränkte Distanzen von maximal 100 m zwischen Messturm und Datenerfassung überbrückt werden. Vor der Digitalisierung sind komplexe Tiefpassfiltersysteme notwendig, deren Aufgabe es ist, die verbliebenen hochfrequenten Einstreuungen weitestgehend zu eliminieren. Der Vorteil jedoch lag eindeutig in den Möglichkeiten zur genauen zeitlichen Synchronisation der Messungen durch eine zentrale Stelle. Als gemeinsame Zeitbasis für alle Messungen wurde bereits damals ein aus dem Signal des *DCF*-Funkuhrsenders in *Mainflingen* bei Frankfurt abgeleiteter Zeittakt mit 100Hz bis zu 1Hz bereitgestellt.

Digitale Übertragungsnetze hatten Anfang der 1990er-Jahre noch nicht die Übertragungsleistung heutiger *Ethernet*- bzw. *USB*-Systeme. Zur digitalen Kommunikation wurde das System mit einem relativ leistungsfähigen *HP-RS-485*-Bussystem ausgestattet, in welches auch die Signale des in der Regel üblichen *RS-232*-Schnittstellenprotokolls mit bis zu 9600Baud eingespeist werden konnten. Das strombasierte Übertragungssystem erlaubt auch die problemlose digitale Übertragung von großen Datenmengen über Distanzen von mehreren 100 m, während die Leitungslänge der *RS232*-Systeme in der Regel auf wenige Meter beschränkt ist.

Die Datenerfassung erfolgte auf zuletzt 5 gemeinsam mit der Steuer- und Auswerteelektronik in einem Kleinlaster oder gelegentlich auch einem Bauwagen in möglichst großer Distanz untergebrachten PC-Systemen. Diese waren mit den erforderlichen Ergänzungskomponenten (*AD*-Wandlerkarten, digitale *IO*-Karten etc.) ausgestattet und wurden mit einer in Eigenentwicklung erstellten, damals noch MS-DOS-basierten Steuerungs- und Überwachungssoftware ausgestattet. Die Datenspeicherung erfolgte kontinuierlich auf *SYQUEST*-Wechselplattensystemen, die jeweils eine Kapazität von 40MB und 80MB und eine mittlere Zugriffzeit aufwies, die der von langsamen, Anfang der 1990er-Jahre verfügbaren Fest-

plattensystemen entsprach. Das System war so programmiert, dass die Wechselspeichersysteme ohne Unterbrechung des Messbetriebes ausgetauscht werden konnten und damit theoretisch die Speicherung aller Rohdaten über eine beliebig lange Zeitperiode möglich war. In der Praxis funktionierte dies jedoch maximal über einige Tage, da die Sensorik häufig durch Witterungseinflüsse gestört wurde.

Im Rahmen der anwendungsbezogenen „*wissenschaftlichen Begleitprogramme und Verbundforschungsprojekte zur Sanierung der Atmosphäre auf dem Gebiet der ehemaligen DDR*“ (**SANA**) von 1990 bis 1994 wurde das System in insgesamt 4 mehrwöchigen Messepisoden eingesetzt, beständig weiterentwickelt und ergänzt (Beier *et al.*,1994A; 1996). Wesentliche Komponenten wurden auch im Rahmen des Aufbaus einer Dauermessstation nahe Melpitz (Sachsen) zur Reife gebracht (Beier *et al.*, 1994B). Den maximalen Entwicklungsstand erreichte es 1994, als es neben dem auf Profilanalyse basierenden Verfahren zur Bestimmung von Enthalpie- und Stoffflüssen mit drei Eddykorrelationsmesssystemen zur Bestimmung von Flussdivergenzen in drei Messniveaus ausgestattet war. *Abbildung 4.3* zeigt eine Schemazeichnung der Anlage ohne die zugehörige Datenerfassung. Die Vertikalverteilung der Konzentrationen chemischer Beimengungen wurde mit einem *Bypass*-System (**CS93**) gemessen, bei dem über ein komplexes Ventil-Pumpen-System Luftproben aus 8 Messniveaus den hochgenauen Analysatoren zugeführt wurden.

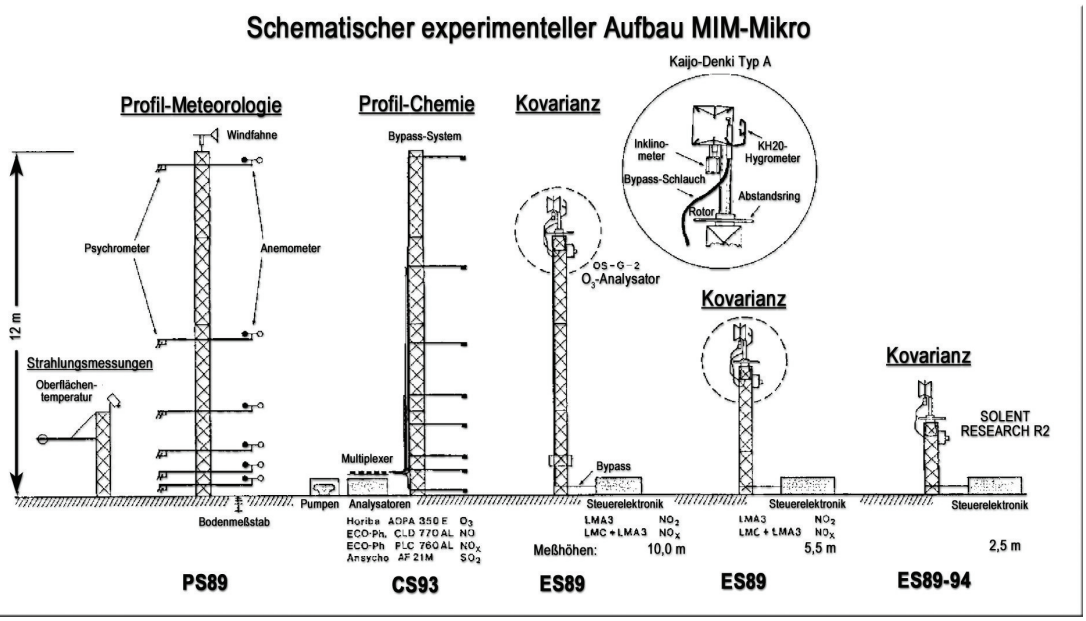


Abb. 4.3: *Schemazeichnung der vollständigen grenzschichtmeteorologischen Messanlage des Meteorologischen Instituts der Universität München (MIM) zur Messung des Energie- und Stoffaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre, wie es zuletzt 1994 als teilmobiles System während der* ***SANA****-Untersuchungen eingesetzt wurde. Nicht enthalten ist die PC-basierte Datenerfassung. Auf dem Vernagtferner wurden lediglich die Komponente für die Profil-Meteorologie* ***PS89*** *(links) und das Kovarianzsystem* ***ES89-94*** *(ganz rechts) eingesetzt.(aus Beier et al., 1996)*

Der für das asymmetrische Ultraschallanemometer von *Kaijo-Denki* Typ A ausgelegte Messaufbau **ES89** ist mit einem Rotorsystem zur automatischen Ausrichtung in die mittlere Windrichtung ausgestattet, um Störungen der Anströmung zu minimieren. Ein reaktionsschnelles Inklinometer (*Neigungsmesser*) mit einer nominellen Auflösung von 0.05° ermöglicht auch dann die korrekte Bestimmung des Windvektors bezüglich des Geopotentials, wenn das System durch Wartungsarbeiten, Windböen oder Eigenbewegungen schwanken sollte. Spezielle Abstandsringe verhindern das Verdrillen von Kabelanschlüssen oder Ansaugschläuchen für die Luftprobennahmen.

Wegen seiner spektralen Übertragungseigenschaften (Dimension der Messstrecken, zeitliche Auflösung 10Hz, Signal-Rauschverhältnis) kann das Kaijo-Denki-Ultraschallanemometer bei Windgeschwindigkeiten unter 5 m/s nicht tiefer als 4 bis 5 m über dem Boden betrieben werden. Daher wurde für Messungen

in diesem Bereich das ebenfalls asymmetrische Instrument **R2** von **SOLENT**-Research beschafft, das kleinere Abmessungen und maximale Messfrequenzen bis zu 60Hz besitzt. Der Messkopf wurde entsprechend modifiziert, entspricht aber in der Funktion dem bewährten ES89-System. Vergleichsmessungen während dem Experiment SADE94 in Melpitz (Sachsen) zeigten vergleichbare Ergebnisse von sehr guter Qualität, obwohl erhebliche Modifikationen an der Hardware- und Softwaresteuerung sowie den Auswerteverfahren erforderlich waren (BEIER *et al.*, 1996).

Im Endstadium konnte bei der Anlage von „Mobilität" kaum mehr die Rede sein. Das Gesamtgewicht von Turmelementen, Kabeln, Sensoren, Steuerelektronik und Datenverarbeitung erreichte über 6 Tonnen und musste zum Transport auf mehrere Kleinlastwagen verteilt werden. Die Rüstzeiten betrugen bei einer 8- bis 10-köpfigen Mannschaft immerhin 5 bis 7 Tage. Für den Dauerbetrieb waren zur Wartung und Überwachung immerhin noch 4 bis 5 Betreuer erforderlich.

In der Anfangsphase, bei der sich die Messungen auf die Terme der Energiebilanz und die Eddykorrelationsmessung in einem Niveau beschränkten, konnte die Anlage noch mit einer Leistungsaufnahme von 1 kW bei 220V Wechselstrom betrieben werden. Dazu wurden robuste Kleingeneratoren von Honda eingesetzt, die wechselweise für den Betrieb mit Benzin oder mit Flüssiggas ausgerüstet waren. Später musste auf große Leihaggregate mit bis zu 35KW Leistung ausgewichen werden, welche aber durch ihre unvermeidlichen Emissionen die Schadstoffmessungen stark beeinträchtigten. Deshalb wurde die Anlage in der letzten Ausbauphase nur noch mit Netzstrom betrieben.

Auf dem Vernagtferner war an einen Aufbau in dieser Größenordnung aus logistischen Gründen nicht zu denken. Obwohl direkte Flussmessungen in mehreren Niveaus durchaus wünschenswert wären, verbietet sich der Einsatz mehrerer **ES89**-Systeme wegen des hohen Gewichts und dem Energiebedarf. Außerdem zeigten die Erfahrungen früherer Messungen, dass vertikale Flussdivergenzen unbedingt mit gleichartigen Systemen gemessen werden müssen. Angesichts dieser Probleme beschränkte man die Ausrüstung auf dem Gletscher auf das vollständige Energiebilanzsystem **PS89** für die Messungen der Strahlungsströme und der Temperatur-, Wind- und Feuchteprofile, sowie das Kovarianzsystem **ES89-94** zur direkten Messung des sensiblen und latenten Wärmestroms. Das verbleibende Gesamtgewicht der Ausrüstung von 1.3 Tonnen sowie der Energiebedarf von ca. 1kW schienen auch unter den schwierigen logistischen Bedingungen auf einem Gletscher praktikabel.

4.3.2 Das Messgelände – Geländeneigung

Die praktische Auswahl einer optimalen Ortes zur Durchführung der Messung auf der Gletscherfläche, welcher einerseits die wissenschaftlichen Anforderungen erfüllt, andererseits den logistischen Möglichkeiten genügt, entspricht dem häufig zitierten Problem der Quadratur eines Kreises. Die ursprüngliche Planung beinhaltete Messungen sowohl über der Firnfläche als auch im Eisgebiet. Dazu sollte die Anlage zunächst im Frühsommer im zentralen Teil des Gletschers etwa auf dem mittleren Niveau der Gleichgewichtslinie über Schnee installiert werden, wie bereits von OHMURA *et al.* (1992) vorgeschlagen. Nach einer mehrtägigen Messphase über Schnee sollte abgewartet werden, bis das Gelände schneefrei würde, um dann den zweiten Teil der Messungen unter den Bedingungen einer aperen Eisoberfläche durchzuführen.

Diese Vorgehensweise wäre zwar vom wissenschaftlichen Standpunkt wünschenswert, ließ sich aber aus logistischen Gründen nicht realisieren. Unter den zeitweise rauen Witterungsbedingungen auf dem Gletscher sind umfangreiche Wartungs- und Sicherungsarbeiten an der Anlage zu verrichten. Diese erfordern den uneingeschränkten Zugang zu den Masten, wobei der natürliche Zustand der Schneedecke nicht erhalten werden kann. Mit dieser Art von Messanlagen sind daher Messungen über Schnee prinzipiell problematisch. Weiterhin erwies es sich als äußerst schwierig, die empfindliche Elektronik ohne aufwändige Schutzmaßnahmen über einen längeren Zeitraum auf dem Gletscher zu betreiben oder auch nur zu belassen. Man hätte zumindest nach der ersten Intensivmessphase die sensibelsten Komponenten temporär bergen und später die Station erneut aufrüsten müssen. Dazu waren aber die verfügbaren Mittel unzureichend. Deshalb wurde der Entschluss gefasst, die Messungen auf schneefreien Untergrund unter

optimalen Ablationsbedingungen zu beschränken.

Die Gesamtanlage ist für den Einsatz im heterogenen Gelände konzipiert und dafür mit einigen „Extras“ ausgestattet. Sie ist jedoch nur teilweise mobil und enthält zwar bewährte, aber hinsichtlich der rauen Bedingungen über einem Gletscher zu schwere und empfindliche Komponenten, die besonders geschützt werden müssen. Das Gesamtgewicht der Anlage liegt deutlich über einer Tonne. Die Elektronik und Ausstattung ist hinsichtlich der Energieökonomie veraltet, es musste 220V- Wechselstrom mit einer Gesamtleistung von 0.5 bis 1KW bereitgestellt werden.

Die Anforderungen an den Messplatz sind daher sehr hoch:

- *Die Geländeneigung darf nicht mehr als maximal 3° bis 5° betragen.*
- *Das Umfeld sollte im Umkreis von 300 m einigermaßen homogen sein.*
- *Aus Sicherheitsgründen durften sich weder in der unmittelbaren Umgebung des Messplatzes selbst als auch im Bereich des Zugangs gefährliche Spalten oder Mühlen befinden.*
- *Das Gelände muss für eine Landung des Transporthelikopters in unmittelbarer Nähe geeignet sein, um die Transportkosten zu minimieren.*
- *Die Anlage muss über die gesamte Messperiode fest im Eis verankert werden können.*

Da sich die Gletscheroberfläche in kurzer Zeit sehr stark wandelt, kann die endgültige Position der Station erst unmittelbar vor dem Transport per Helikopter festgelegt werden. Wegen der Ausbildung von bis zu einem Meter hohen Ablationsformen ist auch eine eben ausgerichtete Fläche nicht immer für eine Hubschrauberlandung geeignet. Für das Experiment **HyMEX98** wurde ein geeigneter Messplatz auf 3045m NN im zentralen Bereich des Gletschers gefunden, der sich knapp unterhalb der Position der mittleren Gleichgewichtslinie befindet (*Tafel III, Abbildung B*). Da das Eisgebiet im Sommer 1998 sehr weit hinaufreichte, war die Firngrenze gut 500 m weiter nördlich lokalisiert. Das Areal ist innerhalb der 1990er Jahre sehr stark eingesunken, so dass sich eine nahezu ebene Fläche bildete, die eine nur geringe Neigung von 2.5° nach Süden aufwies. In der *Abbildung A* (*Tafel X*) ist die Oberfläche anhand einer 3D-Visualisierung eines 1x1 km^2 großen Ausschnittes eines digitalen Höhenmodells (**DHM**) mit einer Gitterpunktsweite von 20 m wiedergeben, dem die mittlere Hangneigung und –orientierung besser entnommen werden kann als punktbezogenen Vermessungsdaten in der Wirklichkeit. Das DHM beruht auf der Auswertung eines Messfluges vom 9.9.1999, ist daher von ausreichender Aktualität. Auffallend ist eine 300 m nördlich der Station gelegene Senke, in der sich temporär ein kleiner Schmelzwassersee bildete. In diesem Bereich befinden sich eine Anzahl von Gletschermühlen und tief eingeschnittene Schmelzwasserkanäle, die sich zur Tracer-Einspeisung für Laufzeitmessungen eigneten. 400 m nördlich der Station steigt das Gelände mit einer Neigung von ca. 15° um 25 Höhenmeter an. Der obere wieder abflachende Bereich des Anstiegshanges ist von einer Querspaltenzone durchzogen. Diese Kante kann unter ungünstigen Bedingungen zur Verwirbelung der Luftströmung führen, die sich teilweise auch noch im Bereich der Station bemerkbar machen.

Das zwischen der Station und dem See befindliche Eisfeld zeigt dagegen eine ausgezeichnete Homogenität, so dass es als Anlaufstrecke für die mikrometeorologischen Messungen bestens geeignet ist. Ein Nord-Süd-Schnitt durch das DGM vermittelt das Längsprofil der Gletscheroberfläche, die im Bereich der Station eine leicht konvexe Form aufweist. Der nördliche Felskamm östlich des Taschachjochs (3235 m) ist 1200 m entfernt und überragt die Station um 250 Höhenmeter.

Abbildung A auf *Tafel IX* zeigt das Messareal anhand einer Luftaufnahme vom 5. August 1998 aus ca. 70 m über Grund mit Blickrichtung nach NNE. Im Hintergrund ist deutlich die Einsenkung mit dem Gletschersee zu erkennen. Die Oberfläche wirkt optisch sehr homogen strukturiert und ist für weite Bereiche des Eisgebietes repräsentativ. Auf der Aufnahme ist weiterhin ein dendritisch verzweigtes Netz oberflächlich verlaufender Schmelzwasserkanäle zu erkennen, über welche das in der Umgebung des Messplatzes gebildete Schmelzwasser sehr effizient abgeführt wird. Dieser Aspekt ist durchaus bedeutsam, denn nicht selten kann über ebenen Gletscherflächen unter Schmelzbedingungen eine erhebliche Ansammlung von

Wassermassen festgestellt werden, welche nicht nur aus logistischer Sicht unangenehm ist, sondern auch zu erheblichen Veränderungen der Oberfläche führt. Die nach allen Seiten leicht aufgewölbte Oberflächenform förderte die rasche Entwässerung des Geländes ohne jedoch die Luftströmung maßgeblich zu beeinflussen.

Um nach Abschluss der Messungen über ein virtuelles Abbild des Geländes zur Unterstützung der Auswertung der Messdaten zu verfügen, wurde die Umgebung der Station durch mehrere zusammenhängende Serien von farbigen Kleinbildaufnahmen dokumentiert, die nach hochaufgelöster Digitalisierung per Bildverarbeitung zu nahtlosen Weitwinkel-Panoramen kombiniert werden konnten. Der in *Abbildung C* auf *Tafel X-XI* reproduzierte Ausschnitt eines solchen Panoramas überdeckt den für den Luvbereich der Anströmung maßgeblichen Sektor von NW bis E. Das Originalpanorama liegt in einer Auflösung von 1´800x15´000 Pixel vor und zeigt Details der Oberfläche mit Abmessungen von wenigen Zentimetern. In Anlehnung an die Veröffentlichung der 3D-„*Monster*"-Panoramen der *Pathfinder Mission* der NASA im Jahre 1997 (Heuseler *et al.*; 1998) wurde ebenfalls ein Verfahren zur stereoskopischen Wiedergabe mittels einem verbesserten *Farbanaglyphen-* und *Shutter-Brillen-Verfahren* entwickelt. Diese dank moderner EDV relativ einfach zu realisierende Form der Visualisierung ermöglicht auch im Nachhinein eine äußerst plastische Wahrnehmung und Beurteilung der Geländeformen und der Oberflächenbeschaffenheit. Eine Dokumentation des 3D-Verfahrens und der Herstellung der Panoramen (Weber, 2002b) sowie die hochaufgelöste 3D-Version der Panoramen (Weber, 2002c) selbst sind in der CD-Rom „Glaziologie in 3D" der *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (Weber, 2002d) enthalten.

Die 3D-Version des Panoramas, aber auch bereits die *Abbildung C* zeigt, dass das gewählte Gelände trotz der im größeren Maßstab unvermeidlichen morphologisch stark heterogen gegliederten Gebirgslandschaft in der unmittelbaren Umgebung der Messeinrichtung dennoch homogene Züge aufweist. Sowohl nach Osten (*im Panorama rechts*) als auch nach Westen (*links*) fallen die Hänge zwar moderat ab, nach Norden ist der Anstieg dafür gering und sehr gleichmäßig. Die Oberfläche weist ein relativ gleichmäßig verteiltes Muster von etwa 15 bis 30 cm hohen, einige Quadratmeter umfassenden ovalen Ablationsformen auf, die mit hellem porösem Eis bedeckt sind. Dazwischen wird die Oberfläche von bis zu einem Meter breiten Schmelzwasserkanälen durchzogen, in denen sich dunkle Verunreinigungen ansammelten. Die Komponenten der Messanlage sind auf einer Linie senkrecht zur Hauptwindrichtung angeordnet, um eine Störung der Messung durch Wirbelbildung an den teilweise massiven Aufbauten weitestgehend auszuschließen. Die Strahlungsmessgeräte wurden zur Vermeidung von Schattenwurf der anderen Türme auf das Messfeld oder Reflexionen auf einem ca. 12 m nach Süden versetzten separaten Mast installiert. Im Vordergrund des Panoramas ist gerade noch einer von 5 Holzpegeln in einem ca. 10 Quadratmeter abdeckenden Areal zu erkennen, die zur Beobachtung der täglichen Ablationsraten in das Eis eingelassen wurden. Der Grundriss des Aufbaus war 1998 und 2000 (*Abbildung 4.4*) nahezu identisch.

Der Messplatz für das zweite Experiment im Jahr 2000 sollte deutlich näher an der Gletscherzunge liegen. Da in unmittelbarer Verlängerung der Falllinie ausgehend vom Messplatz 1998 die Neigung des Gletschers erheblich zunimmt, andererseits sich eine talförmige Vertiefung mit einem reißenden oberflächlichen Gletscherbach oberhalb des Zungenendes befindet, musste in flacheres Gelände oberhalb des in den 1980er Jahren markanten Gletscherbruches weiter östlich ausgewichen werden. Der am 21. August 2000 festgelegte Ort befindet sich am westlichen Rand des als Schwarzkögelezunge bezeichneten Areals des Vernagtferners auf 2995 m Höhe (*Tafel III, Abbildung B*).

Das anhand des DHM von 1999 visualisierte Blockbild der Messplatzumgebung (*Tafel X Abbildung A*) vermittelt eine gegenüber 1998 deutlich ausgeprägtere Gliederung des Geländes. In etwa 500 m Entfernung in südöstlicher Richtung befinden sich die Seitenmoräne und der ca. 80 m hohe Anstieg zum Felskopf des Schwarzkögele, in südwestlicher Richtung die bereits erwähnte ehemals vereiste und inzwischen apere Felsstufe. Beide Geländeformen beeinflussen die Messungen jedoch nicht unmittelbar, da sie im Lee der Anströmung liegen. Im Luv-Bereich dagegen ist die Oberfläche ähnlich flach und weitgehend homogen wie an der ca. 500 m nordwestlich gelegenen Messstelle von **HyMEX98**. Dies verdeutlicht sowohl der Ausschnitt einer Luftaufnahme vom 26.8.2000 (*Tafel IX, Abbildung B*), auf der die Station am linken Rand erkennbar ist, als auch der Geländeschnitt in *Abbildung A auf Tafel X*.

Die Umgebung der Station wurde ebenfalls durch Panorama-Aufnahmen dokumentiert, von denen

zwei Sektorausschnitte auf den *Tafeln X-XI* reproduziert sind (*Abb. D und E*). Dort wird allerdings wegen Bildverzerrungen eine deutlich steilere Geländeneigung suggeriert als in der Realität. Die Masten erscheinen übertrieben schief, da die Aufnahmen mit einem Objektiv kurzer Brennweite erfolgten. Tatsächlich standen die Masten mit einem Toleranzbereich von etwa 2.5° im Lot, während die Geländeneigung anhand einer exakten Vermessung (PUSCH & KASTNER, 2000) mit zwei Hauptexpositionsrichtungen jeweils zu 3.5° (SW) und 2.1° (SO) bestimmt wurde (*Abbildung 4.4*). Demnach wurde die Station anders als in 1998 auf einer flachen Kuppe errichtet. Dies hatte ebenfalls den Vorteil eines raschen Abfließens des gebildeten Schmelzwassers, es musste aber mit einer Modifikation der Luftströmung durch die Geländeform gerechnet werden.

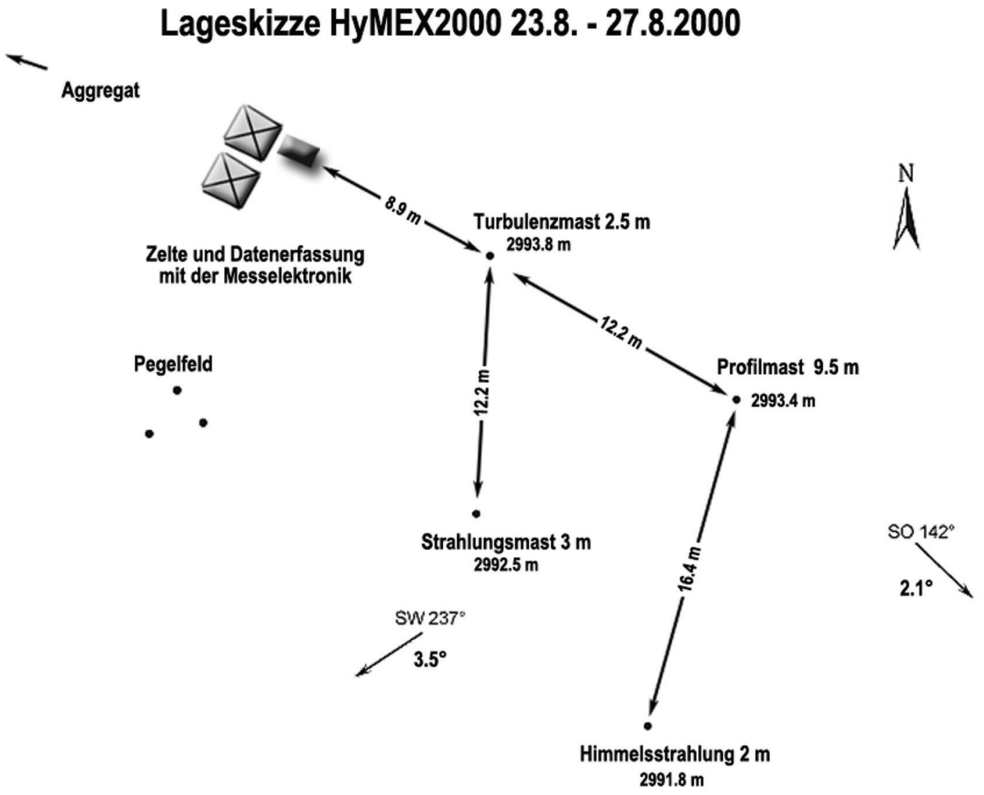


Abb. 4.4: *Grundriss des Experimentalaufbaus während* ***HyMEX2000*** *nach PUSCH & KASTNER (2000), ergänzt um zusätzliche Informationen.*

Beim Betrachten der 3D-Version der Panoramen (WEBER, 2002c, 2002d) wird jedoch deutlich, dass die Station nicht auf dem höchsten Punkt der Kuppe, sondern am Rand errichtet wurde. Im nordöstlichen Sektor ist in ca. 300 m Entfernung eine Einsenkung erkennbar, in der sich Schmelzwasser ansammelt, das über große Gletschermühlen in den Eiskörper eindringt. Dieser von den Experimentatoren als „*Höllloch*" benannte Abfluss wurde ebenfalls zur Bestimmung der Fließzeiten mit *Lumineszenztracern* beprobt (SIEBERS, 1999).

Der Grundriss des experimentellen Aufbaus ist maßstäblich in *Abbildung 4.4* dargestellt. Er ähnelt bis auf die Ergänzung durch einen Mast zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung prinzipiell dem von 1998, war aber nicht gleichermaßen optimal senkrecht zur dominierenden Windrichtung orientiert, da zum Zeitpunkt des Aufbaus am 21. und 22.8.2003 bedecktes Wetter mit starken südwestlichen Gradientwinden vorherrschte und die Basislinie pragmatisch senkrecht zur Richtung der parallel verlaufenden Schmelzwasserrinnen ausgerichtet wurde. Dennoch war der unter Strahlungswetterbedingungen von

NW bis NO reichende Hauptsektor der Anströmung weitgehend ungestört.

Sowohl das auf den *Tafeln X - XI* wiedergegebene Panorama von **HyMEX98** als auch die beiden von **HyMEX2000** wurden gegen 12^{30} MESZ fotografiert, also etwa zum Zeitpunkt der minimalen Zenitdistanz der Sonne. Obwohl Fotografien je nach Art des verwendeten Filmmaterials, Blendeneinstellung und Belichtungszeit die Helligkeit der Reflexion nur beschränkt als objektives Maß wiedergeben (KIESLE, 1983), erscheint die Eisoberfläche im Jahr 2000 deutlich heller, was durch die Albedomessungen bestätigt werden konnte. Die Eisfläche ist gegenüber 1998 zu einem größeren Anteil von lufthaltigem Oberflächeneis bedeckt und wirkt insgesamt homogener. Auch auf der Luftaufnahme in Abbildung *B Tafel IX* erscheint die Fläche an der Station geringfügig heller als die unmittelbare Umgebung, die Stelle ist aber dennoch repräsentativ für große Bereiche des Gletschers.

4.3.3 Thermometer, Psychrometer und Anemometer

Der *auf der Tafel XII* im Detail wiedergegebene zentrale mikrometeorologische 9 m hohe Mast wurde in 6 Höhenniveaus mit Sensoren für die Luft- und Feuchttemperatur, sowie in 8 Höhen zur Messung der Windgeschwindigkeit ausgerüstet. Die Messgeber wurden im Minutentakt seriell durch die Datenerfassung abgefragt und registriert. Diese Messungen dienten nicht nur der detaillierten Erfassung des mittleren Zustands der eisnahen Grenzschicht, sondern bildeten auch die absolute Referenz für die nicht in gleicher Weise stabilen Kalibrierungen der weiteren Messgrößen, insbesondere der hochfrequenten turbulenten Schwankungsgrößen. Daher sind die Anforderungen an die Absolutgenauigkeit der Referenzmessungen außerordentlich hoch.

Die Anlage ist zur Messung der vertikalen Änderungen der meteorologischen Parameter unter überwiegend neutraler bis labiler Schichtung ausgelegt, die unter diesen Bedingungen beispielsweise bei der Temperatur zwischen einem mittleren und dem obersten Messniveau nur wenige 10tel Kelvin betragen. In der in der Regel stabilen Grenzschicht über einem schmelzenden Gletscher beträgt dagegen der Temperaturunterschied zwischen der obersten und der untersten Messhöhe mehrere Kelvin, so dass die Messeinrichtung für diese Verhältnisse sogar optimal geeignet ist. Zahlreiche Untersuchungen und Vergleichsexperimente im Rahmen der **SANA/SADE**-Experimente (BEIER *et al.*, 1996) haben ergeben, dass die absolute Genauigkeit der verwendeten Platindraht-Widerstands-Thermometer mit 0.05 bis 0.08K angegeben werden kann (MÜLLER *et al.*, 1991).

Die akkurate Messung der Lufttemperatur ist eine häufig unterschätzte Aufgabe. Insbesondere über stark reflektierenden Schnee- und Eisflächen jedoch mutieren herkömmliche Thermometer je nach Bauart zu Strahlungsmessgeräten (FOKEN, 2003). Der durch um mehrere Kelvin überhöhte Temperaturwerte gekennzeichnete *Strahlungsfehler* ist primär eine Folge der an der Oberfläche der Messfühler absorbierten kurzwelligen Strahlungsenergie. Abhilfe schafft eine stark reflektierende Schutzabdeckung des Sensors, die aber den Luftaustausch nicht behindern darf. Das klassische Beispiel dafür ist die mit Lamellen versehene, weiß lackierte Wetterhütte. Sie schützt das Thermometer vor der direkten Sonnenstrahlung, erwärmt sich unter den Bedingungen von hoher Einstrahlung und schwacher Luftbewegung aber dennoch über die mittlere Lufttemperatur, so dass im Inneren durch die Abgabe von langwelliger Strahlung dennoch eine bis zu einem Grad zu hohe Temperatur gemessen werden kann. Dieser im operationellen Betrieb der Wetterdienste eingesetzte Strahlungsschutz ist damit zwar nicht umfassend, dafür aber weltweit standardisiert, so dass die Messergebnisse klimatologisch vergleichbar sind. Wetterhütten sind jedoch sehr voluminös und eignen sich daher weniger für Profilmessungen. HOINKES *et al.* (1952) verwendete sie dennoch bei seinen frühen Messungen am Vernagtferner.

Spezielle kleinere Konstruktionen, wie etwa der als Baumbachhütte bekannte Kalottenschutz sind jedoch über Gletscherflächen immer noch unzureichend. Dies zeigten beispielsweise die Energiebilanzmessungen über dem Vernagtferner 1979 und 1981, die bei niedrigen Windgeschwindigkeiten mit einem Fehler von bis zu 6 K behaftet waren (ZUNKE, 1984). Der Strahlungsfehler ist nicht nur von der Strahlungsbilanz der Sensoroberfläche sondern auch vom Wärmeübergangsverhalten abhängig (FOKEN, 2003). Minimiert werden kann er auch durch die Verwendung von besonders dünnen Platindrähten, was aber zu

Problemen bei der praktischen Anwendung der Systeme führt. Dünne Drähte sind nicht besonders haltbar und haben außerdem sehr kurze Reaktionszeiten. Letztere bestimmen jedoch die Trägheit des Sensors und damit die Filtereigenschaften gegenüber hochfrequenten Schwankungen der Temperatur. Die Abtastrate und die Trägheit müssen aufeinander abgestimmt sein, sonst ergeben sich sogenannte *Aliasing*-Fehler (*siehe auch Abschnitt 5.3.3*).

Auch andere Forschergruppen hatten bei Messungen im Hochgebirge Probleme mit dem Strahlungsfehler, sofern sie bei den Temperaturfühlern auf besondere Strahlungsschutzvorkehrungen aus logistischen Gründen verzichteten. Eine umfassende Studie zu dieser Problematik veröffentlichten erst in jüngster Zeit GEORGES & KASER (2002). Strahlungsschutz in Form von Verkleidungen allein ist nicht ausreichend, da diese den Wärmeaustausch im Inneren der Konstruktion behindern. Es wurden auch Korrekturmodelle entwickelt, die aber zumindest gleichzeitige Strahlungsmessungen erfordern (ARCK & SCHERER, 2001). Der Strahlungsfehler kann anhand der Aufstellung der Energiebilanz an der Sensoroberfläche theoretisch berechnet werden (MIM, 2003; FOKEN 2003). Dennoch sind die Zusammenhänge in der Realität erheblich komplexer als sie in den Korrekturmodellen beschrieben werden können (GEORGES & KASER, 2002). Es werden dazu eine Fülle von für das individuelle System empirisch zu bestimmende Parameter benötigt mit dem letztendlichen Resultat, dass die für mikrometeorologische Flussmessungen erforderliche Genauigkeit von 0.1 K durch die Korrekturen doch nicht erreicht werden kann.

Daher ist es wesentlich vorteilhafter, den Strahlungsfehler durch geeignete instrumentelle Vorkehrung von vorne herein zu minimieren. Die beste Lösung dafür besteht in der Verwendung eines doppelten, hochglanzvernickelten Strahlungsschutzrohr und einer künstlichen Belüftung des Sensors durch ein Ventilatorsystem mit einem konstanten Luftstrom im Bereich von 2.0 m/s bis 3.5 m/s (GEORGES & KASER, 2002; MIM, 2003).

Die kontinuierliche Belüftung ist ein wesentliches Konstruktionsmerkmal des bewährten *Aspirationspsychrometers* nach ASSMANN, welches immer noch das zuverlässigste Messgerät zur Feuchtemessung ist (FOKEN, 2003; MIM 2003). Als Messprinzip wird ein zweites Thermometer verwendet, das mit einem speziellen saugfähigen Docht (Strumpf) ständig befeuchtet wird. Die dort in Abhängigkeit von der Wasserdampfsättigung der Luft zur Verdunstung des Wassers verbrauchte Energie führt an diesem Feuchtthermometer zu einer entsprechend erniedrigten Temperaturanzeige, der sogenannten *Feuchttemperatur* $\mathbf{T_f}$. Wichtig sind jedoch auch für die korrekte Messung der Feuchttemperatur die Verwendung eines Strahlungsschutzrohres und eine ausreichende Ventilation des Messfühlers. Durch Aufstellung der Wärmehaushaltsgleichung an der Oberfläche des benetzten Thermometers kann die folgende Gleichung zur Berechnung des Partialdrucks des Wasserdampfes

$$e = E(T_f) - \frac{p \cdot c_p}{0.623 \cdot l_v} \cdot (T - T_f) \qquad \textbf{[4.15]}$$

für das ideale Psychrometer abgeleitet werden (MIM, 2003), wobei **E** der z.B. nach der *Magnusformel* bestimmte Sättigungsdampfdruck bei der Feuchttemperatur, **p** der Luftdruck, $\mathbf{c_p}$ die Wärmekapazität der Luft und $\mathbf{l_v}$ die Verdampfungswärme ist. Ideal bedeutet in diesem Fall, dass der zuvor diskutierte Strahlungsfehler nicht vorhanden und der Wärmeübergang am Sensor optimal ist. Diese Formel ist in vereinfachter Form auch als *SPRUNG'sche Psychrometerformel* bekannt. Da jedoch $\mathbf{c_p}$ und $\mathbf{l_v}$ ebenfalls eine leichte Temperaturabhängigkeit aufweisen (STULL, 1988), gibt der Deutsche Wetterdienst (**DWD**) die folgende spezielle Psychrometerformel (*nach* MIM, 2003)

$$e = E(T_f) - 0.00066 \cdot (1 + 0.00115 \cdot T_f) \cdot p \cdot (T - T_f) \qquad \textbf{[4.16]}$$

an, die zur Berechnung des Dampfdrucks anhand der Messung des Luftdrucks **p**, der Lufttemperatur **T** und der Feuchttemperatur $\mathbf{T_f}$ gegenwärtig der Standard ist. Vorausgesetzt wird ein wirksamer Strahlungsschutz und eine ausreichende Ventilation.

Das Aufrechterhalten eines kontinuierlichen Luftstroms in der Größenordnung von 3 m/s ist mit einen beachtlichen Energieaufwand von einigen Watt Dauerleistung pro System verbunden. Diese kann durch die üblicherweise verwendeten Stromquellen in Form von Batterien und/oder Solarzellen auf Dauer nicht bereitgestellt werden oder erfordert nicht unerhebliche finanzielle Investitionen. Deshalb wird bei Feldexperimenten auf Gletschern und bei ohne Netzanschluss betriebenen Klimastationen im Hochgebirge häufig auf die künstliche Ventilation der Thermometer verzichtet. Man hofft vielmehr auf ausreichende Belüftung der Strahlungsschutzhütten durch die vorherrschenden Lokalwinde.

Der Messturm bei **HyMEX** dagegen diente Forschungszwecken und wurde mit einer elektrischen Version des ASSMAN´schen Psychrometers ausgerüstet, welches ein Nachbau des Psychrometers von FRANKENBERGER von der *Fa. Friedrichs* ist. Statt der Quecksilberthermometer werden Platindraht-Widerstandsthermometer vom Typ *PT100* verwendet, die sich wegen ihrer hohen Genauigkeit und Kalibrierstabilität bewährt haben. In der *Abbildung auf Tafel XII* ist das System, das mit einem verchromten, polierten Doppelrohr und einem elektrisch betriebenen Ventilationssystem zum Strahlungsschutz ausgestattet ist, in einer Detailaufnahme wiedergegeben. Der Ventilator verbirgt sich unter der glockenförmigen Metallverkleidung. Dessen Energiebedarf ist im Verhältnis zu dem der restlichen Komponenten der Anlage, insbesondere gegenüber dem der Datenerfassung und Computer, vernachlässigbar. Weiterhin erkennbar ist auf dem Detailfoto ein relativ großzügig dimensioniertes Vorratsgefäß, welches mit destilliertem Wasser zur Benetzung des Feuchtthermometers gefüllt ist. Eine Besonderheit der Systementwicklung des **MIM** ist die Ausstattung mit einer Vorrichtung, welche über ein spezielles Schlauch- und Pumpsystem das Füllen der Gefäße vom Turmfuß aus ermöglicht. Dadurch ist theoretisch eine sehr lange Betriebsdauer ohne aufwändige Wartung möglich. Bei den Einsätzen in der Vergangenheit traten jedoch häufig Probleme wegen Verschmutzung und Verstopfung der Strahlungsschutzrohre durch angesaugte Staubpartikel und Insekten auf, welche nur durch manuelle Reinigung behoben werden konnten. Die außerordentlich reine Höhenluft über dem Gletscher ließ diese Störungen jedoch völlig in den Hintergrund treten.

Das elektrisch betriebene belüftete Psychrometer mit Strahlungsschutz ist zwar das genaueste Instrument zur Feuchtemessung, unterliegt aber erheblichen Betriebseinschränkungen. Eigentlich ist es nur bei Temperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt funktionstüchtig. Dabei ist das Gefrieren des Wassers an der Sensoroberfläche das geringere Problem, denn es muss unter diesen Bedingungen bei Berechnung des Dampfdrucks in Gleichung *[4.15]* lediglich die Sättigungsdampfdruckkurve über Eis statt der über Wasser verwandt werden. Eine wirkliche Störung der Messung tritt nur im Augenblick des Gefrierens auf, da dabei die Gefrierwärme freigesetzt wird. Dieser Vorgang ist auf den Vorzeichenwechsel der Feuchttemperatur beschränkt und kann daher bei der Auswertung der Messdaten leicht erkannt und korrigiert werden. Das eigentliche Problem ist langfristiger und mehr technischer Art, denn das Gefrieren des Wassers in den Vorratsgefäßen unterbricht irgendwann zwangsläufig die Wasserzufuhr zum feuchten Thermometer. Dies ist ein weiterer Grund, weshalb Psychrometer zur Feuchtemessungen in Klimastationen im Gebirge nicht operationell eingesetzt werden, denn neben dem hohen Energieverbrauch ist zusätzlich mit längeren Ausfallzeiten zu rechnen. Auf Gletschern ist der Einsatz sicherlich auf kurze Perioden von einigen Tagen unter extensiven Schmelzbedingungen beschränkt.

Als Alternative für die Feuchtemessung auch unter den Bedingungen von dauerhaften Minusgraden bieten sich lediglich *Haarhygrometer* oder *kapazitive Feuchtefühler* z.B. auf der Basis von Lithiumchorid an. Beide Arten von Sensoren messen die *relative Luftfeuchte*, also das Verhältnis des aktuellen Dampfdrucks zum Sättigungsdampfdruck. Zu der Bestimmung der turbulenten Flüsse sind jedoch immer absolute Feuchtemaße erforderlich. Bei den zuvor genannten Sensoren müssen diese anhand des Absolutwertes der Lufttemperatur berechnet werden, was zu einer zusätzlichen starken Abhängigkeit des Ergebnisses von der Güte der gemessenen Lufttemperatur (FOKEN, 2003) führt. In der Psychrometergleichung *[4.15]* dagegen geht im Wesentlichen die direkt gemessene Feuchttemperatur ein, die Lufttemperatur erscheint nur in Form der Differenz. Demnach ist die direkt mit einem Psychrometer gemessene Feuchte den Alternativen immer vorzuziehen.

Als weitere Option zur Absolutmessung des Wasserdampfpartialdrucks käme auch ein *Taupunktspiegel* in Frage. Derartige Geräte sind einerseits sehr kompliziert und dementsprechend teuer, andererseits entspricht die Genauigkeit der auf dem Markt befindlichen Geräte insbesondere beim Betrieb unter dem

Gefrierpunkt jedoch nicht den Erwartungen (MIM, 2003).

Unter den Voraussetzungen der zeitlichen Limitierung auf eine Messdauer von einigen Tagen und der Beschränkung auf eine Witterungsperiode mit extensiver Schmelze konnte bei den **HyMEX**-Experimenten davon ausgegangen werden, dass die Psychrometermessung der Feuchte als Mittelwertsgröße auch auf einem Gletscher realisierbar ist. Redundante Methoden waren weder verfügbar noch vorgesehen. Die tagsüber kontinuierliche Anwesenheit von Wartungspersonal sicherte ständig einen so hohen Füllstand der Vorratsgefäße, dass es in den kurzen Zeiträumen mit Minusgraden nicht zu einem vollständigen Gefrieren des Inhalts kam. Bei den Messungen 1998 war während der gesamten Messperiode kein Einfrieren der Feuchtthermometer feststellbar. Die große Trockenheit während **HyMEX 2000** führte dagegen in allen Messhöhen doch zu längeren Zeiträumen mit einer Feuchttemperatur unterhalb des Gefrierpunkts. Der Anteil der Messdaten, die wegen des Einfrierens des Feuchtthermometers nicht oder nur eingeschränkt auswertbar waren, blieb dennoch glücklicherweise auf einzelne Messniveaus (0.89 m und 1.68 m) und wenige Stunden am 25.8. und 26.8. beschränkt. Mit dieser Ausnahme waren sämtliche Psychrometer während der gesamten Intensivmessphase funktionstüchtig.

Unter diesen Randbedingungen dürften die während der **HyMEX**-Experimente mit einem optimalen Strahlungsschutz und künstlicher Ventilation in 6 Niveaus über einem Gletscher durchgeführten Psychrometermessungen weltweit ziemlich einmalig sein. Das Studium der wissenschaftlichen Fachliteratur vermittelt den Eindruck, dass der akkuraten Feuchtemessung wegen der weiter oben angesprochenen Probleme bislang nur wenig Aufmerksamkeit geschenkt wurde. Andererseits muss man sich darüber im Klaren sein, dass kontinuierliche Langzeitmessungen über Wochen und Monate mit einem derartigen System kaum möglich sind. In diesem Fall ist wohl nur die Messung der relativen Feuchte erfolgversprechend, denn die Psychrometer würden unter rauen Witterungsbedingungen nach kurzer Zeit ausfallen. Es wäre jedoch sinnvoll, wenigstens eine Psychrometermessung in Redundanz zur Gewährleistung der optimalen Kalibrierung beispielsweise von kapazitiven Systemen zu betreiben.

Zur Messung des Profils der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit wurden konventionelle Schalensternanemometer verwendet. Der Vorteil dieses für die Meteorologie häufig als Sinnbild stehenden Instrumentes ist seine Einfachheit und Robustheit, sowie die weitgehende Unabhängigkeit von der Anströmungsrichtung. Eine Konstruktion mit in diesem Fall drei sternförmig angeordneten kugelförmigen Halbschalen (*Tafel XII*) wird durch den Staudruck des Windes in eine zur Windgeschwindigkeit proportionale Drehbewegung versetzt, die durch das Erzeugen von digitalen Impulsen an elektrischen Kontakten von der Datenerfassung registriert wird.

Im Gegensatz zu dem im *Abschnitt 4.3.5* beschriebenen *Ultraschallanemometer* sind Messungen mit mechanischen Schalensternanemometern nicht trägheitsfrei. Es treten sowohl Reibungskräfte an der Drehachse auf als auch Trägheitskräfte auf Grund der Masse des Schalensterns. Deshalb ergibt sich zur Umrechnung der gemessenen Anzahl der Umdrehungen pro Sekunde in die Windgeschwindigkeit in der Realität keine einfache Gerade durch den Ursprung wie in der theoretischen Ableitung (MIM, 2003), sondern eine komplexe als Übertragungsfunktion, deren Parameter durch Vergleichsmessungen in einem Windkanal mit möglichst laminarer Strömung ermittelt werden müssen. Als Vergleichsinstrument dient ein *Pitotrohr*, ein Staudruckmesser nach dem *Bernoulli-Prinzip*, wie er auch an Flugzeugen zur Messung der Geschwindigkeit gegenüber der Luft verwendet wird.

Die Reibungskräfte an den Lagern und die Massenträgheit führen im Bereich niedriger Windgeschwindigkeiten zu Abweichungen von der Linearität, die durch eine exponentielle Abhängigkeit (Foken, 2003) oder auch ein Polynom beschrieben werden kann. Ein wesentlicher Grenzparameter ist die sogenannte *Anlaufgeschwindigkeit*, unterhalb der keine Windgeschwindigkeit gemessen werden kann, da die Staudruckkräfte zur Überwindung der Reibungs- und Trägheitskräfte nicht mehr ausreichen. Hinzu kommt bei der speziellen Bauart der verwendeten Instrumente der *Fa. Siggelkow* noch die durch die Elektronik bestimmte minimale digitale Auflösung der Drehbewegung, die einen Kontakt pro Sekunde beträgt. Nach den individuellen Eichkurven der Anemometer entspricht dies einem Windweg von 0.3 bis 0.54 m.

Die Abfrage des Zählerstandes durch die Datenerfassung erfolgte dagegen im Minutentakt. Damit können für das Minutenmittel der Windgeschwindigkeit unterhalb des Schwellenwertes von 60 Kontak-

ten pro Intervall nur grobe Schätzungen angegeben werden, da die Windgeschwindigkeit während der Standzeit oder einer Umdrehungsgeschwindigkeit von weniger als einem Kontakt pro Sekunde nicht bestimmbar ist.

Neben diesem den Messbereich begrenzenden Faktor sind auch noch die dynamischen Eigenschaften des Instruments bedeutsam. Damit es möglichst kurzfristig auf Änderungen der Windgeschwindigkeit reagieren kann, muss insbesondere die Lagerreibung gering gehalten werden. Ein typisches Charakteristikum in der turbulenten Strömung ist der langsamere Anstieg der Windgeschwindigkeit als deren Abnahme. Die Massenträgheit des Schalensterns führt sowohl zu einer verzögerten Beschleunigung der Drehbewegung als auch zu einem Nachlauf bei Abfall der Windgeschwindigkeit. Dies führt zu einer Glättung der Zeitreihe ähnlich der durch die Anpassungszeiten eines Thermometers, was zunächst nicht weiter stört, da die Messungen ohnehin der Bestimmung des mittleren Windfeldes dienen.

Kritischer ist dagegen die asymmetrische Reaktion des Instruments bei ansteigenden und abfallenden Windgeschwindigkeiten, das den gemeinhin als „*Overspeeding*“ (Foken, 2003) bezeichneten Fehler einer Überschätzung der mittleren Windgeschwindigkeit bewirkt. Insbesondere bei niedrigen Windgeschwindigkeiten erfolgt die Beschleunigung der Drehbewegung des Schalensterns bei ansteigender Windgeschwindigkeit schneller als die Verzögerung bei abflauendem Wind. Dadurch liegt bei böigem Wind - durchaus ein Charakteristikum der über Gletschern häufig auftretenden Gletscherwindschicht - der berechnete Mittelwert der Windgeschwindigkeit etwas über dem wahren Mittelwert. Wegen der Windscherung in der Nähe der Oberfläche ist der Fehler in den untersten Messniveaus am größten, was stärkere Gradienten im Windprofil vortäuscht.

Der tatsächliche Betrag des Fehlers durch den Overspeeding-Effekt ist allgemein schwer quantifizierbar, hängt er doch sowohl von den individuellen Eigenschaften des Messgerätes als auch von der Turbulenzstruktur ab (Maccready, 1966). Da sich das Windspektrum im Labor im Windkanal nicht naturgetreu nachbilden lässt, kann er nur im Freiland anhand dem direkten Vergleich mit Messungen ermittelt werden, die mit trägheitsfreien Instrumenten wie beispielsweise Ultraschallanemometer oder Hitzdrahtinstrumenten in unmittelbarer Nachbarschaft gewonnen wurden. Anhand von solchen Vergleichsmessungen kann der sogenannte *Overspeedingfaktor* bestimmt werden, das Verhältnis zwischen der „wahren“ Windgeschwindigkeit und der sich anhand der im Labor gewonnenen Kalibrierfunktion mit dem Schalenkreuzanemometer ergebenden. Dieser ist nicht universell. Er umfasst eine Spanne, die in der Literatur zwischen 0.9 (z.B. Foken, 2003) und 0.85 (Izumi & Barad, 1970) angegeben wird. Manche Autoren korrigieren ihre Profile zur Berechnung der Flüsse nach der **MO**-Methode mit diesen Faktoren. Eigene Untersuchungen mit dem später auf dem Gletscher eingesetzten System während längerer Messperioden ergaben wesentlich kleinere Werte, die bei Messungen über einem Weizen- und einem Rübenfeld bei maximal 0.95 (Müller *et al.*, 1991), über einer Wiese nur bei 0.985 lagen (Beier *et al.*, 1994). Gegenseitige Störungen der Strömung durch die Masten wirkten sich dagegen wesentlich gravierender aus.

Deshalb ist auch die Anwendung eines Korrekturmodells fraglich, sofern dies sich auf einen konstanten „Overspeedingfaktor“ beschränkt. Bessere Verfahren müssten zumindest eine Abhängigkeit von der Turbulenzintensität $\boldsymbol{\sigma_u/U}$ (Foken, 2003) und eine Höhenabhängigkeit (Schroers *et al.*, 1990) berücksichtigen. Testrechnungen (Müller *et al.*, 1991; Beier *et al.*, 1994) ergaben bei labiler Schichtung eine Variation der Flüsse von weniger als 5 Wm^{-2}, welche deutlich unter der Genauigkeit des Verfahrens selbst liegt. Die bessere Strategie liegt sicherlich in der Minimierung des Overspeeding-Fehlers durch die Verwendung von möglichst leichten Schalensternen.

Die Beschränkung der vertikalen Auflösung des Temperatur- und Feuchteprofiles auf 6 Messniveaus ist technisch bedingt. Es standen lediglich 6 Psychrometer zur Verfügung, deren Ventilationssystem mit Gleichspannung betrieben werden konnten. Die weiteren am MIM verfügbaren Psychrometer hätten dagegen 220V-Wechselstrom als Betriebsspannung benötigt. Weniger aus Sicherheitsgründen, als wegen der Gefahr einer induktiven Einstreuung von Störungen in die Signalleitungen sollte keine Wechselspannung näher als bis zu den Zelten mit der Datenerfassung herangeführt werden. Die Anordnung der Messniveaus wurde entsprechend der klassischen Profilmessung zur Anwendung der Monin-Obukhov-Theorie streng logarithmisch gewählt, welche im Falle eines Log-Profiles einen linearen Zusammenhang zur Berechnung der Gradienten ergibt. Die in den einzelnen Experimenten verwendeten mittleren Messhöhen

über dem Eis können *auf Tafel XII* entnommen werden. Im Bereich zwischen 1.7 m und 5.5 m über dem Eis wurde die Messung des Profils der Windgeschwindigkeit um zwei zusätzliche Messniveaus verdichtet, um die in diesem Bereich zu erwartende Höhe des Gletscherwindmaximum besser lokalisieren zu können. Die Wahl ergab sich anhand der Ergebnisse einer Studie der Gletscherwindschicht im Jahre 1983 (WEBER, 1987) und bewährte sich auch bei den **HyMEX**-Experimenten.

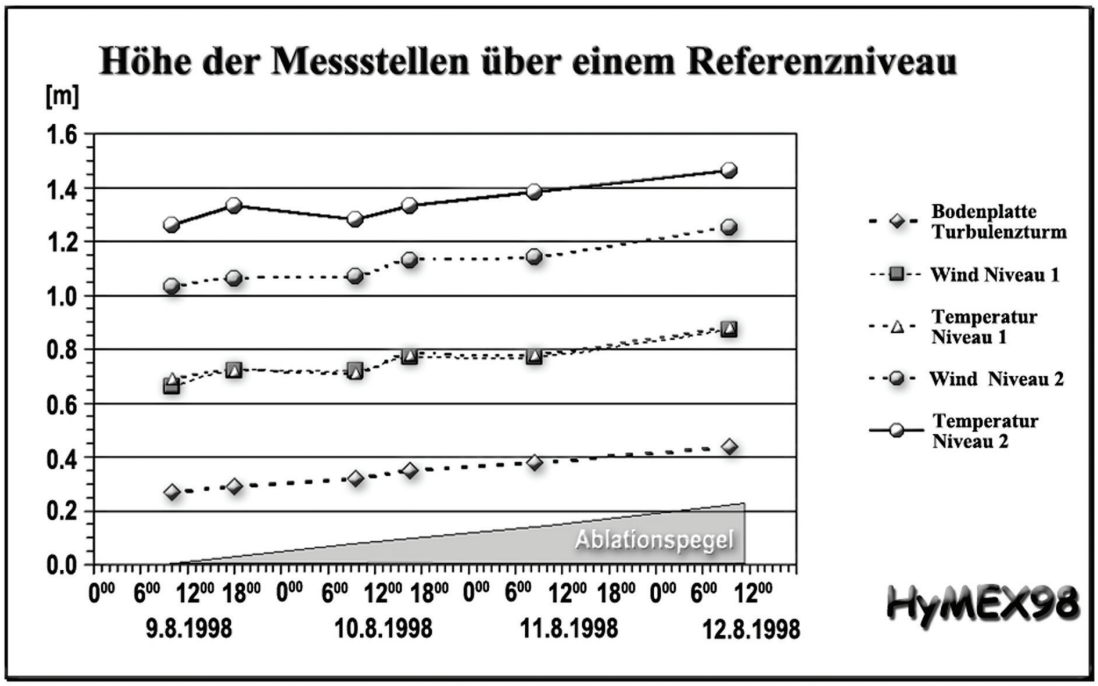


Abb. 4.5: *Variation der Messhöhe über einer Referenzebene nach temporären Messungen während* ***HyMEX98****. Als Referenz wurde ein auf die Eisfläche gelegtes Brett verwendet. Die graue Fläche zeigt zum Vergleich die mit einem Pegelfeld gemessene mittlere Ablation an der Station.*

Durch die ständigen Veränderung der Oberfläche wegen der Ablationsprozesse blieb der Abstand der Messniveaus während der Experimente nicht konstant, sondern stieg allmählich an. Im Gegensatz zu dem perspektivisch bedingten Eindruck auf manchen Fotos konnte der Mast durch regelmäßige Nachjustierung im Toleranzbereich von ±2° im Lot gehalten werden. Somit war die Neigung des Turmes für die Lage der wahren Messniveaus von geringerer Bedeutung. Durch die Abschattung schmolz das Eis direkt unter dem Turmfuß nicht bzw. nur sehr viel langsamer als in der Umgebung. Dies führte zu einem relativen Anstieg der Messhöhen, der tagsüber stärker war als in den Nachtstunden. Da eine Anpassung der Messniveaus technisch nicht möglich war, wurden die Veränderungen lediglich anhand der unteren Messstellen zweimal im Laufe eines Tages vermessen. In der *Abbildung 4.5* sind die absoluten Höhen von 4 Messstellen sowie der Basisplatte des Turbulenzturms gegenüber einer Referenzfläche im Verlauf des **HyMEX98**-Experiments wiedergegeben. Zum Vergleich ist die aus täglichen Messungen an einem Feld von vier Ablationspegeln bestimmte mittlere Ablation in der Darstellung als graue Fläche eingetragen. Es ist natürlich schwierig, ein geeignetes Referenzniveau zu finden, da die Eisoberfläche ein ausgeprägtes Relief zeigt. Man entschied sich, dessen mittlere Höhe durch die Auflage eines ca. 1 m langen Holzbrettes festzulegen, das als ungefähre Referenz dienen sollte. Der Vergleich mit den an einem speziell eingerichteten Pegelfeld bestimmten täglichen Ablationsbeträge zeigt, dass die Änderung der Messhöhe nicht allein auf die Ablation zurückzuführen ist, sondern zeitweise eine Setzung des über 100 kg schweren Mastes in Abhängigkeit von den Kräften in den Abspannseilen beobachtet werden konnte. Letztere waren zu Anfang des Experimentes stärker gespannt, mussten dann aber nachgelassen werden, um den Mast weiter im Lot halten zu können. Der deutlich leichtere Turbulenzmast war davon weniger betroffen. Für die Aus-

wertungen der Messdaten stellt die langsame Veränderung der absoluten Messhöhen im Bereich von ca. 20 cm über 4 Tage kein wirkliches Problem dar, da sie im Rahmen der sowieso erforderlichen Inter- und Extrapolationen der Messwerte auf einheitliche Niveaus berücksichtigt wird. Während **HyMEX2000** war die Mastsetzung derartig ausgeprägt, dass die untersten Messhöhen im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu konstant blieben.

Die 9.1 m hohe Mastspitze wurde mit einer *Windfahne* der *Fa. Siggelkow* bestückt, deren aktuelle Stellung über einen *Grey-Code-Geber* digital abgefragt wurde. Die sehr leichte Styroporwindfahne zeigt auch in turbulenter Strömung kurze Einschwingzeiten und hat sich bewährt. Die absolute Nordrichtung wurde sowohl durch Kompassmessungen als auch nach dem Einmessen der Mastposition über das Anpeilen von Geländemarken festgelegt. Die Genauigkeit lag dabei bei ca. 0.2 Winkelgraden. Wegen der besonderen Charakteristiken der Gletscherwindschicht wären zwar prinzipiell weitere Messungen der Windrichtung in tieferen Niveaus wünschenswert gewesen, waren aber in der Konfiguration der Anlage nicht realisierbar. Eine unabhängige Messung der Windrichtung steht jedoch durch die Messungen mit dem Ultraschallanemometer zur Verfügung.

Vor den Experimenten wurden die Widerstandsthermometer im Labor sowohl im Eisbad als auch in der Klimakammer sorgfältig individuell kalibriert und die Eichkurven als Polynom 2. Grades bestimmt. Analog wurden für die Anemometer Anlaufgeschwindigkeit und die Funktion der Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Kontaktzahl im Windkanal des Meteorologischen Instituts der Universität München ermittelt.

4.3.4 Strahlungsmessgeräte

Es ist hinlänglich bekannt, dass während des Sommers im Eisgebiet eines Gletschers ca. 80% der zur Ablation verfügbaren Energie durch die Strahlungsbilanz **R** bereitgestellt wird. Deshalb muss dieser bei den Energiebilanzmessungen besonderes Augenmerk geschenkt werden. Für die Bestimmung der verfügbaren Schmelzenergie ist die Kenntnis von **R** an der Oberfläche für sich bereits ausreichend, für Prozessstudien und Validierung von Schmelzwasserproduktionsmodellen dagegen ist es sinnvoll, auch die einzelnen Komponenten der Strahlungsbilanz zu kennen. Da sowohl die Absorptions- als auch die Reflexionsvorgänge an der Eisoberfläche Abhängigkeiten von der Wellenlänge des Lichtes aufweisen, werden die Energieflussdichten in der Meteorologie in zwei separaten Spektralbereichen betrachtet, die als *solare* und *terrestrische* Strahlung bezeichnet werden. Außerdem wird noch zwischen den Strahlungsströmen aus dem oberen Halbraum, welcher primär den Bereich der Atmosphäre umfasst, und dem unteren Halbraum, der überwiegend Emissionen von der Oberfläche abdeckt, unterschieden. Die solare (kurzwellige) Strahlung deckt die energetisch relevanten Anteile des Spektrums des Sonnenlichts über den Wellenlängenbereich von 0.3 bis 3.0 μm (MIM, 2003; Foken, 2003) ab. Darin eingebettet ist auch der Empfindlichkeitsbereich des menschlichen Auges von ca. 0.4 bis 0.75 μm, also das Spektrum des sichtbaren Lichts, welches aber nur ca. 50% der Energie der Sonnenstrahlung beinhaltet. Integriert über die gesamte Himmelsfläche wird die solare Strahlung auch als *Globalstrahlung* $\mathbf{S_G}$ bezeichnet. Das Integral über den unteren Halbraum, das im Wesentlichen die an der Oberfläche reflektierte kurzwellige Strahlung umfasst, wird daher als *Reflexstrahlung* $\mathbf{S_R}$ bezeichnet.

Die terrestrische oder langwellige Strahlung umfasst den an die solare Strahlung anschließenden infraroten Wellenlängenbereich von 3.0 bis 100 μm. Im Gegensatz zur solaren Strahlung, die im wesentlichen von der Sonne emittiert wird, entstammt die terrestrischen Strahlung überwiegend irdischer Materie, also Bestandteilen der Atmosphäre oder der Erdoberfläche, die bekanntermaßen nach dem *Stefan-Boltzmann-Gesetz* proportional zur 4. Potenz ihrer Oberflächentemperatur Energie in Form von langwelliger elektromagnetischer Strahlung abgeben. Auch hier wird zwischen dem Integral über den oberen Halbraum, der sogenannte atmosphärische Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$, und dem über den unteren Halbraum $\mathbf{L\uparrow}$ unterschieden. In der Summe ergibt sich die Nettostrahlungsbilanz zu

$$R = S_G + S_R + L\uparrow + L_G \qquad [4.17]$$

wobei die zur Oberfläche gerichteten Strahlungsflüsse ($\mathbf{S}_G$ und $\mathbf{L}_G$) positiv gezählt werden, die energetisch einen Verlust für die Oberfläche bewirkenden $\mathbf{S}_R$ und $\mathbf{L}\uparrow$ dagegen negativ.

Zur Messung der Terme in Gleichung *[4.17]* sind bewährte Messgeräte verfügbar, die auf dem Prinzip der strahlungsbedingten Erwärmung einer optimal geschwärzten Empfängerfläche beruhen. Als Messsignal dient die mittels einer Thermosäule in eine Spannung umgewandelte Temperaturdifferenz der Detektorfläche und einer Vergleichsfläche. Diese wird durch eine transparente Kalotte vor Umwelteinflüssen geschützt, wobei das Material der Schutzhaube durch seine spektralen Filtereigenschaften gleichzeitig den zu erfassenden Wellenlängenbereich bestimmt. Mit Glashauben ausgestattete sogenannte *Pyranometer* messen den über einen halbkugelförmigen Raum integrierten Strahlungsfluss im Bereich der solaren Strahlung. Mit diesen Geräten kann durch Ausrichtung nach oben die Globalstrahlung und nach unten die Reflexstrahlung gemessen werden. Das Analogon zur Messung der Strahlungsströme im terrestrischen Spektralbereich ist das *Pyrgeometer*. Eine weitere Alternative sind die mit einer Haube aus dem Kunststoff Polyethylen (oder auch *Lupolen*) ausgestatteten *Pyrradiometer*, die über den gesamten energetisch wirksamen Wellenlängenbereich von 0.29 bis 100 µm empfindlich sind. Sie liefern mit Ausrichtung nach oben die Summe aus Globalstrahlung und langwelliger Gegenstrahlung, nach unten gerichtet die Summe aus der Reflexstrahlung und der langwelligen Ausstrahlung des Bodens. Durch Parallelmessungen zusammen mit einer Kombination zweier Pyranometer können durch Differenzbildung auch die langwelligen Komponenten der Energiebilanz bestimmt werden.

Gelingt die Messung der vier Komponenten der Gleichung *[4.17]* mit hoher Genauigkeit, stehen die wesentlichen Informationen einerseits als Eingangsgröße in der Energiebilanz, andererseits auch zur Interpretation der Strahlungsbilanz zur Verfügung. Obwohl in den letzten 5 bis 10 Jahren erhebliche Fortschritte hinsichtlich der Genauigkeit von Strahlungsgebern erzielt wurden (FOKEN, 2003), bleibt die Strahlungsmessung insbesondere unter den Bedingungen über einer geneigten, stark reflektierenden Gletscherfläche keinesfalls eine triviale Aufgabe. Die Schwierigkeiten sind sowohl mit den methodischen Eigenschaften der verwendeten Geräte verbunden als auch rein mechanischer Art bei Aufrechterhaltung einer konstanten Ausrichtung über einer sich permanent verändernden Fläche.

Für die **HyMEX**-Experimente stand eine Kombination zweier Pyranometer vom Typ *CM11* des niederländischen Herstellers *Kipp & Zonen* als *Albedometer* und ein *Strahlungsbilanzmesser* der Bauart *Schulze* als Pyrradiometer zur Verfügung. Die Geräte wurden vom MIM Anfang der 1990er-Jahre angeschafft, sind damit nicht unbedingt auf dem neuesten Stand der Technik, gelten aber immer noch als Präzisionsmessgeräte und wurden durch den Vergleich mit Standardgeräten des *Weltstrahlungszentrums* in Davos geeicht.

Das *CM11* gilt nach den Qualitätsrichtlinien der WMO (*World Meteorological Organisation*) und der BSRN (*Basic Surface Radiation Network*) nach dem Standard ISO9060 als Vertreter des *Secondary Standard*. Dieser erfordert u.a. eine Zeitkonstante (99%) besser als 25s, einen Offset von weniger als $\pm 10\,Wm^{-2}$, eine Auflösung von $\pm 1\,Wm^{-2}$, eine Stabilität und Temperaturabhängigkeit von besser als ±1% und eine Nichtlinearität von ±0.5% (FOKEN, 2003). Die absolute Genauigkeit liegt bei etwa 5 bis $10\,Wm^{-2}$, was hinsichtlich der erreichbaren Güte bei der Messung der anderen Terme der Energiebilanz tolerabel erscheint. Die spektrale Empfindlichkeit überdeckt den Wellenlängenbereich von 305 bis 2800 nm, also nahezu den gesamten in der bodennahen Atmosphäre relevanten Anteil des Spektrums der Solarstrahlung. Der Vorteil besteht unter anderem in der geringen Temperaturquerempfindlichkeit, der Langzeitstabilität und der Robustheit. In der *Abbildung A oben auf Tafel XIII* ist deutlich die doppelte halbkugelförmige Verglasung zu erkennen, welche auch bei flacher Einstrahlung eine Totalreflexion an der Haube vermeiden soll und eine gute thermische Isolation des Sensors gegenüber der Umgebung ermöglicht. Damit im Gehäuse keine großen Temperaturunterschiede auftreten, wird dieses mit einer angeschlossenen Lüftereinheit (*Abbildung A*) ventiliert. Das Gerät wird vom Hersteller mit einem Zertifikat geliefert.

Der Strahlungsbilanzmesser nach Schulze ist ebenfalls mit einer separaten Lüftereinheit versehen, die das Gehäuse und die Lupolenhauben zur Vermeidung von Taubildung belüftet (*Abbildung B, Tafel XIII*). Die spektrale Empfindlichkeit überdeckt den Wellenlängenbereich von 0.3 bis 100µm und damit sowohl den der solaren als auch der terrestrischen Strahlung. Da bei Pyrradiometern auch die Temperaturstrahlung des Gehäuses berücksichtigt werden muss, wird dessen Temperatur kontinuierlich mit einem PT100-

Thermometer gemessen. Die Trägheit des Gerätes liegt mit einer 99%-Zeitkonstante von 52s deutlich über der des CM11, die Genauigkeit liegt ebenfalls etwa im Bereich von 10 Wm^{-2}. Für den kurzwelligen und den langwelligen Abschnitt der Eichkurve liegen separate Kalibrierfaktoren vor.

Die Qualität der Messungen könnte durch Ermittlung der im Wesentlichen vom relativen Azimut- und Zenitwinkel der einfallenden Sonnenstrahlung sowie der Temperatur abhängigen Fehler verbessert werden. Dies zeigte beispielsweise KUHN (1973) anhand von Vergleichsmessungen und Spezialuntersuchungen in der Antarktis. Obwohl die optimale Genauigkeit der Messgeräte bei experimentellen Untersuchungen immer angestrebt werden soll, waren diesen Wünschen im Rahmen des Projektes „Glazialabflüsse" doch erhebliche zeitliche und finanzielle Grenzen gesetzt, so dass im wesentlichen auf die vorhandenen Erfahrungen aus früheren Untersuchungen und Kampagnen zurückgegriffen werden musste. Dort wurde auch eine ganze Reihe von Instrumentenvergleichen mit Arbeitsgruppen von anderen Institutionen durchgeführt, die den Strahlungsmessungen ein hohes Niveau bescheinigten. Man muss sich allerdings über die Fehlergrenzen im Klaren sein und darf daher nicht jede Struktur in den Messreihen als spezielles Phänomen auf einem Alpengletscher interpretieren.

Dies gilt insbesondere für L_G und die Temperaturstrahlung der Eisoberfläche $\mathbf{L}\uparrow$, die anhand von Differenzen der Messungen mit Geräten mit unterschiedlichen Reaktionszeiten und Empfindlichkeiten abgeleitet wurden. Aber hinsichtlich des generellen offensichtlichen Mangels an Messungen der langwelligen Komponenten der Strahlungsbilanz über Gletschern (OERLEMANS, 2001) ist ihre Durchführung durchaus auch in dieser Weise sinnvoll.

In diesem Zusammenhang ist auch die korrekte Ausrichtung der Instrumente von größter Bedeutung. Die Gleichung *[4.17]* beschreibt Flüsse, welche die Oberfläche senkrecht durch eine horizontal ausgerichtete Tangentialebene erreichen oder von ihr ausgehen. Tatsächlich absorbiert wird jedoch die Komponente des Strahlungsflusses in Richtung der Hangnormalen. Die Ausrichtung der Messgeräte senkrecht dazu ist jedoch kaum praktikabel, da diese einerseits zu Begin des Experimentes nur unzureichend bekannt ist, andererseits im weiteren Verlauf mangels geeigneter Referenz nur schwer nachjustiert werden kann. Die Messungen sollten außerdem repräsentativ und mit denen an den permanenten Klimastationen im Einzugsgebiet vergleichbar sein. Ein Neigungsfehler bei den Strahlungsmessgeräten wirkt sich nicht nur auf den Tagesgang der Globalstrahlung und der Reflexstrahlung, sondern auf sämtliche weitere abgeleiteten Größen aus, insbesondere auch auf den Tagesgang der Albedo, dem Verhältnis zwischen Reflexstrahlung und Globalstrahlung. Wie im *Abschnitt 6.2.2* gezeigt, weist dieses bei klarem Himmel einen markanten Tagesgang mit einer Zunahme bei niedrigen Sonnenstand auf, der jedoch auch die Folge eines Neigungsfehlers (OERLEMANS, 2001) oder einer nicht exakt dem Kosinus der Sonnenhöhe folgenden Empfindlichkeit des Pyranometers sein kann (KUHN, 1984; FOKEN, 2003).

Zur Montage der Strahlungsmessgeräte steht ein 3 m hoher Gittermast zur Verfügung, an dem in 2 m Höhe ein 1.5 m langer V-förmiger Ausleger waagrecht aufgehängt wird, an dessen Enden die Instrumente angebracht sind (*siehe auch die Abbildungen auf den Tafeln X-XI und XIII*). Der Ausleger wird mit diversen Stellschrauben grob in der Waagerechten ausgerichtet und durch Spannseile in dieser Stellung fixiert. Die horizontale Feinjustierung erfolgt mit Hilfe von an der Oberseite der Geräte angebrachten Libellen anhand von Stellvorrichtungen an den Instrumentenhaltern. Aufgestellt über stabilem Untergrund hat sich diese Konstruktion bei früheren Experimenten bewährt.

Bei **HyMEX98** wurde noch davon ausgegangen, dass diese einerseits stabile, andererseits flexibel einsetzbare Konstruktion auch auf der Gletscheroberfläche ihre Dienste leisten würde. Es zeigte sich jedoch rasch, dass unter den vorherrschenden Ablationsbedingungen und den Kräften auf die Abspannseile die horizontale Ausrichtung für nur wenige Stunden im tolerierbaren Bereich blieb und wesentlich häufiger als erwartet nachjustiert werden musste. Der Effekt wird im Rohdatensatz insbesondere im Verlauf der Globalstrahlung deutlich sichtbar, allerdings nur unter den Bedingungen eines nahezu wolkenlosen Himmels, wie er während der Intensivmessphase des Experimentes nur am 9.8.1998 und an den Folgetagen nur in den Vormittagsstunden herrschte. In der *Abbildung 4.6* sind die Auswirkungen des Nachspannens der Abspannung des Mastes und der Feinjustierung der Instrumente auf den Verlauf der Strahlungsströme anhand von zwei zeitlich hoch aufgelösten Ausschnitten des Rohdatensatzes dokumentiert. Die systematischen Abweichungen sind bei der Globalstrahlung in einer Größenordnung, die mit 40 bis 50 Wm^{-2}

deutlich über der nominalen Messgenauigkeit des Albedometers liegt. Sie müssen daher unbedingt nachträglich korrigiert werden. Dazu wurden die zeitliche Folge der Überprüfungsintervalle der horizontalen Ausrichtung verdichtet. Dies konnte jedoch nicht in beliebigem Maße erfolgen, da Wartungsarbeiten immer eine Störung der Messung bedeuten.

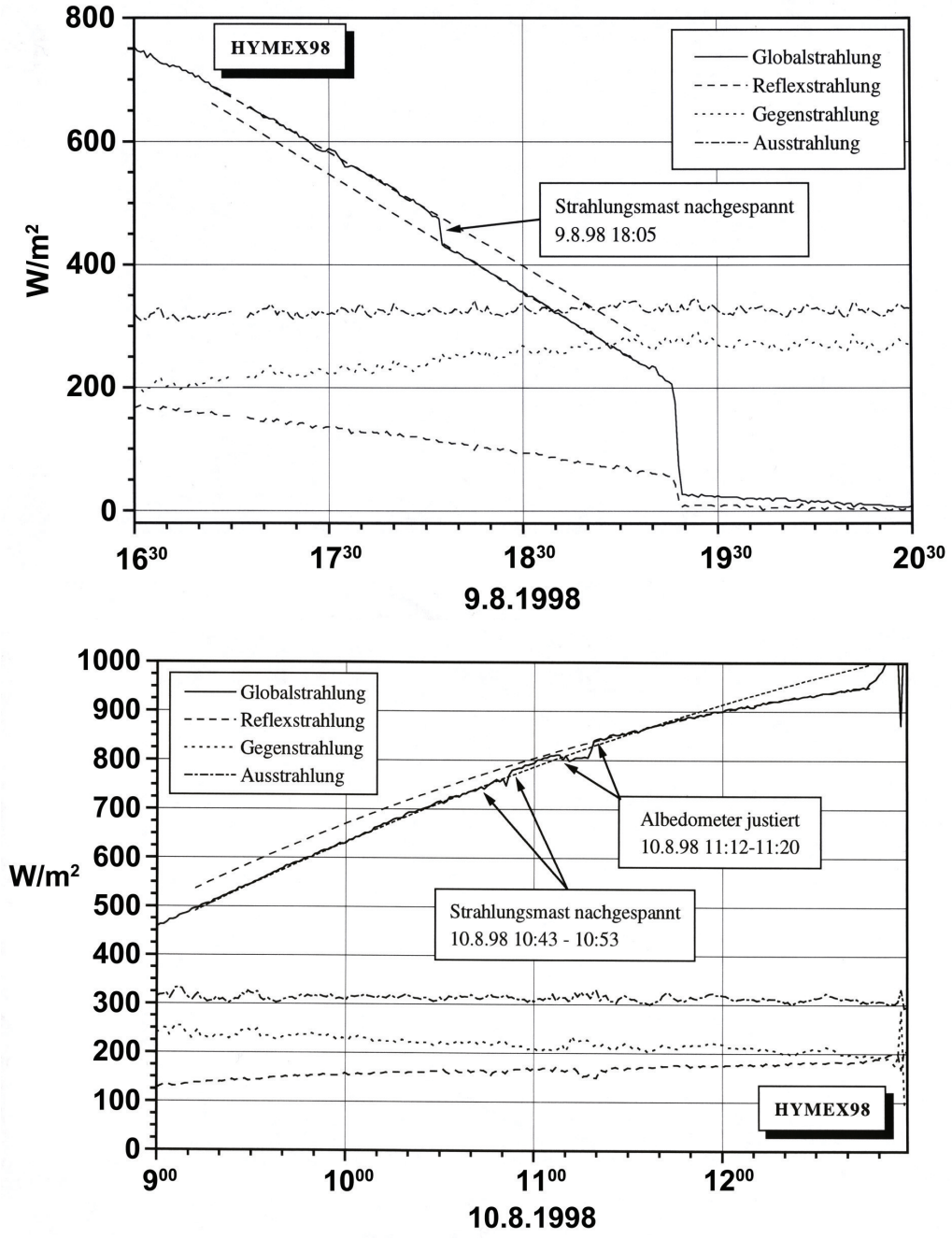


Abb. 4.6: *Zwei Beispiele für die Auswirkung fehlerhafter horizontaler Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte und deren Nachjustierung auf die Rohdaten der Strahlungsströme bei nahezu wolkenlosem Himmel während HyMEX98. Sie treten am deutlichsten in der Globalstrahlung zutage. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf einer polynomischen Regression der Daten vor und nach der Neujustierung.*

Da es sich bei dem Neigungsfehler im Wesentlichen um ein geometrisches Problem handelt, ist eine Korrektur der Messreihen prinzipiell möglich. Dazu ist aber sowohl die Kenntnis des Verkippungswinkels als auch das Verhältnis zwischen dem gerichteten und dem ungerichteten Anteil der Globalstrahlung erforderlich. Diese kann in zwei Anteile

$$S_G = S_D + S_H \quad \textbf{[4.18]}$$

zerlegt werden, wobei $\mathbf{S_D}$ die unmittelbar in Richtung der Verbindungslinie zwischen der Himmelsposition der Sonne und dem aktuellen Standort ausgesandte *direkte Sonnenstrahlung* umfasst, $\mathbf{S_H}$ dagegen die *diffuse Himmelsstrahlung*, welche aus dem durch Streuung an den Luftmolekülen aufgehellten restlichen Himmelgewölbe stammt. Nur der gerichtete Anteil $\mathbf{S_D}$ unterliegt einer Winkelabhängigkeit. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ variiert in der Regel zwischen 0.15 an klaren Tagen und 0.85 bei vollständig bedeckten Himmel. Es konnten für den Wert von $\mathbf{S_D}$ unter wolkenlosen Bedingungen im Wesentlichen Abhängigkeiten vom Abstand zwischen der Sonne und der Erde, dem Wasserdampfgehalt und Staubgehalt der Luft sowie der Albedo am Boden festgestellt werden (MÜLLER, 1985). Er zeigt damit sowohl eine saisonale und räumliche Variation als auch einen Tagesgang.

Bereits leichte Cirrus-Schleier lassen die diffuse Himmelsstrahlung auf Kosten der direkten Sonnenstrahlung ansteigen. Es ist zu erwarten, dass unter diesen Randbedingungen die Bedeutung von $\mathbf{S_H}$ gegenüber $\mathbf{S_D}$ wächst, auch wenn das Angebot durch die Globalstrahlung insgesamt sinkt. Bei durchbrochener Bewölkung gewinnt die Mehrfachreflexion zwischen den Wolken und zwischen der Wolkenunterseite und der Oberfläche zunehmend an Bedeutung. Dann muss als zusätzlicher Faktor auch die Reflektivität (*Albedo*) des Untergrundes mit in das Kalkül gezogen werden (MÜLLER, 1985). Alle Faktoren können derart zusammenwirken, dass der auf die Oberfläche treffende Strahlungsstrom lokal kurzzeitig sogar die Solarkonstante am Rand der Atmosphäre übertrifft.

Da bei **HyMEX98** weder Messungen von $\mathbf{S_H/S_G}$, noch konkrete Anhaltspunkte über den Verkippungswinkel vorlagen, wurde ein Korrekturverfahren für klaren Himmel unter Einbeziehung der Messungen der Globalstrahlung an der Klimastation Vernagtbach (*PVB*) abgeleitet. Dabei muss die durch den Höhenunterschied von 405 m bedingte zusätzliche Trübung in erster Näherung mit Hilfe des Extinktionsgesetzes berücksichtigt werden. Es ergibt sich für die Korrektur $\mathbf{\Delta S_G}$ an der **HyMEX98**-Station (*HS*) in Abhängigkeit vom extraterrestrischen Einstrahlung $\mathbf{S_E}$ (*siehe auch Abschnitt 6.2.1*):

$$\Delta S_G = S_E \left(\frac{S_{D-PVB}(1 - S_H / S_G)_{PVB}}{S_E} \right)^{\frac{P_{HS}}{P_{PVB}}} - S_{D-HS}(1 - S_H / S_G)_{HS} \quad \textbf{[4.19]}$$

mit **P** dem Luftdruck an der jeweiligen Station. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ wurde konstant aus den Messungen an den Stationen in Zeiträumen am Vormittag abgeschätzt, in denen die Station durch die umliegenden Berge abgeschattet wurde. Es ergaben sich an beiden Orten nahezu übereinstimmende Werte zwischen 0.13 am 9.8.1998 und 0.2 am 11.8.1998. Eine Tagesvariation konnte nach diesem Verfahren nicht abgeleitet werden. Für die Zeiträume mit Bewölkung konnten keine Angaben gemacht werden.

Die Korrekturen liegen in etwa in der erwarteten Größenordnung von $\pm 30 \mathrm{Wm}^{-2}$ in der vermuteten Richtung, das Verfahren ist aber nicht wirklich befriedigend, da es in Zeiträumen mit Bewölkung nicht anwendbar ist. Dort bleiben die Daten fehlerbehaftet. Unter diesem Aspekt wurde der Entschluss gefasst, die Messungen des Folgeexperimentes **HyMEX2000** um ein *Instrument zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung* und um eine kontinuierliche *Neigungsmessung* am Instrumententräger zu ergänzen. Bei letzterem handelt es sich um eine Art elektronische Wasserwaage. Das Gerät ist erheblich kostengünstiger und nicht vergleichbar mit dem im *Abschnitt 4.3.5* als Präzisionsinstrument zur Registrierung der Orientierung eingesetzten Inklinometer von Kaijo-Denki. Anhand der Änderung des Flüssigkeitsstandes in einem Gefäß wird der Neigungswinkel der X- und der Y-Koordinate gegen die Horizontale kapazitiv mit einer Genauigkeit von ca. 0.5° angegeben. Bei **HyMEX2000** konnte damit lediglich die Änderung

der Neigung des V-förmigen Auslegers mit der Zeit registriert werden (*Tafel XIII*). Für die Justierung der einzelnen Instrumente reicht die Genauigkeit dagegen nicht aus. Dies liegt vor allem auch daran, dass dazu noch zusätzliche Stellschrauben an den Gerätehaltern selbst zur Verfügung stehen. Somit eignet sich diese Art von Inklinometer noch nicht direkt zur Korrektur von Fehlern der horizontalen Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte, liefert aber wichtige Informationen dazu. Zu diesem Problem sind daher noch wesentliche technische Weiterentwicklungen wünschenswert.

Kontinuierliche Messungen der Himmelsstrahlung in den Alpen sind relativ selten (MÜLLER, 1985). Als Messgerät wurde auf einem separaten Mast ein zusätzliches Pyranometer CM11 installiert, das mit einem Schattenring versehen ist, durch welchen die direkte Sonne ausgeblendet wurde. Das vom Hersteller *Kipp & Zonen* mit Zubehör gelieferte Instrument ist in *Abbildung A* auf *Tafel XIII* wiedergegeben. Der Schattenring wurde täglich auf die scheinbare Bahn der Sonne am Himmel ausgerichtet und erforderte die regelmäßige präzise Justierung und Kontrolle der Apparatur. Dies ließ sich aber wesentlich einfacher realisieren, als es nach den Erfahrungen bei **HyMEX98** zu erwarten war. Insgesamt standen nämlich sämtliche Aufbauten diesmal wesentlich stabiler, was sowohl auf die geringeren Ablationsraten als auch die Unterbrechung der Schmelze in den Nachtstunden zurückführbar ist. In diesen Zeiträumen konnten die Verankerungen wieder festfrieren.

Da das Pyranometer mit dem Schattenring und das Albedometer baugleich und in der Kalibrierung abgeglichen waren, kann aus der Differenz beider Messungen auch die direkte Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ bestimmt werden. Die auf diese Weise gewonnenen Messergebnisse der Globalstrahlung, der direkten und der diffusen Sonnenstrahlung sind für zwei aufeinanderfolgende Tagen beispielhaft in der *Abbildung B* auf der *Tafel XIV* wiedergegeben. Sie zeigen, dass unter den außergewöhnlichen Bedingungen während **HYMEX2000** mit einem niedrigen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre (Dampfdruck zwischen 2 bis 3 hPa) an klaren Tagen nur noch ein Bruchteil von 5 bis 10% der Globalstrahlung auf die diffuse Himmelsstrahlung entfällt. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ zeigt außer in den 3 Stunden nach und vor Sonnenaufgang eine nur geringe Tagesvariation von insgesamt etwa 2 bis 3 % der Globalstrahlung. Der Anteil der direkten Sonnenstrahlung beträgt dagegen im Maximum über 90%. Messungen an bedeckten Tagen liegen nicht vor. Es traten lediglich dünne Cirruswolken an wenigen Stellen des Himmelsgewölbes auf, die sich nur in den Mittagsstunden des 26.8.2000 merklich verdichteten. Dies hatte kurzzeitig den Anstieg der Himmelsstrahlung auf maximal 11% der Globalstrahlung zur Folge.

Die Zusatzmessungen lieferten wichtige Informationen zum gerichteten Anteil der kurzwelligen Strahlung, die auch zur Interpretation der Albedo (*Abschnitt 6.2.2*) sehr hilfreich sind. Die günstigen Bedingungen erlaubten eine sehr viel dauerhaftere horizontale Ausrichtung der Instrumente, so dass nur wenige und unbedeutende Korrekturen erforderlich sind. Dadurch zeichnet sich der im August 2000 gewonnene Satz der Strahlungsdaten gegenüber dem von 1998 durch eine wesentlich höhere Qualität aus.

Die Messgeräte müssen aus praktischen und funktionellen Gründen in ca. 2m über der Eisoberfläche montiert werden. Für die kurzwelligen Strahlungsströme ist dies von relativ untergeordneter Bedeutung, da innerhalb der dünnen Schicht keine bedeutenden Strahlungsdivergenzen auftreten. Bei den terrestrischen Strahlungsströmen ist dies jedoch anders. Die atmosphärische Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$ wird zum wesentlichen Anteil durch die Temperaturverhältnisse und den Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre oberhalb des Messplatzes bestimmt, wobei die Quelle von 90% des Flusses an der Oberfläche in den untersten 1000 m, gut 66% in den untersten 100 m und 5 bis 10% in den untersten 2 m liegt (KUHN, 1984; OHMURA, 2001). Dieser letzte Anteil kann von der nach oben gerichteten Komponente des Strahlungsbilanzmessers nicht mehr erfasst werden.

Umgekehrt entspricht auch der in 2 m Höhe gemessene langwellige Fluss des nach unten gerichteten Pyrradiometers $\mathbf{L\uparrow}$ nicht allein der thermischen Ausstrahlung der Eisoberfläche. Diese müsste unter Schmelzbedingungen unter der Annahme eines Emissionskoeffizienten $\boldsymbol{\varepsilon}$ von 1.0 als Schwarzkörperstrahler mit einer Temperatur von 0°C konstant 315.6 Wm^{-2} aussenden. Der gemessene Wert liegt jedoch in der Regel um gut 25 Wm^{-2} höher, eine Differenz, die wegen der Kompensationseffekte nicht allein als die Fehler durch die Differenzbildung der Pyranometer- und der Pyrradiometermessung erklärt werden kann. Vielmehr muss auch hier die oben erwähnte langwellige Ausstrahlung der 2 m dicken Luftschicht zwischen Messgerät und der Oberfläche mit in das Kalkül einbezogen werden, deren mittlere Tempera-

tur je nach Situation um einige Grad über dem Gefrierpunkt liegt (OERLEMANS, 2001). Außerdem kann die Eisoberfläche nur bedingt als idealer Schwarzkörperstrahler angesehen werden, der liegt im Bereich $0.97<\boldsymbol{\varepsilon}<1$. Damit kann ein Betrag von bis zu 3% der Gegenstrahlung, also nahezu 10 Wm^{-2}, an der Oberfläche reflektiert werden (KUHN, 1984), welcher ebenfalls den nach oben gerichteten Strahlungsfluss erhöht. Während dieser Anteil im Bereich der Messgenauigkeit liegt, ergibt sich als Summe aus dem zu niedrigen Wert der Gegenstrahlung und der erhöhten Ausstrahlung eine Reduktion der langwelligen Strahlungsbilanz in der Größenordnung von 30 bis 50 Wm^{-2}.

Tatsächlich ist die Quantifizierung dieser Vorgänge angesichts der verfahrensbedingten Fehlerbreite der Messungen schwierig. Um jedoch zumindest Informationen über die wahre Oberflächentemperatur zu erhalten, wurde am Strahlungsmast zusätzlich ein *Infrarotthermometer* **KT15** des Herstellers *Heitronics* installiert, welches unter einem 45°-Winkel zur Oberfläche gerichtet ist (*siehe auch die Abbildungen auf der Tafel XIII*). Im Gegensatz zu der integralen Charakteristik des Pyrradiometers erfolgt die Messung mit dem KT15 in einem relativ schmalbandigen Fenster des langwelligen Spektrums von 9.5 bis 11.5 μm. Dieses beinhaltet auch das Maximum der von Schnee bzw. Eis emittierten Strahlungsstärke bei ca. 10μm. Mit der verwendeten Optik wurde eine elliptische Fläche von ca. 6x3 cm^2 vermessen. Da die räumliche Temperaturverteilung der Gletscheroberfläche im Gegensatz zu einer Oberfläche mit Vegetation als relativ homogen betrachtet werden kann, wurde das Instrument anders als in früheren Experimenten fest montiert und nicht mit einem Motor kreisförmig für eine integrale Abtastung bewegt. Um das Rauschen zu minimieren, wurde das Ausgangssignal mit einer Frequenz von 10Hz digitalisiert und tiefpassgefiltert. Die absolute Genauigkeit des Instruments liegt je nach Gehäusetemperatur zwischen 0.5 und 0.6 °C, so dass die Eistemperatur und damit die langwellige Ausstrahlung genauer bestimmt werden kann als aus der Differenz der nach unten gerichteten Pyrradiometer und Pyranometer.

4.3.5 Ultraschallanemometer-Thermometer und Rotor

Die Datenbasis der Eddykorrelationsmessung bilden Zeitreihen der Komponenten des Windvektors, der Temperatur und der absoluten Feuchte mit möglichst hoher Genauigkeit und zeitlicher Auflösung. Das Verfahren, wie anhand von diesen Basisdaten turbulente Flüsse berechnet werden, wird im Kapitel 5 genauer erläutert. In diesem Abschnitt werden zunächst nur die technischen Aspekte der Messung behandelt.

Seit den 1960er Jahren haben sich zur trägheitsfreien Messung der Windgeschwindigkeit und -richtung Ultraschallanemometer bewährt. Das Funktionsprinzip dieser Instrumente beruht auf der Laufzeitmessung eines entlang einer geradlinigen Messstrecke gepulst ausgesandten hochfrequenten (ca. 100kHz) Ultraschallsignals. Unter der Annahme, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle in ruhender Luft während der Messung konstant bleibt, kommt es zu einer Addition der Schallgeschwindigkeit **c** und der Komponente des Windvektors $\mathbf{u}_l$ entlang der Messstrecke der Länge **l**. Anhand einer zweiten Messung in der entgegengesetzten Laufrichtung lassen sich die beiden Geschwindigkeitsanteile in einfacher Weise isolieren, indem die Laufzeiten der Pulse

$$\textbf{[4.20]} \quad t_{hin} = \frac{l}{c + u_l} \quad \text{und} \quad t_{rück} = \frac{l}{c - u_l}$$

gemessen werden. Aus den beiden Gleichungen ergibt sich die Geschwindigkeitskomponente $\mathbf{u}_L$ direkt zu

$$\textbf{[4.21]} \quad u_l = 0.5 \cdot l \left(\frac{1}{t_{hin}} - \frac{1}{t_{rück}} \right),$$

die Schallgeschwindigkeit **c** zu

$$[4.22] \quad c = 0.5 \cdot l \left(\frac{1}{t_{hin}} + \frac{1}{t_{rück}} \right).$$

Auf den ersten Blick erscheint das durch die Gleichungen *[4.20]* bis *[4.22]* beschriebene Verfahren trivial. Eine wesentliche Voraussetzung ist jedoch, dass sowohl die Windkomponente $\mathbf{u}_l$ als auch die Schallgeschwindigkeit **c** während der beiden Messungen konstant bleiben. Außerdem unterscheiden sich **c** mit ca. 300 m/s und ul mit in der Regel 1 bis 10 m/s um gut zwei Größenordnungen. Um den Unterschied der Laufzeiten mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmen zu können, darf die Länge der Messstrecke **l** nicht zu knapp bemessen sein. Es handelt sich hier also um ein Optimierungsproblem, welches jedoch dank der gegenwärtigen technischen Möglichkeiten zur Messung von Zeitdifferenzen lösbar ist. Die kommerziell verfügbaren Instrumente verwenden heute Messstreckenlängen von 15 bis 20 cm, Pulsraten von 1 Millisekunde und eine Auflösung der Laufzeitmessung von 10^{-5} Sekunden (SOLENT RESEARCH, 1992). Diese Leistungsdaten ermöglichen Windmessungen auch unter Bedingungen von niedrigen Windgeschwindigkeiten.

Werden drei dieser Messstrecken linear unabhängig im Raum angeordnet, sind alle drei Komponenten des Windvektors relativ zur Orientierung des Instruments getrennt messbar. Die Komponenten müssen nacheinander gemessen werden, was die Problematik der Stationaritätsvoraussetzung noch weiter verschärft. Die Anordnung der Messstrecken im Raum ist ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal der am Markt befindlichen Bauformen von Ultraschallanemometern. Die Geber und Empfänger für das Ultraschallsignal selbst können zwar relativ klein konstruiert werden, erfordern aber Halterungen, die zur Gewährleistung der Orientierung und Abstände der Messstrecken eine entsprechende Stabilität aufweisen müssen. Insbesondere diese Halterungen üben jedoch erhebliche Ablenk- und Verwirbelungseinflüsse auf die Strömung aus, welche zusammen das Messergebnis beträchtlich verfälschen. Bei den ersten Bauformen der Instrumente (z.B. Kaijo-Denki) waren die Messstrecken meist kartesisch und Empfänger und Geber sogar parallel angeordnet, inzwischen hat sich jedoch allgemein eine 45° gegen die Vertikale geneigte und eine um 120° in der Horizontalen gedrehte Orientierung durchgesetzt (LAUBACH, 1996; FOKEN 2003). Diese auch bei dem während der **HyMEX**-Experimente eingesetzten Anemometer von Solent Research verwendete Anordnung ist in der *Abbildung* auf *Tafel XV* deutlich zu erkennen und soll Störungseinflüsse der Strömung gegenüber früheren Bauarten deutlich minimieren.

Die Hersteller von 3-Achs-Ultraschallanemometern bieten in der Regel eine von der Anströmrichtung abhängige Korrekturfunktion für ihre Instrumente an, welche in Windkanaluntersuchungen gewonnen wurde. Üblicherweise wird diese Korrektur als unabhängig von der Windgeschwindigkeit betrachtet und unter den Bedingungen einer laminaren Anströmung ermittelt. Ein Beispiel einer derartigen empirischen Funktion zeigt die *Abbildung 4.7*, welche in unmittelbarer Umgebung einer Halterung des symmetrischen Messkopfes des Anemometers R2 von *Solent Research* gültig ist. Sie verdeutlicht, dass durch die zwangsweise Umströmung der Strebe die Luft beschleunigt wird und deshalb eine um bis zu 8% zu hohe Horizontalwindgeschwindigkeit gemessen wird. Diese Abhängigkeit kann optional in der Betriebssoftware des Instruments bei der Datenausgabe unmittelbar berücksichtigt werden. Ein derartiges einfaches Korrekturmodell verbessert bei operationellem Einsatz des Instrumentes sicherlich die Statistik der Ergebnisse, kann aber den Einfluss unter individuellen turbulenten Bedingungen und unterschiedlichen Windgeschwindigkeitsbereichen nicht korrekt beschreiben.

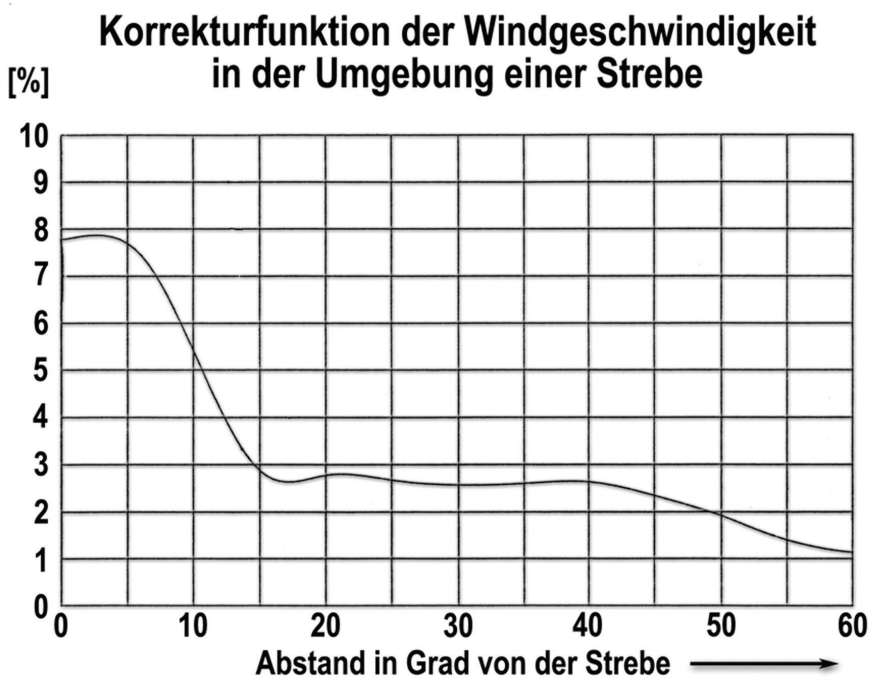


Abb. 4.7: *Ausschnitt der im Windkanal bestimmten Korrekturfunktion für Messungen des Horizontalwindes mit dem symmetrischen Messkopf des Ultraschallanemometer R2 von Solent Research in der Umgebung einer Verstrebung. Unmittelbar an der Strebe wird die Strömung um ca. 8% beschleunigt, während der Einfluss mit zunehmendem azimutalen Abstand abnimmt. (nach* SOLENT RESEARCH, *1992).*

Wird das Anemometer lediglich für die Messung des sensiblen Wärmestroms und des Impulsflusses verwendet (z.B. LAUBACH, 1996), sind die Herstellerinformationen unter Umständen dienlich. Sollen dagegen zusätzlich der latente Wärmefluss und gegebenenfalls noch weitere Stoffflüsse gemessen werden, ist der Aufbau eines Messkopfsystems mit weiteren Instrumenten erforderlich. Diese besitzen teilweise beachtliche Abmessungen und stören zusammen mit den unentbehrlichen Haltevorrichtungen den Strömungsverlauf teilweise drastisch, da die Messung der vektoriellen und der skalaren Größen möglichst im gleichen Volumen erfolgen sollte. Somit ergeben sich für ausgewählte azimutale Anströmrichtungen sowohl deutliche Abschattungseffekte mit einer Reduktion der Windgeschwindigkeit als auch Sektoren mit einer Beschleunigung. In der *Abbildung 4.8* wird das Resultat einer Vermessung des kompletten **ES89**-Messkopfes in einem großen Windkanal der *Technischen Universität München* bei laminarer horizontaler Anströmung für den gesamten 360° -Winkelbereich wiedergegeben. Als Ultraschallanemometer wurde der Messkopf von *Kaijo-Denki Typ TR 61A* mit asymmetrischer Charakteristik zusammen mit einem Campbell *Absorptions-Hygrometer KH20* in ähnlicher Weise wie in der *Abbildung auf Tafel XV* auf einem V-förmigen Auslegersystem montiert. Zwar ist der *TR 61A* in den Abmessungen nahezu doppelt so groß wie das bei den Experimenten auf dem Gletscher installierte Instrument, der Störeinfluss insbesondere durch das Hygrometer ist bei beiden Aufbauten jedoch ähnlich.

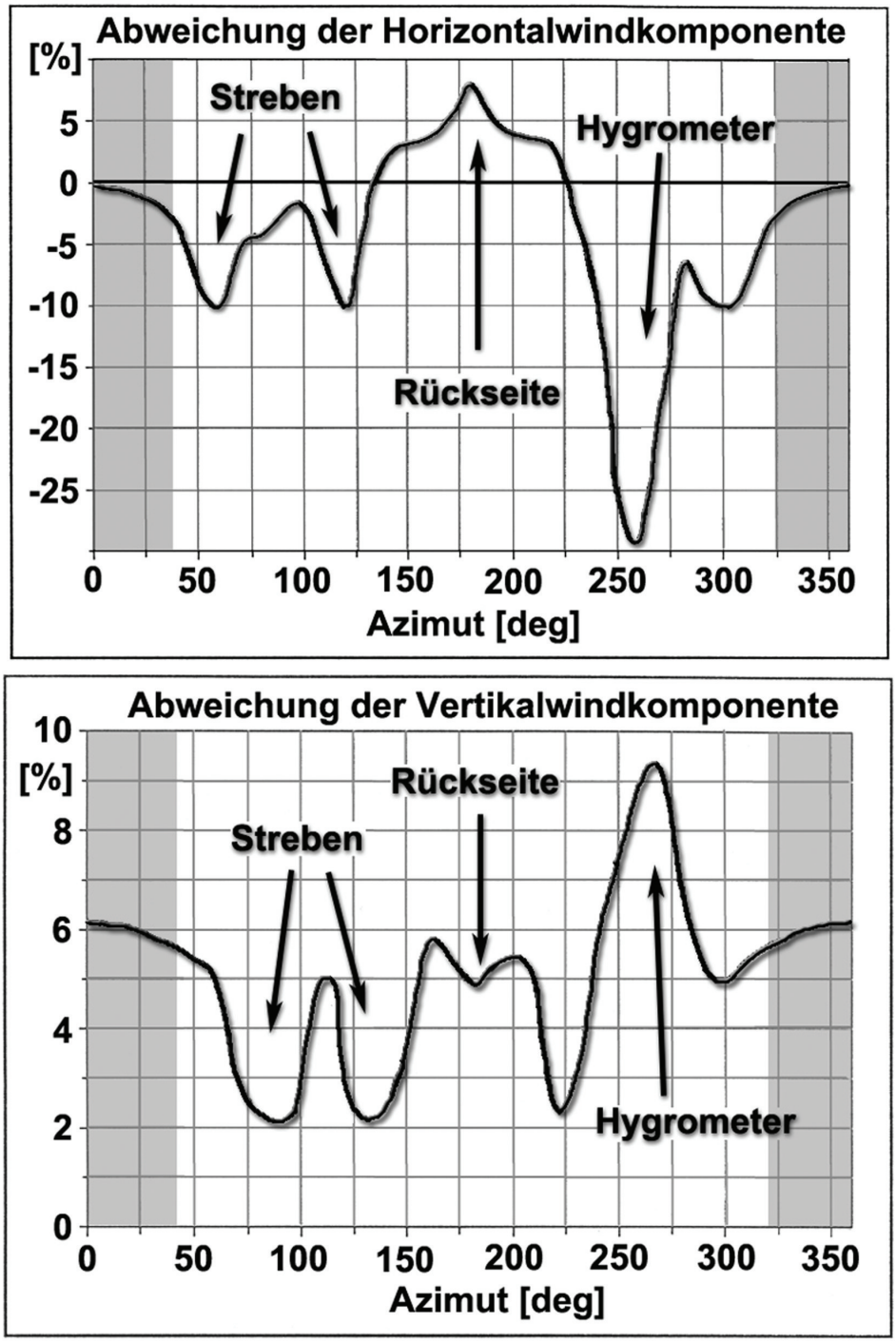


Abb. 4.8: *Ergebnisse der Vermessung des* ***ES89****-Turbulenzmesskopfes mit Kaijo-Denki DAT100 Ultraschallanemometer Typ TR 61A und dem Campbell Absorptionshygrometer KH20 für alle azimutalen Anströmrichtungen im Windkanal. Genutzt werden kann nur der grau unterlegte Winkelbereich (ergänzt nach* Beier & Weber, *1992).*

Die Abschattungswirkung durch das massige Hygrometer ist derartig groß, dass die Messungen in dessen Windschatten nicht mehr auswertbar sind. Auffallend ist weiterhin der deutliche Störeinfluss des Mess-

kopfes in seiner Gesamtheit auf die Vertikalkomponente des Windes. Sie wird generell zwischen 2% und 6% und bis zu über 9% in der Umgebung des Hygrometers überhöht. Dieser als „*Speed-up*"-Faktor auch durch andere Untersuchungen (MORTENSEN *et al.*, 1987) nachgewiesene Effekt täuscht eine Neigung des Windvektors vor, welche ohne Korrektur zwangsweise zu einem Fehler bei der Flussberechnung führt (DILLMANN, 1991). Zwar kann anhand von Windkanaluntersuchungen auch für das Gesamtsystem in ähnlicher Weise wie die Hersteller für ihr Instrument eine empirische Korrekturfunktion in Abhängigkeit von der Anströmrichtung abgeleitet werden, diese gilt jedoch streng genommen nur für die untersuchte Konfiguration des Messsystems bei laminarer Anströmung mit einer definierten Windgeschwindigkeit und -richtung. Dagegen lässt sich das Verhalten unter den Bedingungen mit natürlicher Turbulenz im Labor nicht untersuchen. Im turbulenten Stromfeld sind die Abweichungen jedoch zumeist geringer, so dass die aus Laboruntersuchungen abgeleiteten Korrekturen in der Regel überschätzen (FOKEN, 2003).

Da einerseits die Störung der Strömung durch die notwendigen Messaufbauten nur in beschränktem Maße vermieden werden kann, andererseits aber kleine Änderungen am System den beträchtlichen Aufwand einer Neubestimmung der eher zweifelhaften empirischen Korrekturfunktion nach sich ziehen würde, kam man bei der Entwicklung des **ES89**-Systems zu dem Schluss, dass der Messkopf generell mit einem Anemometer in asymmetrischer Bauweise bestückt und dieses möglichst kontinuierlich in die Hauptwindrichtung ausgerichtet werden sollte. Denn nahezu jedes am Markt verfügbare Ultraschallanemometer ist sowohl in einer *omnidirektionalen* Bauform als auch in der zuvor angesprochenen *asymmetrischen* Ausführung lieferbar. Erstere ist vor allem für operationelle Dauereinsätze geeignet, da sie theoretisch aus allen Richtungen angeströmt werden kann. Die Messwerte müssen jedoch in der Umgebung der Verstrebungen empirisch korrigiert werden, so dass die Genauigkeit nicht den höchsten Ansprüchen genügt. Bei der zweiten Bauform befinden sich alle Verstrebungen auf der Rückseite, so dass auf der Vorderseite ein schmaler Winkelbereich in der Größenordnung von 60° bis 90° vorhanden ist, in dem das Strömungsfeld nahezu ungestört ist bzw. die Zusammenhänge der Störung physikalisch-mathematisch beschrieben werden können. Dies ist beispielsweise in dem in *Abbildung 4.8* untersuchten Messkopf *Kaijo-Denki TR61A* in dem grau unterlegten Winkelbereich der Fall, dessen empirisches Verhalten ausgezeichnet mit einer von WYNGAARD & ZANG (1985) theoretisch abgeleiteten Funktion übereinstimmt. Es handelt sich hierbei um eine Kosinus-Beziehung, welche die Abschattungseffekte der Geber beschreibt. Instrumente dieser Art wurden für den Einsatz zur Grundlagenforschung entwickelt.

Ein großer Anteil der Störung der Vertikalkomponente wird jedoch auch durch die Mastkonstruktion verursacht. Der insgesamt 1.20 m hohe Messkopf des **ES89**-System mit dem KAIJO-DENKI-Anemometer wurde aus diesen Gründen möglichst filigran aus Leichtmetall konstruiert, muss aber trotzdem wegen der Gesamtmasse von ca. 15 kg auf einen entsprechend stabilen Unterbau montiert werden, der für Wartungszwecke zudem begehbar sein sollte.

Für die Wahl, bei den Messungen auf dem Gletscher nicht das bewährte *Kaijo-Denki DAT300* einzusetzen, sondern das modernere Ultraschallanemometer *R2A* (*Revision 2, Typ A*) von *Solent Research*, spielte die Gewichtsfrage der Ausrüstung eine untergeordnete Rolle. Vielmehr waren die engeren Einsatzgrenzen des größeren Gerätes ausschlaggebend. Eingangs wurde bereits erwähnt, dass sich der Messwert der Windgeschwindigkeit als Mittelwert über die Messstrecke **l** ergibt. Somit können räumliche Turbulenzstrukturen, die kleinere Dimensionen als **l** bzw. sogar **2 • l** besitzen, nicht mehr explizit aufgelöst werden. Wie in *Kapitel 5* noch näher ausgeführt, muss zur Bestimmung der turbulenten Flüsse nach dem Eddykorrelationsverfahren das gesamte Größenspektrum der Turbulenzelemente erfasst werden. Dieses variiert in erster Linie mit der Messhöhe über Grund, bei Annäherung an die Oberfläche werden die Turbulenzelemente immer kleiner. Nach einer an dieser Stelle nicht näher erläuterten Faustformel von KAIMAL (1988) muss die Messung daher mindestens in der Höhe

$$h \geq 4\mathrm{p}l \qquad [4.23]$$

durchgeführt werden, um die Voraussetzung der Erfassung des gesamten Spektrums der Wirbeldimensionen zu erfüllen. Für den Messkopf *TR61A* mit einer Messstreckenlänge von 20 cm ergibt sich nach

[4.23] eine Mindestmesshöhe von 2.5 m über Grund. Experimentelle Untersuchungen (BEIER & WEBER, 1992) haben jedoch gezeigt, dass diese Minimalbedingung insbesondere bei stabil geschichteter Grenzschicht nicht hinreichend ist, da auch die zeitliche Auflösung des Instruments von nur 0.1 Sekunden berücksichtigt werden muss. Demnach ist die minimale Messhöhe eher bei 5 m bis 5.5 m Höhe anzusiedeln. Die Besonderheiten des sich über einem Gletscher einstellenden Windprofils erfordern aber in der Regel eine Messhöhe, welche deutlich unter 3 m über dem Eis liegt.

Die in der *Tabelle 4.2* angegebenen Spezifikationen des *Solent-Anemometers* kommen diesen speziellen Anforderungen wesentlich mehr entgegen. Die Messstreckenlänge von 149 mm erlaubt nach der Faustformel *[4.23]* nominell eine Untergrenze der Messhöhe von 1.87 m. Die gegenüber dem *DAT300* mehr als doppelt so hohe Abtastfrequenz ermöglicht theoretisch sogar ein noch tieferes Messniveau. Die Messgenauigkeit ist mit der des Instruments von *Kaijo-Denki* vergleichbar. Es muss jedoch zwischen der Präzision des Sensors einerseits und der der Datenerfassung andererseits unterschieden werden. Intern werden die Daten in der Auswerteeinheit des DAT300 mit einer Digitalisierungstiefe von 12 Bit verarbeitet, unabhängig von der gewählten Verstärkung (Messbereichseinstellung). Damit ist theoretisch eine Auflösung der Windgeschwindigkeit von 0.01 m/s erreichbar. Die Ausgabe des Wertes über einen Digital-Analog-(DA)-Wandler führt zu einem zwangsläufigen Verlust an Genauigkeit von 3 Bit, der durch die anschließend notwendige erneute Digitalisierung der Ausgangsspannung noch weiter erhöht wird. Dies ist mit den Qualitätsverlusten beim Kopieren einer analogen Tonaufzeichnung vergleichbar, bei dem der Rauschpegel ständig anwächst und wesentliche Details des Originals verloren gehen. Das *R2A* arbeitet bei einem gegenüber dem DAT300 verdoppeltem Messbereich mit einer Digitalisierungstiefe von ebenfalls 12Bit, besitzt daher eine nominale Auflösung von nur ca. 0.03 m/s. Diese bleibt jedoch wie bei der digitalen Kopie einer *Audio*-CD auch nach der Datenerfassung vollständig erhalten. Folglich ist die Genauigkeit des Messergebnisses sogar geringfügig besser als die des DAT300. Man hat zudem die Wahl zwischen einer Aktualisierungsrate der Ausgabe von ca. 21 Hz mit einer durch Mittelung über 8 Einzelmessungen verbesserten statistischen Genauigkeit („*Oversampling*“) oder einer relativ hohen Abtastfrequenz von ca. 56 Hz, bei der über nur drei Einzelmessungen gemittelt wird.

Messstreckenlänge **l**	149 mm
Zeittakt pro Messung	1 ms
Taktfrequenz für die Laufzeitmessung	29.4912 MHz
Abtastrate	168 Hz *(166.67 Hz)*
Aktualisierungsrate der Ausgabe	21 Hz *(20.82 Hz)*, Mittel über 8 Messungen
Alternativ	56 Hz *(55.55 Hz)*, Mittel über 3 Messungen
Messbereich Windgeschwindigkeit	0 .. 60 m/s
Offset Windgeschwindigkeit	±0.02 m/s
Genauigkeit (Momentanwert)	±3% *(Mindestabstand von den Streben ±10°)*
Genauigkeit 10s-Mittelwert	±1.5% *(<30 m/s, Neigung*) ±10°)*
Genauigkeit der Laufzeitmessung (<30m/s)	±0.5 %
Richtungsfehler 10s-Mittelwert	±2%
Messbereich Analogeingänge ($\mathbf{aV_{1..5}}$)	ca. 0.0 ..+5 V *(-1.0 .. 5.5 V)*
Genauigkeit der Analogeingänge	11 Bit
Abtastrate für die Analogeingänge	10 Hz
Ausgabe **u,v,w,c +** $\mathbf{aV_1}$**-**$\mathbf{aV_5}$	Digital seriell *RS422* auf *RS232* (9600Bd)

**) Die maximale mögliche Winkelabweichung des Vektors des mittleren Strömungsfeldes gegen die Horizontale beträgt ± 35°*

Tab. 4.2: *Daten und Spezifikationen des Ultraschallanemometer* ***R2A*** *von* **Gill Instruments Ldt.** *Die Daten be-*

ruhen auf Angaben des Herstellers SOLENT RESEARCH (1992). Die in Klammern kursiv angegebenen Werte sind die tatsächlich während der Experimente ermittelten Daten des Gerätes.

Prinzipiell kann das bewährte Konzept der Konstruktion des Instrumententrägers des **ES89**-Systems für das *Solent Research R2A* übernommen werden. Dazu sind hardwareseitig nur geringfügige Modifikationen an der V-förmigen Halterung erforderlich. Die asymmetrische Bauform des Messkopfes erlaubt bei einer geeigneten Ausrichtung ebenfalls die Minimierung der Störungseinflüsse durch Wirbelbildung an den Halterungen. Die *Abbildung 4.9* zeigt in einer Skizze des Instrumentes in der Aufsicht die Anordnung der Messstrecken und der Positionen der unvermeidlichen Halterungen. Sofern sich letztere im Leebereich der Strömung befinden, sind die Messfehler in einem 90°-Sektor um die „Instrumenten-Nordrichtung" von 330° bis 60° relativ klein. Sowohl die Ultraschallgeber und Empfänger als auch die Verstrebungen bewirken je nach Anströmungsrichtung eine Reduktion oder Vergrößerung und zudem eine Richtungsablenkung der gemessenen gegenüber der wahren horizontalen Windgeschwindigkeit. Den maximalen Fehler in der Vertikalkomponente des Windes erhält man dagegen parallel zu den um 45° gegen die Vertikale geneigten Messstrecken.

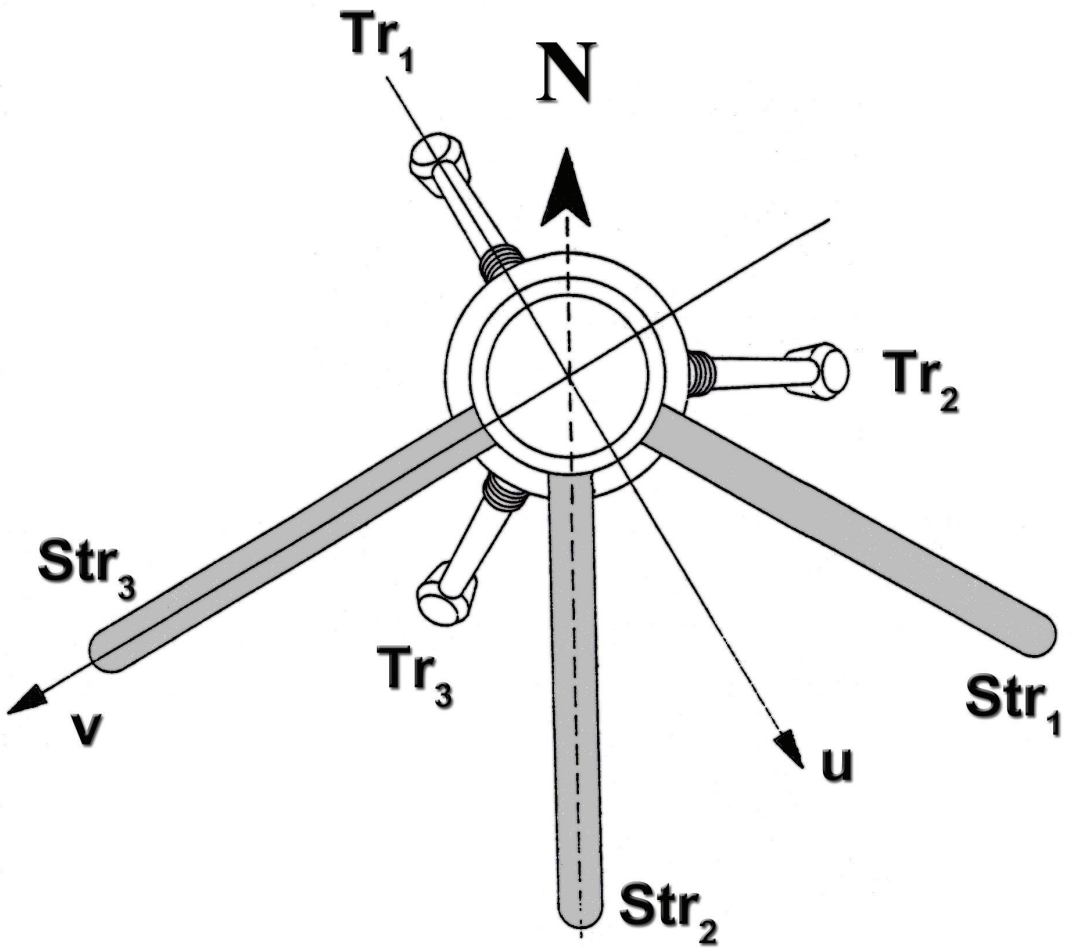


Abb. 4.9: *Der Messkopf des Ultraschallanemometers Gill Solent R2A in der Aufsicht mit den 3 Streben Str1 bis Str3. Die Messstrecken mit den Schallgebern und Empfängern Tr1 bis Tr3 sind jeweils um 120° versetzt angeordnet und um 45° gegen die Vertikale geneigt. Die Ausgabe des horizontalen Windvektors erfolgt bezüglich des eingezeichneten kartesischen Koordinatensystems. Es wird die Ausrichtung des Instrumentes in die Strömung in Richtung des mit N bezeichneten Pfeils empfohlen. (Skizze nach SOLENT RESEARCH, 1992)*

Die vom Hersteller gelieferte Korrekturfunktion in Abhängigkeit der Anströmrichtung wird für jedes ausgelieferte Gerät individuell im Windkanal bestimmt. Die des hier verwendeten Instruments ist in dem Originalzertifikat in *Abbildung 4.10* wiedergegeben. Anhand der dort ergänzten zusätzlichen Angaben zur Position der Streben und Messstrecken in Luv- (oben) und Leerichtung (unten) wird deren Einfluss auf die Strömung sichtbar. Die erforderliche Korrektur ergibt sich in der Größenordnung von nur ±1% der tatsächlichen Windgeschwindigkeit, ist aber in Wahrheit zusätzlich vom turbulenten Zustand und der mittleren Windgeschwindigkeit abhängig. Diese Kurve gilt eigentlich nur für eine weitgehend laminare Strömung von 20 m/s. Die Abweichung ist aber über den gesamten Winkelbereich des aerodynamisch optimierten Messkopfes deutlich kleiner als die in *Abbildung 4.7* gezeigte für die symmetrische Konstruktion.

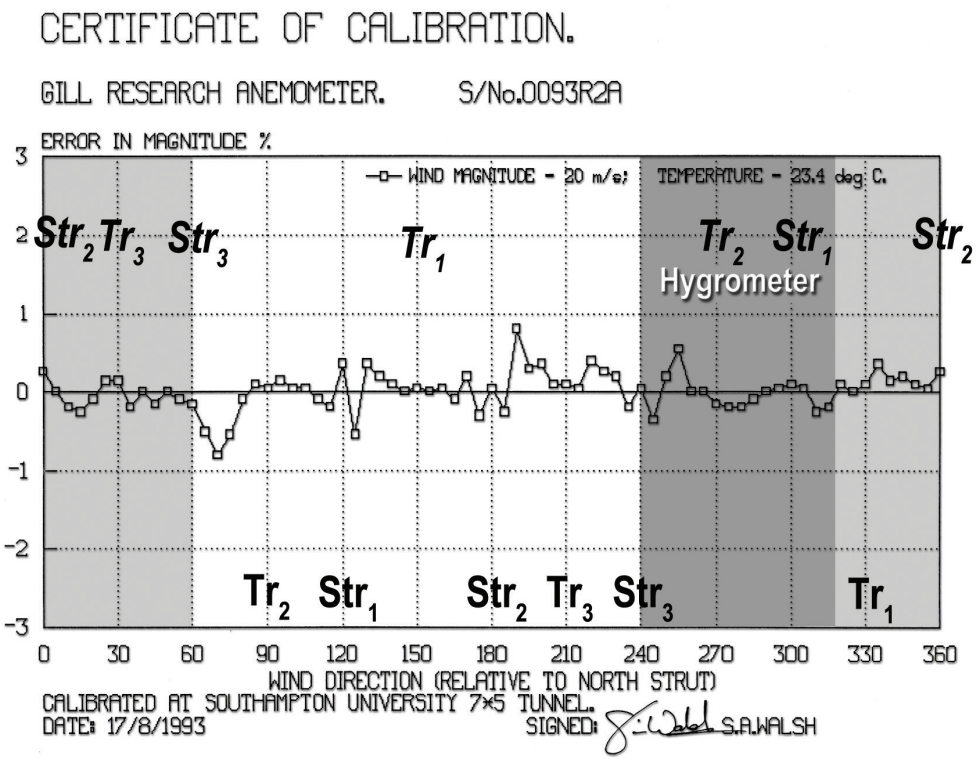


Abb. 4.10: *Korrekturfunktion des Herstellers für das während der* ***HyMEX****-Experimente eingesetzte Ultraschallanemometer mit der Seriennummer 0093R2A, bestimmt durch Messungen in einem Windkanal in Abhängigkeit von der horizontalen Anströmung, bezogen auf die Normalrichtung des Pfeils in Abbildung 4.9. Das Originalzertifikat ist um die Positionen der Streben und Messstrecken in Luv- (unten) und Leerichtung (oben) ergänzt. Dunkelgrau ist der Sektor auf der linken Seite des Instruments markiert, der wegen der Abschattung durch das Absorptionshygrometer gestört ist. Hellgrau markiert wurde dagegen der auch ohne Korrekturfunktion nutzbare Sektor. (nach* SOLENT RESEARCH, *1993).*

Die Stützpunkte der Korrekturfunktion werden von *Solent Research* in diskreter Form als Zahlenmatrix mit einer Winkelauflösung von 1° mitgeliefert. Der notwendige Algorithmus auf der Basis dieser Werte ist zusammen mit der Matrix in die Firmware des Gerätes implementiert und ermöglicht optional die unmittelbare Korrektur der Ausgabewerte. Wie aber bereits weiter oben gezeigt, wird der wahre Fehler jedoch in noch höherem Maße durch die aerodynamischen Eigenschaften des Messaufbaus in seiner Gesamtheit bestimmt. Somit unterscheidet sich die wahre Korrekturfunktion für das System deutlich von der des Gerätes ohne zusätzliche Anbauten. Eine ganze Reihe von Untersuchungen zeigt außerdem, dass sich die Resultate durch die alleinige Anwendung des Korrekturverfahrens durch den Hersteller nur

unwesentlich verbessern (LAUBACH, 1996). Deshalb besteht die bessere Strategie darin, möglichst nur den als weitgehend ungestört ausgewiesenen Sektor des Instrumentes zu verwenden. Da jedoch der Zweck der Messung nicht nur in der Bestimmung von Korrelationen zwischen den Windkomponenten und der Temperatur, sondern auch noch weiteren skalaren Größen besteht, müssen letztere ebenfalls möglichst dicht an den Messstrecken des Anemometers erfolgen. Das zur Messung der Wasserdampffluktuation eingesetzte Hygrometer beispielsweise hat jedoch ähnliche Dimensionen wie das Anemometer selbst und stört damit in hohem Maße das Strömungsfeld. Messungen in dessen Leebereich können praktisch nicht korrigiert werden, weshalb diese Situation präventiv weitgehend vermieden werden sollte.

Als geeignete Maßnahme zur Reduktion der Störungen der Windkomponenten durch Stauwirkungen an den Mastaufbauten kommt zunächst die möglichst aerodynamisch günstige Gestaltung des Instrumententrägers in Betracht. Dazu wird der Sensor deutlich oberhalb der Mastspitze auf einem nach Luv gerichteten V-förmigen Ausleger montiert. Bei **HyMEX98** wurde noch ein Originalsegment des begehbaren Gittermastes des ES89-Systems mit dreieckiger Grundfläche verwendet (*Abbildung auf Tafel XV*), das jedoch ein beträchtliches Strömungshindernis darstellt. Bei den in früheren Experimenten gewählten Messhöhen zwischen 5 und 12 Metern war die Begehbarkeit des Mastes für Wartungsarbeiten noch eine notwendige Vorausetzung, für die Messungen über dem Gletscher in 2 bis 2.5 m Höhe kann dagegen darauf verzichtet werden. Deshalb wurde bei **HyMEX 2000** eine deutlich filigranere Konstruktion für den Instrumententräger realisiert (*Abbildung A, Tafel XVI*), die einerseits eine ausreichende Stabilität besitzt, andererseits sogar die unkomplizierte Variation des Messniveaus ohne Unterbrechung des Messbetriebs ermöglichte.

Bei einer Anordnung des Messgeräteträgers wie in der *Abbildung auf Tafel XV* ist die Störung der Strömung insgesamt dann am geringsten, wenn die Anströmung innerhalb eines engen Winkelbereichs um die in *Abbildung 4.9* mit „N“ bezeichnete Achse erfolgt. Die genauesten Messwerte würde man daher bei einer kontinuierlichen Nachführung des Messkopfes in die aktuelle Windrichtung erhalten. Diese könnte mit einem azimutalen Rotorsystem bewerkstelligt werden. Obwohl derartige Konstruktionen z.B. für astronomische Instrumente sogar zweiachsig und mit hoher Präzision weit verbreitet sind, ist bislang noch kein ausgereiftes kommerzielles System für die azimutale Nachführung eines Ultraschallanemometers verfügbar. Der Verzicht wird im Allgemeinen mit dem hohen Aufwand, der beträchtlichen zu bewegenden Masse und der komplexen Datenverarbeitung begründet (LAUBACH, 1996).

Die wirkliche Problematik besteht jedoch in der erzielbaren Stellgenauigkeit sowie den durch die zwangsläufigen Eigenbewegungen des Gerätes induzierten Windkomponenten. Die Bewegung des Instruments setzt sich aus einer über die Winkelgeschwindigkeit der Drehung und dem Abstand zur Drehachse wohl definierten Kreisbewegung und überlagerten Trägheitsschwingungen zusammen, die ihre maximale Amplitude während des Beschleunigungsvorganges zu Beginn beim Start der Drehung und der Verzögerung am Ende erreichen. Erfolgt die Drehbewegung mit einem leistungsstarken Präzisionsmotor, kann sie genau bestimmt werden. Sind deren Bewegungskomponenten bekannt, können leicht Korrekturen der Windkomponenten mittels einer zweidimensionalen Rotationsmatrix berechnet werden. Diese sind in der Regel klein gegenüber den Windkomponenten. Bei einem Radius von 1 m und einer Winkelgeschwindigkeit von üblicherweise 5°/s beträgt die Tangentialkomponente 8.7 cm/s, liegt also in der Größenordnung des in *Tabelle 4.2* angegebenen Fehlers für den Momentanwert bei einer Windgeschwindigkeit von 2 m/s bis 4 m/s.

Schwieriger zu korrigieren sind die durch die Beschleunigung ausgelösten hochfrequenten Schwingungen im Bereich von mehreren Hz. Diese treten zwar auch durch die Windkräfte auf und sind daher immer den wahren Windgeschwindigkeiten überlagert, können aber nur unzulänglich messtechnisch erfasst werden. Dieses Problem ist bei einer kontinuierlichen Nachführung kaum in den Griff zu bekommen. Untersuchungen im Rahmen des **TUAREG**-Projektes 1988 zeigten, dass die Datenreihen im hochfrequenten Bereich durch Schwingungen des Messgeräteträgers bis zur Unbrauchbarkeit kontaminiert wurden. Diese Störungen konnten durch digitale Filterung nur unzureichend entfernt werden. Es ist daher eine stabile statische Montierung unbedingt erforderlich und Bewegungen des Systems müssen auf ein Minimum beschränkt werden.

Obwohl hochfrequent gemessene meteorologische Parameter in der turbulenten Strömung in der

Regel eine breite Variation zeigen, übersteigt diese im Falle der Windrichtung innerhalb relativ kurz bemessener Zeiträume selten mehr als einen Winkelbereich von maximal 90°. Bei ausreichend hohen Windgeschwindigkeiten oberhalb von 3 m/s ist sie innerhalb von Zeitintervallen von maximal 5 Minuten in der Regel sogar auf weniger als 60° beschränkt. Über einem Gletscher begünstigt die durch den katabatischen Antrieb bedingte Vorzugsrichtung der Strömung die Situation, so dass der Messkopf problemlos sogar über längere Zeitintervalle ohne Nachführung optimal ausgerichtet bleibt. Die *Abbildung 4.11* zeigt für die frühen Nachtstunden des 26.8.2000 die Variation der Windrichtung anhand von über 10 Minuten berechneten Häufigkeitsverteilungen mit einer Klassenbreite von 10°. Es zeigt sich, dass bis auf wenige Ausnahmen die Richtungsschwankung eine Sektorenbreite von 60° nicht übersteigt und die häufigste Windrichtung teilweise über mehrere Stunden praktisch konstant bleibt. Damit können Nachführbewegungen auf ein Minimum beschränkt werden.

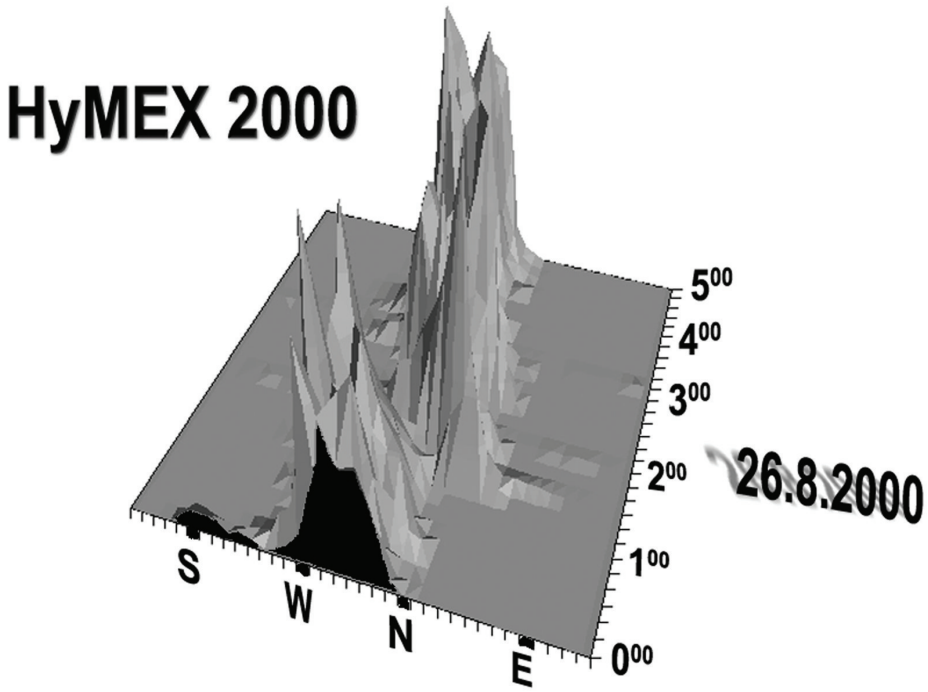


Abb. 4.11: *Variation der Windrichtung im Tagesverlauf an der Messstelle von* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner, verdeutlicht anhand von über einen Zeitraum von 10 Minuten berechneten Häufigkeitsverteilungen mit 10°-Klassen der aus den 21Hz-Daten ermittelten momentanen Windrichtung.*

Diese Erkenntnis wurde allerdings auch schon bei früheren Messungen im Flachland gewonnen, die ebenfalls eine Erhaltungsneigung der häufigsten Windrichtung über längere Zeiträume zeigten. Deshalb wurde bereits in den Messungen bei **HIBE89** in der *Hildesheimer Börde* ein Verfahren konzipiert, mit dem der Turbulenzmesskopf durch gelegentliche Nachführung überwiegend im günstigsten Anströmsektor gehalten werden konnte. Die Vorgehensweise entspricht der manuellen Nachführung, bei der man lediglich auf grobe Abweichungen der Hauptwindrichtung reagieren würde. Da eine Kurzzeitprognose der häufigsten Windrichtung vor allem bei windschwachen Verhältnissen unmöglich ist, muss dabei auf die Erhaltungsneigung der Windrichtung vertraut werden.

Als Basis zur Bestimmung der optimalen Windrichtung eignet sich besser eine über ein den Bedingungen angepasstes Zeitintervall erstellte Häufigkeitsverteilung der Windrichtung als der vektorielle Mittelwert. Dieser setzt in der Regel eine Normalverteilung der Windrichtung voraus, die über wenige Minu-

ten selten gegeben ist. Bei schwacher Luftbewegung sind Häufigkeitsverteilungen mit mehreren Maxima eher die Regel als die Ausnahme. Da sich weiterhin technisch für genau definierte Positionen gegenüber einem beliebigen azimutalen Winkel eine wesentlich bessere Stellgenauigkeit realisieren lässt, wurde der Vollkreis in 10° Sektoren unterteilt, die mittels einer digitalen Steuerung angefahren werden können.

Als Basis für die Rotorsteuerung wurde ein kommerzielles System zur Ausrichtung einer Antennenanlage G 600 RC der Firma *Yaesu* verwendet (Beier *et al.*, 1994b). Es wurde ursprünglich so modifiziert, dass die vorhandene analoge Steuerung durch einen digitalen Fahrbefehl angesprochen werden konnte und die Stellung über das in der zugehörigen Anzeigeeinheit ausgewertete Geberpotentiometer analog ausgelesen werden konnte. Die auf diese Weise erreichbare Stellgenauigkeit erwies sich jedoch als völlig unzureichend, zumal die mitgelieferten Analogkabel erhebliche Kapazitätsschwankungen bei Temperaturänderungen und Nässe zeigten. Die analoge Steuerung wurde 1993/94 daher durch eine digitale Steuerung ersetzt, bei der die Stellposition durch den Einbau eines 12-Bit-Winkelkodierers im Rotor selbst ermittelt wird. Eine speziell entwickelte Steuerelektronik regelt den Original-Drehstrommotor. Durch Abgleich der Ist-Stellung mit dem in ein Register eingegebenen Sollwert kann im Rahmen der maximalen digitalen Auflösung jede Position auf dem Vollkreis automatisch angefahren werden. Die aktuelle Stellung kann jederzeit durch Auslesen des Registers des Winkelkodierers bestimmt werden. Die Kommunikation erfolgt über ein *Digitalboard*. Die ausführlichen technischen Details zu der Anlage finden sich bei Beier *et al.* (1994b).

Die gewünschte Position kann sowohl rechts- als auch linksdrehend angefahren werden. Bedingt durch eine mechanische Untersetzung wird der 360°-Bereich des Winkelkodierers auf einen Drehwinkel von ca. 491° abgebildet. Der tatsächliche Drehbereich ist jedoch durch einen mechanischen Endschalter auf 400° beschränkt. Dies ist auch gut so, denn die Anschlusskabel zu den Sensoren würden sich bei ständiger Drehung in eine Richtung allmählich am Messgeräteträger aufspulen, was zu Problemen führen könnte. Zwar wird der gesamte Winkelbereich von 400° softwareseitig ausgenutzt, die dennoch erforderliche Änderung des Drehsinns verhindert das Aufwickeln der Kabel. Ein großzügig bemessener Abstandsring (*Tafel XV*) garantiert die freie Beweglichkeit der Kabel. Allerdings können Situationen eintreten, bei denen die erforderliche Stellposition jenseits der Endstellung liegt, so dass der Rotor statt des kurzen Weges nahezu einen Vollkreis zurücklegen muss. Dem kann durch günstige Wahl der Lage des Endpunktes in Bezug auf die vorherrschende Windrichtung entgegengewirkt werden. Neben dem rechnergesteuerten Betriebsmodus ist zusätzlich in der Steuereinheit eine manuelle Bedienung des Rotors über einen Fahrschalter integriert, mit dem Fehlstellungen auf Grund der Programmlogik notfalls manuell korrigiert werden können. Obwohl nach der Erfahrung bei früheren Einsätzung die Automatik die Einhaltung der optimalen Ausrichtung des Messkopfes in der gewünschten Weise gewährleistete, kam es doch in Einzelfällen bei stark umlaufender Windrichtung zu „sinnlosen Suchfahrten“ des Rotors und daher übermäßiger Aktivität der Anlage, die sowohl die Ausführung des Datenerfassungsprogramms als auch die Stromversorgung unnötig belasteten. Obwohl unter diesen Bedingungen die Auswertbarkeit des Datenmaterials ohnehin stark eingeschränkt ist, wurde zur Schonung des Systems in die Software eine Funktion integriert, welche dann den Rotor in eine zuvor fest gewählte Richtung fährt und anschließend in den manuellen Betriebsmodus schaltet. Dadurch kann das System auch gefahrlos in der Nacht unbeaufsichtigt betrieben werden.

Das System ist somit in der Lage, die Windrichtung direkt und genauer als mit einer zusätzlichen Windfahne zu bestimmen, da das Ultraschallanemometer die Windkomponenten trägheitsfrei ohne Verfälschung durch die aerodynamische Charakteristik einer Windfahne messen kann. Voraussetzung ist natürlich, dass die durch den Sensor selbst erzeugten Fehler minimiert werden können. Die Winkelgenauigkeit der Stellung beträgt $\pm 0.24°$ bei einer Auflösung von absolut 0.48° (Beier *et al.*, 1994). Dementsprechend genau sollte die absolute Ausrichtung des Systems beispielsweise anhand terrestrischer Sichtmarken eingemessen werden. Die Verwendung eines Kompasses allein genügt nicht den Anforderungen. Über dem Gletscher ist diese Bedingung leicht zu erfüllen, da kein Mangel an geeigneten Landmarken herrscht.

Die eigentliche Rotorsteuerung funktioniert als einfacher Regelkreis. Ausgehend von der aktuellen Position auf dem Vollkreis wird anhand der kontinuierlich eingehenden Daten über ein geeignet bemessenes Zeitintervall eine Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen erstellt, wie sie in

Abbildung 4.12 beispielhaft wiedergegeben ist. Die Länge des Zeitintervalls kann bei relativ stationärer Windrichtung ausgedehnt werden, bei stärkerer Variation auf wenige Minuten verkürzt werden. Im Gletscherwind sind 10 Minuten völlig ausreichend. Die Häufigkeitsverteilung wird daraufhin im nächsten Schritt ausgewertet, und die Lage des Maximums mit der aktuellen Stellung verglichen. Weichen diese ab, wird ein Fahrbefehl zur Position des Sektors mit der maximalen Häufigkeit der Windrichtung gegeben, wobei zuvor noch eine Abwägung erfolgt, ob der Fahrtweg in Relation zur Größe der Abweichung nicht unverhältnismäßig groß wäre. Die automatische Fahrt dauert maximal ca. 1 Minute. Anschließend wird durch Auslesen des Registers des Winkelkodierers mehrfach geprüft, ob die gewählte Position tatsächlich erreicht wurde. Falls ja, wird die nächste Häufigkeitsverteilung erstellt. In der Regel sind die Fahrwege kurz bemessen und überstreichen maximal 1 bis 2 Sektoren, wie das Beispiel in *Abbildung 4.13* während des **HyMEX 2000** –Experimentes verdeutlicht. Dort kam es zu einer 10°-Korrektur nach rechts. Wegen der außerordentlichen Stabilität der Windrichtung in den Nachtstunden, ergaben sich praktisch überhaupt keine Rotorfahrten. Lediglich in den Mittagsstunden waren Korrekturen im Bereich bis zu 50° erforderlich. Da die Station tagsüber durchgehend überwacht wurde, konnte in dieser Zeit gelegentlich auch eine manuelle Korrektur durchgeführt werden.

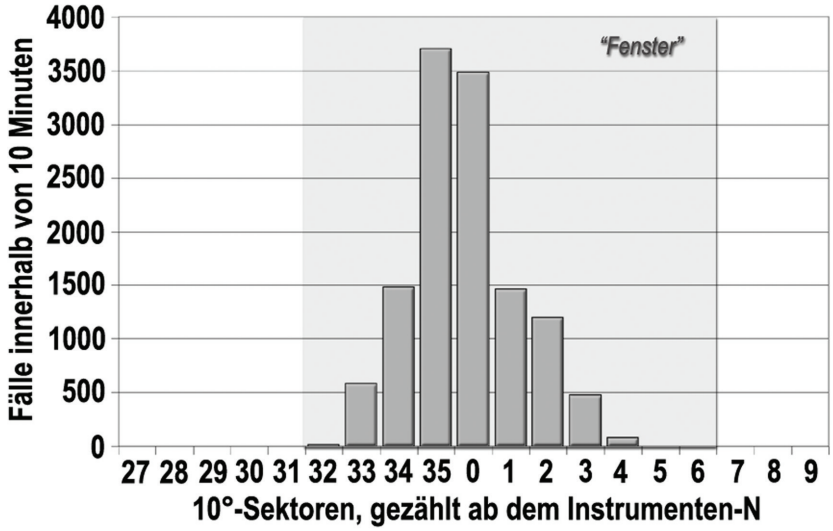


Abb. 4.12: *Beispiel einer Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen, wie sie das System zur Überprüfung der Position des Rotors in 10-Minutenintervallen erstellt. Grau unterlegt ist das gegenwärtig aktive „Fenster". Diese Verteilung beispielsweise hat eine Fahrt um 10° nach links zum Sektor 35 zur Folge, um das Instrumenten-Nord mit der häufigsten Windrichtung abzugleichen.*

Insbesondere über einer Gletscheroberfläche mit ihren kontinuierlichen Veränderungen kann eine konstante Orientierung des Anemometers gegenüber dem Lot nicht gewährleistet werden. Deshalb ist es wichtig, die Absolutlage des Instrumentes im Raum permanent zu überwachen und die Komponenten des Windvektors bezüglich der Bewegungen zu korrigieren. Der Hersteller KAIJO-DENKI hat für seine Messköpfe ein Inklinometer (Typenbezeichnung IC-05D, Auswerteeinheit CM100) entwickelt, mit welchem die temperatur- und windlastabhängigen Schwankungen direkt und kontinuierlich gemessen werden können. Das zuvor beschriebene Rotorsystem und die durch die Rotorfahrten zwangsläufig herbeigeführten Lageänderungen machen den Einsatz eines derartigen Zusatzes unentbehrlich. Die Kenntnis der exakten Orientierung des Windvektors im Raum ist über einem Gletscher umso wichtiger, da hier wegen der zu erwartenden katabatischen Winde nicht von einer horizontalen Orientierung der mittleren Strömung ausgegangen werden kann.

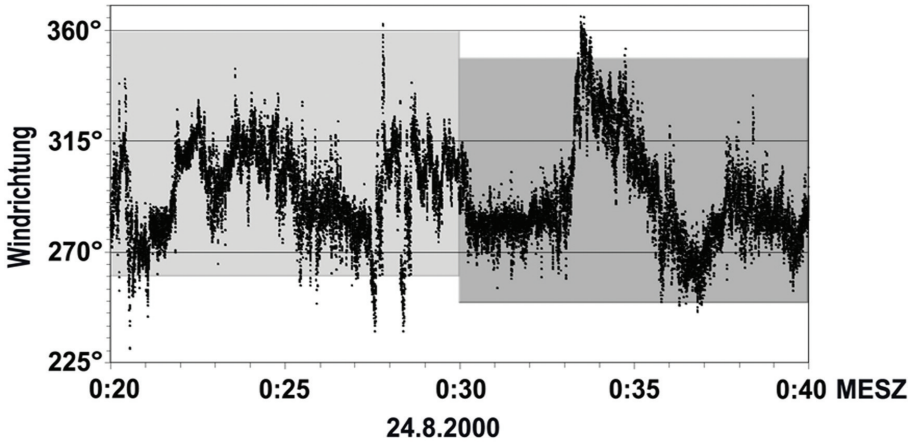


Abb. 4.13: *Beispiel der Wirkungsweise der Rotorsteuerung kurz nach Mitternacht am 24.8.2000. Die Rotorposition wechselt nach 10 Minuten auf Grund der Häufigkeitsverteilung um 10° nach rechts. Dadurch konnte auch im folgenden Abschnitt (dunkelgrau unterlegt) die Anströmung im optimalen Bereich gehalten werden.*

Das Inklinometer von *Kaijo-Denki* ist fest mit dem Messkopf des Ultraschallanemometers verbunden. Es arbeitet nach dem Prinzip eines gefesselten Pendels und gibt die Neigungswinkel der horizontalen Achsen des Anemometers mit einer hohen Winkelauflösung (0.05°) bei einer Trägheitszeit von 0.5 Sekunden an. Spezielle Laboruntersuchungen konnten die Spezifikationen des Herstellers bestätigen (Beier & Weber, 1992). Bedingt durch seine Bauart liefert es jedoch nicht nur statisch den Winkel gegen das Lot, sondern registriert auch Beschleunigungen des Systems, wie sie etwa bei Schwingungen des Messturms auf Grund von Windlaständerungen oder Wartungsarbeiten auftreten. Es ist letztlich das einzige System, mit dem die asynchron stattfinden Rotorbewegungen sowohl bezüglich der Drehrichtung als auch der Zeitpunkte für den Beginn und das Ende der Fahrt eindeutig bestimmt werden können. Letztere zeigen sich durch nach unten bzw. nach oben gerichtete Spitzen in der Signalregistrierung (Weber, 1995). Zur absoluten Bestimmung der Lage der Windvektoren müssen daher die Rohsignale des Inklinometers zunächst gefiltert werden, um die nur durch Beschleunigungen bedingten Signaländerungen zu eliminieren. Die exakte Bestimmung der Koordinaten des Windvektors in einem kartesischen Koordinatensystem mit der Z-Achse parallel zur Richtung des Geopotentials erfolgt anhand einer 3D-Koordinatentransformation, welche auf der modifizierten Form eines Algorithmus von Mitsuta & Fujitani (1974) basiert. Letztere haben die Transformation zur Korrektur von Eddykorrelationsmessungen an einem Mast auf einem stampfenden Schiff entwickelt. Der Kern besteht aus einer dreidimensionalen Drehmatrix, bei welcher sich der Drehpunkt nicht im Koordinatenursprung befinden muss. Die daraus resultierende Koordinatentransformation ist nicht identisch mit jener, die allgemein als „*Neigungs-Korrektur*" bekannt ist (z.B. Foken, 2003). Hierbei wird das Verschwinden der mittleren Vertikalkomponente erzwungen, was in der abwärts gerichteten Strömung über einem Gletscher nicht unbedingt gelten muss, da hier advektive Prozesse eine bedeutende Rolle spielen.

Da für das Ultraschallanemometer *R2* kein dem *IC-05D* vergleichbares Inklinometer auf dem Markt angeboten wird, wurde letzteres am *MIM* mit präziser Feinmechanik so umgebaut, dass es auch in Kombination mit dem Solent verwendet werden kann (*Tafel XV*). Damit ist das Messsystem mit den wesentlichen Komponenten ausgerüstet, die eine möglichst genaue Erfassung der Variationen der Windkomponenten erlauben.

Auf den ersten Blick wirkt der Vergleich der 10-Minuten-Mittelwerte der US-Messungen mit den aus dem Mastprofil auf die gleiche Messhöhe interpolierten Werten in *Abbildung 4.14* unbefriedigend, aber man muss sich darüber im klaren sein, dass ein solcher Vergleich unter den Bedingungen über dem Gletscher schwierig ist. Beide Systeme besitzen einerseits unterschiedliche Transferfunktionen, andererseits können sich, wie im *Kapitel 5* anhand spektraler Untersuchungen noch eingehender gezeigt, die

Windgeschwindigkeiten auf eine Distanz von wenigen Metern erheblich ändern.

Zur Messung der Fluktuation der Lufttemperatur wurde kein zusätzliches Messgerät eingesetzt, sondern diese aus den Messungen der Schallgeschwindigkeit an der Vertikalstrecke des Ultraschallanemometers in Verbindung mit den Referenzmessungen des Luftdrucks, der Feuchte und der Temperatur abgeleitet. Eine wichtige Voraussetzung dazu ist, dass sämtliche Einzelmessungen in der vollen Auflösung als Rohdaten abgespeichert und erst nach dem Experiment vollständig ausgewertet werden. Der Einsatz direkter Methoden, wie beispielsweise Thermoelemente oder Hitzdrahtinstrumente bietet demgegenüber nicht unbedingt einen Vorteil, denn Sensoren dieser Art sind extrem anfällig gegenüber Kondensation, Niederschlag oder gar Eisansatz bei tiefen Temperaturen. Ein weiteres Problem kann die in unterschiedlichen Volumen stattfindende Messung bedeuten (*Kapitel 5*). Andererseits ist die Temperaturmessung mit dem Ultraschallanemometer ebenfalls problematisch, wie die folgenden Ausführungen verdeutlichen.

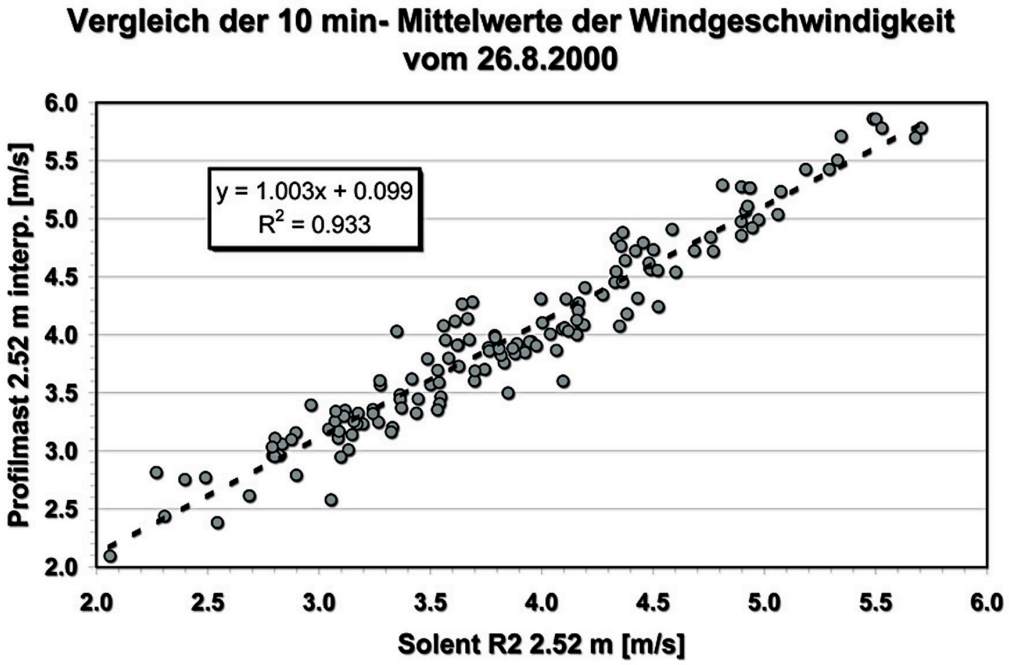


Abb. 4.14: *Streudiagramm des Vergleichs der 10-Minuten-Mittelwerte der horizontalen Windgeschwindigkeit, gemessen mit dem Ultraschallanemometer in 2.52 m über dem Eis, und den aus dem mit Schalenkreuzanemometern gemessenen Vertikalprofil auf das identische Messniveau interpolierten Werten.*

Die nach Gleichung *[4.22]* bestimmte Schallgeschwindigkeit c ist unter der Annahme eines adiabatischen Prozesses bei der Schallausbreitung von der absoluten Temperatur $\mathbf{T_a}$ [K], dem Wasserdampfpartialdruck **e** [hPa] und dem Luftdruck **p** [hPa] abhängig:

$$\textbf{[4.24]} \quad c^2 = 402.7 \cdot T_a (1 + 0.3192 \cdot \frac{e}{p}) .$$

Unter Nutzung der vom Ultraschallanemometer bereitgestellten Schallgeschwindigkeit erhält man damit die sogenannte akustische Virtuelltemperatur $\mathbf{T_{av}}$ [K]:

$$\textbf{[4.25]} \quad T_{av} = \frac{402.7}{c^2} = T_a (1 + 0.3192 \frac{e}{p}) ,$$

welche sich lediglich durch die Konstante von der in der Meteorologie herkömmlich verwendeten virtuellen Temperatur unterscheidet. $\mathbf{T_{av}}$ ist unter den Bedingungen über dem Gletscher ($\mathbf{e} \approx 3$ bis 8 hPa, $\mathbf{p} \approx$ 720 hPa) ca. 1.5 bis 3 K höher als die reale Lufttemperatur. Die sich ergebende Varianz ist zusätzlich durch die hochfrequenten Feuchte- und Druckschwankungen beeinflusst. Sind **e** und **p** zeitsynchron bekannt, kann T direkt aus Gleichung *[4.25]* berechnet werden. In der Praxis ist dies in der Regel jedoch nicht der Fall. Zur Messung der Schwankungen des Luftdrucks im Bereich von 20 Hz gibt es überhaupt kein praktikables Messverfahren, und bei der mit dem Absorptionshygrometer gemessenen spezifischen Feuchte ist zunächst nicht sichergestellt, ob sie wirklich für das vermessenen Luftvolumen repräsentativ ist. Deshalb kann die tatsächliche Lufttemperatur leider nur sehr ungenau direkt berechnet werden.

Sollen nur Zeitreihen visuell analysiert werden, ist die Berechnung der Temperatur mit der Gleichung

$$\textbf{[4.26]} \quad T \approx \frac{T_{av}}{(1+0.3192\cdot \overline{e}/\overline{p})} - 273.15,$$

unter Verwendung von Mittelwerten des Dampfdrucks und des Luftdrucks als grobe Näherung zulässig, da die Varianz von **e** in der Regel deutlich kleiner ist als die der Temperatur und daher das Bild der Fluktuation von **T** dem der wahren Lufttemperatur ähnelt.

Flüsse sollten allerdings mit **T** nicht direkt berechnet werden. Hierbei ist es wesentlich praktikabler, zunächst mit der akustischen Virtuelltemperatur $\mathbf{T_{av}}$ weiterzurechnen und erst bei der Bestimmung der Flüsse die erhaltenen Kovarianzen anhand der psychrometrisch ermittelten Mittelwertsmessungen von Luftdruck und Feuchte und - falls vorhanden - mittels der Fluktuationsmessungen der Feuchte zu korrigieren. Ein praktikabler allgemein anerkannter Korrekturansatz wurde von SCHOTANUS *et al.* (1983) entwickelt (FOKEN, 2003). Er lautet

$$\textbf{[4.27]} \quad \overline{w'T'} = \overline{w'T_{av}'} - 0.51\overline{T}\,\overline{w'q'} + 2\frac{\overline{T}\,\overline{u}}{\overline{c}^2}\overline{u'w'},$$

hier formuliert für die spezifische Feuchte **q**. Mit dem letzten Term wird zudem noch eine Korrektur des sogenannten Querwindfehlers angeboten, welcher aus der Ablenkung des Schallsignals normal zur Messstrecke resultiert. Im Verhältnis zur Differenz zwischen **T** und $\mathbf{T_{av}}$ ist dieser Effekt in der Regel deutlich kleiner in der Wirkung. Der Ansatz *[4.27]* gilt streng genommen jedoch nur für Ultraschallanemometer mit einer senkrecht orientierten Messstrecke, die gegenwärtig nicht mehr üblich ist. Inzwischen wurde er jedoch für die gängigen Modelle der Ultraschallanemometer unter unterschiedlichen Stabilitätsbedingen erweitert, darunter auch das **Solent R2A** (FOKEN, 2003). Dank der Rotation in die vorherrschende Windrichtung wird die Anfälligkeit des Systems für den Querwindfehler weiter reduziert.

Als ein wesentliches Qualitätskriterium für eine Messung wird die Reproduzierbarkeit von unabhängig gewonnenen Referenzmessungen herangezogen. Leider werden insbesondere bei der Temperaturbestimmung mit dem Ultraschallanemometer erhebliche Abweichungen gefunden, die allein mit den zuvor behandelten physikalischen Zusammenhängen nicht erklärbar sind. Die *Abbildung 4.15* zeigt einen Vergleich der Zeitreihen der 10-Minutenmittelwerte der aus den Referenzmessungen mit dem rechten Term von Gleichung *[4.25]* bestimmten akustischen Virtuelltemperatur und der mittels der Ausgabe der Schallgeschwindigkeit des Ultraschallanemometers mit dem linken Term von *[4.25]* bestimmten Größe. Abgesehen von geringen Abweichungen durch den räumlichen Abstand der Messungen sollten diese übereinstimmen. Dies ist jedoch nicht der Fall, vielmehr zeigen sich systematische Abweichungen zwischen Tag und Nacht in einer Größenordnung, die durch keine der beschriebenen Korrekturen ausgeglichen werden können. Dieses Problem trat jedoch keinesfalls als Einzelfall während der **HyMEX**-Messungen auf, sondern wurde auch von anderen Experimentatoren beschrieben, welche das **Solent R2** verwendeten. Bei LAUBACH (1996) beispielsweise wurde die Differenz in vergleichbarer Messhöhe in nahezu identischer Form und Größenordnung dokumentiert und mögliche Ursachen diskutiert und untersucht.

Auffallend ist, dass der Fehler überwiegend in den Nachtstunden auftritt. Weiterhin besteht der allge-

meine Konsens (LAUBACH, 1996), dass er mit Ungenauigkeiten bei der Bestimmungen der Laufzeit des Ultraschallimpulses in Verbindung steht, welche zusammen mit dem Abstand von Sender- und Empfängereinheit gegenüber der einfachen Ableitung der Windgeschwindigkeit in weitaus bedeutenderem Maße bei der Temperaturbestimmung eingehen. Im ersteren Fall handelt es sich nur um eine Differenz, bei letzterem gehen die Größen nach den Gleichungen *[4.22]* und *[4.25]* als Absolutwerte und sogar quadratisch in die Berechnung ein. Es genügen also bereits geringe Schwankungen bei der Genauigkeit der Laufzeitbestimmung, um Fehler in der beobachteten Größenordnung zu erzeugen.

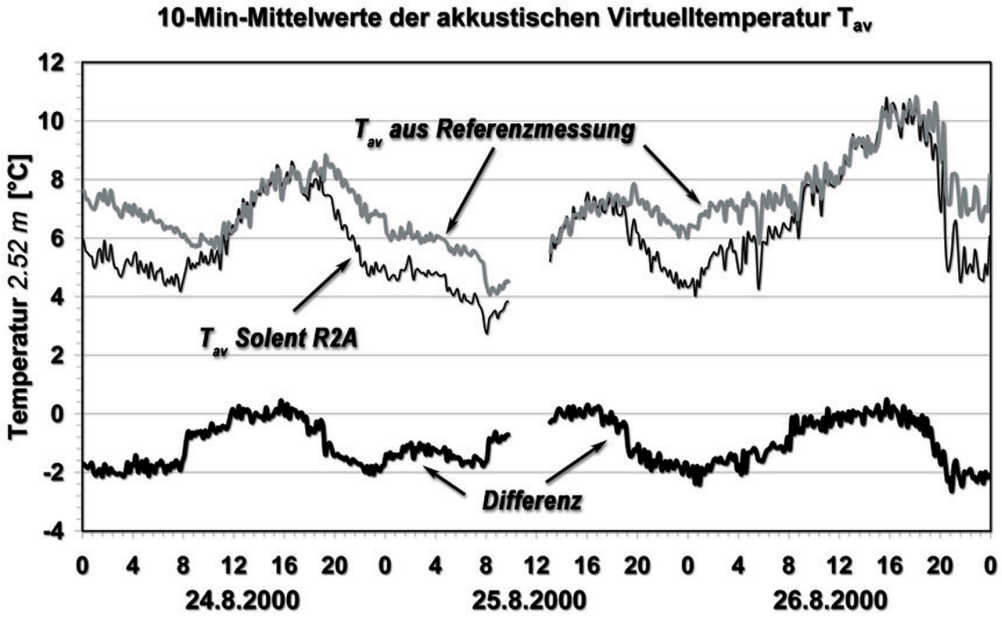


Abb. 4.15: *Zeitreihen der nach Gleichung [4.25] aus den Referenzmessungen von Temperatur, Luftdruck und Dampfdruck abgeleiteten akustischen Virtuelltemperatur und der mit dem Ultraschallanemometer direkt gemessenen während der Intensivmessphase von* ***HyMEX 2000****. Zusätzlich ist die Differenz der Messwerte aufgetragen. In der Lücke sind wegen Ausfall der Psychrometer keine gesicherten Referenzwerte verfügbar.*

Der charakteristische Tagesgang veranlasste LAUBACH (1996) zu der Spekulation, dass als Ursache Tröpfchen- oder gar Reifbildung an den Mikrofonen durch Kondensationsprozesse in Frage kommen könnte, welche die Empfangs- und Sendecharakteristik zeitweise beträchtlich verändern würde. Dass die Ausbildung einer Wasser- oder Reifschicht tatsächlich zu Fehlern zwischen 0.7 bis 2 K führen, zeigt er anhand von entsprechenden Abschätzungen. Dass auch während der Messungen über dem Gletscher Reifbildung an den Sensoren stattgefunden hat, ist sehr wahrscheinlich. Dafür spräche auch das sprunghafte Einsetzen der Störung bei Sonnenuntergang sowie die stufenförmige Regeneration bei Sonnenaufgang. Zunächst wird der Reif geschmolzen und es verbleibt eine Wasserschicht, welche allmählich verdunstet wird. Der Effekt ist sicherlich von der Bauart des Sensors abhängig. Instrumente mit kurzen Messstrecken, wie das hier beschriebene **Solent R2** sind stärker betroffen als Geräte mit längeren Schallstrecken (z.B. *Kaijo-Denki*).

Unabhängig von der letztendlichen Klärung der Ursache des Fehlers ist das Fazit, dass es sich um eine Drift der Kalibrierstabilität des Messgerätes handelt, der mittels physikalisch basierter Korrekturverfahren bislang nicht beizukommen ist. Dies ist aber bei den sogenannten „schnellen" Sensoren keine Seltenheit, wie auch das im nächsten Abschnitt behandelte Kalibrierverfahren des Absorptionshygrometers zeigt. Geräte mit instabilen Kalibrierkoeffizienten müssen abschnittsweise regressiv durch den Vergleich mit einer absoluten Referenz kalibriert werden, wobei die unterschiedlichen Reaktionszeiten zu berücksichtigen sind. Dies gilt auch für die Temperaturmessung mit dem Ultraschallanemometer, wobei zu beachten

ist, dass die Referenz nicht die gemessene Lufttemperatur, sondern die akustische Virtuelltemperatur ist. Unter der Bedingung einer ausreichenden zeitlichen Variation der Messgröße, lässt sich auch hier eine Genauigkeit von ca. 5% im Mittelwert erreichen, was zumindest befriedigend ist. An dieser Stelle wird jedoch erneut deutlich, dass Geräte zur Messung nach dem Eddykorrelationsverfahren niemals eigenständig betrieben werden können, sondern immer eine möglichst akkurate „träge" Referenzmessung erfordern. Außerdem müssen sämtliche Rohdaten kontinuierlich aufgezeichnet werden, um anhand dieser nachträglich die erforderlichen Korrekturen überhaupt durchführen zu können. Die Speicherung von Mittelwerten und sonstigen statistischen Kenngrößen genügt nicht und führt letztlich nur zu ungenauen Ergebnissen oder sogar nutzlosem Datenmüll. Dass auch die Auswertung den Rückgriff auf die Originalregistrierung erfordert, wird im nachfolgendem Kapitel noch ausführlicher behandelt.

Der Einsatz des Solent-Ultraschallanemometers mit seinem digitalen Datenverarbeitungskonzept erforderte eine Neukonzeption der Steuerungssoftware, die für das *DAT300* entwickelt wurde. Letzteres liefert kontinuierliche analoge Spannungssignale, die zusammen mit denen der zusätzlichen Messgeräte im Erfassungsrechner mittels einer schnellen 32-Kanal 16-Bit-AD-Wandlerkarte digitalisiert und weiterverarbeitet wurden. Der Messtakt von 10 Hz wird durch die Erfassungssoftware vorgegeben und dadurch gleichzeitig auch die Synchronisation der Messungen gewährleistet.

Das *R2A* besitzt dagegen eine eigenständige Taktung, welche zudem zu einer nicht ganzzahligen Abtastrate von 20.823 Hz führt, die nur schwer mit den weiteren externen Messsignalen z.B. des Absorptionshygrometers synchronisiert werden kann. Zur Lösung dieses Problems ist das Gerät mit einer eigenen Einheit zur Wandlung von analogen Spannungssignalen ausgestattet, an die bis zu 5 Spannungssignale angeschlossen werden können, die mit einer Abtastfrequenz von 10 Hz digitalisiert und synchron in den Datenstrom des Anemometers eingefügt werden. Da im Fall der **HyMEX**-Messungen diese 5 externen Kanäle für die zeitlich hoch aufgelöst zu registrierenden Analogsignale ausreichten, war kein weiterer Bedarf an Digitalisierungshardware vorhanden. Für die Datenqualität hat dieses Verfahren nur Vorteile, denn bei der Digitalisierung der Messsignale innerhalb der Computer ließ sich die Einstreuung hochfrequenter Störsignale auch durch umfangreiche Vorkehrungen zur Abschirmung und aufwändige Filtersysteme nie ganz vermeiden. Das *R2A* ist dagegen mit einem leistungsfähigen Wandlersystem ausgestattet, welches sehr rauscharme Datenströme liefert.

Die serielle digitale Datenübertragung ist auch über größere Distanzen sehr sicher und schließt Fehler durch externe Einstreuung nahezu vollständig aus. In ihr wurzelt letztlich der Siegeszug der modernen Telekommunikationstechnik. Der Nachteil gegenüber der analogen Technik ist, dass es zwischen der Datenaufnahme und deren Empfang und Verarbeitung zu erheblichen Verzögerungen kommt, das Resultat damit in „Echtzeit" nie zur Verfügung steht.

4.3.6 Das Krypton-Hygrometer und dessen Einsatzgrenzen

Zur Messung der turbulenten Schwankungen des Wasserdampfgehaltes der Luft wurde bei den **HyMEX**-Experimenten ein optisches Absorptionshygrometer eingesetzt. Dessen Messverfahren nutzt die Absorbtion von Licht einer bestimmten Wellenlänge durch Wasserdampfmoleküle entlang einer Absorberstrecke. Dafür geeignete Spektrallinien finden sich sowohl im ultravioletten als auch infraroten Bereich des Spektrums. Messgeräte nach diesem Prinzip sind mehr oder weniger einfach aufgebaut. Während im UV-Bereich arbeitende Instrumente im allgemeinen nach dem „*Open-Path*"-Prinzip konstruiert sind, d.h. die Messstrecke frei der Luftzirkulation ausgesetzt ist, werden IR-Geräte häufig als „*Closed-Path*"-Versionen angeboten. Bei letzteren wird eine Luftprobe über ein Schlauchsystem in eine geschlossene Messkammer gesaugt und dort analysiert. Der Vorteil liegt in der Option, die Schläuche auf ein konstantes Temperaturniveau zu beheizen und daher den Einfluss temperaturbedingter Dichtefluktuation minimieren zu können. Andererseits handelt es sich um dynamisch sehr komplexe Systeme, die zudem eine ausgeprägte Tiefpasscharakteristik aufweisen. Ein häufig eingesetzter Vertreter dieser Geräteklasse ist der Gasanalysator der Fa. **LI-COR Inc.**, der gleichzeitig die Konzentration von H_2O und CO_2 messen kann (LAUBACH, 1996). Eine Übersicht über die gegenwärtig kommerziell erhältlichen Geräte zur Messung der Feuchte-

fluktuation auf optischer Basis findet sich bei FOKEN (2003).

Für die Absorption von Wasserdampf im ultravioletten Spektralbereich werden entweder die Linie des atomaren Wasserstoffs mit einer Wellenlänge von 121.56 nm (auch bekannt als *Lyman-α-Linie*) oder die benachbarten Kryptonlinien bei 123.58 und 116.47 nm genutzt. Bei letzteren gibt es noch eine geringe Querempfindlichkeit gegenüber Sauerstoff und Ozon. Kommerziell realisiert wurde das Messverfahren bislang in Form des Lyman-α-Hygrometers (der bekannteste Vertreter ist das *LA-1* der *Fa. AIR*) und des Krypton-Hygrometers (*KH 20, Fa. Campbell Scientific*). Beide Instrumente sind ähnlich aufgebaut. Als Strahlungsquelle dient eine möglichst stabil leuchtende UV-Lampe, deren Licht durch ein Filterfenster über eine 3-10 mm (Lyman-α) oder 5 – 15 mm (Krypton) lange freie Messstrecke auf einen Detektor geleitet wird. Dort wird die verbliebene Intensität in eine Spannung umgewandelt, die über eine Verstärkerstufe als analoges Messsignal ausgegeben wird. Die ursprüngliche Intensität $\mathbf{I_0}$ wird nach dem Gesetz von Lambert-Beer exponentiell nach

$$I = I_0 \cdot e^{-k_w \cdot l \cdot \frac{C}{C_o}} \qquad [4.28]$$

proportional zum Absorptionskoeffizienten $\mathbf{k_{w,}}$ der Länge der Messstrecke **l** und der Absorberkonzentration **C** in Relation zu einem Referenzwert $\mathbf{C_0}$ abgeschwächt. Damit ergibt sich theoretisch zwischen der Wasserdampfkonzentration und dem Logarithmus des Ausgangssignals bei linearer Verstärkung eine einfache lineare Beziehung. Je schwächer die Lampe, je länger die Messstrecke und je höher die Wasserdampfkonzentration, desto kleiner wird die Ausgangsspannung.

Am **MIM** hatte man sich 1988 nicht allein aus Kostengründen für den Erwerb des damals noch weniger bekannten Krypton-Hygrometers *KH 20* von *Campbell Scientific* entschieden (BEIER & WEBER, 1992). Es versprach gegenüber dem LA-1 eine anwenderfreundlichere Handhabung, eine längere Lebensdauer der Lampenröhre, eine größere Stabilität des Messsignals sowie einfache Kalibrierungsverfahren. Der prinzipielle Aufbau des Sensors kann der *Abbildung 4.16* entnommen werden.

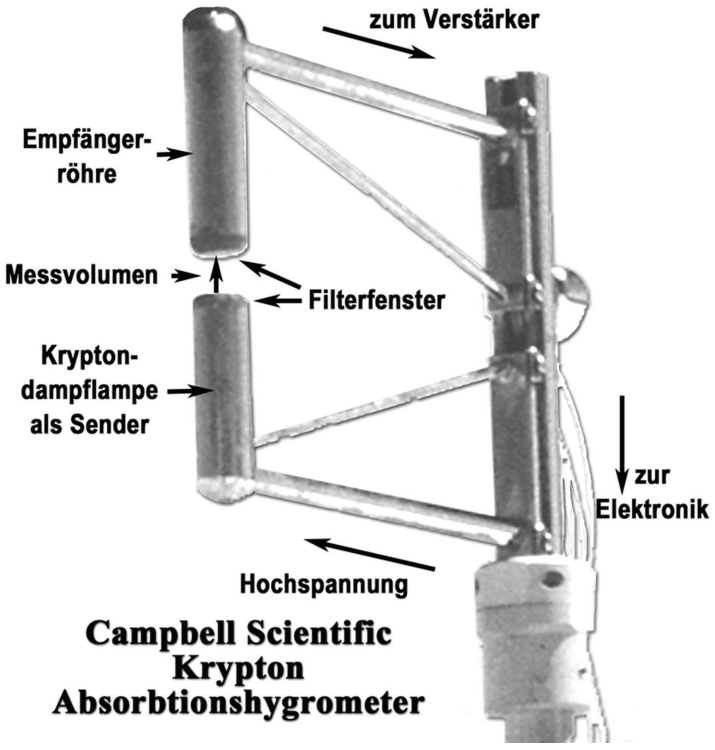


Abb. 4.16: *Aufbau des Krypton-Absorptionshygrometer KH 20 der Fa. Campbell Scientific.*

Bereits bei dessen Einsatz während der ersten Experimente offenbarten sich Probleme mit den Krypton-UV-Lampen, welche eine Lebensdauer von nur wenigen Tagen zu haben schienen. Eine Untersuchung des Problems ergab jedoch, dass die Hochspannungsversorgung des Gerätes in der Leistung nur sehr knapp bemessen war und daher die Stromregelung bei älteren Röhren zu Schwingungen führte. Entsprechende Modifikationen und Verbesserungen im Bereich der Steckerverbindungen konnten das Problem weitgehend beheben und die Betriebsdauer der Röhren auf mehrere Monate erweitern. Allerdings konnte mit zunehmender Alterung der Röhre ein kontinuierlicher Abfall der Lichtintensität festgestellt werden (BEIER & WEBER, 1992).

Im Rahmen des Budgets für die **HyMEX**-Experimente konnte angesichts der mit ca. US$ 1000.- relativ hohen Kosten für die als Einzelstücke angefertigten Röhren kein Ersatz beschafft werden, was ein gewisses Risiko barg. Das 1998 eingesetzte System zeigte leider ebenfalls nach einiger Zeit die Tendenz zu charakteristischen Schwingungen im Ausgangssignal, wie sie beispielhaft für einen Ausschnitt der Messungen vom 11.8.1998 anhand der Darstellung der Originaldaten auf *Tafel XX* (4. Reihe rechts) sichtbar werden. Da sich deren Frequenz jedoch als sehr stabil erwies, konnte das ursprüngliche Signal (*in der Abbildung durch eine dickere Linie gekennzeichnet*) durch digitale Filterung in befriedigender Weise rekonstruiert werden. Für die Messungen im August 2000 wurde auf ein anderes System ausgewichen, dessen Röhre in besserem Erhaltungszustand war und einen weitgehend ungestörten Signalverlauf aufwies.

Nicht nur wegen der abnehmenden Lichtemission der Röhre zeigt das Instrument deutliche Empfindlichkeitsschwankungen. Ähnlich wie bei dem *Lyman-α-Hygrometer* von *AIR* wird auch beim *KH 20* das Licht durch ein Filterfenster geleitet, dessen Durchlässigkeit für UV-Licht sich wegen seiner hygroskopischen Eigenschaften mit der relativen Feuchte ändert (BEIER & WEBER, 1992; FOKEN, 2003). Bis zu einem Grenzwert von 95% relativer Feuchte bleibt die Empfindlichkeit bis auf ±10% einigermaßen konstant, bei höherer Feuchte wird das Fenster praktisch blind. Bei Benetzung durch Niederschlag ist das Instrument über einen Zeitraum von Stunden unbrauchbar, sofern man die Fenster nicht künstlich abtrocknet. Besonders kritisch sind Zeiträume mit Kondensation, da sich die Feuchtigkeit an dem metallenen Sensor sehr früh niederschlägt. Es handelt sich bei dem *KH 20* somit um ein typisches „Schönwetter-Instrument", mit dem eine lückenlose Messreihe unter rauer Witterung kaum erhältlich ist. Unter günstigen Bedingungen ohne Niederschlag und weitgehend trockener Luft können dagegen erfahrungsgemäß 60% bis 80% des Zeitraums sinnvoll ausgewertet werden.

Eine weitere Ursache für die Abnahme der Empfindlichkeit liegt in einer Anlagerung von Staubteilchen und Aerosolen an den Filterfenstern. Durch die anliegende Hochspannung ist dessen Umgebung sehr stark aufgeladen und damit magnetisch. Die bezüglich von Schwebteilchen „saubere" Hochgebirgsluft reduziert dieses Problem gegenüber Messungen im Flachland drastisch, so dass es während der **HyMEX**-Experimente praktisch nicht in Erscheinung trat. Es genügte vollkommen, die Fenster einmal täglich mit reinem Alkohol zu reinigen.

Wegen der ausgeprägten Schwankungen der Empfindlichkeit war die vom Hersteller zusammen mit dem Instrument gelieferte Werkskalibrierung nicht anwendbar. Da es sich um ein offenes System handelt, ist die Reduktion der Lichtenergie bei sonst konstanten Bedingungen primär vom Abstand zwischen dem Sende- und dem Empfängerfenster und der Anzahl der sich dazwischen befindlichen Wasserdampfmoleküle abhängig. Gemessen wird somit die Masse H_2O pro Volumeneinheit, also die absolute Feuchte **af** in g/m^3. Nach *Gleichung [4.28]* ergibt sich zwischen **af** und dem Logarithmus des Ausgangssignals eine lineare Beziehung. Deren Steigung entspricht der Empfindlichkeit, die vom Abstand **l** zwischen Sender und Empfänger und der Durchlässigkeit der Filterfenster abhängt. Um die auf Grund der oben beschriebenen Ursachen auftretende zeitliche Drift des Signals eliminieren zu können, müssen Nullpunkt und Steigung der Kalibrationsgeraden abschnittsweise durch Regression gegen eine Referenzmessung neu bestimmt werden. Wichtig ist dabei, dass die Variation der absoluten Feuchte über den betrachteten Zeitabschnitt ausreichend groß ist, um die Parameter der Ausgleichsgeraden mit einer befriedigenden Signifikanz zu bestimmen. Dank der niedrigen absoluten und relativen Feuchten über dem Gletscher war der Signalpegel mit 1 bis 4 V bei L = 15 mm relativ hoch, so dass das Signal-Rauschverhältnis auch bei relativ großen Abständen sehr günstig war. Ein Beispiel für die Berechnung der Kalibrationsgleichung zeigt die *Abbildung 4.17* für zwei Zeitabschnitte am 26.8.2000. Sie zeigt in beiden Fällen durchaus eine

für eine In-Situ-Kalibration befriedigende Linearität. Die großen Unterschiede in Steigung und Offset resultieren wesentlich aus der wiederholt erforderlichen Anpassung des Messstreckenabstandes an die sich drastisch verändernden Feuchteverhältnisse, da die Ausgangsspannung des KH 20 den mit 2500 mV relativ knapp bemessenen Maximalwert der Eingangsspannung an den Analogeingängen des Anemometers nicht überschreiten durfte.

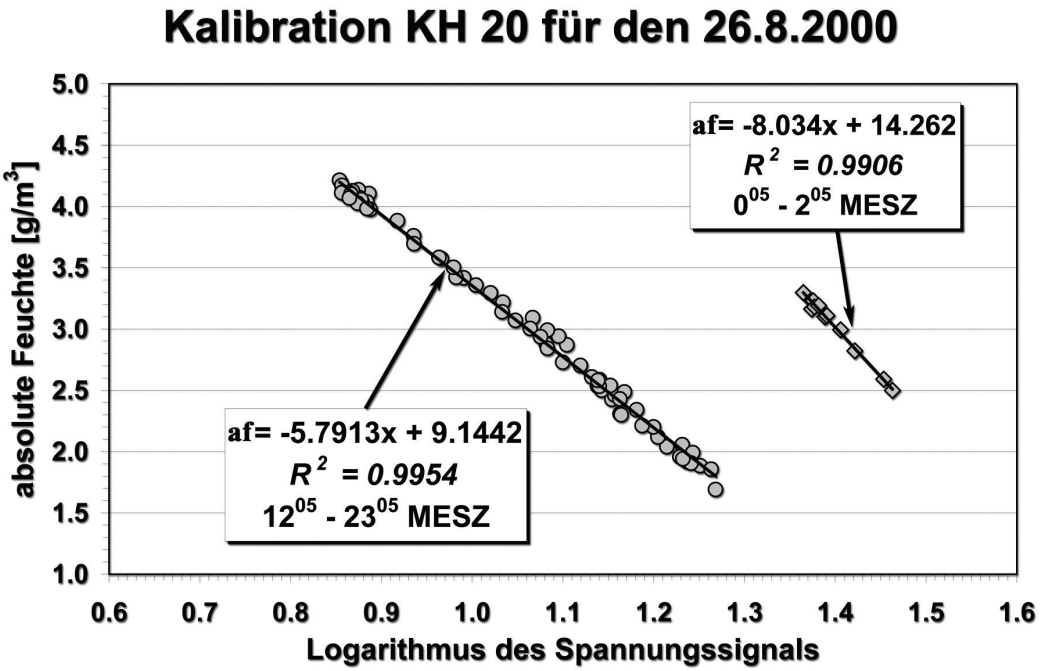


Abb. 4.17: *Abschnittsweise lineare Regression der 10-Minutenmittelwerte des Spannungssignals des KH20 gegen Referenzwerte der absoluten Feuchte vom 26.8.2000 für zwei Zeiträume mit unterschiedlicher Empfindlichkeit des Instruments.*

Um letzteres zu vermeiden, musste **l** deutlich vergrößert werden. Leider kam es insbesondere in den Nachtstunden (während denen die Anlage unbeaufsichtigt betrieben wurde) dennoch mehrfach zu deutlichen Überschreitungen des Maximalwertes, so dass es längere Zeitabschnitte mit unbrauchbaren Messdaten gab. Andererseits konnte **l** auch nicht beliebig vergrößert werden, da dann die natürlich im Sonnenlicht enthaltene UV-Strahlung zunehmend in den Strahlengang des Instruments gelangt und den Signal-Nullpunkt deutlich beeinflusst. Zur Minimierung des Effekts muss das Gerät immer in der Weise montiert werden, dass der Sender nach oben und die Empfängereinheit zur Oberfläche hin gerichtet ist. An der Gletscherfläche wird jedoch ebenfalls UV-Licht nach oben reflektiert und kann somit die Empfängereinheit erreichen. Die Wahl des jeweilig günstigsten Abstands gestaltete sich unter den außerordentlich trockenen Bedingungen während **HyMEX 2000** als schwierige Optimierungsaufgabe, die nicht immer erfolgreich gelöst werden konnte. Einerseits wünscht man als Experimentator eine maximale Auflösung des Signals, andererseits durfte der zulässige Spannungsbereich der Datenerfassung unter keinen Umständen überschritten werden. Das Nachfolgemodell des Solent R2, - das Modell R3 -, ist mit einer AD-Wandlereinheit mit einem Messbereich bis zu 5 V ausgestattet, wodurch diesem Problem die Schärfe genommen wird.

Trotz der Summe der Probleme hat sich das Absorptionshygrometer **KH 20** bei den Messungen über dem Gletscher besser bewährt als im Flachland über Vegetation. Es dürfte gegenwärtig immer noch zu den für die direkte Flussmessung über Gletschern geeignetsten Instrumenten gehören, denn es ist nahezu trägheitsfrei und liefert die Feuchteschwankungen in der für die Eddykorrelationsmethode hinreichenden Auflösung.

4.3.7 Mastkonstruktion

Mastkonstruktionen und Instrumententräger sollten für mikrometeorologische Messungen immer möglichst keine Strömungshindernisse darstellen. Andererseits müssen die Sensoren gewartet werden, deshalb sollten Türme höher als 2 m besteigbar sein. Für die PS89- und ES89-Messstation des MIM werden Alu-Gittermasten mit dreieckigem Querschnitt eingesetzt, die üblicherweise als Antennenmasten zum Einsatz kommen. Sie können in Elemente von 3 m Länge zerlegt werden, mit denen je nach Anzahl der Elemente Masten bis zu 21 m Höhe errichtet werden. Im Rahmen der bislang durchgeführten Experimente wurde eine Maximalzahl von vier Elementen nie überschritten.

Als Basis der Masten dient eine ca. 0.5 x 0.5 m^2 messende massive Metallplatte, die mit einem Klappscharnier ausgerüstet ist, damit der Mast zunächst am Boden liegend montiert und anschließend aufgerichtet werden kann. Die Stabilität erhält die Konstruktion durch eine dreifache Abspannung an der Mastspitze oder gegebenenfalls auch in mehreren Höhen, die mit in den Boden eingelassenen 1 bis 1.5 m langen Heringen verankert werden.

Das Errichten eines derartigen Turmes auf der sich ständig verändernden Eisoberfläche stellte eine neue Herausforderung dar. Weder ein fester Stand des Mastfußes, noch die sichere Verankerung der Abspannseile kann dauerhaft gewährleistet werden. Dies stellt zwar für den Aufbau des ca. 2m hohen Turbulenzmastes kein wirkliches Problem dar, sehr wohl jedoch für den des mindestens 9 m hohen Profilmastes. Dennoch wollte man zunächst nicht wesentlich von dem ursprünglichen Prinzip abweichen.

Die quadratische Bodenplatte mit dem Scharnier wurde beibehalten und an den Ecken auf 4 ca. 1.5 m langen senkrecht in das Eis eingelassenen Alurohren fest verschraubt (*Teilabb. b Tafel XVII*). Dazu wurde der bewährte HEUCKE-Dampfbohrer (HEUCKE, 1999) eingesetzt. Damit stand der Mast quasi auf Stelzen, die sich im Laufe der Zeit geringfügig, aber gleichmäßig absenkten. Durch die Abschattung der Bodenplatte bildete sich mit der Zeit ein Eissockel, der jedoch stabil blieb. Der Mast wurde liegend aus drei Segmenten montiert und anschließend mittels des Scharniers aufgerichtet. An der Spitze wurden mittels Karabinerhaken 3 ca. 15 m lange Drahtseile befestigt, über eine lose Rolle zu schräg in das Eis gebohrten Alurohren von ca. 1 m Länge geführt und mittels einem Spannschloss fest angespannt (*Teilabb. c*). Der Winkel wurde so gewählt, dass keine Kräfte in Richtung der Ankerrohre wirkten und diese somit nicht herausgezogen werden konnten. Zwar lockerten sich die Anker insbesondere während des Tages, froren aber des Nachts meist wieder zu. Nach dem Abspannen war der Mast besteigbar, und es wurden anschließend die Ausleger und Sensoren von oben nach unten montiert (*Tafel XVII Teilabb. d*).

Trotz der auftretenden Kräfte stand der Mast erstaunlich stabil. Selbstverständlich ließ die Spannung der Fixierungsseile mit der Zeit nach, gelegentliches Nachspannen und Nachbohren der Anker genügten jedoch völlig, um den Mast im Lot zu halten. Während die unvermeidliche Variation der Messhöhen während **HyMEX98** noch relativ hoch war (*siehe Abschnitt 4.3.3*), senkte sich der Mast während **HyMEX 2000** nahezu kontinuierlich mit der Ablation.

Die niedrigeren Masten wurden in derselben Weise abgespannt, wobei hier die auftretenden Kräfte auf die Anker deutlich geringer waren. Prinzipiell bewährte sich die Methode im Rahmen der Vorgaben für die Dauer des Experiments. Die Standfestigkeit der Masten erwies sich gegenüber der Sicherung der Elektronik, der Datenerfassung und der Stromversorgung eindeutig als das untergeordnete Problem. Die notwendigen Wartungsarbeiten auch an den oberen Messstellen konnten problemlos durchgeführt werden.

4.3.8 Datenerfassung

Die Datenerfassung des Systems basiert auf herkömmlichen Desktop-PCs, da nur diese den Einbau der erforderlichen Erweiterungskarten ermöglichen. Sie waren im Fall der **HyMEX**-Experimente sogar mit herkömmlichen 15´´-Röhrenbildschirmen verbunden, obwohl diese eine nicht unbedeutende elektrische Leistungsaufnahme verzeichnen (*Abbildungen A und B auf Tafel XVIII, bzw. Abbildung 4.18*). Da aber wegen der Belüftung der Sensoren und insbesondere zum Betrieb des Rotorsystems bereits eine leis-

tungsfähige Wechselstromversorgung erforderlich ist, fällt dieser Zusatzbedarf nicht weiter ins Gewicht. Außerdem waren die Bildschirme nur eingeschaltet, solange die Station besetzt war. In den Nachtstunden wurden sie dagegen abgeschaltet, wodurch der Treibstoffverbrauch des Generators reduziert und damit dessen Betriebsdauer bis zum nächsten Auftanken verlängert wurde.

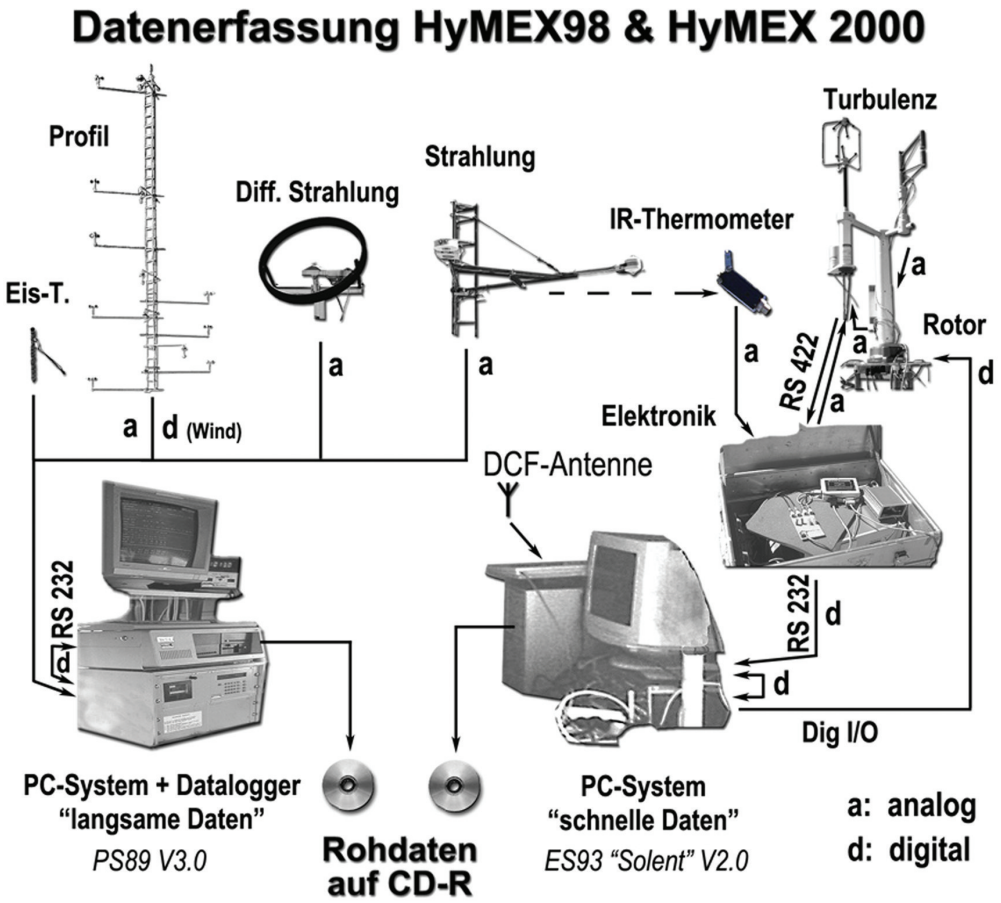


Abb. 4.18: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Datenerfassungssysteme mit der entsprechenden Softwareversion und den Datenleitungen der* ***HyMEX****-Station.*

Einen schematischen Überblick über die Komponenten der Datenerfassung und der wichtigsten Datenleitungen bietet die *Abbildung 4.18*. Sie zeigt eine generelle Aufteilung der Aufgaben auf zwei völlig getrennte Einheiten, die als System für „langsame Daten" und „schnelle Daten" bezeichnet werden. Langsame Daten sind die mit trägen Sensoren gewonnenen überwiegend analogen Messsignale, die einem *Datalogger* der Fa. *Phillips* zugeführt werden und dort mit einer Abtastrate von 25 Sekunden digitalisiert und als Minutenmittelwerte an einen PC zur Rohauswertung und Speicherung seriell übertragen werden. Der Datalogger ist mit Komponenten zur Widerstands, Spannungs- und Strommessung sowie Zählern für digitale Signale ausgerüstet. Die einzelnen Messstellen werden nacheinander mit einem Multiplexer angesteuert. Der Ablauf der Messung erfolgt autark, gesteuert durch ein internes Loggerprogramm. Die Daten werden zur Redundanz auf Magnetband (Kompaktkassette) aufgezeichnet.

Zum Logger gehört eine komplexe Anschlussplatine, die in unmittelbarer Nähe des Messturms wassergeschützt gelagert wurde, und zu der die knapp 100 Mess- und Versorgungsleitungen geführt und verdrahtet werden (*Tafel XVII, Teilabb. e*). Sie wird über 8 wasserdichte und abgeschirmte Kabelstränge von

50 m Länge mit dem Logger verbunden.

Auf dem PC läuft die Software PS89V3.0, deren Aufgabe in der Speicherung der Daten auf die interne Festplatte und die Vorauswertung und Kontrolle der Daten besteht. Die Software ist mit einer „*Power-fail-function*" ausgestattet, die nach einem Stromausfall den Logger automatisch wieder startet und die Messung fortsetzt. Anhand der grafischen und tabellarischen Ergebnisdarstellung kann die korrekte Funktion aller Messstellen in Echtzeit überwacht werden. Prinzipiell ist auch eine Funktion zur unmittelbaren Berechnung der Terme der Energiebilanz implementiert, wobei die turbulenten Flüsse anhand der 30-Minuten-Mittelwerte der gemessenen Profile nach der **MO**-Theorie ermittelt werden. Diese musste jedoch bei den Messungen über dem Gletscher deaktiviert werden, da die Gefahr von Laufzeitfehlern wegen häufiger Nichtanwendbarkeit der Methode zu groß wurde. Die während eines 5-tägigen Experimentes in Binärform in einem speziellen Format anfallende Rohdatenmenge von 12 MB wird nach Abschluss des Experiments zusätzlich auf CD-Rom gesichert. Eine Ausgabe auf herkömmliche Diskettenmedien ist auch während des Betriebs möglich.

Die Gewinnung der sogenannten „*schnellen Daten*" erfordert ein wesentlich komplexeres System. Dieses wird mit der Aufgabe der Speicherung sämtlicher Rohdaten des Turbulenzmesssystems als auch dessen Steuerung betraut. Dank des Einsatzes des Solent-R2-Anemometers werden sämtliche Daten dem Steuer-PC in digitaler Form übermittelt. Die Wandlung der analogen Spannungssignale des Krypton-Hygrometers, des Inklinometers und des Infrarot-Oberflächenthermometers erfolgt zeitsynchron zu den Messungen des Anemometers in dessen Auswerteeinheit und wird als homogener Datensatz asynchron über eine serielle Datenleitung (RS232) auf Anforderung an das Steuerprogramm auf dem PC übermittelt. Vor der Einspeisung der Analogsignale aus den jeweiligen Auswerteeinheiten der Sensoren durchlaufen diese einen elektronischen Tiefpassfilter, der auf eine Grenzfrequenz von ca. 25Hz eingestellt ist. Dadurch werden hochfrequente Störsignale sowie ein potentieller 50Hz-Netzbrumm bereits an der Quelle weitgehend eliminiert. Aus Platzgründen wurden die Auswerte- und Filtereinheiten separat in einer *Zarges*-Kiste untergebracht.

Das Anemometer ist mit einem internen Datenpuffer ausgestattet, der ca. 500 der mit einer Frequenz von 20.82 Hz gespeicherten Datenrecords temporär zwischenspeichern kann. Dies entspricht einer Messzeit von ca. 24 Sekunden. Da die serielle Übertragung dieser Datenmenge über die mit 9600Bd getaktete serielle RS232-Datenleitung nur ca. 10 Sekunden in Anspruch nimmt, bleibt dem Steuerprogramm auf dem Rechner genügend Zeit für die Speicherung und Vorauswertung der Daten sowie zur Steuerung des Rotorsystems. Mit diesem kommuniziert es über einen zweiten seriellen Datenkanal, über den die digitalen Register der Rotorsteuerung gesetzt bzw. ausgelesen werden können.

Als Steuerprogramm wurde eine verbesserte Version des 1993 und 1994 im Rahmen der **SANA**-Experimente in Melpitz (Beier *et al.,* 1996) vom Autor entwickelten Erfassungsprogramm ES93 eingesetzt. Es handelt sich um eine Weiterentwicklung und an das *Solent*-Anemometer angepasste Version des Messmoduls des bewährten **ES89**-Programmpaketes (Beier & Weber, 1992) zur Gewinnung von Messdaten für die Bestimmung der turbulenten Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode. Da sämtliche zeitkritischen Routinen in *Assembler* kodiert sind und der Rumpf in *Borland Pascal 7* programmiert ist, wird der Erfassungsrechner nicht unter dem Betriebssystem *Microsoft Windows*®, sondern unter *MSDOS*® betrieben. Dadurch läuft die Software erheblich schneller als unter den aufwändigeren Windows-Systemen. Zudem kann die originäre Steuerung durch umdirigierte *Hardware-Interrupts* in einfacherer Weise realisiert werden. Diese Interruptsteuerung gewährleistet die korrekte Abfolge der einzelnen Aufgaben und verhindert Datenverluste. Zeitmarken werden anhand der Auswertung des Signals einer angeschlossenen DCF-Funkuhr gesetzt. Auch am Vernagtferner konnte das Signal des Senders *DCF 77* bei Mainflingen in der Nähe von Frankfurt mit ausreichender Stärke empfangen werden.

Neben der im *Abschnitt 4.3.5* beschriebenen Methode zur Rotorsteuerung ist auch eine Vorauswertung des eingehenden Datenstroms zur Kontrolle der Sensoren implementiert. Diese umfasst eine statistische Analyse der Daten anhand der Ermittlung von Mittelwerten, Extremwerten, und Standardabweichung. Es werden auch standardmäßig die Kovarianzen nahezu in Echtzeit berechnet, welche aber mangels korrekter Kalibrationskoeffizienten nur sehr ungenaue Schätzergebnisse liefern. Diese können erst nach Abschluss des Experimentes unter Einbezug der Ergebnisse der Referenzmessungen am Profil-

turm ermittelt werden.

Deshalb werden zunächst auch nur die Rohwerte (Spannungen und Anemometer-Rohwerte) ohne jegliche Korrekturen und Kalibrierungen auf der internen Festplatte abgespeichert. Somit stehen sämtliche Informationen für eine nachträgliche Auswertung zur Verfügung. Obwohl die Daten binär als Integerwerte mit einer Auflösung von 16Bit aufgezeichnet werden, ist der tägliche Datenanfall beachtlich. Im Laufe von 24 Stunden fallen für einen einzigen Kanal 1.8 Millionen Messwerte an. Da 10 Kanäle aufgezeichnet werden summiert sich die Datenrate auf ca. 40 MB am Tag. Angesichts der heute verfügbaren Kapazität von Massenspeichern erscheint dieser Wert geradezu lächerlich. Man muss aber bedenken, dass zum Zeitpunkt der Konzeption der Anlage Mitte der 1990er-Jahre nur wenig zuverlässige Speichermedien mit schnellem Random-Zugriff zur Verfügung standen und auch heute noch nur die modernsten Loggersysteme dafür ausgelegt sind. Bei den Experimenten bis 1994 wurden noch SYQUEST-Wechselplattensysteme mit einer Maximalkapazität von 42 MB verwendet (*siehe auch Abschnitt 4.3.1*), bei denen aber die Verluste durch anschließend nicht mehr lesbare Datensätze zu hoch waren (BEIER *et al.*, 1966).

Bei **HyMEX** kamen daher derartige Speichersysteme nicht mehr zum Einsatz, sondern die Daten wurden unmittelbar auf die interne Festplatte des Rechners abgelegt. 1998 wurde der Messbetrieb noch einmal täglich unterbrochen, um die Daten auf das damals marktreif gewordene System der einfach beschreibbaren CD-Rom zu sichern. Im Gegensatz zu der heute üblichen 24fachen Aufzeichnungsgeschwindigkeit (bezogen auf die Datenrate einer Audio-CD) war damals gerade mal das doppelte Schreibtempo möglich. Während des Experimentes 2000 wurde auf das Backup zugunsten der Verfügbarkeit von kontinuierlichen Datensätzen vollständig verzichtet und die Daten erst nach Abschluss der Messungen auf externe Medien gesichert. Im Nachhinein erwies sich diese Vorgehensweise bei der Datengewinnung als absolut sicher, denn es wurde bei beiden Experimenten kein Datenverlust durch später nicht mehr lesbare Medien verzeichnet.

Wesentlich problematischer war jedoch der Betrieb der eigentlich für das Labor oder Büro konzipierten Geräte an einem solch unwirtlichen Ort wie einem Gletscher. Bei den Experimenten des MIM im Flachland war dies nie ein Problem, denn Computer und Elektronik wurden immer entweder in einem fahrbaren Container (Bauwagen) oder dem institutseigenen Kleinbus in ca. 50 m Abstand von den Messmasten sicher untergebracht. Direkt auf dem Eis des Vernagtferners ist eine derartig komfortable Lösung ohne erheblichen finanziellen Aufwand illusorisch.

Temperatur und Feuchte der Umgebung stellten dabei das geringere Problem dar, denn unter Schmelzbedingungen liegen diese immer noch im Bereich der vom Hersteller angegebenen Betriebsgrenzen. Schwieriger ist die Gewährleistung einer einigermaßen horizontalen Aufstellung und der Schutz vor mechanischen Einwirkungen. Gegenstände auf einer der Ablation ausgesetzten Eisoberfläche neigen dort zum Gleiten und Rollen. Auch Sicherungen durch Stützrohre und Keile bieten nur kurzzeitig Abhilfe. Um die empfindlichen Geräte wenigstens etwas vor Wind und Wetter, insbesondere aber auch der starken Sonneneinstrahlung zu schützen, wurden sie während des ersten Experimentes **HyMEX98** jeweils in zwei einfachen Iglu-Zelten untergebracht (*Tafel XVIII*). Zur Fixierung dienten die mitgebrachten Transportkisten. Leider drohten diese bereits nach wenigen Tagen umzustürzen, so dass eigentlich ein völliger Neuaufbau der Anlage erforderlich gewesen wäre. Somit behalf man sich bis zum Ende des Experiments durch ständige Abstützungsmaßnahmen, konnte aber letztlich nur froh sein, dass die Computer auch unter den Bedingungen einer ständig wachsenden Schräglage weiter zuverlässig ihren Dienst verrichteten.

Nach den guten Erfahrungen bei der horizontalen Lagerung des Stromgenerators auf einem Podest auf 4 in der Höhe regulierbaren in das Eis eingelassene Stelzen wurden bei **HyMEX 2000** die Zelte mit der Datenerfassung ebenfalls auf derartigen Podesten errichtet. Da jedoch die Fläche der verwendeten Holzpaletten kleiner als die Grundfläche der Zelte war, handelte es sich nur teilweise um eine Verbesserung. Prinzipiell ist diese Vorgehensweise jedoch eine relativ preisgünstige Lösung des Problems. Man muss sich jedoch darüber im Klaren sein, dass die verwendeten Zelte in solch exponierter Lage keinesfalls einen Wettersturz oder einen Gewittersturm überdauert hätten. Deshalb musste das Experiment auf eine Schönwetterperiode beschränkt bleiben, deren Dauer aber dank der deutlich verbesserten Wetterprognose zumindest für die Zeiträume der beiden Experimente gut abschätzbar war. Dies war auch mit ein Grund, weshalb das zweite Experiment, das ursprünglich für den Sommer 1999 geplant war, auf das

darauffolgende Jahr verschoben werden musste. Die Wetterlage und vor allem die Prognose war im maßgeblichen Zeitraum schlichtweg zu instabil.

In der *Abbildung 4.18* nicht enthalten ist ein *Digitalbarometer PA11* der Fa. *Vaisala*, das zur Messung des statischen Luftdrucks an der Station betrieben wurde. Leider war es zu dem üblicherweise in die Energiebilanzstation integrierte Barometer mit digitalem Ausgang nicht kompatibel, da es nur mit einem seriellen Datenausgang ausgerüstet ist. Das eigentlich zur Station gehörige Gerät konnte in der Höhenlage von 3000 m nicht verwendet werden, da dessen Messbereich dafür nicht ausgelegt war. Da aber ein weiterer serieller Eingang an keinem der Erfassungscomputer zur Verfügung stand, konnte das PA11 nicht direkt in die Anlage integriert werden. Bei **HyMEX 98** wurde daher der Luftdruck halbstündlich von der Anzeige abgelesen, bei **HyMEX 2000** für diese Aufgabe ein zusätzlicher Laptop eingesetzt. Um einen zeitlich besser aufgelösten kontinuierlichen Verlauf des Luftdrucks an der Station zu erhalten, wurde dieser zwischen den Stützstellen anhand der Registrierung an der Klimastation Vernagtbach interpoliert.

4.3.9 Logistik

In der Aufbauphase sind die noch ungeschützten Komponenten der Anlage sehr empfindlich gegenüber Witterungseinflüssen. Deshalb musste nach Eintreffen des Materials unverzüglich mit den Aufbauarbeiten auf dem Gletscher begonnen werden. Um Zeit zu gewinnen, wurde sämtliches Material und Personal in 5 bis 6 kurzen Helikopterflügen von den Rofenhöfen bei Vent innerhalb von etwa einer Stunde direkt an den Einsatzort gebracht (*Tafel XVII, Teilabb. a*). Anschließend wurde sofort mit dem Aufbau der Mastkonstruktionen und der notwendigen Infrastruktur (Stromversorgung, Aufbau der Schutzzelte etc.) begonnen. Somit konnten noch im Laufe des ersten Tages die empfindlichsten Messgeräte vor direkten Witterungseinflüssen geschützt werden.

Im Verlaufe der folgenden 2 Tage erfolgte die Aufrüstung der Messträger mit den Sensoren (*Teilabb. d*) und die Verdrahtung (*Teilabb. e*). Nach einer kurzen Testphase konnte nach 3 Tagen der operationelle Messbetrieb aufgenommen werden.

Bei beiden Experimenten dauerte die Schönwetterperiode so lange an, dass sowohl der Aufbau als auch die Messung nicht unterbrochen werden mussten. Die Abrüstarbeiten nach Beendigung der Intensivmessphase konnten sowohl bei **HyMEX98** als auch bei **HyMEX 2000** binnen eines Tages unter günstigen Wetterbedingungen abgeschlossen werden. Lediglich aufkommender Nebel verzögerte 2000 den sofortigen Abtransport des Materials mit dem Helikopter. Letzterer erwies sich für die Durchführung derartiger Kampagnen im Hochgebirge letztlich als unentbehrlich, was immer einen nicht unerheblichen Kostenfaktor darstellt.

5. Datenanalyse

Das vorliegende Kapitel beschäftigt sich mit den wesentlichen Schritten der nach Abschluss der Experimente durchgeführten Aufbereitung und Analyse der Messdaten. Die Methodik basiert auf den in langjähriger Erfahrung entwickelten Auswerteverfahren für mikrometeorologische Messungen am *Meteorologischen Institut der Universität München* (**MIM**), dort insbesondere auf den grundlegenden Forschungsarbeiten zur Messung der trockenen Deposition inerter und reaktiver Luftbeimengungen (BEIER & WEBER, 1992; BEIER *et al.*, 1994a; 1996). Ohne die dort entwickelten Algorithmen und Software-Pakete wäre die umfangreiche Auswertung mit Sicherheit nicht möglich gewesen. Andererseits waren natürlich auch Adaptionen an die besondere Anwendung auf einem Alpengletscher erforderlich. In bewährter Tradition erfolgte die Auswertung der Referenz-(Profil)-Daten und der Turbulenzmessungen zunächst weitgehend unabhängig und wurde erst in der zweiten Phase in einer Synthese zusammengeführt.

5.1 Analyse der Profildaten, Zeit-Höhenschnitte, Referenzdaten

Da bei der Durchführung der Experimente die aktive Unterstützung der an der Entwicklung der Energiebilanzstation maßgeblich beteiligten (inzwischen leider) ehemaligen Mitarbeiter des MIM, insbesondere von DIPL. MET. DIETRICH MÜLLER gewonnen werden konnte, wurde auch auf deren Expertise bei der Bereitstellung der Basisdaten der Profil- und Strahlungsmessungen zurückgegriffen.

Die Datenaufbereitung erfolgte daher mit den gleichen Methoden und Standards zur Qualitätskontrolle wie nach den früheren Experimenten des MIM mit Hilfe des speziell dafür entwickelten Softwarepaket **PS89FE** (BEIER *et al.*, 1996). Die wesentlichen Schritte umfassten dabei

- *Erzeugung eines kontinuierlichen Datensatzes mit zeitlicher Zuordnung über die jeweils 5-tägige Intensivmessphase auf der Basis einer Zeitschrittlänge von 1 Minute.*
- *Ersetzen der „Online-Kalibration" durch die geprüfte, individuelle für die Sensoren geltenden Koeffizienten.*
- *Korrektur des Nullpunkts der Strahlungsmessungen und - soweit möglich – die Korrektur von Orientierungsfehlern der Instrumente, Neukalibration der Daten mit für den kurz- und langwelligen Spektralbereich individuell gültigen Koeffizienten.*
- *Markierung von Ausfallzeiten einzelner Geräte (z.B. Feuchttemperatur durch Eisansatz) und gegebenenfalls Interpolation der Fehlwerte.*
- *Automatische bzw. manuelle Suche nach vereinzelten Ausreißern (Spikes) in den Daten und deren Interpolation.*
- *Korrektur von Standzeiten der Anemometer (insgesamt 51 Minutenmittelwerte).*
- *Überprüfung der Abweichung der Windrichtung von der eingemessenen Nordrichtung (Genauigkeit 0.2 Grad).*
- *Rekonstruktion eines kontinuierlichen Verlaufs des Luftdrucks an der Station aus den unregulären Messungen an der Station und der kontinuierlichen Registrierung an der Klimastation Vernagtbach. Die dafür notwendige Temperaturverteilung der dazwischen liegenden Luftschicht wird aus dem Gradienten zwischen der obersten Messhöhe an der HyMEX-Station und der an der Pegelstation gemessenen 2m-Temperatur abgeschätzt. Die Bestimmung der Luftdichte ist nach diesem Verfahren bei einer Genauigkeit von 0.7 hPa auf ca. 0.1% gewährleistet.*

- *Berechnung von abgeleiteten Größen, die in den Datensatz aufgenommen werden. Dazu gehören*
  - Vertikalprofile der spezifischen Feuchte **q**, der absoluten Feuchte **af**, der relativen Feuchte **rf** und des Dampfdrucks **e** (die Druckänderung über die Profilhöhe wird dabei berücksichtigt),
  - Profile und Schichtmittel der Luftdichte **ρ**,
  - Wärmekapazität $\mathbf{c}_p$ in Abhängigkeit vom Temperaturmittel über das Profil,
  - Verdunstungswärme $\mathbf{l}_v$ in Abhängigkeit vom Mittelwert von **q** über das Profil,
  - langwellige Strahlungsflüsse,
  - kurz- und langwellige Strahlungsbilanz,
  - Gesamtstrahlungsbilanz
  - Verhältnis der diffusen Sonnenstrahlung/Globalstrahlung,
  - Oberflächentemperatur aus der gemessenen langwelligen Ausstrahlung.
- *Berechnung der Referenzwerte auf die Messhöhen der Turbulenzmessungen mittels der Beziers-Interpolation aus den Profilgrößen.*

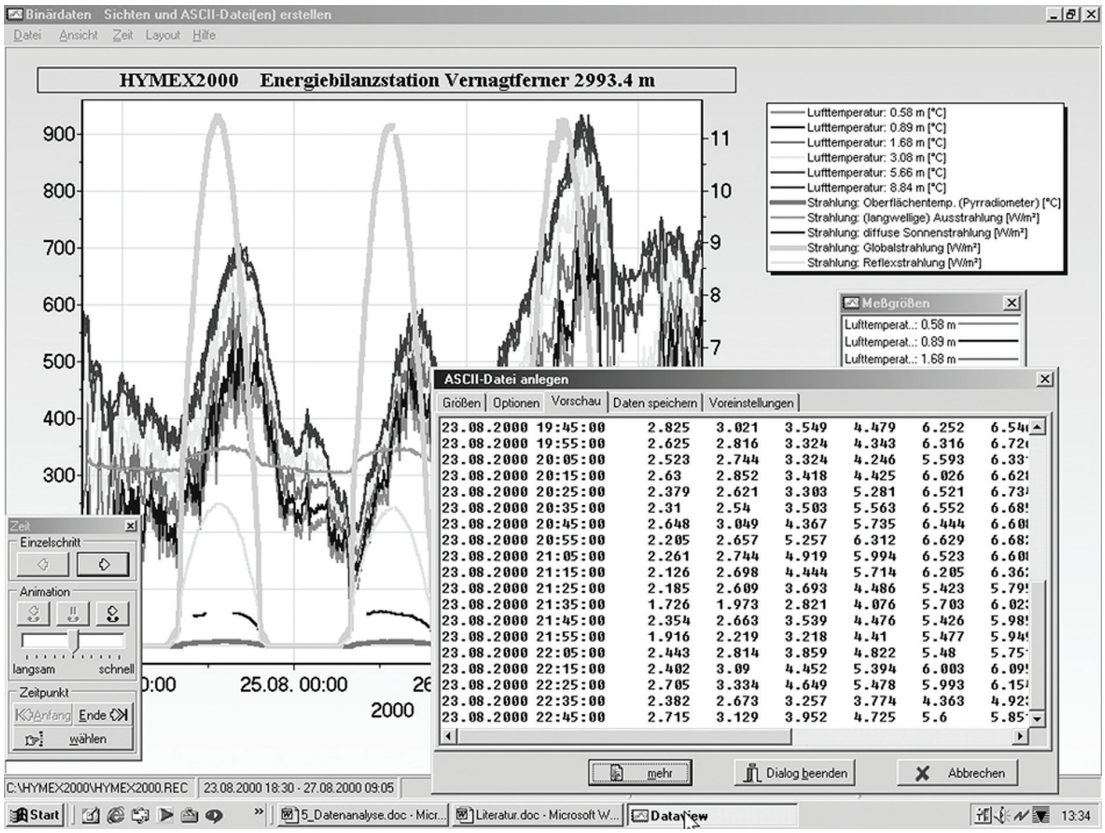


Abb. 5.1: *Daten des Experiments* ***HyMEX 2000*** *im Programm* ***DATAVIEW*** *(Müller, 2001).*

Die strukturierten binären Ergebnisdatensätze sind kompatibel zu der aktuellen Version des **Dataview**-Programms des **MIM** (z.B. auf Müller, 2001) unter dem Betriebssystem Windows®. Es ermöglicht den einfachen Zugriff auf beliebige Teilmengen des Gesamtdatensatzes, die mit frei wählbaren Mittelungsintervallen als ASCII-Dateien zur weiteren Analyse exportiert werden können (*Abbildung 5.1*).

Speziell für die Auswertung der HyMEX-Experimente wurden weitere Programme entwickelt, die mittels *Beziers*-Interpolation (Weber, 1987) die Profildaten auf ein reguläres Raster inter- bzw. extrapolieren, so dass sie in Form von Zeit-Höhenschnitten präsentiert werden können. Diese erlauben eine detaillierte Visualisierung der Entwicklung der Verteilung von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Wasserdampf-

gehalt in der eisnahen Grenzschicht. Beispiele aus der Intensivmessphase während **HyMEX98** finden sich auf den *Farbabbildungen auf Tafel XIX und XX.*

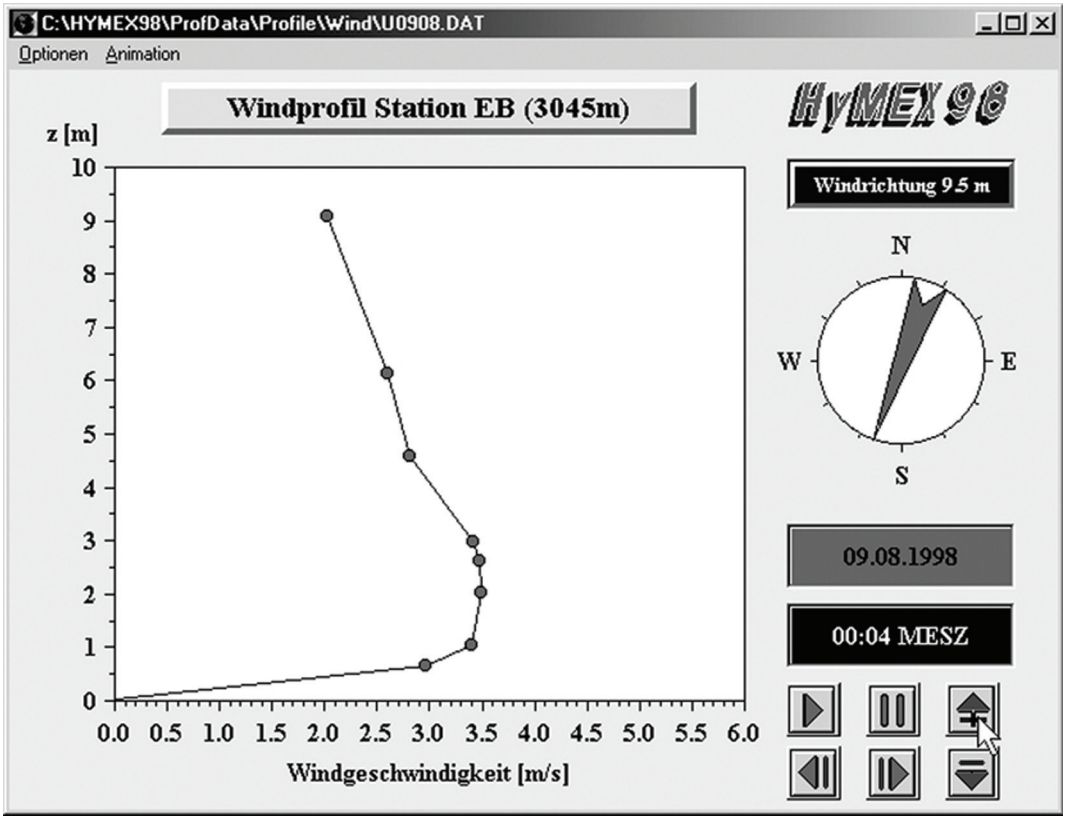


Abb. 5.2: *Screenshot des Moduls zur animierten Wiedergabe der Profile von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte (Dampfdruck), die auch gleichzeitig aufgerufen werden können. Das Beispiel zeigt ein Windprofil in der Nacht vom 9.8.1998 an der* ***HyMEX****-Station. Der Ablauf der Animation kann mit den Schaltflächen rechts gesteuert werden.*

Eine weitere Möglichkeit zur Veranschaulichung der Dynamik und Instationarität innerhalb der Gletscherwindschicht ist die Wiedergabe der Profile in Form einer Animation (*Abbildung 5.2*). Ein kurzes Demonstrationsbeispiel für diese moderne Form der Darstellung ist in der Präsentation „*Glaziologie in 3D*“ (Weber, 2002d) enthalten. Es zeigt im Zeitraffer die Böigkeit der Gletscherwindschicht und die Änderung des Niveaus des Maximums der horizontalen Windgeschwindigkeit.

5.2 Aufbereitung der Turbulenzdaten

Selbst die Anzahl der bei der Messung mit der Profilanlage anfallenden Minutenwerte ist noch so überschaubar, dass man sie in tabellarischer Form weiter verwerten könnte. Die Turbulenzmessung dagegen erzeugt die über 600fache Zahl an Messwerten, von denen jeder einzelne einen wichtigen Informationsgehalt besitzt, der aber ohne moderne EDV und grafische Darstellung dem Experimentator verschlossen bleibt.

Wie im *Abschnitt 4.3* ausführlich dargestellt, sind bei der Gewinnung der Turbulenzdaten die meisten Störeinflüsse nichtlinear und können daher auf Mittelwerte im Nachhinein nicht mehr korrekt angewandt werden. Dies macht zunächst die Speicherung des kompletten Rohdatensatzes erforderlich, führt aber nach Abschluss des Experiments zu einer noch aufwändigeren Nachbearbeitung, deren Aufwand an

Rechenzeit in der Regel den während der Messung verstrichenen Zeitrahmen bei weitem übersteigt. Besonders unangenehm ist dabei die Vorstellung, dass erst nach Abschluss dieser Arbeiten der Erfolg des Experiments wirklich beurteilt werden kann. Die im Rahmen der Echtzeitauswertung möglichen einfachen Rohauswertungen mit statistischen Methoden reichen nach eigener Erfahrung nicht einmal für eine ausreichende Kontrolle der Funktion der Anlage aus. Mittelwerte, Minima und Maxima sowie die Standardabweichung aller Messkanäle geben zwar in der Regel bereits Anhaltspunkte, ob der Sensor überhaupt ein Signal liefert und ob der Messbereich überschritten wird, die Signalqualität kann jedoch so nicht eingeschätzt werden. Selbst die grafische Darstellung eines kurzen Zeitabschnitts kann täuschen, zumal diese meist aus Ressourcenmangel nicht für alle Kanäle gleichzeitig erfolgen kann. Im Rahmen der **SANA**-Experimente beispielsweise wurde ein Kabelbruch lange Zeit nicht bemerkt, da auf diesem offenen Kanal das Übersprechen anderer Kanäle aufgezeichnet wurde. Oder ein langsam einsetzendes Schwingen eines Ausgangverstärkers zeigte sich leider auch erst bei einer Offline-Auswertung. Bei den **SANA**- und **SADE**-Feldkampagnen war man deshalb dazu übergegangen, am Abend auf einer weiteren Computeranlage im Quartier wenigstens eine grobe Sichtung des am Vortag gewonnenen Datenmaterials vorzunehmen, um auf Unwägbarkeiten reagieren zu können.

Bei den Gletscherexperimenten fehlten für diese Absicherung schlichtweg die logistischen Voraussetzungen, so dass zumindest während **HyMEX98** die ganze Zeit ein ungutes Gefühl blieb. Eine wohldurchdachte Echtzeitüberwachung der Signalqualität ist daher jeder Sofortauswertung vorzuziehen.

Obwohl die Eddykorrelationsmethode inzwischen weit verbreitet Anwendung findet, ist eine Standardsoftware zur Aufbereitung und Auswertung von Turbulenzmessung bislang nicht verfügbar, wenn auch nach Foken (2003) seit 2000 erste brauchbare Ansätze in Form des Programms **EDISOL** der *Universität Edinburgh* angeboten werden. Jeder Anwender ist in der Regel auf Eigenentwicklungen angewiesen. Dies ist auch wenig verwunderlich, da das Verfahren trotz seiner Anwendung über Jahrzehnte immer noch Gegenstand der Forschung ist und in der Wissenschaft noch heiß diskutiert wird. Zwar haben sich gewisse Standards und Probleme (*siehe Abschnitt 4.3*) herauskristallisiert, dennoch sind die Lösungen noch äußerst uneinheitlich und keinesfalls klar definiert. Vielleicht könnte in Zukunft die Gründung eines Konsortiums ähnlich **JPEG** (*Joint Photographic Expert Group*) oder **MPEG** (*Motion Pictures Expert Group*) in der Bildverarbeitung hier Abhilfe schaffen, dessen Aufgabe in der Definition entsprechender Standards für Softwareentwickler bestünde. Nur so könnte vermieden werden, dass das sprichwörtliche „Rad nicht andauernd neu erfunden werden muss".

Andererseits ist die Entwicklung und Pflege derartiger Software sehr langwierig und aufwändig, zumal sie mit den Fortschritten der EDV-Technik Schritt halten muss. Im Rahmen einer 7-jährigen Forschungstätigkeit in aufeinanderfolgenden gleichartigen Projekten wie anfangs der 1990er Jahre am MIM mit einer entsprechend großen Arbeitsgruppe war dies noch möglich, eine kleine Abteilung wie die Kommission für Glaziologie kann diese Aufgabe in einem einzigen Drittmittelprojekt mit nur zwei Experimenten kaum bewältigen, auch wenn die Arbeit quasi in Personalunion erfolgt.

Es war deshalb sinnvoll, bei der Auswertung der beiden **HyMEX**-Experimente das reichhaltige Erbe des MIM zu nutzen, das in den drei Programmpaketen für das **ES89**-System **ES89DE** (***D**ata **E**valuation, Aufbereitung der Rohdaten*), **ES89SG** (***S**pectral **G**raphics, [Spektral]-Analysepaket mit grafischer Oberfläche*) und **ES89FE** (***F**lux **E**valuation, Programme zur Flussberechnung*) besteht. Diese MSDOS®-basierte und in Borland Pascal™ kodierte Software wurde zwischen 1989 und 1995 entwickelt und enthält eine große Zahl von Hilfsprogrammen zur Datenbearbeitung und –auswertung. Insbesondere sind nahezu alle im *Abschnitt 4.3* beschriebenen Algorithmen implementiert. Einzelheiten zu den Programmpaketen würden an dieser Stelle den Rahmen sprengen, sie sind in Beier & Weber (1992) und Beier *et al.* (1994a/b) ausführlich dokumentiert. Daher nur soviel: Alle Pakete sind modular aufgebaut, **ES89SG** besitzt sogar eine Windows®-ähnliche grafische Benutzeroberfläche und ein dem heutigen HTML vergleichbares Hilfesystem mit integrierter Dokumentation. Die Oberfläche wurde mit einem vom Autor dieser Arbeit selbst entwickelten grafischen Code-Generator (**WES**) ähnlich dem später auf dem Markt gekommenen DELPHI™ erzeugt und bietet damit einen den Windows-Anwendungen vergleichbaren Komfort (das gleiche System wurde 1996 noch einmal zur Programmierung der Version 2.0 des **HBV**-Modells der KfG verwendet, die gegenwärtig noch im Einsatz ist). Das Kernstück der Software ist ein Spektral-

analysator, der Datensätze eines ganzen Tages in einem Schritt mit der im nachfolgenden *Abschnitt 5.3* beschriebenen Methodik analysieren kann. Enthalten sind ferner Module zur *Feinkalibration* der Daten und zur *Qualitätsprüfung*.

ES89FE dagegen berechnet Kovarianzen und Flüsse auf konventioneller Basis und geht auf die Arbeiten von DILLMANN (1991) zurück. Es muss inzwischen in großen Teilen als überholt betrachtet werden und wurde nur noch für den Erhalt von ersten Resultaten verwendet.

Die im Paket **ES89DE** implementierten Algorithmen zur Datenaufbereitung sind auch gegenwärtig noch der Stand der Technik. Das Paket wurde anfangs der 1990er Jahre um grafische Module erweitert, welche die zeitaufwendige Suche nach Datenfehlern (z.B. das Entfernen von Spikes) halbautomatisch erledigen oder Rotorfahrten auffinden und korrigieren können. Dazu wurden speziell entwickelte digitale Filter verwendet. Ein weiteres wichtiges Modul berechnet die erforderlichen Vektortransformationen.

Eine deutliche Beschränkung jedoch stellt die Verwendung des Betriebsystems MSDOS dar, unter dem insbesondere die Speicherorganisation moderner PC-Anlagen nur unzureichend genutzt werden kann. Eine völlige Neuentwicklung der Software für WINDOWS® z.B. mit DELPHI™ hätte aber mehrere Mannjahre in Anspruch genommen, die im Rahmen des Projektes „Glazialabflüsse“ nicht zur Verfügung standen. Die zuletzt im Jahre 1995 erweiterte Originalversion von **ES89DE** war auf die Verarbeitung der von der Datenerfassung des **ES89**-Systems gelieferten 10Hz-Spannungsdaten ausgelegt, rationale Abtastfrequenzen waren nicht vorgesehen. Bei den **HyMEX**-Experimenten fiel jedoch täglich nicht nur mehr als die doppelte Datenmenge an, sondern diese auch noch mit einer „krummen“ Abtastrate, die von den meisten Modulen in der *Version 94.0* ohne Modifikation nicht verarbeitet werden konnten.

Trotz dieser Probleme wurde daher die Software nicht vollständig neu entwickelt, sondern nur die zur korrekten Datenaufbereitung unbedingt erforderlichen Module angepasst bzw. erweitert. Diese Erweiterungen waren keinesfalls trivial, da insbesondere eine Umstellung der Logik der Speicherverwaltung in vielen Fällen erforderlich wurde. Dennoch war es der effizienteste Weg zu einem leistungsfähigen Software-Paket zu gelangen, mit dem bereits im Frühjahr 1999 das Experiment **HyMEX98** soweit ausgewertet werden konnte, dass dessen Erfolg beurteilt und die Erfahrungen als Grundlage des Folgeexperiments dienen konnten.

Die wesentlichen Schritte des sich bei der Aufbereitung mit dem Programmpaket **ES89DE** ergebenden Arbeitsablaufes sind in der *Abbildung 5.3* schematisch dargestellt. Um die am Gletscher gewonnenen Rohdaten den Modulen des **ES89DE**-Paketes zugänglich zu machen, wurden sie zunächst durch einen *Konverter* in das spezifische Format der **ES89**-Datenerfassung umgewandelt. Dieses enthält sämtliche Messkanäle in Form von Integer-Spannungswerten auf einem festen Zeitraster über die Dauer von 30 Minuten. Inhalte der Kanäle, Umrechnungsfaktoren sowie Verknüpfungen werden in einer zugehörigen Steuerdatei deklariert. Die in der Urversion von der *Kaijo-Denki*-Instrumenten direkt ausgegebenen Temperaturkanäle $\mathbf{T}'$ und $\mathbf{T}$ werden vom Konverterprogramm durch die *akustische Virtuelltemperatur* nach Gleichung *[4.25]* (*Abschnitt 4.3.5*) und die Näherung nach Gleichung *[4.26]* ersetzt, wobei bei letzterer die Referenzdaten der Profilstation herangezogen werden. Eine weitere wichtige Aufgabe des Konverterprogramms besteht in der korrekten Zuordnung der Daten auf das feste Zeitraster, da der Datensatz des Anemometers keinerlei Zeitinformation enthält. Einzelne Zeitmarken werden jedoch gleichzeitig mit den Befehlen an das Anemometer durch das Erfassungsprogramm gesetzt, so dass eine Kontrolle möglich ist.

Anschließend ist mit den Grafikmodulen des **ES89DE**-Paketes eine erste Sichtung der Daten möglich. Mit einem speziellen Modul wird daraufhin nach Ausreißern (Spikes) in den analogen Spannungsdaten gefahndet. Die automatische Suche erfolgt sowohl über statistische Kriterien (3-$\boldsymbol{\sigma}$-Grenze) als auch über einen extremen Tiefpassfilter, der zusätzlich sehr steile Signalflanken und Sprünge detektiert. Die potentiell fehlerbehafteten Werte werden angezeigt und können entweder durch Interpolation oder auch grafisch mit dem Mauszeiger am Bildschirm korrigiert werden. Dank der relativ günstigen Bedingungen am Gletscher und der relativ kurz gehaltenen Analogkabel war die Anzahl von Einstreufehlern in den **HyMEX**-Datensätzen erfreulich gering.

Die weitere Aufbereitung der Datensätze erfolgt für die vektoriellen und die skalaren Größen in getrennten Zweigen. Dabei ist eine strikte Reihenfolge zu beachten. Zur Berechnung der Komponenten

des Windvektors werden zunächst der *Speed-up*-Effekt und die Abschattungseffekte tabellarisch in Abhängigkeit von der relativen Anströmung zum Anemometer korrigiert. Im Bereich des optimalen Anströmsektors (*siehe auch Abschnitt 4.3.5*) sind diese Korrekturen minimal.

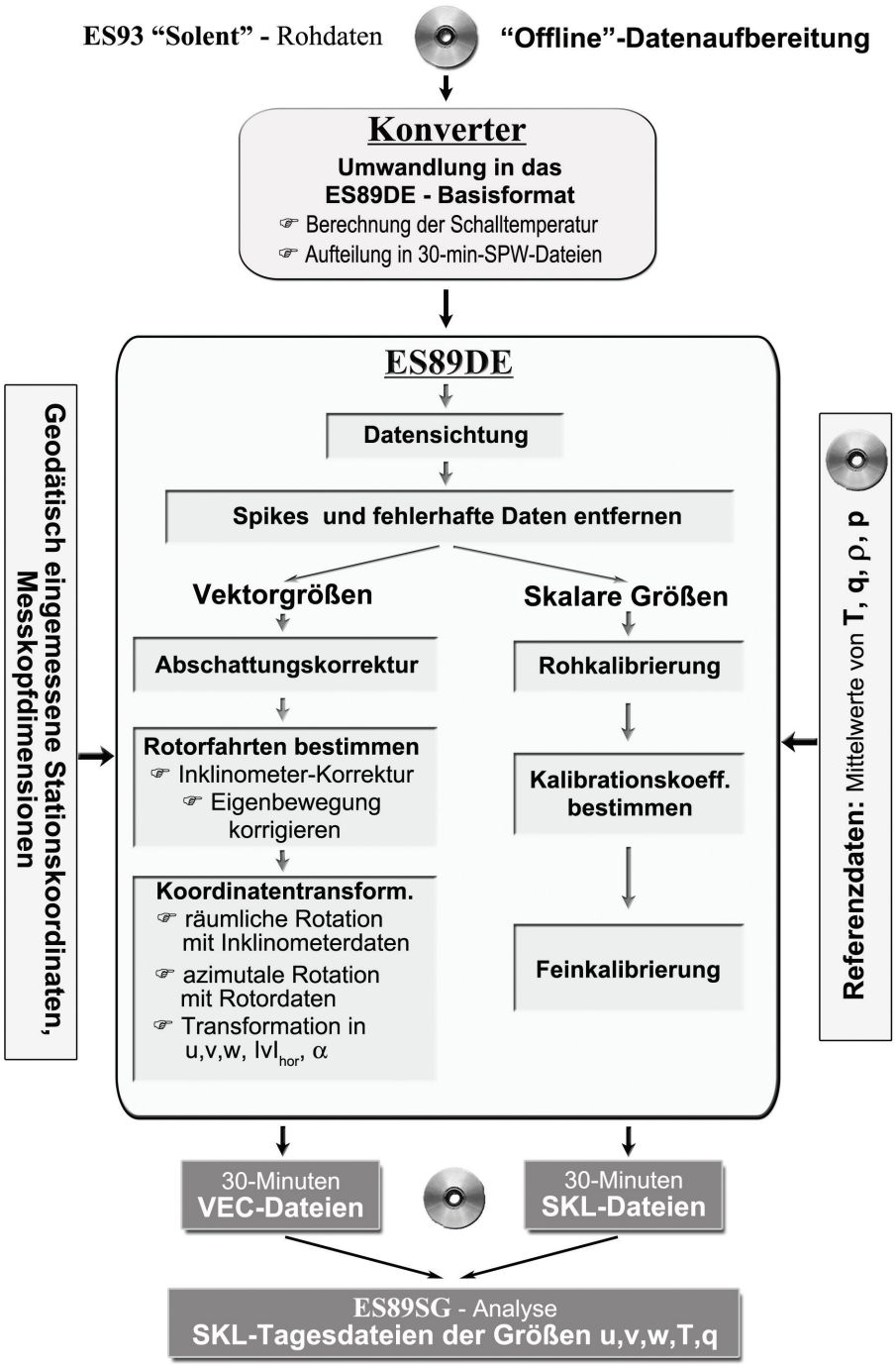


Abb. 5.3: *Schematische Darstellung der Aufbereitung der Turbulenzmessdaten mit* ***ES89DE****.*

Wegen der seriellen Datenübertragung ist der exakte Zeitpunkt einer Rotorfahrt nicht bekannt und

muss im Nachhinein mittels eines entsprechenden Tools ermittelt werden. Dies gilt insbesondere auch für manuell gesteuerte Fahrten, wie sie beispielweise auch zu Wartungszwecken vorgenommen werden. Da das Inklinometer auch Beschleunigungen registriert, hinterlassen Rotorfahrten eindeutige Muster in den Komponenten, anhand derer Zeitpunkt, Dauer und Drehsinn der Rotation eindeutig festgestellt werden (WEBER, 1995). Entsprechend wird die Azimutstellung des Rotors zwischen Anfangs- und Endpunkt interpoliert und in den Datensatz eingefügt, in dem bislang nur die sporadisch erfolgenden Abfragen des Stellregisters eingetragen sind. Plausibilitätstests sichern dabei die korrekte Abfolge. Anschließend werden die Markierungen aus der Inklinometerregistrierung durch Tiefpassfilterung entfernt, da die hochfrequenten Schwingungen durch Beschleunigungen und nicht durch Neigungsänderungen des Sensors verursacht wurden. Anhand der geometrischen Abmessungen des Systems und der Drehwinkelgeschwindigkeit erfolgt die Korrektur der Tangentialkomponente. Auch diese Korrektur ist wegen der geringen Rotationsgeschwindigkeit und des kurzen Abstands von der Rotationsachse gering und liegt im Bereich der Messgenauigkeit.

Im letzten Schritt erfolgt eine 3D-Rotation um den Ursprung der Windkomponenten entsprechend der tiefpassgefilterten Winkelanzeige des Inklinometers. Anhand der aktuellen Stellung des Rotors zur definierten Nordrichtung erfolgt zusätzlich eine azimutale Drehung. Nach deren Durchführung liegen die Koordinaten des Windvektors in einem orthogonalen Koordinatensystem vor, dessen z-Achse (**w**) in Richtung des Geopotentials zeigt, die horizontalen Achsen **u** und **v** in West-Ost-Richtung bzw. Nord-Südrichtung ausgerichtet sind. Diese Komponenten werden zusammen mit dem Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit und dem Azimutwinkel gegen die Nordrichtung in der Ergebnisdatei für vektorielle Größen abgelegt.

Die Kalibrierung der beiden skalaren Größen Temperatur und spezifische Feuchte erfolgt in drei Schritten: Zunächst werden die Rohdaten zur Skalierung mit einer Rohkalibrierung versehen. Anschließend wird eine Tiefpassfilterung mit einer Zeitkonstante von ca. 20 Sekunden (akustische Virtuelltemperatur) und 45 Sekunden (Feuchte) durchgeführt, um die Trägheitseigenschaften der Referenzdaten zu simulieren. Abschnittsweise werden daraufhin Regressionen gegenüber den 1-Minuten-Mittelwerten der Referenzgrößen durchgeführt und das Ergebnis in Dateien mit skalaren Größen abgespeichert. Unter Berücksichtigung der Luftdichte im Datensatz der Energiebilanzstation kann die zunächst als absolute Feuchte $\mathbf{af'}$ vorliegende Feuchtefluktuation in die der spezifischen Feuchte $\mathbf{q'}$ umgerechnet werden. Die Kalibrierung der Oberflächentemperatur aus dem Infrarotthermometer, dessen Daten ebenfalls im Datensatz enthalten sind, erfolgt separat.

Die auf diese Weise erzeugten Datensätze dienen als Grundlage für die weiteren Analysen. Zur besseren Handhabung werden im allerletzten Schritt die einzelnen Basisgrößen in Dateien abgelegt, welche jeweils einen vollständigen Messtag enthalten. Ausfallwerte sind dabei besonders gekennzeichnet. Diese Dateien sind wiederum kompatibel mit dem **DataView**-Programm von D. MÜLLER (*siehe Abschnitt 5.1*), so dass in einfacher Weise beliebige Ausschnitte des Datensatzes als Mittelwerte mit Standardabweichung oder auch in der zeitlichen Originalauflösung exportiert werden können.

Damit wird der unmittelbare Einblick in die Variation der Messgrößen über den gesamten Skalenbereich ermöglicht. Ein Beispiel für diese Option zeigt die *Farbabbildung Tafel XXI*, auf der neben dem Tagesgang des Vertikalwindes und der horizontalen Windgeschwindigkeit schrittweise ein zeitlich immer höher aufgelöster Ausschnitt eines am 11.8.1998 gewonnen Datensatzes der Temperatur und der spezifischen Feuchte gezeigt wird.

5.3 Zur Theorie des Eddykorrelationsverfahrens

Im *Kapitel 4* und auch im vorangegangen *Abschnitt 5.2* wurden die wesentlichen Maßnahmen beschrieben, um für die Flussberechnung nach dem Eddykorrelationsverfahren möglichst qualitativ hochwertige Ausgangsdaten zu erhalten. Die Eddykorrelationsmethode hat gegenüber Profilmethoden einen sehr viel höheren Stellenwert, da sie quasi als direkte Methode zur Flussbestimmung gehandelt wird, was nichts anderes bedeutet, als dass sie keine Parametrisierungen benötigt. Sie kann damit vermeintlich auch un-

ter ungünstigen Bedingungen wie einem heterogen gegliederten Gelände oder einer extrem stabilen Grenzschicht eingesetzt werden, denn sie liefert ja immer zuverlässig den lokalen Fluss. Nur, wie kann das Ergebnis dieser Flussmessung interpretiert werden? Lässt man diese entscheidende Frage außer Acht, dann kann Eddykorrelation die einfachste Methode sein, um auch in einer höchst instationären Gletscherwindschicht korrekte turbulente Flüsse zu messen. Beleuchtet man aber die Hintergründe, dann ist es wohl die schwierigste Methode überhaupt, um Flüsse zu erhalten.

In den meisten kommerziellen Softwareprogrammen wird dieser letzte Schritt höchst simpel gelöst. Es wird anhand der gemessenen Zeitreihen über eine gewisse Anzahl Werte **N** der vektoriellen Windkomponenten **u**, **v** und **w** sowie der skalaren Größen der Temperatur **T** und der spezifischen Feuchte **q** nach den folgenden Formeln die Kovarianz berechnet:

$$\textbf{[5.1]} \quad \overline{w'T'} = \frac{1}{N-1}\left[\sum_{k=0}^{N-1} w_k \cdot T_k - \frac{1}{N}\left(\sum_{k=0}^{N-1} w_k \sum_{k=0}^{N-1} T_k\right)\right]$$

für den kinematischen Fluss der fühlbaren Wärme, und analog nach

$$\textbf{[5.15]} \quad \overline{w'q'} = \frac{1}{N-1}\left[\sum_{k=0}^{N-1} w_k \cdot q_k - \frac{1}{N}\left(\sum_{k=0}^{N-1} w_k \sum_{k=0}^{N-1} q_k\right)\right]$$

den für die latente Wärme (z.B. nach Foken, 2003).
Etwas komplexer ist die Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}_*$, die sich zu

$$\textbf{[5.3]} \quad u_*^2 = \sqrt{\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2}$$

in analoger Weise berechnet (Beier & Weber, 1992), wobei in *[5.1]* und *[5.2]* die skalaren Temperatur- und Feuchtewerte jeweils durch die Komponenten des Windvektors **u** (N-S-Richtung) und **v** (W-O-Richtung) ersetzt werden müssen.

Das Konzept erscheint zunächst bestechend, denn die Summen und Produkte in *[5.1]* und *[5.2]* lassen sich ohne besonderen Aufwand bei der Datenerfassung quasi in Echtzeit berechnen, so dass man nach einer gewissen Anzahl von **N** Messwerten direkt mit den Gleichungen *[4.12]* und *[4.13]* in *Abschnitt 4.2* einen Wert für die turbulenten Flüsse **H** und **LE** erhält. Aber leider ist dies nur die halbe Wahrheit, denn wie bereits im *Abschnitt 4.2* angedeutet, beruhen die Gleichungen auf drastischen Vereinfachungen. Sie gelten ähnlich den Parametrisierungsansätzen nur dann, wenn die natürlichen Verhältnisse möglichst gut mit den Modellvorstellungen übereinstimmen. Messdaten spiegeln jedoch ein Konglomerat aller Prozesse wieder, auch solcher, die in den Gleichungen nicht beschrieben werden. Es gilt somit bei der Auswertung der Turbulenzdaten, zunächst die relevanten Vorgänge durch geeignete Analysemethoden und Modellvorstellungen zu isolieren.

Das Problem könnte vielleicht mit dem Versuch verglichen werden, eine digitale HiFi-Aufnahme eines Konzertes mit unzureichender Ausrüstung inmitten eines lärmenden Publikums zu erstellen. Das Ergebnis dürfte zunächst sehr unbefriedigend sein, da die eigentlich gewünschten Töne der Instrumente durch Rauschen und Nebengeräusche so überlagert werden, dass sie kaum wahrgenommen werden. Dennoch sind inzwischen EDV-gestützte Werkzeuge verfügbar, die mit Hilfe von Signalanalysemethoden, Filtern und Modellen der Klangcharakteristiken der verwendeten Instrumente sogar solche Aufnahmen restaurieren können. Die nachfolgenden Abschnitte zeigen, dass sich diese Vorgehensweise von den Auswerteverfahren bei Eddykorrelationsmessungen gar nicht so weit unterscheiden.

5.3.1 Taylor-Hypothese und organisierte Turbulenz

Der turbulente Transport durch die atmosphärische Turbulenz in der Grenzschicht ist ein dreidimensionaler, nichtlinearer chaotischer Prozess, der bei der Eddykorrelationsmethode mit einer nur aus einer Punktmessung abgeleiteten statistischen Kenngröße – der Kovarianz - möglichst vollständig erfasst werden soll. Der relativ beschränkte Informationsgehalt einer eindimensionalen Zeitreihe muss durch geeignete Interpretation und Annahmen bezüglich Homogenität und Stationarität erweitert werden. Diese Transformation erfordert eine sehr konkrete Modellvorstellung, wie sich die räumliche Information in der gemessenen Zeitreihe wiederspiegelt, oder anders ausgedrückt, durch welche Prozesse diese zustande kommt. In der *Abbildung A* auf der *Tafel XXII* ist ein sehr einfaches derartiges Modell skizziert, das die Realität sicherlich nur beschränkt wiederspiegelt, aber dennoch eine plausible Erklärung für die weitere Vorgehensweise anbietet.

Die Profilmessungen zeigen, dass die Grenzschicht über einem schmelzenden Gletscher in der Regel stabil geschichtet ist, sich also wärmere Luftmassen über kälteren befinden. Je nach den äußeren Randbedingungen ist in den höheren Schichten der Wasserdampfgehalt möglicherweise geringer als direkt an der schmelzenden Eisoberfläche, wo ein hohes Angebot an Flüssigwasser vorhanden ist. Während im Flachland eine stabile Schichtung eher durch geringe Luftbewegung charakterisiert ist, wird über Gletschern auch bei klarem Himmel ein beständiger Wind in Richtung des mittleren Gefälles beobachtet, der sich durch eine ausgeprägte Böigkeit auszeichnet (Hoinkes, 1955; 1956). Es handelt sich also um eine hochgradig turbulente Strömung. Die Böen können als unmittelbare Folge unterschiedlich großer walzenförmiger Wirbel mit einer horizontal ausgerichteten Achse verstanden werden, die in der Grundströmung eingebettet sind. Ihre kinetische Energie beziehen sie aus der mittleren Strömung, welche ihrerseits durch ein äußeres Druckgefälle und teilweise auch durch die Schwerkraft aufrechterhalten wird. Als Ursache für die Wirbelbildung dienen die zur aerodynamisch rauen Oberfläche hin wachsenden Scherkräfte.

Die zwangsläufig in den Wirbeln auftretenden Vertikalbewegungen bewirken eine Durchmischung der Schicht, es wird warme und trockene Luft von oben nach unten und kühlere feuchtere von unten nach oben transportiert. Die spezifische Feuchte bleibt bei diesem Vorgang erhalten. Innerhalb der Elemente ist die Luft je nach Drehsinn auf der Leeseite dadurch geringfügig trockener und wärmer als auf der Luvseite. Treibt nun ein solcher „Wirbel“ an einem in die Strömung hineinragenden Sensor mit dem mittleren Wind vorbei, wird mit der Zeit eine rasche Zu- oder Abnahme der Temperatur und Feuchte registriert. Das Element darf sich während der Passage nicht wesentlich verändern. Unter diesen Voraussetzungen findet man in der Registrierung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des mittleren Horizontalwindes, der Dimension und Intensität des Wirbels, sowie dem Niveau, in dem er angeschnitten wird, eine Welle mit entsprechender Länge und Amplitude. Ist die Driftgeschwindigkeit bekannt, lässt sich umgekehrt aus den Zeitreihen der Windkomponenten und der skalaren Größen auf die Dimension und die Verhältnisse innerhalb des Wirbels schließen. Unter dieser Bedingung genügt zur Berechnung des durch eine horizontale Fläche in Höhe des Sensors erfolgten vertikalen Wärmetransportes die Bestimmung der Kovarianz der diskret vorliegenden Messwerte nach den Gleichungen *[5.1]* und *[5.2]*. Die notwendige Anzahl **N** von Messwerten ergibt sich dabei aus dem Quotienten zwischen der beim Passieren des Wirbels verstrichenen Zeitdifferenz $\mathbf{t_e - t_a}$ und der Dauer des Zeitschritts $\mathbf{\Delta}$ zwischen den diskreten Messungen zu

$$N = \frac{t_e - t_a}{\Delta} .$$

Diese relativ einfache Vorstellung von den Vorgängen in der turbulenten Grenzschicht und deren messtechnische Erfassung geht auf Taylor (1938) zurück, der in diesem Zusammenhang den Begriff von der „*eingefrorenen Turbulenz*“ prägte. Er beschrieb damit seine Hypothese, dass die Turbulenzelemente über eine gewisse Zeitspanne nahezu unverändert (stationär) mit der mittleren Strömung fortbewegt werden und daher ein Abbild des sich stromaufwärts befindlichen dreidimensionalen Turbulenzfeldes auf eine

Zeitreihe projiziert wird. Dies leitete er aus der Beobachtung ab, dass markante Muster in den Zeitreihen von Messgrößen in einigem Abstand in Leerichtung nahezu unverändert wiedergefunden werden können.

Am deutlichsten zeigen sich die Turbulenzelemente in Zeitreihen von skalaren Größen wie der Temperatur oder der Feuchte. Da während der **HyMEX**-Experimente keine simultanen Messungen an mehreren Türmen durchgeführt wurden, soll das TAYLOR´sche Prinzip der eingefrorenen Turbulenz anhand eines kurzen Ausschnittes zweier simultaner Temperaturregistrierungen in *Abbildung 5.4* demonstriert werden, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen während des **SADE**-Experimentes 1993 (BEIER *et al.*, 1994a) gewonnen wurden. Die im oberen Teil der Abbildung wiedergegebenen Messreihen von über 5 Sekunden gemittelten 10Hz-Werten zeigen zumindest ähnliche Strukturen wie am benachbarten 5.5-m Turm, was als Hinweis dafür gelten kann, dass tatsächlich identische Turbulenzelemente angeschnitten wurden. Allerdings ergibt sich nicht unbedingt die nach der Modellvorstellung des walzenförmigen Wirbels erwartete symmetrische Wellenform. Charakteristisch sind dagegen unregelmäßig erscheinende Strukturen, die einen Zeitraum von einer bis maximal einiger weniger Minuten überdauern.

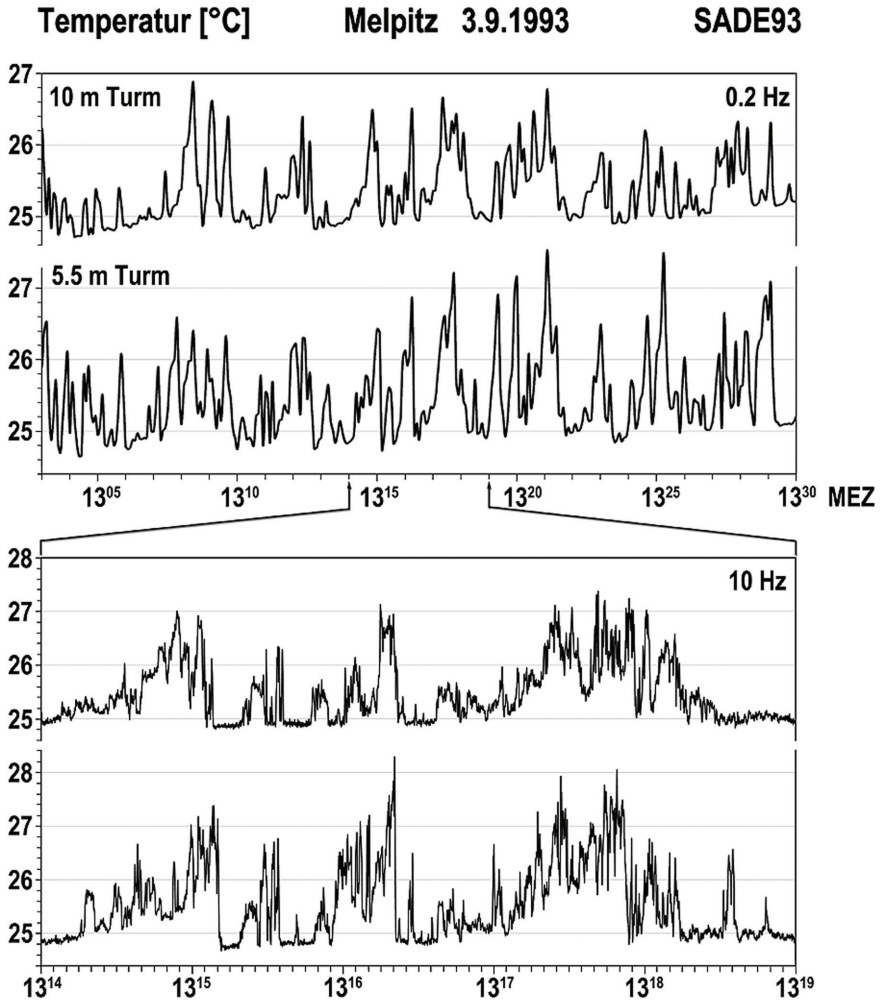


Abb. 5.4: *Konvektive Turbulenzstrukturen am Beispiel eines Ausschnittes zweier Zeitreihen der Temperatur, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen (siehe auch Abb. 4.3) über einer trockenen Wiese gemessen wurden. Datenquelle: „Mikrometeorologische Datenbank", MÜLLER (2001).*

Das klassische Wirbelmodell der Turbulenz (KOLMOGOROV, 1941; STULL, 1988; FOKEN, 2003) beinhaltet einen Kaskadenprozess, bei dem die durchschnittliche Größe der Turbulenzelemente durch Zerfall zur Oberfläche hin abnimmt. In *Abbildung 5.4* ist eine Zunahme der Dimension der Wirbel mit der Höhe nicht unmittelbar ersichtlich, da die obere Kurve wegen der in 10 m Höhe herrschenden höheren Windgeschwindigkeiten gegenüber der unteren eine unterschiedliche räumliche Transformationsskala besitzt und damit im unmittelbaren Vergleich gestaucht erscheint. Offensichtlich ist dagegen eine höhere Varianz in der 5.5m-Messreihe, welche auf eine Zunahme der Anzahl der Elemente hindeutet. Während des allgemein als Dissipation bezeichneten Zerfallsprozesses geben die größeren Wirbel ihre kinetische Energie an die kleineren ab. Unmittelbar an der Oberfläche zerfallen sie unter Freisetzung von Wärme vollständig. Die dabei erzeugte Wärmemenge ist mit weniger als 2 Wm^{-2} (FOKEN, 2003) im Verhältnis zu der innerhalb der Kaskade transportierten Wärme so klein, dass sie in der Energiebilanzgleichung nicht explizit berücksichtigt wird.

Die durch die zuletzt beschriebene Modellvorstellung implizierte unregelmäßige und zufällige Schwankung der Größen um einen Mittelwert erschließt sich erst bei einer zeitlich höher aufgelösten Darstellung, wie sie im unteren Teil der *Abbildung 5.4* vorgenommen wird. In den 10Hz-Werten wird ferner deutlich, dass die unregelmäßigen Schwankungen ausgehend von einem Niveau, das in diesem Beispiel bei ca. 25°C liegt, charakteristischen Strukturen mit einer größeren Skala überlagert sind. In *Abbildung 5.5* wird die untere der beiden hochaufgelösten Zeitreihen mittels einen Hoch- bzw. Tiefpassfilter in den Anteil mit hochfrequenten Fluktuationen und die niederfrequente Variation aufgeteilt. Dabei werden rampenförmige Strukturen isoliert, die in der Regel einen extrem steilen Abfall an der Luvseite zeigen. Hierbei handelt es sich offensichtlich im Gegensatz zu den zufälligen Bewegungen um kohärente (organisierte) Strukturen, welche besonderen Gesetzmäßigkeiten unterworfen sind.

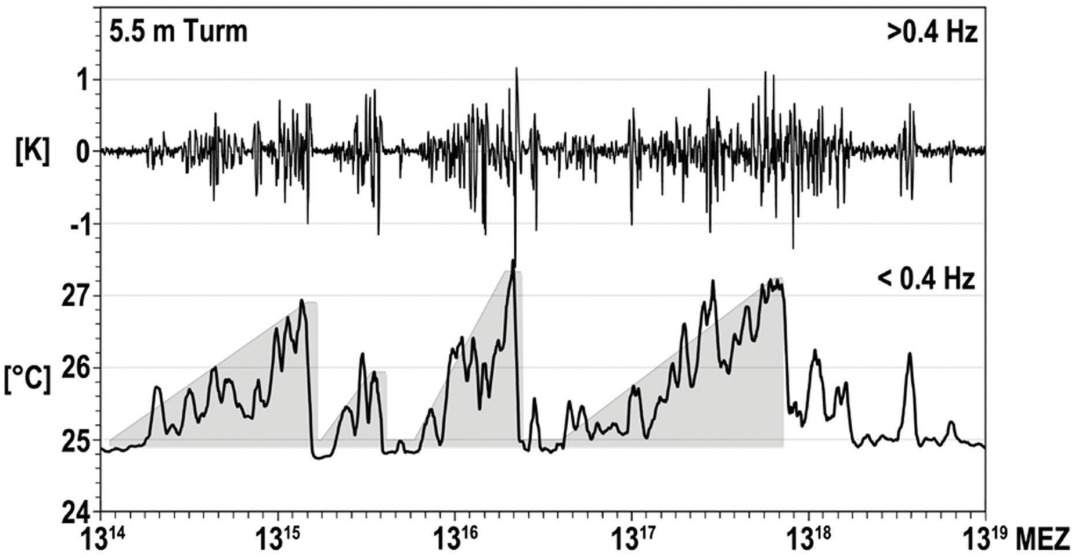


Abb. 5.5: *Zerlegung eines Ausschnittes der Zeitreihe vom 3.9.1993 in Abbildung 5.4 unten (5.5 m-Turm) mittels Bandpassfilterung in einen hochfrequenten Anteil von 0.4 bis 10 Hz (oben) und die niederfrequente Variation (unten) zur Isolierung der Rampenstruktur (hellgrau hervorgehoben).*

Betrachtet man nur statistische Kenngrößen und Mittelwerte über längere Zeiträume von einigen Minuten, wie dies lange Zeit bei Turbulenzmessungen gebräuchlich war, bleibt die Natur dieser Strukturen verborgen. Mit der Möglichkeit der Speicherung von zumindest längeren Abschnitten von Rohdatenserien und entsprechender Analysemethoden konnte die räumliche Struktur dieser in der englischsprachigen Literatur als „*ramp structures*" bezeichneten organisierten Turbulenzelemente untersucht und ihre Bedeutung für den Mechanismus des turbulenten Transports herausgestellt werden. Da sie besonders häu-

fig unter Bedingungen mit starker Konvektion und niedrigen Windgeschwindigkeiten auftreten, wurden sie als Besonderheit einer extrem labilen Grenzschicht erklärt (KAIMAL & BUSINGER, 1970). Sie wurden zunächst als isolierte Bereiche mit horizontalen Abmessungen in der Größenordnung von ca. 100 m erkannt, die mit den als *Thermikblasen* in der Mischungsschicht bekannten Strukturen in enger Verbindung stehen. In der Mikroskala stellen sie damit ein Analogon zu den großen organisierten Turbulenzformen wie beispielsweise die Tiefdruckwirbel auf der Makroskala dar. Da der scharfe Temperatursprung an der luvseitigen Begrenzung durchaus mit den Beobachtungen im Bereich von Frontdurchgängen vergleichbar ist, wurde dafür der Begriff „*Mikrofront*" geprägt und das Gesamtgebilde als konvektiver „*Plume*" bezeichnet (STULL, 1988). Wie auch in der *Abbildung 5.5* sichtbar, werden in diesem Bereich die irregulären turbulenten Bewegungen überdurchschnittlich angefacht, man spricht in diesem Zusammenhang auch von dem Vorgang der *Intermittenz*. Enthalpie aus den bodennahen Schichten kann in diesem Bereich besonders effizient an die größeren Strukturen in der Höhe weitergereicht werden. In der Wirkung ist die Zirkulation innerhalb der Plumes mit einem Staubsauger (STULL, 1988) vergleichbar, denn sie bewirkt ein diffuses seitliches Einmischen von Luftmassen in den Leebereichen, die im Bereich entlang der Mikrofront nach oben abgeleitet wird ($\mathbf{w}>0$). Zum Ausgleich ist in der Umgebung großräumiges Absinken feststellbar (KAIMAL & BUSINGER, 1970; STULL, 1988). Im Extremfall kann sich ein regelrechter Wirbelschlauch mit einer vertikalen Achse entwickeln, in dem die Transportvorgänge in Form eines sogenannten Staubteufels unmittelbar sichtbar werden. Ein solcher Staubteufel passierte glücklicherweise im Rahmen des **SANA**-Experimentes in Melpitz (Sachsen) im Jahre 1991 eine Turbulenzmessstation des MIM, so dass vergleichsweise extreme Vertikalbewegungen von über 2.5 m/s messtechnisch nachgewiesen werden konnten (BEIER *et al.*, 1994a).

Neben den dynamischen Effekten werden also auch die thermischen Auftriebskräfte innerhalb der konvektiven Struktur wirksam. Dennoch weisen WILCZAK & TILLMANN (1980) daraufhin, dass die Rampenstruktur in den skalaren Größen nicht die Folge des thermischen Auftriebes sondern vielmehr das Ergebnis der Scherung in der Strömung ist. Somit sind Strukturen dieser Art nicht auf labile Schichtungsverhältnisse beschränkt.

Ein weiterer Aspekt liegt in der Beständigkeit der organisierten Strukturen. Sie bleiben über längere Zeiträume von mehreren Minuten erhalten, sind also quasistationär. Da sie mit der mittleren Strömung verfrachtet werden, können sie daher durchaus im Sinne der TAYLOR´schen Hypothese korrekt auf eine Zeitreihe abgebildet werden. Der vertikale Energiefluss innerhalb des *Plume* wird daher in der Regel richtig durch die Korrelation von Vertikalwind- und Skalarfluktuation berechnet. Die Gebilde bedecken jedoch nur einen Teil der Fläche. Ob also der an einer Station berechnete Fluss repräsentativ ist, hängt davon ab, ob die Anzahl der während eines Mittelungszeitraums die Punktmessung passierenden organisierten Strukturen in etwa deren räumlicher Verteilung entspricht. Nach Untersuchungen von KAIMAL & BUSINGER (1970) ist etwa 40% der Fläche von konvektiven *Plumes* bedeckt. Auslöser für ihre Bildung sind insbesondere Geländeinhomogenitäten oder Hindernisse. Somit müssen Situationen vermieden werden, bei denen sich die Messeinrichtung quasi genau auf oder weit entfernt von einer „Zugstrasse" der Formen befindet. In diesem Fall ist der ermittelte Fluss nicht flächenrepräsentativ und muss letztlich zu einer nicht geschlossenen Energiebilanz führen.

Die Vielzahl der inzwischen durchgeführten Untersuchungen der Turbulenzstruktur unter unterschiedlichen Randbedingungen bezüglich Schichtung und Gelände zeigt, dass das Auftreten von organisierter Turbulenz eher die Regel als die Ausnahme bildet. Da Reibungsvorgänge deren Bildung unterstützen, ist es wenig verwunderlich, dass insbesondere über hohen Vegetationsbeständen ein ähnliches Verhalten beobachtet werden kann. Hier kann zur Erklärung allerdings auch die heterogene Quellen- und Senkenverteilung herangezogen werden. (GAO *et al.*, 1989; SHAW *et al.*, 1990). Förderlich für die Bildung von organisierter Turbulenz sind aber in jedem Fall eine niedrige Geschwindigkeit der mittleren Strömung und die Dominanz des Strahlungshaushalts in der Energiebilanz. Unter diesen Bedingungen ist dieser Mechanismus für die Natur offensichtlich ein sehr effizienter Weg, um die anfallenden Energietransporte möglichst effizient zu bewerkstelligen. Bei Starkwind und bedecktem Himmel dagegen ist das Energieangebot deutlich geringer, so dass die Transportkapazität mittels der reibungsinduzierten irregulären Turbulenz ausreicht. Wegen der auftretenden Scherungskräfte können sich dann organisierte Strukturen

weder entwickeln, noch haben sie eine nennenswerte Lebensdauer.

In der extrem stabil geschichteten Grenzschicht über einem Gletscher ist eine Forcierung der turbulenten Bewegung durch Auftriebskräfte weitgehend ausgeschlossen. Die Temperaturschichtung übt einen eher dämpfenden Einfluss auf die Vertikalbewegung aus und es dominieren primär die Reibungseinflüsse. Die schmelzende Eisoberfläche stellt keine Quelle, sondern eine Senke für die Energie dar. Dennoch dominieren auch hier in den Zeitreihen der skalaren Größen ähnliche organisierte Strukturen wie in der konvektiven Grenzschicht. Sichtet man die in der Gletscherwindschicht gewonnenen Zeitreihen der vektoriellen und skalaren Größen, so zeigen diese trotz der angesprochenen Dämpfungseffekte in der Relation zum Tagesgang eine beachtliche Varianz. Als Beispiel ist wiederum die *Abbildung* auf der *Tafel XX* heranzuziehen, welche den Tagesgang von Vertikal- und Horizontalwind, Temperatur und spezifischer Feuchte in Form von Mittelwerten und Varianzen auf der Basis der 21Hz-Daten vom 11.8.1998 während **HyMEX98** wiedergibt. Auf der 5-Minuten-Zeitskala unterscheiden sich die Tagesgänge von Temperatur und Feuchte noch erheblich, da sie mehr durch unterschiedliche advektive Vorgänge als den turbulenten Transport geprägt werden. Erhöht man die Auflösung jedoch auf 5-Sekunden-Intervalle, werden in beiden Größen nahezu identische Makrostrukturen sichtbar, welche zu den oben behandelten konvektiven Plumes in *Abbildung 5.4* sehr ähnliche asymmetrische Charakteristiken aufweisen. Diese finden sich letztlich auch in der Mikrostruktur wieder. Allerdings erscheinen die Formen zur Zeitachse spiegelbildlich. Ausgehend von einem relativ einheitlichen Niveau zeigen die Spitzen nicht wie im konvektiven Fall nach oben, sondern nach unten. *Sie sind damit ein hervorragender Indikator für die Richtung des damit verbundenen turbulenten Transports*. Auf das Vorzeichen des resultierenden Flusses kann somit aus derartigen Messreihen auch ohne Heranziehung von Informationen aus Vertikalprofilmessungen direkt geschlossen werden.

Die Analyse der hochaufgelösten Zeitreihen der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX 2000** zeigt in der stabilen Grenzschicht über dem Gletscher ein situationsbedingt unterschiedlich gehäuftes Auftreten dreier Grundformen organisierter Turbulenz in den skalaren Größen, nämlich von *Rampen*, *Wellen* und signifikanten *Spitzen*. Typische Beispiele dieser häufigsten Formen werden anhand von während **HyMEX 2000** gewonnenen Temperaturdaten zusammen mit der gleichzeitigen Registrierung des Vertikalwindes in der *Abbildung 5.6* wiedergegeben. In den von hoher Turbulenzintensität geprägten Nachtstunden dominieren *Rampenstrukturen* mit einer Mikrofront an der Luvseite (*Abbildungsteil a)*. Analog zu den zuvor beschriebenen konvektiven Plumes nimmt auch hier die nach oben gerichtete Vertikalbewegung in Richtung der Front zu. Die „katabatische" Plume hat aber für die Schichtung einen eher destruktiven Charakter. Offensichtlich werden kältere Luftmassen, die ihre Wärme bereits an der Oberfläche abgegeben haben, nach oben gemischt. Entsprechend ihrer mittleren Verfrachtungsgeschwindigkeit von etwa 3 m/s hat die in der linken Hälfte von *Abbildung 5.6a)* wiedergegebene Rampenstruktur eine Längenerstreckung von über 150 m. In diesem Bereich bewirkt sie ein allmähliches Anwachsen der Kaltluftschicht. Eine Serie dieser Strukturen bewirkt ein pulsierendes Verhalten der Grenzschicht, welches qualitativ auch gut den Ausschnitten in den Zeithöhenschnitten in der *Abbildung auf Tafel XX* entnommen werden kann. Wenn die konvektive Plume nach STULL (1988) bildhaft mit einem Staubsauger verglichen werden kann, ähneln die in der stabilen Gletscherwindschicht beobachteten Strukturen eher den Wirbeln, welche entstehen, wenn man von oben mit einem Föhn Warmluft in eine kalte Luftschicht stoßweise hineinbläst. Dadurch wird die an der Oberfläche gebildete Kaltluftschicht kräftig aufgewirbelt, so dass sie durch Luft aus wärmeren Schichten ersetzt werden kann, die wiederum erneut Wärme an den Untergrund abgeben kann.

Besonders in den Übergangszeiten bei Sonnenauf- und -untergang, während denen sich das Angebot an solarer Einstrahlung rasch ändert, können auch *Wellenstrukturen* beobachtet werden (*Abb. 5.6 b*). Die stabil geschichtete Luftmasse wird dabei in Schwingungen versetzt. Allerdings sind diese nicht mit der Vertikalbewegung korreliert, der Vertikaltransport wird daher im Gegensatz zu den Plumes kaum intensiviert. Die allmähliche Veränderung des Mittelwertes der Größen ist damit allein eine Folge von pulsierenden Advektionsvorgängen.

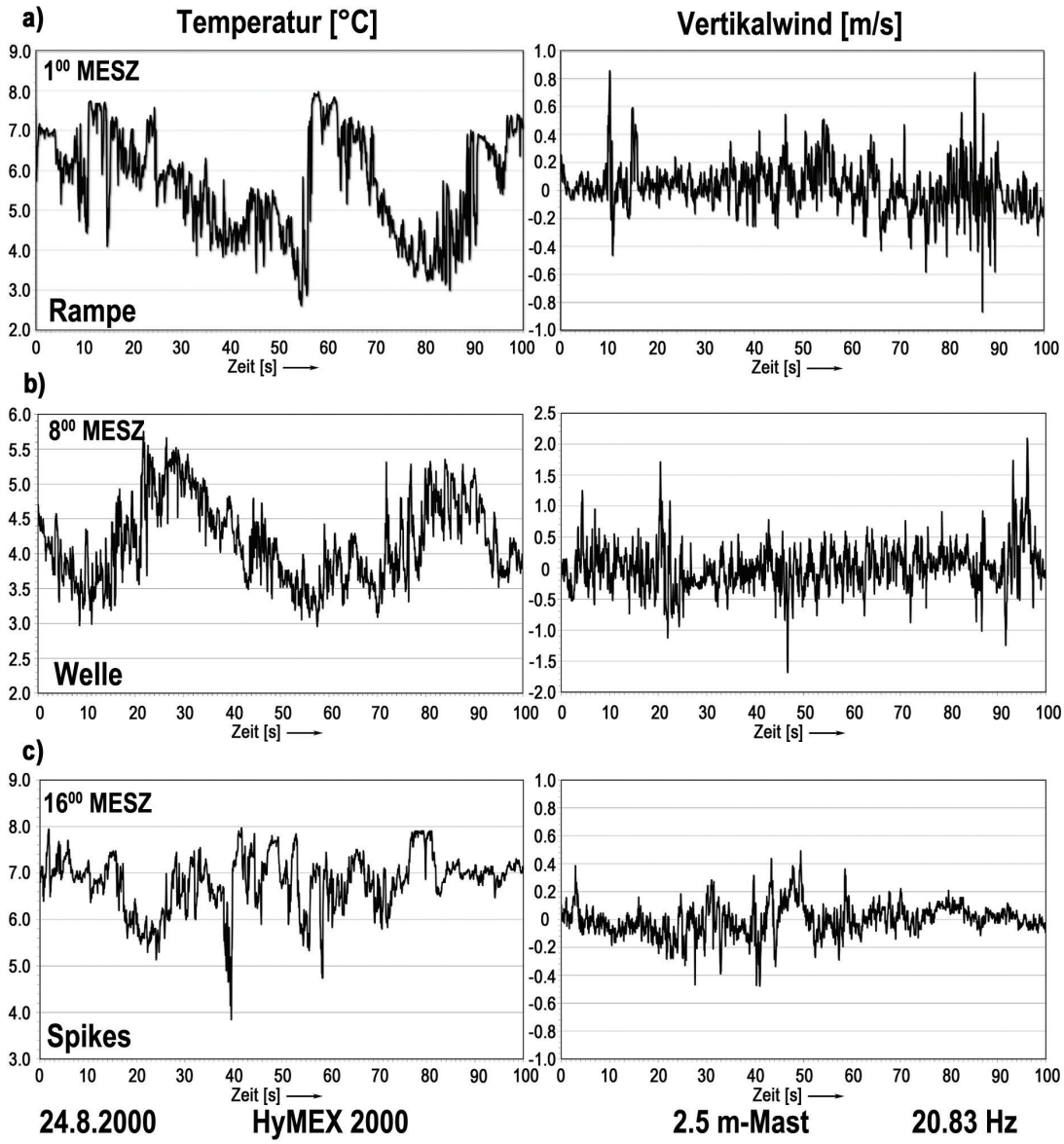


Abb. 5.6: *Unterschiedliche Typen von organisierten Strukturen in den hochfrequenten Zeitreihen der Temperatur (links) und des Vertikalwinds (rechts) in der Grenzschicht über dem Vernagtferner.*

In Zeiträumen mit abnehmendem solaren Strahlungsangebot und sehr geringer Geschwindigkeit der mittleren Strömung werden die Makrostrukturen uneinheitlich deutlich kleiner. Man findet Spike-ähnliche Formen, deren Spitzen ebenfalls zur Oberfläche hinweisen und in denen kalte Luft von der Oberfläche nach oben befördert wird (*z. B. Abb. 5.6 c, bei 40s*) und dadurch den Abbau der stabilen Schichtung fördert.

Die organisierten Turbulenzstrukturen in der stabilen Grenzschicht unterscheiden sich nach den Beobachtungen deutlich von den konvektiven Strukturen, obwohl sie eine ähnliche Wirkung und Form zeigen. Sie sind im Wesentlichen der Ausdruck von dynamischen Vorgängen, welche ihre kinetische Energie aus Prozessen außerhalb der eigentlichen eisnahen Grenzschicht beziehen. Auftriebskräfte unterstützen sie nicht, sondern haben eher einen hemmenden Einfluss. Die Bedeutung der Turbulenz besteht primär

im Abbau der sich durch Abkühlung an der Oberfläche bildenden stabilen Schichtung, wodurch letztlich die eigentlich dort unbedeutenden turbulenten Flüsse zur Oberfläche verstärkt werden können. Auffallend ist jedoch der periodische Charakter der Vorgänge. Daher kommen als Ursache sowohl Prozesse *innerhalb* der Grenzschicht als auch *außerhalb* in Frage.

Wegen der geneigten Oberfläche können Kaltluftmassen auch ohne Antrieb durch den Wind auf der synoptischen und mesoskaligen Skala infolge der Schwerkraft ähnlich einer Schneelawine in Richtung des Gefälles in Bewegung gesetzt werden. Obwohl die Bewegung innerhalb einer Lawine chaotisch und nicht deterministisch abläuft, handelt es sich als Ganzes um eine wohlorganisierte Struktur, deren Bedeutung in der Verfrachtung von Schneemassen vom Berg zu Tal liegt. Der Zeitpunkt des Abgangs und die Intensität lässt sich dabei schwer vorhersagen, wohl aber in der Regel der Weg. In ähnlicher Weise verhält es sich mit der Turbulenzstruktur der Grenzschicht über einem Gletscher. Ohne äußere Einflüsse kommt es zu sporadischem Abgleiten von Luftmassen mit einer entsprechenden makroskaligen Turbulenzstruktur entlang der Gefällelinie. Während dieses Vorganges ist auch die mittlere Strömung der turbulenten Bewegung zuzuordnen. Er ist damit hochgradig instationär, was durchaus mit den Beobachtungen über Gletschern übereinstimmt. Die verfrachtete Luftmasse muss durch Kompensationsströmungen ersetzt werden, sie hat ihren Ursprung meist in höheren und wärmeren Schichten. Dieser Mechanismus führt damit zu einer Verstärkung des Flusses.

Die eisnahe Grenzschicht kann weiterhin auch durch Turbulenz in höheren Schichten beeinflusst werden. Diese entsteht beispielsweise durch Verwirbelung des Höhenwindes an den Gipfeln und Kämmen oder sonstigen über das Gletscherareal hinausragenden Hindernissen und Kanten. Form, Art und Größe dieser Wirbel hängen dabei wesentlich von den Geländeformen, der Windgeschwindigkeit und der Anströmrichtung ab. Die entstandenen Wirbel können infolge ihrer Größe durchaus den Charakter einer organisierten Turbulenzstruktur annehmen und bei Lufttemperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt lokal die Funktion des oben erwähnten Föhngebläses übernehmen. Dadurch wird nicht nur die Grenzschicht durch die angefachte Turbulenz besser durchmischt, sondern auch zusätzliche Warmluft eingebracht (*Entrainment*). Die Folge ist wiederum sowohl eine Verstärkung des Wärmeflusses als auch ein instationäres Verhalten der Messgrößen. Hinweise auf Mechanismen dieser Art wurden bereits in einem ähnlich gearteten Experiment auf der *Pasterze* gefunden (Smeets *et al.*, 1998). Bedauerlicherweise sind sie ohne detaillierte Kenntnisse des Strömungsfeldes über dem Gletscher unter den synoptischen Randbedingungen kaum fassbar und zeigen sich in den eisnahen Messungen primär nur als Störung der Homogenität und der Stationarität. In der Regel dürfte der Effekt zu den Kämmen hin zunehmen, wie es auch die Unterschiede zwischen den Messungen an der höher gelegenen Station von **HyMEX98** gegenüber denen an der tieferen Station **HyMEX 2000** nahe legen. Letztere zeigen einen geringfügig höheren Grad an Stationarität. Allerdings fehlen bei beiden Experimenten die Information zu den Vorgängen in der Höhe.

Fazit der Untersuchung ist, dass auch in der eisnahen Luftschicht organisierte Strukturen für den turbulenten Transport eine bedeutende Rolle spielen. Da sie sich relativ scharf abgrenzen lassen, werden sie in den Zeitreihen trotz des hohen Instationaritätsgrades weitestgehend korrekt abgebildet. Insofern ist die Taylor´sche Hypothese der eingefrorenen Turbulenz erfüllt. Schwierig ist dagegen eine Abschätzung der Repräsentativität des Flusses für ein größeres Flächenareal, denn die Bedingung der horizontalen Homogenität ist allenfalls ansatzweise erfüllt.

5.3.2 Quellgebiet - Footprint

Die Diskussion im vorangestellten Abschnitt unterstreicht die Wichtigkeit, zur Beurteilung der Repräsentativität das Quellgebiet der an einer Station gemessenen Flüsse möglichst gut abgrenzen zu können. Dies gilt nicht nur für das Eddykorrelationsverfahren, sondern gleichermaßen auch für die Bulk- und Profilmethoden. Auch die Mittelwerte werden nicht durch die Unterlage unmittelbar an der Station, sondern durch die Prozesse über der im Luv des mittleren Windes gelegenen Geländefläche geprägt (Gash, 1986). Man spricht in diesem Zusammenhang von der Anlaufstrecke („*Fetch*"), seit Ende der 1980er Jahre auch

vom „*Footprint*“ (SCHMID & OKE, 1990), dessen Abmessungen wesentlich von der über die Schicht gemittelten Windgeschwindigkeit und der Turbulenzstruktur abhängen. Ein weiterer wesentlicher Parameter ist die Messhöhe. Prinzipiell ist die Situation vergleichbar mit dem Blick von einem Aussichtsturm. Je höher der Turm, desto weiter reicht der Blick. Andererseits sind von einem hohen Turm weniger Details des Bodens sichtbar als von einem niedrigeren. Ist das Gelände stark heterogen gegliedert, ist das Messergebnis ein Mischsignal, bei dem die einzelnen Flächenelemente je nach Entfernung und Bedingungen unterschiedlich stark gewichtet eingehen.

Lage und Gewichtung des Quellgebiets können für eine gegebene Situation anhand der Quellgebietstheorie mit sogenannten *Footprint-Modellen* abgeschätzt werden (SCHMID & OKE, 1990; HORST & WEIL, 1992; SCHMID 2002). Sie basieren teilweise auf Diffussionsmodellen, wie sie in der Ausbreitungsrechnung gebräuchlich sind und den gängigen Annahmen zur Höhenkonstanz der Flüsse, der Advektion und einer homogenen Unterlage (FOKEN, 2003). Sie liefern eine sogenannte Quellgebietsfunktion $\mathbf{Q_s}$, welche den relativen Beitrag zum Fluss **F** in Abhängigkeit von der Distanz **x** vom Messturm berechnet. Zur Illustration des allgemeinen Prinzips soll an dieser Stelle ein relativ leicht zu handhabendes Beispiel einer analytischen Modelllösung zitiert werden, die sich bei LAUBACH (1996) findet. Es basiert auf einem Ansatz nach SCHUEPP *et al.* (1990) unter der vereinfachenden Annahme eines logarithmischen Windprofils über einer ideal homogenen Fläche:

$$\mathbf{[5.4]} \qquad \frac{1}{Q_s}\frac{dF}{dx} = \frac{U_z(z-d)}{u_* \cdot \mathrm{k} \cdot x^2}\exp\left[-\frac{U_z(z-d)}{u_* \cdot \mathrm{k} \cdot x}\right], \text{ mit}$$

$\mathbf{U_z}$: mittlere Windgeschwindigkeit in der Messhöhe **z**,
d : Verdrängungshöhe,
$\mathbf{u_*}$: Schubspannungsgeschwindigkeit,
κ : Von Kármán-Konstante.

Die Distanz zum Ort mit dem maximalen Beitrag $\mathbf{x_m}$ ergibt sich zu

$$\mathbf{[5.5]} \qquad x_m = \frac{U_z(z-d)}{2\mathrm{k}u_*}.$$

Obwohl dieses einfache Modell die wahren Verhältnisse am Vernagtferner allenfalls mit sehr grober Näherung beschreiben kann, ist der Verlauf der Verteilungsfunktion des Flusses in Abhängigkeit von der Distanz vom Sensor in Luvrichtung nach Gleichung [5.4] in der *Abbildung 5.7* dargestellt. Die dabei verwendeten Modellparameter entsprechen den am 24.8.2000 gemessenen mittleren Größen in 2.5 m Höhe. Strenggenommen gilt der Modellansatz nur unter der Bedingung einer neutralen Schichtung, also einer nur durch die Reibungseinflüsse erzeugten Turbulenz. Andererseits ist aber gerade diese Bedingung in der Gletscherwindschicht recht gut erfüllt, solange die Messung deutlich unterhalb des Bereichs mit der maximalen Windgeschwindigkeit erfolgt. Daher sollte das Ergebnis auch nicht völlig unrealistisch sein.

Die in der Abbildung als schwarze Fläche dargestellte Verteilungsfunktion zeigt, dass etwas mehr als die Hälfte des Flusses aus einem Areal stammt, das 200 m weit in Luvrichtung reicht. Nach *Gleichung [5.2]* liegt der Bereich mit maximalem Beitrag des Flusses 65 m vom Fußpunkt des Mastes entfernt. Nur 15% des Flusses wären demnach der unmittelbaren Umgebung der Station zuzuordnen. Immer noch gut 30% des Flusses werden durch die Oberfläche geprägt, die weiter als 300 m entfernt liegt. Wie im *Abschnitt 4.3.2* beschrieben, kann die Oberflächenbeschaffenheit der Eisfläche in der Umgebung der Messstationen als relativ homogen betrachtet werden. Einen deutlichen Sprung der aerodynamischen Rauigkeit, aber insbesondere auch der Albedo findet man dagegen im Übergangsbereich zwischen dem Eisgebiet und den Firnflächen. Über letzteren sind generell kleinere Flüsse zu erwarten als über dem aperen Eis. Wird ein Messplatz zu nahe an dieser Grenze gewählt, dürfte sich der Einfluss der Firnfelder durchaus in den Messungen widerspiegeln.

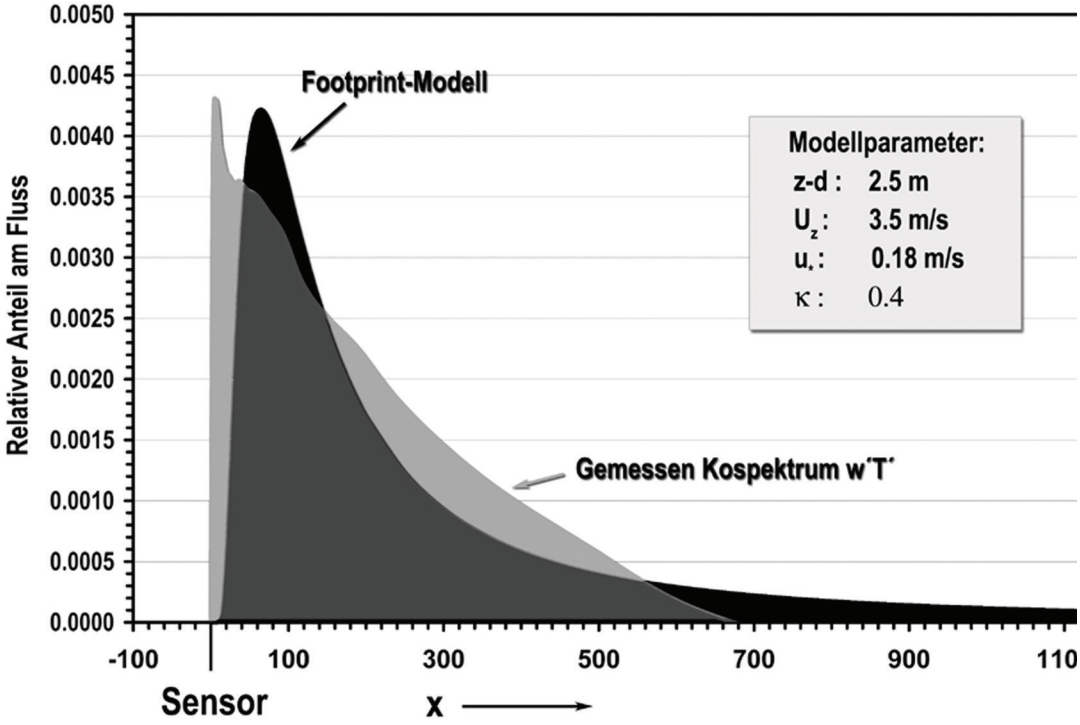


Abb. 5.7: *Relativer Beitrag zum turbulenten Fluss in Abhängigkeit von der Distanz zum Sensor, berechnet mit dem einfachen analytischen Footprint-Modell nach Gleichung [5.4] für die mittleren Bedingungen am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000****. Zum Vergleich die wellenlängenabhängige Verteilung der Beiträge zur Kovarianz anhand der über den Tagesgang gemittelten Kospektren des fühlbaren Wärmeflusses in hellgrau.*

Footprint-Modelle könnten bei der Experimentplanung und der Ergebnisinterpretation gute Dienste leisten, sind jedoch gegenwärtig noch kaum validierbar. Bislang ist lediglich der Vergleich verschiedener Modelle verfügbar (Foken, 2003). Weiterhin beinhalten sie eben gerade die Parametrisierungsansätze, deren Gültigkeit unter den besonderen Bedingungen über heterogenem Gelände stark eingeschränkt ist. Prinzipiell können mit Hilfe der Taylor-Hypothese die Beiträge zur Kovarianz in Abhängigkeit von der Distanz anhand der gemessenen Kospektren angegeben werden. Nähere Erläuterungen zu dieser Vorgehensweise finden sich in den nachfolgenden Abschnitten. In *Abbildung 5.7* ist diese Information für den sensiblen Wärmefluss aus Messungen vom 24.8.2000 zum Vergleich mit der Footprint-Funktion als in hellgrau unterlegte Fläche ergänzt. Sie zeigt, dass die Beiträge aus der unmittelbaren Umgebung des Messturms doch etwas größer sind, als es die theoretische Funktion erwarten lässt. Allerdings sind beide Kurven nur bedingt vergleichbar. In den Kospektren ist die tatsächliche räumliche Verteilung der Flüsse bereits enthalten, die der Modellfunktion für eine echte Validierung erst überlagert werden müsste. Unterstellt man die Gültigkeit des *Footprint*-Modells, dann könnte man daraus schließen, dass die Areale in einer Entfernung über 500 m deutlich kleinere Flüsse produzieren als in der Nähe der Station. In einer Entfernung von 200 bis 300 m könnten sie dagegen größer sein. Angesichts der Unsicherheiten in der Quellgebietstheorie bleiben derartige Aussagen aber noch rein spekulativ. Hier öffnet sich noch ein weites Forschungsgebiet, das wichtige Informationen zu der noch offenen Frage der räumlichen Verteilung der Flüsse liefern könnte.

Des Weiteren verdeutlicht die Diskussion des Quellgebiets der Flüsse die Beschränkungen bei der Möglichkeit, turbulente Flüsse mittels mikrometeorologischen Methoden über Gletschern zu messen. Sowohl die Größe des Quellgebiets in Relation zur Abmessung eines Gletschers als auch die Besonderheiten der eisnahen Grenzschicht bezüglich der Schichtung und des Windprofils erfordern ein unge-

wöhnlich niedriges Messniveau. Da aber aus den bereits im vorangegangenen Kapitel erläuterten Gründen die Untergrenze bei 1.5 bis 2 m über dem Eis liegt, sollten die untersuchten Gletscher mindestens die Abmessungen des Vernagtferners besitzen, da ein Mindestabstand von 1 bis 1.5 km zu den Gipfeln zur Vermeidung von extremen Instationaritäten wegen der Verwirbelung eingehalten werden muss. Messungen über dem Eis haben außerdem nur dann einen Sinn, wenn die Ausdehnung des Eisgebiets in Luvrichtung groß genug ist, dass auch ein ausreichender Abstand zur Firnregion eingehalten werden kann. In der Regel sind 500 bis 700 m Anlaufstrecke ausreichend, darunter werden die Flüsse zunehmend durch die Firnunterlage geprägt. Umgekehrt haben Messungen in der Firnregion nur dann einen Sinn, falls auch dort diese Mindestbedingungen eingehalten werden können.

5.3.3 Spektralanalyse

Wie bereits am Anfang dieses Abschnitts erwähnt, ist der Informationsgehalt einer einfachen statistischen Auswertung in Form von Mittelwerten, Varianz und Kovarianz der gewonnenen Zeitreihen nicht ausreichend, um die erhaltenen Flüsse bewerten oder gar Prozessstudien betreiben zu können. Die Modellvorstellung von den turbulenten Vorgängen als ein Zusammenwirken einer Kaskade von Wirbeln unterschiedlicher Dimensionen bietet jedoch die Analyse der Zeitreihen anhand der Transformation in den Frequenzraum mittels des gängigen Verfahrens der harmonischen Analyse an (STULL , 1988 ; FOKEN , 2003). Dieses auch als FOURIER-Transformation bekannte Verfahren ist generell in der Signalanalyse, aber auch der Akustik weit verbreitet. Es erlaubt zunächst eine spektrale Aufspaltung der Varianz einer Zeitreihe in von der Frequenz abhängige Anteile. Über die TAYLOR-Hypothese (*Abschnitt 5.3.1*) lassen sich diese auch in einfacher Weise räumlichen Skalen zuordnen. Sie beschreiben dann sowohl die Dimension als auch die Intensität der imaginären Wirbel.

Ein weiterer Vorteil der Transformation der Zeitreihe in den Frequenzraum besteht darin, dass viele auf die Gesamtheit der Messwerte wirkende Operationen dort sehr viel einfacher durchführbar sind. Durch Beschneiden oder Erweitern des Frequenzbereiches oder Anhebung der Amplitude können dank der Möglichkeit der Rücktransformation in einfacher Weise sehr effiziente digitale Filter erstellt werden, mit denen Unzulänglichkeiten oder gar Fehler in der Messtechnik korrigiert werden.

Jeder Sensor besitzt eine spezifische Wiedergabecharakteristik, mit der die wahre Variation der Messgröße auf das Messsignal abgebildet wird. Je nach Empfindlichkeit und Trägheit wird somit die Varianz in einzelnen Bereichen gedämpft oder verstärkt. Diese individuellen Eigenschaften werden durch die sogenannte *Transferfunktion* beschrieben. Als Beispiele sind etwa die trägheitsbedingte Reaktion eines Schalenkreuzanemometers oder die Dämpfung des Signals eines chemischen Analysators durch Reaktion an den Schlauchwänden zu nennen. Da zumindest die Eigenschaften einzelner Bereiche der atmosphärischen Spektren gut bekannt sind, können durch Vergleich des gemessenen Spektrums mit Modellen entsprechende Korrekturen durchgeführt werden (MOORE, 1986; FOKEN, 2003).

Das gängige mathematische Werkzeug für die Zeitreihenanalyse ist die Darstellung der Zeitreihe der Messwerte **f(t)** durch eine Reihenentwicklung mittels eines Systems orthogonaler trigonometrischer Funktionen:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos kt + b_k \sin kt). \qquad [5.6]$$

Die als Fourierkoeffizienten bekannten Koeffizienten $\mathbf{a_k}$ und $\mathbf{b_k}$ werden nach

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \cos kt dt \qquad [5.7]$$

$$\text{und} \quad b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \sin ktdt$$

berechnet. Da die Funktion **f(t)** in Form einer endlichen Zahl **N** diskreter Messwerte auf einem äquidistanten Zeitraster **Δt** mit **t = *k*·Δt** vorliegen, ist nur eine endliche Anzahl von Summanden in *[5.6]* zur Darstellung der Zeitreihe erforderlich (STULL, 1988). Unter Verwendung der EULERschen Notation kann *[5.7]* auch für ein diskretes komplexes Spektrum **S(n)** formuliert werden zu

$$\textbf{[5.8]} \quad S(n) = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{f(k)}{N} \exp(-i2\pi nk / n) .$$

Der Betrag der komplexen Koeffizienten des Spektrums **S(n)** stellt den Beitrag an Varianz für eine bestimmte Wellenzahl **n** (Anzahl der Schwingungen innerhalb der Periode **N•Δt**) dar. Somit gilt für die totale Varianz σ^2 der Zeitreihe **S(n)** zu

$$\textbf{[5.9]} \quad \sigma^2 = \sum_{n=1}^{N-1} S(n) ,$$

der Koeffizient **S(0)** ist dagegen mit dem Mittelwert der Reihe identisch.

Sind die Koeffizienten des Spektrums **S(n)** bekannt, kann durch eine einfache Summation über alle N Wellenzahlen nach

$$\textbf{[5.10]} \quad f(k) = \sum_{n=0}^{N-1} S(n) \exp(i2\pi nk / N)$$

die ursprüngliche Zeitreihe wieder reproduziert werden. *Gleichung [5.10]* wird daher auch als inverse diskrete Fouriertransformation bezeichnet. Die Rücktransformation eines Spektrums und der Vergleich mit der ursprünglichen Zeitreihe ist ein guter Test für die Korrektheit des verwendeten Transformationsalgorithmus.

Auf diese Weise können auch komplexe digitale Filter realisiert werden. Als Beispiel sei das Entfernen der sich in der *Teilabbildung in der 4. Reihe rechts unten auf Tafel XXI* erkennbaren Störung im Signal des Krypton-Hygrometers angeführt. Derartige Fehler sind nicht immer vermeidbar, können aber durch spektrale Analyse und einen entsprechenden Bandpassfilter leicht und sicher entfernt werden. Das Problem ist mit der Überlagerung einer Tonaufnahme durch ein unangenehmes Brummgeräusch vergleichbar. Obwohl die Störung nicht ideal einer harmonischen Schwingung entspricht, erscheint sie nach der Transformation als eine oder mehrere signifikante Spitzen in den Spektren. Interpoliert man die Koeffizientenwerte an dieser Stelle, ist die Störung nach der Rücktransformation verschwunden, sichtbar in der Abbildung am Verlauf der gelben Messreihe. In ähnlicher Weise können Fehler im Signal durch Dämpfung oder zu geringe Empfindlichkeit des Signals behoben werden.

Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass der digitalen „Nachbesserung" der Messreihen ähnlich wie in den verwandten Feldern der Akustik und der Bildbearbeitung enge Grenzen gesetzt sind. Es kann nur die bereits in den Daten enthaltene Information neu gewichtet oder entfernt werden. Fehlende Information kann dagegen nicht hinzugefügt werden, es sei denn es handelt sich um streng deterministische Zusammenhänge wie beispielsweise die Aufprägung eines aus anderen Messungen bekannten Trends. Die turbulenten Bewegungen haben dagegen einen chaotischen Charakter und können daher nicht explizit berechnet werden. Es ist daher nicht möglich, etwa eine mit einem trägen Thermo-

meter gemessene Temperaturreihe durch Hinzufügen von durch lineare Extrapolation des Spektrums gewonnenen Koeffizienten zu einer Turbulenzmessreihe zu erweitern, denn nur die aus den Messungen abgeleiteten Koeffizienten enthalten die deterministische Information der Turbulenz. Daher ist bislang die Erzeugung realistischer künstlicher Turbulenzdaten für Test- und Simulationszwecke (z.B. einen Flugsimulator) noch nicht gelungen. Es muss immer noch auf Laborversuche (Windkanal) oder Messdaten zurückgegriffen werden. Allenfalls Ähnlichkeiten können bei der Ableitung zusätzlicher statistischer Kenngrößen genutzt werden.

In der Praxis ist die Berechnung des Varianzspektrums nach *[5.8]* wegen der großen Anzahl der Messwerte und der damit verbundenen Rechenoperationen auch auf einer modernen Rechenanlage immer noch sehr aufwändig. Der Rechenaufwand steigt quadratisch mit der Anzahl der Messpunkte. Deshalb wird in der Praxis nicht explizit *Gleichung [5.8]* programmiert, sondern ein spezieller „*Schnelle Fourier Transformation*" (engl. *Fast Fourier Transformation* **FFT**) genannter Algorithmus angewandt. Der FFT-Algorithmus nutzt Symmetrieeigenschaften zwischen geraden und ungeraden Indizes. Mittels eines binären Sortieralgorithmus, geschickter Speicherverwaltung und Tabellierung der Sin/Cos-Koeffizienten lässt sich die Anzahl der Rechenoperationen drastisch reduzieren. Statt $\mathbf{N^2}$ benötigt die **FFT** nur $\mathbf{3N/2*log_2N}$ Operationen (Stull, 1988). Eine detaillierte Beschreibung des Algorithmus inklusive der Realisierung in verschiedenen Programmiersprachen finden sich u.a. in Cooley & Tukey (1965), Weber (1987) und Lang (2002).

Eine wesentliche Einschränkung der Anwendungsmöglichkeiten des FFT-Algorithmus besteht darin, dass die Anzahl der Messwerte immer zwingend eine ganzzahlige Potenz von 2 sein muss. Es können somit nicht beliebig lange und kurze Abschnitte einer Zeitreihe transformiert werden. Bei sehr langen Zeitreihen werden außerdem sehr schnell die Grenzen der Rechengenauigkeit erreicht. Deshalb beschränken sich die meisten Bibliotheksroutinen in mathematischen Programmpaketen auf die Transformation von maximal 2^{12} oder 4096 Werte in einem Schritt. In Einzelfällen werden auch 8192 Werte zugelassen, dabei steigt der Bedarf an Rechenzeit aber deutlich an. Soll lediglich das Verhalten des Instrumentes im hochfrequenten Bereich untersucht werden, ist dieser Umfang völlig ausreichend. Die Spektren der atmosphärischen Turbulenz umfassen jedoch einen sehr weiten Wellenlängenbereich, der bis zu mehrere Tage umfasst. Selbst zur Analyse des Bereichs des turbulenten Vertikaltransports werden mindestens Spektren über Zeiträume von 30 Min bis zu einer Stunde benötigt, die bei einer Tastfrequenz von über 20Hz nicht in einem Schritt berechnet werden können. Als Abhilfe kommt hierzu ein Verfahren zur Anwendung, bei dem ein Spektrum als Komposition mehrerer Einzelspektren, die über kürzere Zeiträume berechnet werden, erzeugt wird. Die Methodik wird von einzelnen Anwendern (z.B. Oncley, 1989; Laubach, 1996, Smeets et al., 1998) je nach Bedarf abgewandelt, folgt aber im Prinzip dem von Kaimal (1988) beschriebenen „*Splicing*-Verfahren".

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Schema zur Berechnung eines Spektrums über einen längeren Datensatz wird in der *Abbildung 5.8* veranschaulicht. Danach wurden Spektren der Messgrößen Temperatur, spez. Feuchte, vertikale und horizontale Windgeschwindigkeit über einen Zeitraum von nahezu einer Stunde berechnet. Die mit *Splicing* erhaltenen Spektren sind natürlich nicht völlig identisch mit den auf direktem Wege berechneten. Da zur besseren Veranschaulichung und Darstellung eine Glättung der Koeffizienten erforderlich ist, weichen die Endprodukte kaum mehr voneinander ab.

Eine digital vorliegende Originalmessreihe mit einer Tastrate von 20.83 Hz umfasst 74988 Einzelwerte. Die nächste mögliche 2er-Potenz beträgt 2^{16} oder 65536 Werte. Somit kann ein Spektrum über die maximale Periodenlänge von 3146 Sekunden oder ca. 52 Minuten berechnet werden. Im ersten Schritt wird zunächst eine Schätzung des Verlaufs des mittleren Spektrums im hochfrequenten Bereich über den gesamten Zeitraum ermittelt. Die ursprüngliche Messreihe wird dazu in 16 Abschnitte mit jeweils 4096 Werten zerlegt. Die einzelnen Datenreihen müssen zunächst für die FFT vorbereitet werden. Da die harmonische Analyse einen streng periodischen Verlauf der Funktion voraussetzt, dürfen innerhalb des betrachteten Fensters nur Perioden mit der minimalen Wellenzahl **n=1** enthalten sein. Längere Wellen täuschen nach der Transformation eine höhere Varianz vor, welche ungleichmäßig auf das Spektrum verteilt wird. Um diesen Effekt zu reduzieren, wird ein eventuell vorhandener linearer Trend ermittelt und von der zu transformierenden Reihe abgezogen (Stull, 1988). Anschließend wird die Periodizität der

Reihe künstlich erzwungen, indem jeweils 10% (409) der Werte am Anfang und am Ende der Reihe mit einer Sinus-Funktion gewichtet werden. Diese allgemein gebräuchliche Maßnahme (STULL, 1988) wird als „*Bell-Tapering*" bezeichnet.

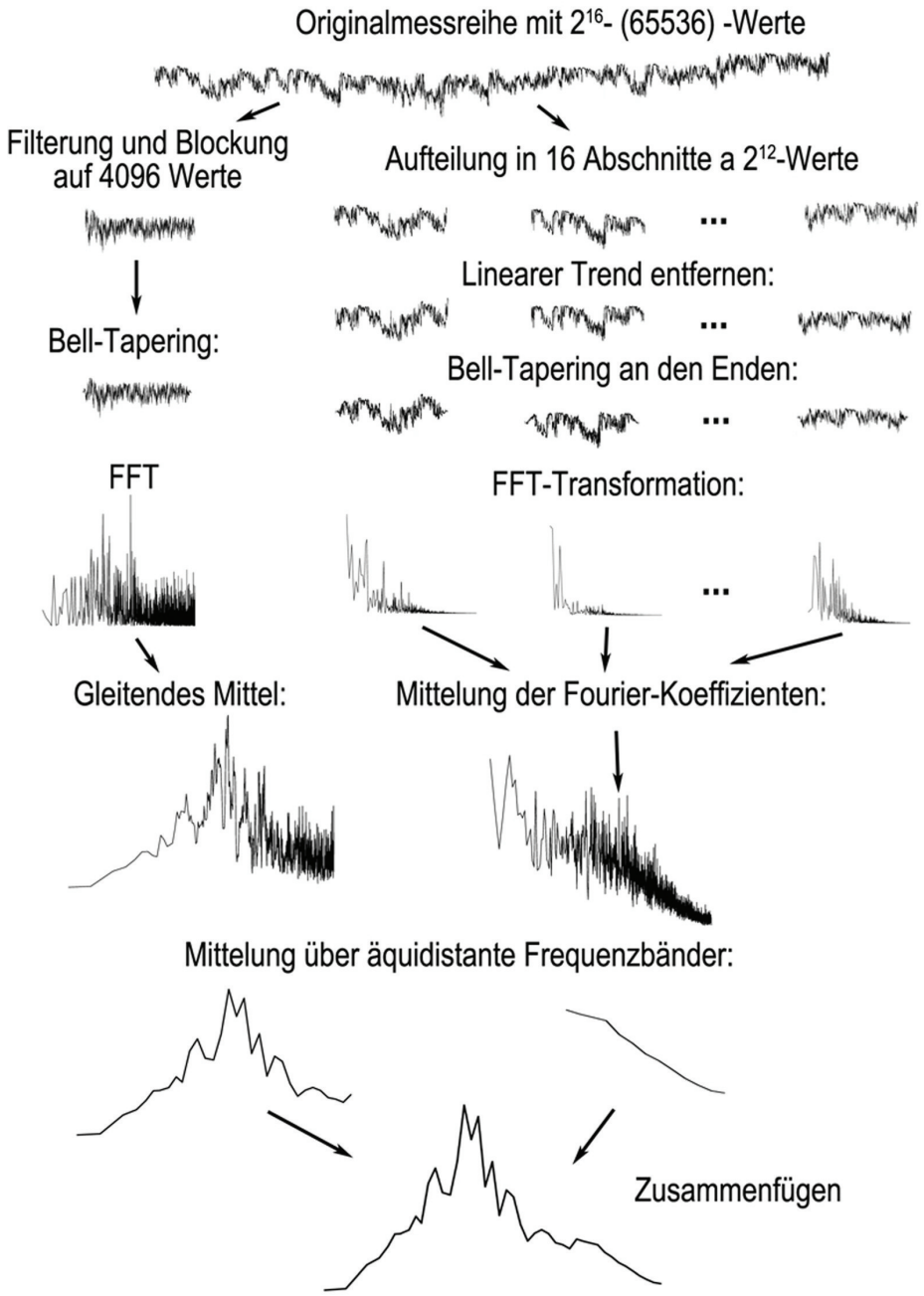


Abb. 5.8: *Schematische Darstellung des Verfahrens zur Erstellung eines Spektrums über eine lange Zeitreihe durch Komposition von Spektren kürzerer Zeitreihen. Zur einfacheren Darstellung werden die Spektren zusätzlich geglättet. Die Einzelbilder zeigen Beispiele von der Analyse einer während* ***HyMEX 2000*** *gemessenen Temperaturmessreihe.*

Ein weiterer Nachteil der diskreten Fouriertransformation ist der sogenannte *Aliasing*-Effekt. Darunter wird die Anhebung der Varianz bei diskreten Frequenzen oder auch über ganze Abschnitte des Spektrums verstanden, die durch Wellenanteile in der Messreihe mit Frequenzen kürzer als die sogenannte *Nyquist-Frequenz* verursacht wird. Da zur eindeutigen Festlegung einer Sinus- oder Cosinuswelle minimal 3 Messpunkte erforderlich sind, können auch nur maximal Wellenanteile mit der Periode der doppelten Abtastrate eindeutig transformiert werden. Die Grenzfrequenz (Nyquistfrequenz) beträgt somit $\mathbf{N_G=1/(2\cdot\Delta t)}$ [Hz]. Im Falle der mit einer Abtastfrequenz von 20.82 Hz gewonnenen Signale der Schwankungsgrößen dürfen diese damit Wellenanteile mit einer Frequenz von maximal 10.41 Hz enthalten. Überlagerung des Messsignals mit Schwingungen mit höherer Frequenz, beispielsweise durch eine hochfrequente elektromagnetische Einstreuung, macht sich nach der Transformation durch eine Anhebung der Varianz vorzugsweise im hochfrequenten Bereich des Spektrums bemerkbar. Ein solcher *Aliasing*-Fehler ist nach der Digitalisierung nicht mehr korrigierbar. Es müssen bereits bei der Messung entsprechende Vorkehrungen in Form einer analogen Filterung (z.B. RC-Bausteine) oder der Wahl einer höheren Abtastrate („*Oversampling*“) und anschließender digitaler Filterung getroffen werden. Im Falle der **HyMEX**-Experimente wurden beide Möglichkeiten genutzt: Die digitalen Signale des Anemometers wurden mit der 8fachen Abtastrate gemessen und die Analogsignale mussten vor der Digitalisierung ein RC-Glied mit einer Zeitkonstante von 0.1 Sekunden passieren.

Nach erfolgter Vorbehandlung wird jeder der 16 Abschnitte separat mit einem FFT-Algorithmus transformiert und das arithmetische Mittel der Spektralkoeffizienten gebildet. Das erhaltene mittlere Spektrum bildet den hochfrequenten Anteil des späteren Gesamtspektrums. Zur Berechnung des langwelligen Abschnittes des Spektrums wird die Originalreihe zunächst mit einem Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 16 Werten zur Vermeidung von *Aliasing* von den korrespondierenden hochfrequenten Anteilen befreit und anschließend durch Blockmittelung auf 4096 Werte zusammengefasst. Nach Anwendung von Trendeliminierung und Belltapering erfolgt die Transformation zu dem Teil des Spektrums, das den niederfrequenten Anteil der Varianz beschreibt.

Zur späteren Berechnung der Kospektren und Ogiven (*siehe die nachfolgenden Abschnitte*) muss direkt auf die Rohspektren zurückgegriffen werden. Für eine grafische Darstellung und Vergleiche ist es von Vorteil, eine weitere Glättung der Rohspektren vorzunehmen. Die erste Maßnahme ist eine *Gleitende Mittelung* über die Fourier-Koeffizienten. Da die Spektren wegen der Verdichtung der Koeffizienten zu den hohen Frequenzen hin in der Regel in einer logarithmischen Darstellung der Abszisse präsentiert werden, ist eine weitere Mittelung der Koeffizienten über auf der logarithmischen Skala äquidistante Frequenzbänder sinnvoll.

Der letzte Arbeitsschritt besteht im Zusammenfügen der beiden Teilspektren zu einem Gesamtspektrum. Bei der hier beschriebenen Vorgehensweise kommt es im Frequenzband von 0.025Hz bis 0.65 Hz zu einer Überlappung der Teilspektren. Entsprechend der gewählten Breite für die logarithmischen Mittelungsbänder wurde die Nahtstelle bei 0.63 Hz gewählt. Die erforderliche Tiefpassfilterung für den langwelligen Teil des Spektrums bewirkt in diesem Bereich einen Verlust an Varianz, der mittels eines zu bestimmenden Verstärkungsfaktors vor dem Zusammensetzen des Spektrums ausgeglichen werden muss. In der Regel hat dieser Faktor den Wert 16 entsprechend des gewählten Filteralgorithmus. Er kann jedoch bei unzureichender Überlappung auch aus dem Unterschied zwischen den Koeffizienten im Überlappungsbereich bestimmt werden (Oncley, 1989). Weicht der so berechnete Verstärkungsfaktor deutlich von dem theoretischen Wert 16 ab, deutet dies auf ein *Aliasing*-Problem der transformierten Datenreihe hin.

Bevor in den nachfolgenden Abschnitten auf die besonderen Eigenschaften der atmosphärischen Spektren eingegangen wird, soll noch kurz darauf hingewiesen werden, dass die Spektralanalyse in dieser Form nur das einfache Turbulenzmodell der irregulären, aber isotropen Wirbel unterstützt. Zusammenhängende Strukturen wie die im *Abschnitt 5.3.1* beschriebene organisierte Turbulenz werden durch die harmonische Analyse in eine entsprechende Anzahl von Wirbeln unterschiedlicher Skala zerlegt und können im Frequenzraum nicht mehr individuell lokalisiert werden. Sie machen sich allenfalls durch ein markantes „Ausfransen“ des Spektrums bemerkbar. Da es sich um einen zeitabhängigen Vorgang handelt, und bei der Fouriertransformation jegliche Zeitinformation verloren geht, können einzelne Rampenstrukturen

und insbesondere die Mikrofronten nicht mehr aufgelöst werden. Sie treten nur als Stationaritätsproblem in Erscheinung.

Zur Analyse derartiger Strukturen wurde in vereinzelten Untersuchungen statt der Fourierzerlegung die sogenannte *Wavelet*-Transformation herangezogen (FOKEN, 2003). Diese findet neuerdings weite Verbreitung in Algorithmen zur Kompression von Video- und Audiodaten. In ähnlicher Weise wie bei der FFT wird die Zeitreihe in eine Art Spektrum mit Wavelet-Koeffizienten zerlegt. Die Basis bilden jedoch nicht einfache trigonometrische Funktionen, sondern spezielle, anwendungsbezogen gewählte Musterfunktionen. Im Gegensatz zur Fourier-Zerlegung bleibt im *Wavelet*-Spektrum die Zeitinformation vollständig erhalten, da die Intensität (Wavelet-Koeffizienten) in Abhängigkeit von Periodenlänge (Frequenz) und der Zeit dargestellt werden. Kohärente Strukturen heben sich dabei deutlich ab und können daher den entsprechenden Ereignissen zugeordnet werden. Beispiele für diese Art der Analyse finden sich bei FOKEN (2003). Als Nachteil bietet die Wavelet-Transformation jedoch keinen einfachen direkten Zusammenhang zu den für die Flussberechnung wichtigen statistischen Größen wie der Varianz oder der Kovarianz.

5.3.4 Varianzspektren

Varianzspektren sind in der Meteorologie ein probates Mittel zur Darstellung der dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre. Im Falle der Windfluktuation hat die Varianz die Einheit der kinetischen Energie pro Masseneinheit, also einer Energiedichte. Daher werden diese Spektren in der Literatur im Allgemeinen auch als *Energiespektren* (*engl. Powerspectra*) bezeichnet (STULL, 1988). Streng genommen gilt diese Bezeichnung nur für Spektren der Geschwindigkeit, sie wird aber gelegentlich auch für Varianzspektren von skalaren Größen wie der Temperatur oder Feuchte verwendet.

Ein bekanntes Beispiel für ein Energiespektrum ist das Spektrum der horizontalen Windgeschwindigkeit nach VAN DER HOVEN (1957), welches in erweiterter Form schematisch in der *Abbildung B* auf *Tafel XXII* wiedergegeben wird. Es zeigt, dass die atmosphärische Turbulenz generell in vier Bereiche aufgeteilt werden kann, die jeweils durch relative Maxima in der (normierten) Energiedichte gekennzeichnet sind. Die logarithmisch geteilte Abszisse kann sowohl als Frequenz als auch als Periodendauer verstanden werden. Der Bereich mit den längsten Perioden wird durch den Jahresgang bestimmt. Die zweitgrößten Energiebeträge ergeben sich bei einer Periodenlänge zwischen 3 bis 6 Tagen durch die Makroturbulenz in Form der großen synoptischen Druckgebilde. Darunter fallen die Hoch- und Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten, aber auch beispielsweise die tropischen Stürme. Energetisch weniger effizient, aber durchaus durch ein sekundäres Maximum im Bereich der Periodenlänge eines halben Tages treten die mesoskaligen Lokalwindsysteme hervor. Darunter fallen beispielsweise periodische Windsysteme wie Berg-/Talwind- oder Land-/Seewind-Zirkulationen.

Für die Mikrometeorologie von besonderem Interesse ist der Frequenzbereich von ca. 10^{-4} bis 10Hz, welcher der Mikroturbulenz zugeordnet wird. Diese bewerkstelligt den Energieaustausch mit der Oberfläche in Form des fühlbaren und latenten Wärmestroms, des Impulsflusses und der Beimengungsströme. Über horizontal homogenem Gelände ist dieser Abschnitt des Spektrums durch ein markantes Minimum, die sogenannte *Spektrallücke* (*engl. Spectral gap*) von der überwiegend advektiv geprägten, meso- und makroskaligen Turbulenz deutlich abgetrennt. Über heterogenem Gelände kann dieses Minimum jedoch durch lokale, teilweise mesoskalige Ausgleichsströmungen weitgehend aufgefüllt sein. Da das *Spectral Gap* die untere Grenze der Integralskala, also die erforderliche Länge des Mittelungszeitraumes für die Varianzen und Kovarianzen markiert, wird es in diesem Fall schwierig bis unmöglich, Flüsse korrekt zu berechnen.

Durch die spektrale Lücke ergibt sich für das Energiespektrum der Mikroturbulenz eine charakteristische Form mit einem Maximum bei einer Periodenlänge von etwa einer bis anderthalb Minuten. Es kann in zwei Unterbereiche unterteilt werden werden, die in der *Abbildung B* auf *Tafel XXII* angedeutet sind. Der erste davon enthält das Maximum und wird als *Energieproduktionsbereich* bezeichnet. Hier spielen die durch die Schichtung bedingten Auf- bzw. Abtriebskräfte eine wesentliche Rolle. Durch diese wird

letztlich die Form des Spektrums maßgeblich bestimmt. Innerhalb des daran anschließenden *Trägheitsbereiches* (auch Inertialbereich, *engl. Inertial Subrange*) herrschen dagegen wohl definierte Gesetzmäßigkeiten. Er wird durch den Reibungseinfluss und die damit verbundene isotrope Turbulenz dominiert, in der die Energieabnahme in Form einer Kaskade durch den Zerfall großer Turbulenzelemente in kleinere erfolgt. Die Energiedichte nimmt in wohl definierter Weise nach dem KOLMOGOROV´schen *-5/3-Gesetz* mit zunehmender Frequenz ab (STULL, 1988; FOKEN, 2003). Wächst die Frequenz um 3 Größenordnungen, fällt die Energiedichte um 5 Größenordnungen ab. In einer doppelt logarithmischen Präsentation des Spektrums erscheint der Inertialbereich folglich als eine Gerade mit einer Steigung von –5/3 (*siehe auch Abbildung 5.9*).

Der sich zum hochfrequenten Ende des Spektrums anschließende Dissipationsbereich kann mit herkömmlichen Turbulenzmessungen in der Regel nicht aufgelöst werden. Dort findet die endgültige Vernichtung der Wirbel unter Umwandlung der kinetischen Energie in Wärme statt. Die energetische Bedeutung dieses Prozesses ist gering, dessen Erfassung würde jedoch eine Messfrequenz von über 100 Hz erfordern.

Die generelle Gestalt der Varianzspektren turbulenter Größen ist demnach unabhängig vom Ort der Messung und den herrschenden meteorologischen Bedingungen weitgehend durch die Eigenschaften einer turbulenten Strömung als „Glockenform" vorgegeben. Dies gilt auch bei der Untersuchung in der stabilen Grenzschicht über dem Vernagtferner. Deutliche Abweichungen davon wären daher eher ein Hinweis auf Probleme der Messtechnik und bei der Auswahl des Messgeländes als auf unbekannte physikalische Zusammenhänge. Der individuelle Verlauf ist dagegen von der herrschenden Windgeschwindigkeit, der Temperaturschichtung und der Messhöhe abhängig. Weitere Einflüsse sind die räumliche Quellen- und Senkenverteilung der Messgrößen und eine möglicherweise für die Anwendung der TAYLOR´SCHEN Hypothese ungenügende Stationarität der Strömung. Bei einer heterogen gegliederten Oberfläche können sich außerdem *interne Grenzschichten* (FOKEN, 2003) ausbilden, die sich in einer Superposition von unter homogenen Verhältnissen sehr unterschiedlichen Einzelspektren äußert und zu deutlichen Abweichungen der gemessenen Spektren von der Idealform führen können.

Um die Eddykorrelationsmethode auch unter derartig ungünstigen Bedingungen anwenden zu können, wurde vorgeschlagen, das „homogene" Idealspektrum einfach durch digitale Filterung der Messreihen zu erzwingen. Eines der bekanntesten Beispiele dieser Art war die Vorgehensweise nach MCMILLEN (1988), der eine generelle Hochpassfilterung bereits während der Datenerfassung vornahm. Um die Filterung in Echtzeit ohne die Speicherung der Rohdaten durchführen zu können, wählte er einen einfachen rekursiven Filteralgorithmus, welcher der Eigenschaft eines asymmetrischen gleitenden Mittels ähnelt. Untersuchungen am MIM (DILLMANN, 1991) mit dieser und anderen, zum Teil nichtrekursiven Filtermethoden (HEALEY, 1985) zeigten neben dem gravierenden Problem der Phasenveränderung durch rekursive Filter auch die Schwierigkeit der Wahl der geeigneten Filterkonstanten auf, welche ohne die umfassende Kenntnis der unter den individuellen meteorologischen Bedingungen zum turbulenten Transport beitragenden Skalen nicht definiert werden können (BEIER & WEBER, 1992). Das Resultat sind in der Regel fehlerhafte, meist zu kleine Beträge der Flüsse. Deshalb muss von einer präventiven Hochpassfilterung jeglicher Art dringend abgeraten werden. Ob unter Umständen eine Filterung der Daten in irgendeiner Form dennoch sinnvoll ist, kann nur die spektrale Analyse der ursprünglichen Daten zeigen.

In der Zusammenfassung können die berechneten Spektren zu den folgenden quantitativen und qualitativen Untersuchungen herangezogen werden:

- *Überprüfung der Ausgangsdaten auf Signalstörungen sowie ausreichende Auflösung der Messreihen bzgl. Abtastrate und Empfindlichkeit durch Überprüfung der Spektren im Trägheitsbereich,*
- *Bestimmung von eventuell erforderlichen Korrekturen der erhaltenen Varianzen und Kovarianzen,*
- *Analyse der Struktur der turbulenten Strömung und der am Transport maßgeblich beteiligten Prozesse durch den Vergleich der Spektren untereinander und mit gut erforschten sogenannten „Normspektren".*

Nicht zuletzt bilden die berechneten Fourierkoeffizienten die Grundlage zur Berechnung der im folgenden Abschnitt behandelten Kospektren.

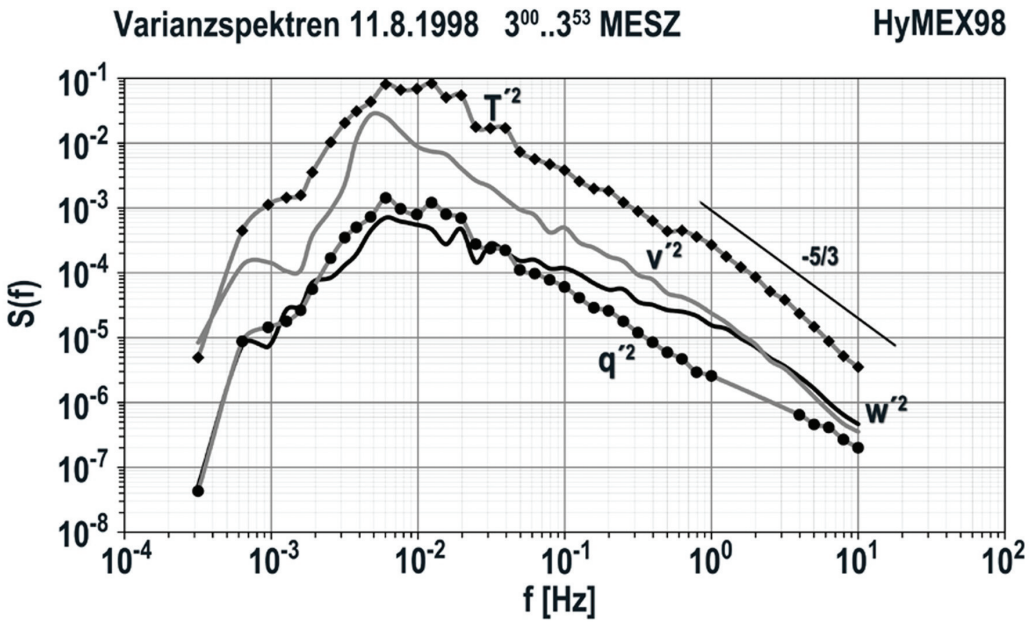


Abb. 5.9: *Varianzspektren der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**), sowie Energiespektren der Horizontalwindkomponente (**v**) und des Vertikalwindes (**w**) gegen die Frequenz in doppeltlogarithmischer Darstellung, gemessen am 11.8.1998 an der Station **HyMEX98** über dem Vernagtferner. Der Trägheitsbereich der Spektren erscheint in dieser Darstellung linear. Die Einheit der Ordinate entspricht einer Energie- oder Varianzdichte, die Fläche unter den Spektren ist aber wegen der logarithmischen Teilung nicht unmittelbar proportional zur Gesamtvarianz.*

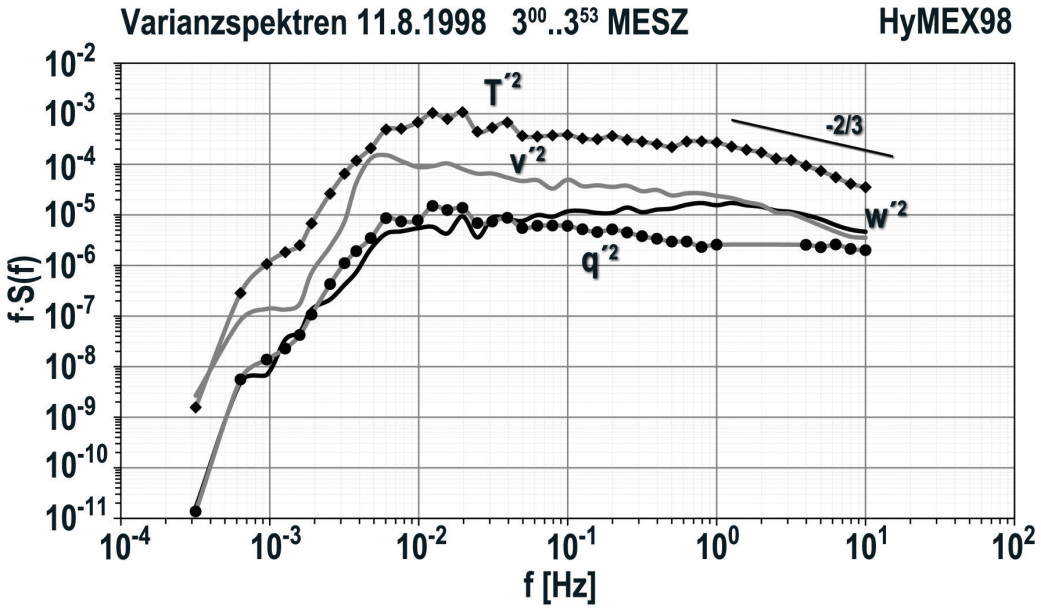


Abb. 5.10: *Darstellung derselben Spektren wie in Abbildung 5.9, jedoch mit **f•S(f)** als Ordinate. Dadurch erhält sie die gleiche Einheit wie die Varianz der ursprünglichen Zeitreihe. Der lineare Abfall der Energiedichte im Trägheitsbereich verringert sich auf −2/3. Flächenabschnitte unter der Kurve sind nicht proportional zur Varianz.*

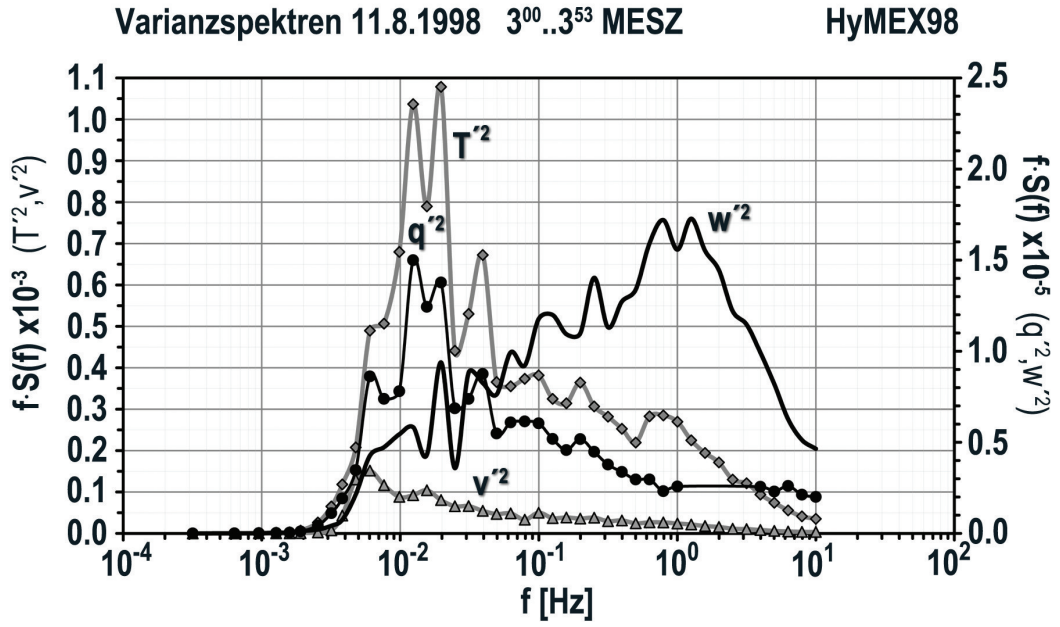


Abb. 5.11: *Darstellung der Spektren wie in Abbildung 5.10, jedoch mit linearer Ordinatenteilung. Dadurch wird die Fläche unter den Spektren proportional zur Varianz. Die teilweise sehr unterschiedliche Varianz der Zeitreihen erschwert die gleichzeitige Darstellung aller Spektren. Daher sind* ***T'*** *und* ***v'*** *auf die linke Ordinatenteilung,* ***q'*** *und* ***w'*** *auf den rechten Ordinatenmaßstab bezogen.*

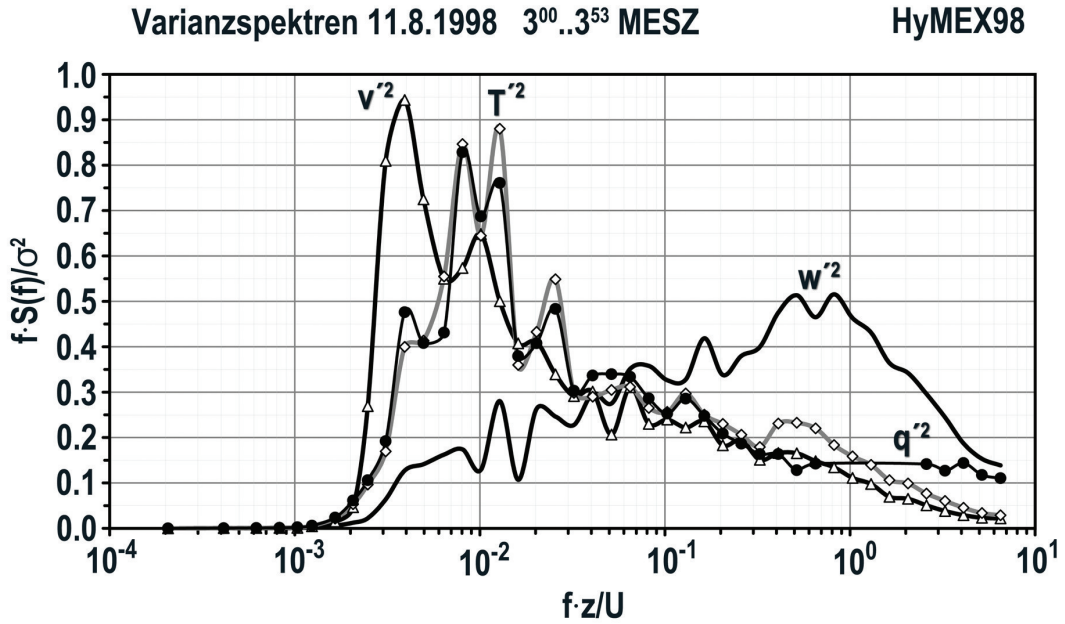


Abb. 5.12: *Normierte Darstellung der Spektren in Abbildung 5.10 in linear-logarithmischer Darstellung. Die dimensionslose Frequenznormierung der Abszisse erleichtert den Vergleich von Spektren aus unterschiedlichen Messzeiträumen und Messhöhen. Die Normierung der Ordinate mit der Varianz erlaubt dagegen einen unmittelbaren Vergleich der Form der Spektren.*

Zur Durchführung dieser Analysen sind unterschiedliche grafische Präsentationsformen der Spektren gebräuchlich. Entsprechend der charakteristischen Eigenschaften ändert sich auch deren Erscheinungsbild. Die Wiedergabe der Rohspektren in Form der Fourierkoeffizienten ist in der Literatur äußerst selten und dient allenfalls zu Demonstrationszwecken, da einerseits die drucktechnische Auflösung für eine korrekte Wiedergabe der Graphen in der Regel nicht ausreicht, andererseits die Abbildungen sehr unübersichtlich werden. Deshalb ist die im vorangegangenen Abschnitt erwähnte Glättung und Zusammenfassung der Koeffizienten durchaus üblich (STULL, 1988). Sie reduziert den Informationsgehalt der Darstellung nur unwesentlich. Die Verdichtung der Stützpunkte zu den hohen Frequenzen oder Wellenzahlen hin legt ferner eine logarithmische Teilung der Abszisse nahe.

Für die Teilung der Ordinate ergeben sich eine Reihe anwendungsbezogener Alternativen, die beispielhaft in den *Abbildungen 5.9* bis *5.12* anhand von während des Experiments **HyMEX98** am 11.8.1998 über den Zeitraum von 3^{00} und 3^{53} MESZ gewonnenen Varianzspektren der vertikalen und der horizontalen Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der spezifischen Feuchte demonstriert werden.

Die in *Abbildung 5.9* gewählte doppelt logarithmische Darstellung der geglätteten Fourierkoeffizienten gegen die Frequenz **f** hat den Vorteil, dass durch die Expansion der Ordinate die Bereiche mit maximalen Varianzen deutlich hervortreten und der Inertialbereich als Gerade mit einem Abfall von -5/3 erscheint. Die Einheit der Ordinate hängt von den jeweiligen Messgrößen ab. Der maximale Beitrag zur Gesamtvarianz liegt bei allen vier Größen einheitlich bei einer Frequenz von 0.01 Hz, er unterscheidet sich jedoch um mehrere Größenordnungen. So ist in diesem Beispiel die Temperaturvarianz um den Faktor 100 größer als die der spezifischen Feuchte, die der horizontalen Windgeschwindigkeit 10 mal so groß wie die der Vertikalbewegung. Der durch isotrope Turbulenz charakterisierte Inertialbereich ist gut durch den Übergang von $\mathbf{w'^2}$ in $\mathbf{v'^2}$ im Abschnitt zwischen 1 und 10 Hz gekennzeichnet, während im Produktionsbereich die Vertikalbewegungen im Einklang mit der äußerst stabilen Schichtung deutlich gedämpft werden. Der Vergleich mit einer Geraden der Steigung –5/3 vermittelt für alle vier Spektren einen im Rahmen der Messgenauigkeit zufriedenstellenden linearen Abfall. Die Temperaturfluktuation und die der Windkomponenten unterliegen gegen das hochfrequente Ende des Spektrums hin einer leichten Dämpfung, was als Resultat des relativ niedrigen Messniveaus von 2.5 m im Zusammenhang mit der Auflösung des Sensors gewertet werden kann. Allerdings führt die Dämpfung nur zu verschwindend geringen Varianzverlusten. Das Spektrum der spezifischen Feuchte zeigt im Original zwischen 1 und 0.7 Hz eine extreme Spitze, die durch Schwingungen im Verstärkersystem des **KH20** hervorgerufen wurde (*siehe auch Abschnitt 4.3.6*). Diese konnte durch Bandpassfilterung weitestgehend eliminiert werden, dennoch zeigt der Bereich der tieferen Frequenzen einen leichten Trend zur Anhebung der Varianz über den –5/3-Abfall hinaus, der auf einen Aliasing-Effekt infolge der Überlagerung durch ein hochfrequentes weißes (*zufälliges*) Rauschen im Messsignal hindeutet. Letzteres stellt bei der Auswertung des Flusses kein wirkliches Problem dar, da es in der Regel nicht mit dem Vertikalwind korreliert ist (LENSCHOW & KRISTENSEN, 1985). Um die tatsächlichen Auswirkungen auf den Fluss quantifizieren zu können, gilt es das Kospektrum zu untersuchen. Die Spektren ungestörter Messdaten der spezifischen Feuchte während **HyMEX 2000** zeigen am hochfrequenten Ende des Spektrums ein Verhalten ähnlich dem der Temperatur.

Multipliziert man die Spektralkoeffizienten mit der Frequenz in der Form $\mathbf{f \cdot S(f)}$, erhält die Ordinate direkt die Einheit der Varianz. Auf diese Weise können die Spektren einfacher skaliert werden. Die in *Abbildung 5.10* wiedergegebene doppelt logarithmische Präsentation ist die in der Literatur am häufigsten vertretene Darstellung atmosphärischer Spektren (STULL, 1988). Dabei werden die Maxima der **v**, **w** und **T**-Spektren auf unterschiedliche Frequenzen verteilt. Der lineare Verlauf der Spektren im Inertialbereich bleibt auch bei dieser Art der Darstellung erhalten, die Steigung verringert sich jedoch auf –2/3, ein weißes Rauschen verrät sich durch einen horizontalen Verlauf des Spektrums. Während in *Abbildung 5.10* das nun zu einem *–2/3-Gesetz* verwandelte KOLGOMOROV´sche Gesetz in den Kurven von **v**, **w** und **T** weiterhin bestätigt wird, erhärtet sich durch den Verlauf des Spektrums der spezifischen Feuchte **q** der Verdacht auf die Überlagerung des Signals durch ein weißes Rauschen.

Ein Nachteil der Darstellung in *Abbildung 5.10* liegt darin, dass die Fläche unter den Kurven nicht direkt proportional zur Varianz ist. Der Beitrag zu den hohen Frequenzen erscheint gegenüber denen aus niederfrequenten Bereichen überrepräsentiert, während die Maximalbeiträge bei dieser Form der Prä-

sentation an der „richtigen“ Stelle lokalisiert sind. Dieses Manko kann durch eine linear-logarithmische Darstellung beseitigt werden, wie sie in *Abbildung 5.11* wiedergegeben ist. Dort wird offenbar, dass in der Vertikalbewegung die Beiträge zur Varianz aus hohen Frequenzen dominieren, während bei den skalaren Größen die größten Beiträge aus einem Frequenzband stammen, innerhalb dessen die Vertikalwindfluktuation nahezu auf Null abgefallen ist. Die Unterschiede in der Varianz der vier Grundgrößen machen es nicht mehr sinnvoll, sie mit dem gleichen Ordinatenmaßstab abzubilden. Deshalb wird für **w** und **q** gemeinsam die Achse auf der rechten Seite, für **v** und **T** dagegen die Skalierung der linken Achse verwandt. Auffallend ist in diesem Zusammenhang, dass der Unterschied in den Varianzen zwischen der Horizontalwindgeschwindigkeit und dem Vertikalwind innerhalb der stabilen Grenzschicht über einer geneigten Gletscherfläche deutlich geringer ist als über einer Ebene. Dort beträgt die Differenz in der Regel ca. 3 Größenordnungen (LARSEN & HØJSTRUP, 1984).

Um den Vergleich von Spektren verschiedener Größen untereinander zu ermöglichen, ist bei einer linear-logarithmischen Darstellung der Spektren eine Normierung der Ordinate mit der totalen Varianz der Zeitreihe sinnvoll. Dadurch wird die Ordinate dimensionslos. Um gleichzeitig zudem Spektren vergleichen zu können, die unter den Bedingungen unterschiedlicher mittlerer Windgeschwindigkeit **U** und verschiedener Messhöhen **z** gewonnen wurden, bietet sich zusätzlich die Normierung der Abszisse nach

$$\textbf{[5.11]} \quad f_n = \frac{f \cdot z}{U}$$

an. Das Resultat ist eine ebenfalls dimensionslose normierte Frequenz $\mathbf{f_n}$, welche die von der Messhöhe und der jeweils herrschenden mittleren Windgeschwindigkeit unabhängige Darstellung des Spektrums erlaubt. Die Lage des Maximums wird dadurch mit zunehmender Messhöhe und abnehmender Windgeschwindigkeiten zu höheren Frequenzen hin verschoben. *Abbildung 5.12* zeigt die Spektren der *Abbildungen 5.9* bis *5.11* in normierter linear-logarithmischer Darstellung.

In *Abbildung 5.11* wird der sich bereits in den vorangegangen Abbildungen andeutende Umstand besonders deutlich, nämlich dass im Rahmen der Messgenauigkeit die Varianzspektren der Temperatur und der spezifischen Feuchte einen nahezu identischen Verlauf zeigen. Sie lassen sich folglich allein aus der Kenntnis des Verhältnisses der Varianzen $\boldsymbol{\sigma_q/\sigma_T}$ mit hinreichender Genauigkeit auseinander herleiten. Einen ersten Hinweis darauf zeigte bereits die Ähnlichkeit der Feinstrukturen in beiden Zeitreihen (*siehe auch die Abb. auf Tafel XXI*), die während beiden Experimenten durchgehend beobachtet wurde.

Die Gleichheit des Mechanismus des turbulenten Transports von Enthalpie und Wasserdampf und damit der Austauschkoeffizienten wird zwar normalerweise bei der Parametrisierung und Berechnung der Flüsse nach Bulk- und Profilmethoden vorausgesetzt (*siehe auch Abschnitt 4.2.3*), ist jedoch keinesfalls zwingend und immer noch Gegenstand der Forschung. In der Regel sind die Freilandmessungen nicht von ausreichender Genauigkeit, um beispielsweise bei der Bestimmung der universellen Stabilitätsfunktion nach der Monin-Obukhov-Theorie signifikante Unterschiede nachzuweisen (BEIER & WEBER, 1992; BEIER *et al.*, 1994a; FOKEN, 2003). Beobachtete Abweichungen sind offensichtlich nur durch eine heterogene Quellen- und Senkenverteilung verursacht, wie sie vorzugsweise über Vegetationsflächen zu finden ist. Es ist daher fragwürdig, ob diese lokal bedingten Unterschiede überhaupt in der universellen Parametrisierung des Transportes berücksichtigt werden können und sollten. Über Gletschern mit einer weitgehend homogenen Verteilung der Quellen und Senken für Enthalpie und Feuchte scheint nach den Resultaten der **HyMEX-**Experimente die Gleichheit mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit gegeben zu sein.

Als unmittelbare Konsequenz dieser Erkenntnis kann auf die kontinuierliche und fehleranfällige Feuchtemessung wenigstens zeitweise verzichtet werden. Für die Rekonstruktion des latenten Flusses während Ausfallzeiten der Feuchtemessung kann unter Verfügbarkeit der Temperaturfluktuation und zuverlässigen Mittelwertsmessungen von Temperatur und Feuchte auf die Berechnung nach der *Fluss-Varianz-Beziehung* (FOKEN, 2003; *siehe auch nachfolgender Abschnitt 5.3.5*) ausgewichen werden.

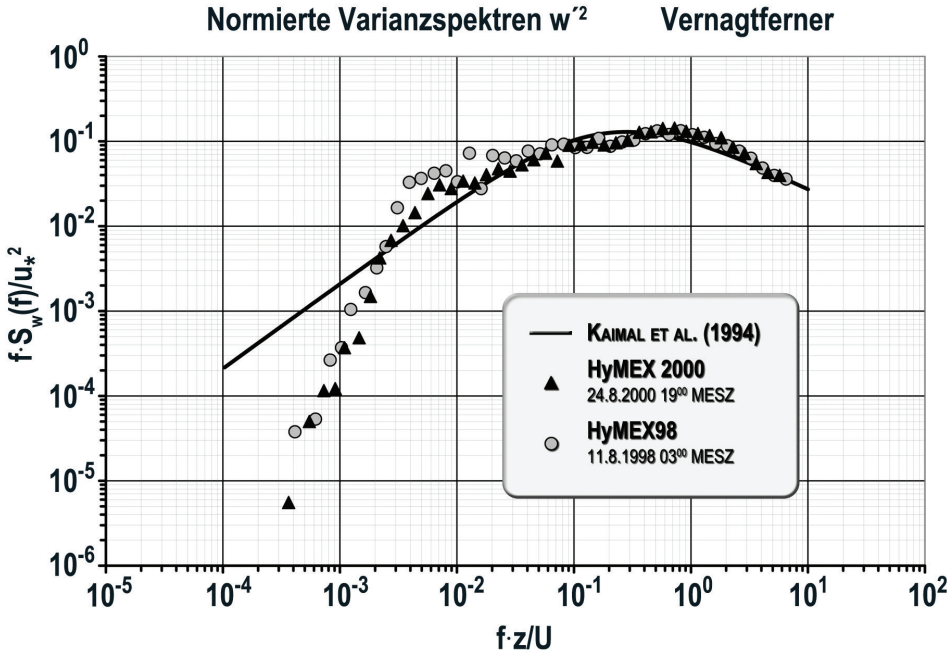


Abb. 5.13: *Zwei normierte Spektren der Vertikalgeschwindigkeit, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL & FINNIGAN *(1994) für neutrale Schichtung. Bei den gemessenen Spektren wurde* $\mathbf{u}_\star$ *so gewählt, dass deren Verlauf im Inertialbereich eine optimale Übereinstimmung mit dem Modellspektrum zeigt.*

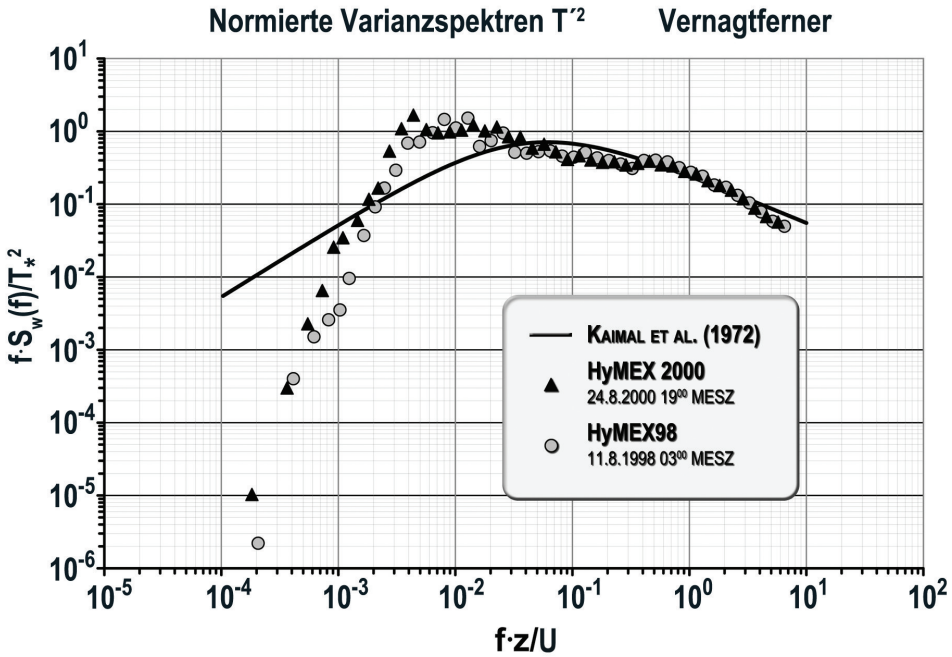


Abb. 5.14: *Zwei normierte Spektren der Temperaturfluktuation, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL *et al. (1972) für neutrale Schichtung. Bei den gemessenen Spektren wurde der Skalierungsfaktor* $T_\star$ *so gewählt, dass deren Verlauf im Inertialbereich eine optimale Übereinstimmung mit dem Modellspektrum zeigt.*

Zur Bewertung der gemessenen Spektren und auch hinsichtlich der Überprüfung von Parametrisierungsansätzen ist der Vergleich mit Modellspektren hilfreich. Als bedeutendste Referenz dienen hierzu immer noch die sogenannten „KAIMAL-Spektren". Auf der Basis experimenteller Untersuchungen in Kansas wurden Spektren generalisiert und parametrisiert, bzw. Strukturparameter abgeleitet (KAIMAL *et al.*, 1972; KAIMAL, 1973; KAIMAL & FINNIGAN, 1994). Unter Anwendung der zuvor beschriebenen Normierungen gehen alle Spektren in eine mathematisch beschreibbare universelle Basisform über. Die Gleichung lautet für atmosphärische Energiespektren in der bodennahen Grenzschicht in der allgemeinen Form (z. B. OLESEN *et al.* (1984)) für das normierte Spektrum in Abhängigkeit von der Wellenzahl **n**

$$\textbf{[5.12a]} \quad \frac{n \cdot S(n)}{\mathbf{s}^{2}} = \frac{C_1 \cdot f_n}{(1 + C_2 \cdot f_n)^{5/3}},$$

für breitere Spektren, bzw. auch

$$\textbf{[5.12b]} \quad \frac{n \cdot S(n)}{\mathbf{s}^{2}} = \frac{C_3 \cdot f_n}{1 + C_4 \cdot f_n^{5/3}},$$

für die spitzere Form, wobei für die Frequenz $\mathbf{f_n}$ bei beiden Typen die Normierung nach *[5.11]* zu wählen ist. Statt der Varianz $\boldsymbol{\sigma}^2$ verwendeten KAIMAL *et al.* (1972) alternativ auch zur Skalierung der Spektren der Windkomponenten das Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}_\star^2$ bzw. den Strukturparameter $\mathbf{T}_\star^2$ für das Temperaturspektrum. Die Koeffizienten $\mathbf{C_1}$ und $\mathbf{C_2}$, bzw. $\mathbf{C_3}$ und $\mathbf{C_4}$ haben keinen Einfluss auf die Form des Spektrums, sie verändern lediglich die Position bezüglich des Koordinatenursprungs. Sie wurden empirisch für definierte Schichtungsverhältnisse anhand von gemessenen Daten bestimmt. Bei neutraler Schichtung geben KAIMAL & FINNIGAN (1994) beispielsweise für das Spektrum der Vertikalwindfluktuation die Werte $\mathbf{C_1 = 2.1}$ und $\mathbf{C_2 = 5.3}$ an. Vergleicht man dieses Normspektrum mit zu unterschiedlichen Zeiten und Orten über dem Vernagtferner gemessenen und an die Position angepassten Spektren, so findet man erwartungsgemäß eine gute Übereinstimmung im Inertialbereich, der keine Abhängigkeit von der Schichtung aufweist (STULL, 1988). Im Erzeugungsbereich findet man jedoch charakteristische Abweichungen (*Abbildung 5.13*). Die Schichtung über dem Gletscher ist letztlich extrem stabil und keinesfalls neutral. In analoger Weise lässt sich mit $\mathbf{C_1 = 53.4}$ und $\mathbf{C_2 = 24}$ (KAIMAL *et al.*, 1972) ein Referenzspektrum für die Temperatur- bzw. in Analogie für die Feuchtefluktuation angeben (*Abbildung 5.14*).

Obwohl die beiden während der **HyMEX**-Experimente gewonnenen Beispielspektren bezüglich der Tageszeit willkürlich gewählt sind und sogar an unterschiedlichen Orten auf dem Gletscher gemessen wurden, zeigen sie sowohl im Bereich der hohen als auch der tiefen Frequenzen deutliche Gemeinsamkeiten. Im Frequenzband zwischen 0.1 Hz und 0.001 Hz wird gegenüber neutralen Bedingungen zusätzliche Varianz erzeugt, bevor die Spektren gegen längere Frequenzen hin extrem gedämpft werden. Üblicherweise zeigen Spektren bei sehr stabiler Schichtung im langwelligen Abschnitt eher eine etwas stärkere Dämpfung als die KAIMAL-Spektren (SMEDMAN, 1988; ONCLEY, 1989). Über Gletscheroberflächen gibt es bislang nur eine unmittelbar vergleichbare Studie zur Turbulenzstruktur von SMEETS *et al.* (1998) auf der Basis von Messungen auf der *Pasterze* (Großglockner). Sie enthält eine Darstellung von mittleren Vertikalwindspektren im Vergleich mit einem universellen Spektrum nach Gleichung *[5.12b]*, die *Abbildung 5.13* sehr stark ähnelt. Da die Analysen von SMEETS *et al.* nur den normierten Frequenzbereich bis ca. $2 \cdot 10^{-3}$ abdecken, ist der darunter liegende Varianzabfall nicht dokumentiert, möglicherweise aber dennoch vorhanden.

Der Verlauf der Spektren der Temperaturfluktuation ähnelt grob denen des Horizontalwindes und hat dementsprechend ein Maximum, welches deutlich zu tieferen Frequenzen bei ca. 10^{-2} hin verschoben ist. Gegenüber dem Normspektrum erscheint es sogar als sekundäres Maximum, dessen Periodenlänge in etwa derjenigen der im *Abschnitt 5.3.1* behandelten organisierten Strukturen in den Zeitreihen ent-

spricht. Es ist daher naheliegend, dass die Varianzerhöhung eng mit deren Auftreten gekoppelt ist und hier das quasiperiodische katabatische Abfließen der Luft im Gletscherwind und die damit verbundenen Einmischprozesse sichtbar machen. Wäre die Gletscherwindschicht vollständig von den höheren liegenden Schichten entkoppelt, wie das in der Regel bei durch Strahlungsabkühlung entstandenen nächtlichen stabilen Grenzschichten der Fall ist, wäre die Dämpfung der Varianz noch stärker.

Die universellen KAIMAL-Spektren zeigen generell mit wachsender Stabilität eine Verschiebung hin zu höheren Frequenzen, da die stabile Schichtung eine Tendenz zur Unterdrückung turbulenter Bewegung bewirkt (OLESEN *et al.*, 1984; STULL, 1988). Über flachem und horizontal homogenem Gelände vereinigen sich alle genormten Spektren zu einer universellen Kurve, die sich auch bei sehr stabiler Schichtung durch zusätzliche Skalierung der Frequenz $\mathbf{f = f_n/f_m}$ nach *Gleichung [5.12b]* mit einer Konstanten $\mathbf{C_3=0.3}$ und $\mathbf{C_4=0.164}$ (SMEDMAN, 1988) gut annähern lässt. Die Konstante $\mathbf{f_m}$ repräsentiert dabei die Lage des Maximums der gemessenen normierten Spektren (OLESEN *et al.*, 1984; SMEETS *et al.*, 1998). In den *Abbildungen 5.15* und *5.16* ist jeweils eine Schar varianz- und frequenznormierter Spektren des Vertikalwindes und der Temperatur auf der Basis von Messungen am 24.8.2000 wiedergegeben. Über weite Frequenzbereiche vereinigen sich diese tatsächlich zu einer einheitlichen Kurve, die nach der oben beschriebenen Anpassung an die Lage des Maximums durch die universellen Spektren für das homogene Gelände recht gut beschrieben werden kann. Im Energieerzeugungsbereich sind jedoch deutliche Abweichungen vom Modellspektrum feststellbar, wobei zusätzlich sowohl für die Vertikalbewegung als auch die Temperatur eine Aufspaltung in zwei markante Verläufe sichtbar ist.

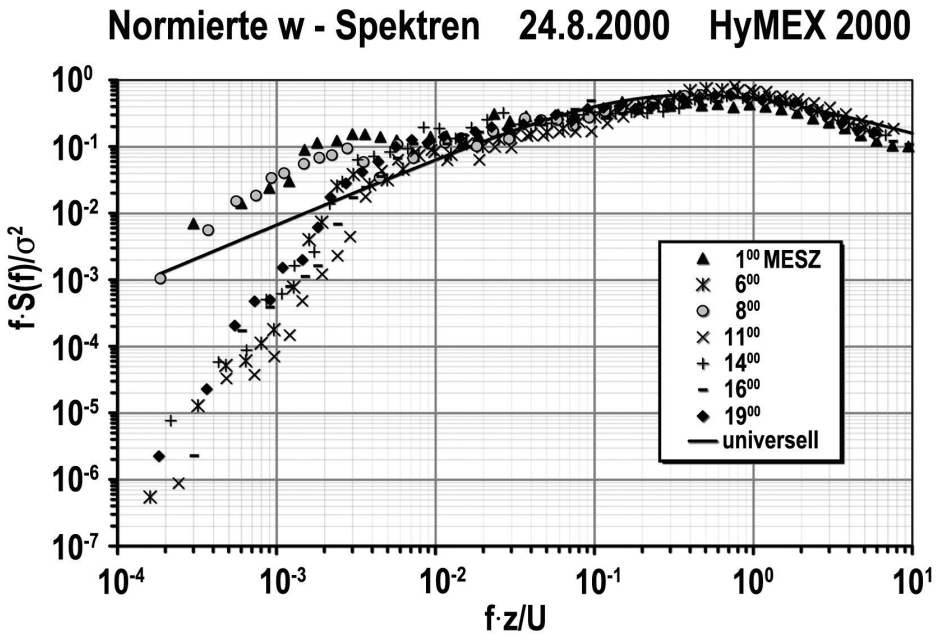


Abb. 5.15: *Schar von 5 normierten Spektren des Vertikalwindes, gemessen während unterschiedlicher 53-Minuten-Intervalle am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000*** *über dem Vernagtferner. Zum Vergleich dazu durchgezogen das auf die Lage des Maximums angepasste universelle Spektrum.*

Der obere Ast der Spektrenschar verläuft für **w** deutlich oberhalb des dazugehörigen universellen Spektrums, bei **T** folgt er dagegen in etwa dessen Verlauf. Der untere Ast knickt dagegen in beiden Fällen unterhalb der normierten Frequenz 0.002 steil ab. Die Zeitabschnitte, in denen ein Spektrum dem oberen oder dem unteren Ast folgt, sind für **w** und **T** nicht identisch. Die Aufteilung ist zudem auch unabhängig von

der herrschenden mittleren Windgeschwindigkeit. Allerdings sind die Zeiträume, in denen das Spektrum keinen Knick aufweist, sehr viel seltener. Gut 80% aller während der **HyMEX**-Experimente gemessenen Spektren zeigen die überproportionale Dämpfung im niederfrequenten Bereich, der durch die für homogenes Gelände gültigen universellen Spektren nicht beschrieben werden kann. Dies ist gegenüber Messergebnissen im Flachland ungewöhnlich. Es sei noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen, dass sämtliche Datensätze vor der Analyse keinerlei Hochpassfilterung unterzogen wurden.

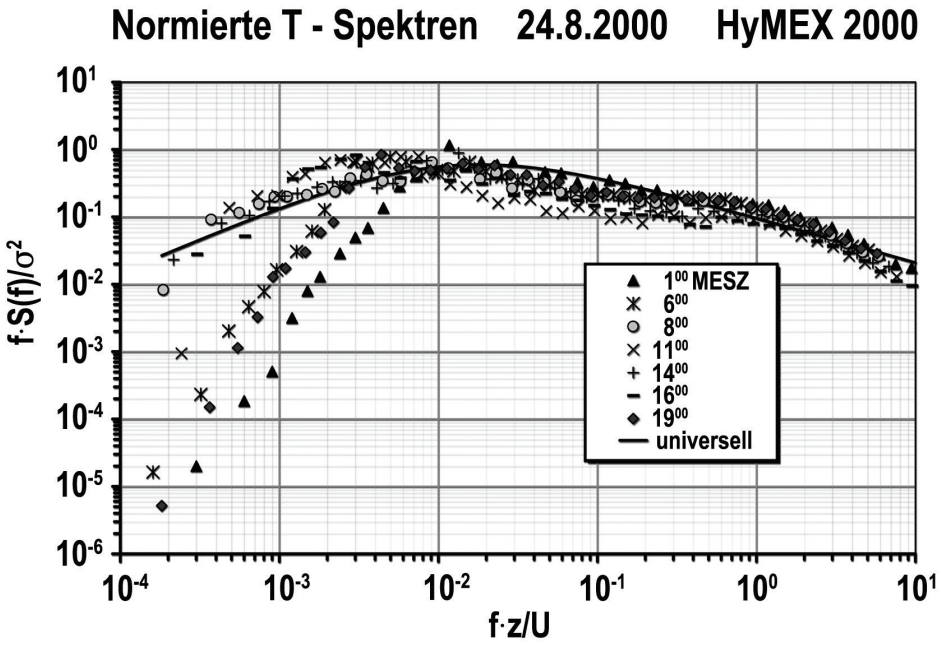


Abb. 5.16: *Normierte Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeiträume wie in Abbildung 5.15 und Vergleich mit der universellen Funktion, angepasst über die Lage des Maximums.*

Um diesem Phänomen weiter auf den Grund gehen zu können, ist eine weitere, in der Literatur nicht gebräuchliche Darstellung der Spektren hilfreich. Skaliert man die Abszisse mit der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit während des Messintervalls und mit der reziproken Frequenz, erhält man nach der TAYLOR´schen Hypothese die Verteilung der horizontalen Erstreckung der Wirbelgrößen. Unter Beibehaltung der flächenproportionalen Darstellung der Varianz erhält man eine Beziehung zwischen der (horizontalen) Dimension eines imaginären Wirbels und dessen Intensität. Beispiele dieser Präsentationsform zeigen die *Abbildungen 5.17* und *5.18* für die Messungen am Vernagtferner. Die auf das Maximum des Spektrums mit der höchsten Varianz gewählte Ordinatenteilung erlaubt den unmittelbaren Vergleich von Intensitäten der Wirbel unter unterschiedlichen Bedingungen.

Die Spannweite der gefundenen Intensitäten ist für die Vertikalbewegung deutlich höher als für die Temperaturfluktuation. Zwar vermittelt insbesondere die *Abbildung 5.17* einen Zusammenhang zwischen maximaler Intensität und Horizontalwindgeschwindigkeit, dieser ist aber nicht funktional, sondern von der Mächtigkeit der Gletscherwindschicht am Messort abhängig. Diese war an der Station von **HyMEX 2000** deutlich dicker als bei **HyMEX98**. Die Wirbel mit den höchsten Intensitäten in der vertikalen Windgeschwindigkeit haben entsprechend der niedrigen Messhöhe von ca. 2.5 m Abmessungen von lediglich 2 bis 3 m. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit werden sie geringfügig größer. Sie sind damit erheblich kleiner, als die in der konvektiven Grenzschicht während der **SANA**-Experimente (BEIER *et al.*, 1994; LAUBACH, 1996) über quasi horizontal homogenem Gelände gefundenen Wirbelgrößen zwischen

10 und 100 m, wie sie auch der *Abbildung 5.19* entnommen werden können. Dort wurden alle über den Tag gewonnenen Spektren mittels BEZIERS-Interpolation auf ein reguläres Gitter umgerechnet und dreidimensional mit der Intensität der Wirbel linear auf der vertikalen Achse dargestellt.

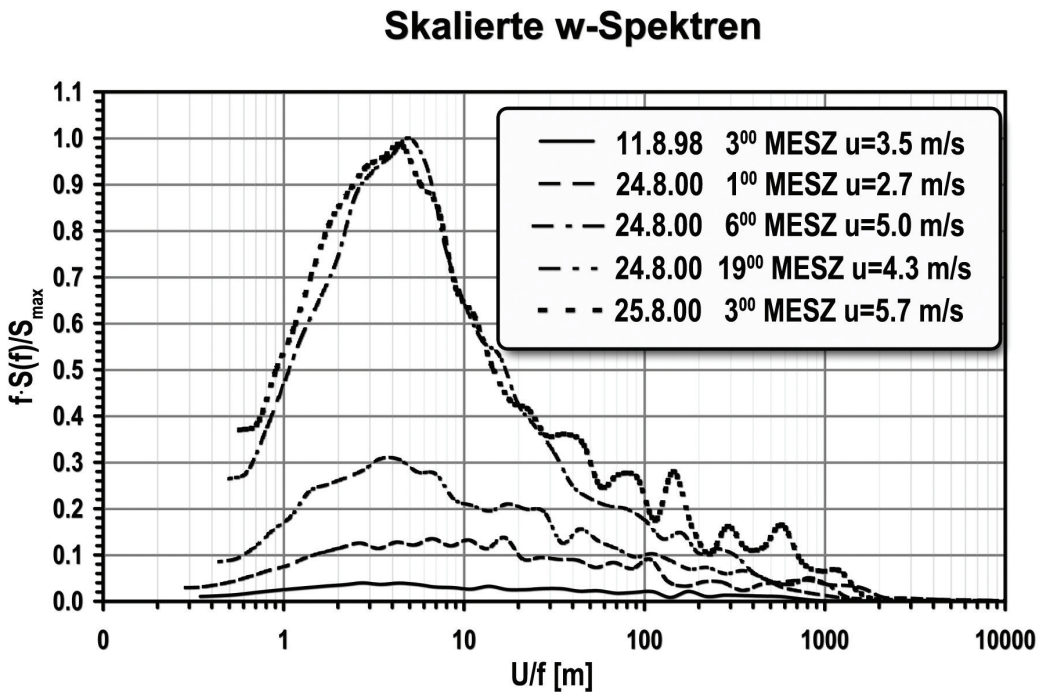


Abb. 5.17: *Schar skalierter Spektren der Vertikalwindfluktuation am Vernagtferner über ein Zeitintervall von 53 Minuten. Die Abszisse ist mit der mittleren Horizontalwindgeschwindigkeit und der reziproken Frequenz in Form einer Skalenlänge skaliert. Die Ordinate ist auf den maximalen Varianzbeitrag der Spektren bezogen. Die Fläche unter den Kurven ist proportional zur Varianz.*

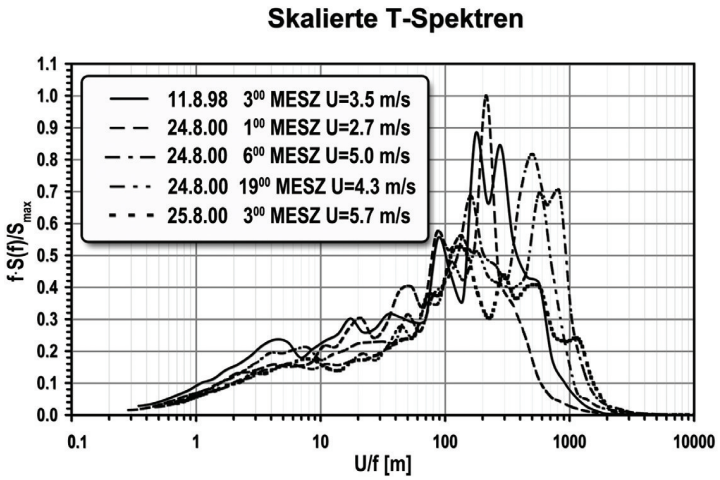


Abb. 5.18: *Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeitabschnitte und in der gleichen Darstellung wie in Abbildung 5.17.*

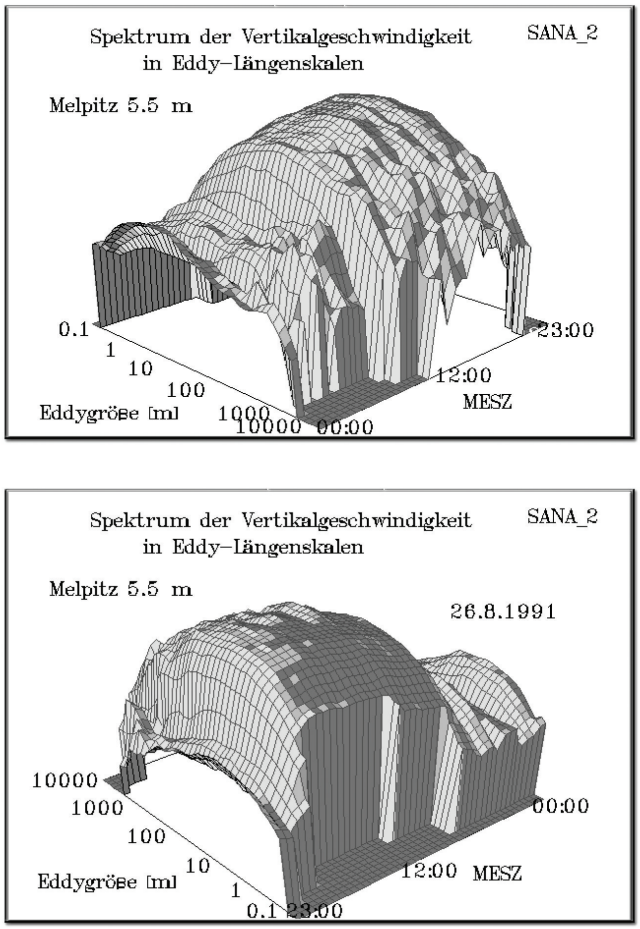


Abb. 5.19: *Tagesgang der Spektren der Vertikalwindfluktuation unter konvektiven Bedingungen über weitgehend homogenem Gelände. Die Darstellung ist kompatibel zur Abbildung 5.17 und auch vergleichbar mit der Wiedergabe auf Tafel XIII. Oben die Ansicht in Richtung der großen Elemente, unten hingegen der Inertialbereich. Die Abtastfrequenz des Datensatzes betrug lediglich 10 Hz (aus* BEIER *et al., 1994).*

Diese Darstellung vermittelt damit eine intuitive Einsicht in die turbulente Aktivität in der bodennahen Grenzschicht über die Wirbelintensität in Abhängigkeit von ihrer horizontalen Erstreckung und der Tageszeit. Die Nachtstunden mit Ausbildung einer stabilen Schichtung durch Abkühlung der Oberfläche und der oberflächennahen Schicht durch die langwellige Ausstrahlung und der Zeitraum mit hoher solarer Einstrahlung unterscheiden sich deutlich. Wirbelgröße und Intensität variieren mit dem Angebot der solaren Strahlung. Die Wirbel maximaler Intensität erreichen Dimensionen von 100 m und mehr. Die geringste Aktivität ist bei Sonnenauf- und -untergang zu verzeichnen. In der Nacht ähnelt die Situation eher der auf dem Gletscher. Insbesondere lokale und sogar regionale Ausgleichströmungen sorgen auch hier für eine gewisse Turbulenzaktivität, die vor allem in den Skalenlängen oberhalb von 1 km als sekundäres Intensitätsmaximum sichtbar wird. Das eigentliche Maximum zeigt sich dann aber bei Wellenlängen von einigen Metern, da auch hier die Turbulenz überwiegend mechanisch durch die Oberflächenrauhigkeit erzeugt ist. Die Intensität der thermisch angeregten Wirbel beträgt ein Vielfaches, ist sehr viel größer, da über dem trockenen Wiesengelände großflächige konvektive Auftriebskräfte für die Bildung großer Luftblasen verantwortlich sind. Diese sind unter den Bedingungen hoher solarer Einstrahlung und der damit verbundenen heterogenen Erhitzung der Oberfläche besonders effizient, weshalb die Wirbelgröße im Tagesverlauf deutlich zunimmt.

Die zu *Abbildung 5.19* äquivalente Darstellung des Tagesgangs der Spektren des Vertikalwindes auf der *Tafel XXIII* bzw. *Tafel XXV* über dem Vernagtferner zeigt daher ein völlig anderes Bild. Da überschüssige Energie sofort bei der Eisschmelze verbraucht wird, verbleibt die Oberflächentemperatur weiträumig homogen auf dem Schmelzpunkt. Thermische Anregung spielt daher keine nennenswerte Rolle. Folglich ändert sich die Größe der intensivsten Wirbel im Tagesverlauf kaum, lediglich deren Intensität ändert sich in Abhängigkeit vom äußeren Antrieb der Strömung. Die beträchtlichen Unterschiede in der Höhe der Maxima beruhen jedoch nur in zweiter Linie auf der Änderung der mittleren Geschwindigkeit der Strömung. Diese hat keinen besonders ausgeprägten Tagesgang. Die Strömung hat in den Nachtstunden vielmehr einen deutlich turbulenteren Charakter. Besonders in den Nachmittagsstunden, wenn die solare Einstrahlung nachlässt und damit die Temperaturdifferenzen zwischen Gletscher und Gletschervorfeld geringer werden, lässt die Turbulenzintensität über dem Gletscher deutlich nach, während sich die Wirbelgrößenverteilung prinzipiell nur wenig ändert. Im konvektiven Fall (*Abbildung 5.19*) ist dagegen ein deutlicher Unterschied zwischen Situationen mit labiler, neutraler und stabiler Schichtung zu erkennen.

Weiterhin vermittelt die Darstellungsform in den *Abbildungen 5.17* bis *5.19* unmittelbar, ob die Gesamtheit des Turbulenzspektrums durch die Messung gut erfasst wurde. Der langwellige Bereich der Energieerzeugung wird durch die Länge der Datenreihe abgegrenzt, der Inertialbereich durch die Abtastfrequenz. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit werden immer größere Varianzanteile des Spektrums im Inertialbereich nicht mehr erfasst. Niedrige Windgeschwindigkeiten beschneiden dagegen den Erzeugungsbereich. Die nicht erfassten Varianzanteile haben natürlich auch einen Einfluss auf die vollständige Erfassung der Kovarianz und damit der Flüsse. Anhand der Varianzspektren kann er im Inertialbereich durch einfache Extrapolation des Spektrums auf die Null-Linie abgeschätzt werden. Für den Erzeugungsbereich ist das in der Regel schwieriger, da die spektrale Lücke nicht zwingend vorhanden sein muss. Um dieses abzusichern, muss auf jeden Fall eine hinreichend lange Datenreihe untersucht werden. Über dem Vernagtferner ist die Existenz einer spektralen Lücke für alle Messgrößen offensichtlich. Die Wirbelgröße ist im langwelligen Bereich markant begrenzt, ganz im Gegensatz zu den Befunden von Smeets *et al.* (1998) über der *Pasterze*. Die Begrenzung liegt im Bereich von 1 bis 2 km, was recht genau der Entfernung zwischen dem Messort und dem in Windrichtung gelegenen Kammbereich entspricht. *Die turbulente Aktivität der eisnahen Luftschicht wird damit in ihren horizontalen Skalen durch die Dimensionen der Gletscherfläche begrenzt.*

Die Temperatur zeigt die stärksten Varianzen in einem Bereich, der Regionen zugeordnet werden kann, die einige hundert Meter vor den Gipfeln gelegen sind. Dort dürften die Einmischprozesse ihre maximale Wirkung entfalten. Da die talabwärts gerichtete Strömung ihre Richtung relativ konstant beibehält, ist das Maximum im Temperaturspektrum in der Regel immer etwa bei derselben Wellenlänge zu finden. Variiert die Richtung der Höhenströmung jedoch, ändert sich auch die Entfernung zu den im Luv gelegenen Gipfeln. Die *Pasterze* hat eine längere Gletscherzunge als der Vernagtferner, deshalb dürfte dort das *spectral gap* bei etwas höheren Wellenlängen zu finden sein. Smeets *et al.* (1996) benötigen daher längere Analyseperioden als 15 Minuten.

Im Gegensatz zu den bei labiler Schichtung im langwelligen Bereich relativ glatten Spektren (*Abbildung 5.19*) zeigen Spektren bei stabiler Schichtung allgemein einen unruhigeren Verlauf. Dies ist eine unmittelbare Auswirkung der *Instationarität* der Strömung unter diesen Bedingungen. Ähnlich wie bei der Betrachtung der Klimawerte sollten auch innerhalb eines analysierten Abschnittes der Zeitreihe über beispielsweise 5 Minuten die Mittelwerte einer Größe innerhalb wohldefinierter Grenzen erhalten bleiben, damit die Gültigkeit der Taylor´sche Hypothese gewährleistet ist. Sonst können die Änderungen nicht mehr den (periodischen) turbulenten Prozessen allein zugeordnet werden. Wie im nachfolgenden Abschnitt noch verdeutlicht wird, sind im Falle der Messungen über dem Gletscher die Instationaritäten keine übermäßige Einschränkung für die Flussberechnung nach der Eddykorrelationsmethode, da dabei zwei Größen mit unterschiedlicher Charakteristik betrachtet werden. Da der Beitrag zum Fluss am langwelligen Ende des Spektrums meist relativ unbedeutend ist, erzeugen dort Instationaritäten auch nur entsprechend kleine Fehler. Unter Umständen können diese durch eine angepasste Hochpassfilterung reduziert werden. Problematischer werden sie jedoch in dem Fall, dass Flüsse mit den gemessenen Vertikalprofilen nach der Monin-Obukhov´schen Methode berechnet werden sollen. Da es sich bei dem

Gradienten um eine integrale Größe handelt, kann der Einfluss der Instationarität nachträglich nicht mehr korrigiert werden.

5.3.5 Kospektren

Die Kenntnis der Varianz- oder Energiespektren der einzelnen Messgrößen ist für die Einsicht in die Prozesse zwar äußerst wertvoll, die turbulenten Flüsse können damit jedoch nicht unmittelbar abgeleitet oder gar berechnet werden. Dazu bedarf es des *Kospektrums* $\mathbf{Co_{ab}(f)}$,welches als Realteil des komplexen *Kreuzspektrums* $\mathbf{K_{ab}(n)}$ zweier Größen **a** und **b** definiert ist (z.B. STULL, 1988). Die Koeffizienten des Kreuzspektrums berechnen sich in komplexer Schreibweise ausgehend von der Transformationsgleichung *[5.8]* nach

$$\mathbf{[5.13]} \quad K_{ab} = (\mathrm{Re}(S_a) - i \cdot \mathrm{Im}(S_a)) \cdot (\mathrm{Re}(S_b) + i \cdot \mathrm{Im}(S_b))$$

Nach der Definition (STULL, 1988)

$$\mathbf{[5.14]} \quad K_{ab} = Co_{ab} - i \cdot Q_{ab}$$

berechnen sich Kospektrum $\mathbf{Co_{ab}}$ und Quadraturspektrum $\mathbf{Q_{ab}}$ zu

$$\mathbf{[5.15a]} \quad Co_{ab} = \mathrm{Re}(S_a) \cdot \mathrm{Re}(S_b) + \mathrm{Im}(S_a) \cdot \mathrm{Im}(S_b) \quad \text{bzw.}$$

$$\mathbf{[5.15b]} \quad Q_{ab} = \mathrm{Im}(S_a) \cdot \mathrm{Re}(S_b) - \mathrm{Re}(S_a) \cdot \mathrm{Im}(S_b) .$$

Zur übersichtlicheren Darstellung sind in den Gleichungen *[5.13]* bis *[5.15]* die Argumente Wellenzahl **n** bzw. Frequenz **f** der Basisspektren $\mathbf{S_{a,b}}$ weggelassen. Die Berechnung erstreckt sich somit über sämtliche diskreten Stützstellen der Spektren.

Auf das Quadraturspektrum, den Imaginärteil des Kreuzspektrums, soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Es entspricht dem Spektrum des Produktes der um den Phasenwinkel von 90° gegeneinander verschobenen Zeitreihen **a** und **b** (STULL, 1988). Sein Informationsgehalt wird ausführlich in WALK (1970) beschrieben. Es ermöglicht insbesondere Untersuchungen zur Phasenlage zwischen der Vertikalwindfluktuation und den skalaren Größen und damit Aussagen zum nachfolgend behandelten Versatzproblem.

Das Kospektrum hat dagegen in der Mikrometeorologie eine unmittelbare Bedeutung. In Analogie zu den im vorangegangen Abschnitt behandelten Varianzspektren stellt es die frequenz- oder wellenzahlabhängigen Beiträge zur Kovarianz zwischen zwei Zeitreihen dar. Über die TAYLOR´sche Hypothese sind diese direkt als der durch Wirbel einer bestimmten horizontalen Größenskala bewirkte turbulente Transport interpretierbar. Der durch eine turbulente Strömung veranlasste vertikale Fluss eines Stoffes (z.B. Wasserdampf, chemische Beimengungen) oder einer Eigenschaft (z.B. Wärme) kann somit aus dem Integral über das vollständige Kospektrum der Vertikalwindfluktuation und der betrachteten Transportgröße bestimmt werden.

Vollständig bedeutet in diesem Zusammenhang, dass der Integrationsbereich am hochfrequenten Ende mit der Frequenz der am nächsten bei Null liegenden Beiträge zur Kovarianz beginnt und bis zu derjenigen am niederfrequenten Ende reicht, ab der die Beiträge weitestgehend wieder verschwinden.

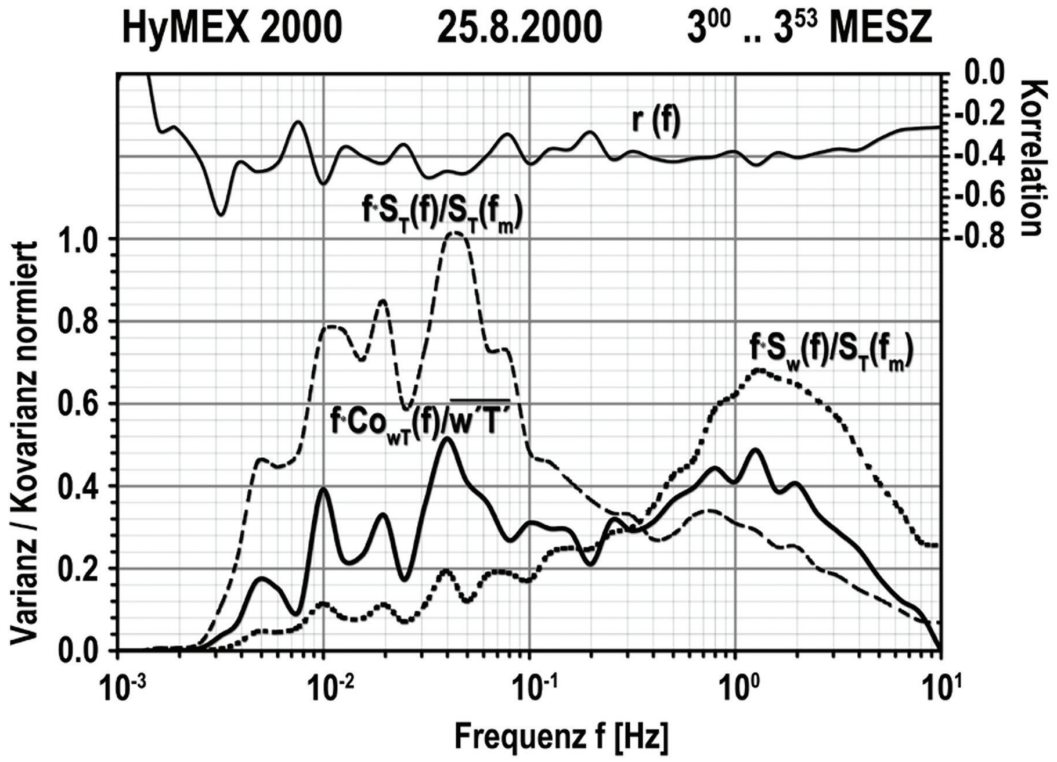


Abb. 5.20: *Zusammenhang zwischen dem Kospektrum des kinematischen Flusses der fühlbaren Wärme* ***w'T'*** *und den Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit* ***w*** *und der Temperatur* ***T*** *anhand eines Beispiels, gemessen während* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner. Zur übersichtlicheren Darstellung ist die Ordinate unterschiedlich normiert (*f_m*: Frequenz des Maximums) und* ***Co*** *negativ wiedergegeben.*

Obwohl in der Darstellung in *Abbildung 5.20* der Eindruck erweckt werden könnte, handelt es sich bei dem Kospektrum weder um das Spektrum des Produktes der beiden miteinander korrelierten Zeitreihen, noch um das Produkt der Koeffizienten der Varianzspektren der beiden Größen. Vielmehr sind letztere mit dem Kospektrum durch einen frequenzabhängigen Korrelationskoeffizenten **r(f)** verknüpft. Dieser ist, wie in der *Abbildung 5.20* anhand von Messungen über dem Vernagtferner gezeigt, in der Regel nicht über den gesamten Frequenzbereich konstant und entsprechend der Flussrichtung vorzeichenbehaftet. Die aus der Literatur besser bekannte Funktion $\mathbf{r^2(f)}$ wird auch als *Kohärenzspektrum* **Coh** bezeichnet und berechnet sich (STULL, 1988) zu

$$\mathbf{[5.16]} \quad Coh^2 = \frac{Q^2 + Co^2}{S_a^2 \cdot S_b^2}.$$

Das Kohärenzspektrum ist im Gegensatz zu der in der *Abbildung 5.20* dargestellten Funktion **r(f)** so normiert, dass sich als Integral über alle Frequenzen **1** ergibt.

Für das Beispiel eines über dem Vernagtferner gemessenen Kospektrums für den fühlbaren Wärmestrom hat der Korrelationskoeffizient über nahezu den gesamten Frequenzbereich ein negatives Vorzeichen, welches einem zur Oberfläche hin gerichteten Fluss entspricht. Außerdem scheint er in diesem speziellen Fall einen weitgehend konstanten Wert von **–0.4** anzunehmen. Da entsprechend der Aussagen weiter oben allgemein die sogenannte *Fluss-Varianzbeziehung* (FOKEN, 2003)

$$[5.17] \quad \overline{a'b'} = \sum_{k=0}^{N-1} Co_{ab}(f_k) = R_{ab} \cdot \sigma_a \cdot \sigma_b$$

gilt, kann der kinematische Fluss der sensiblen Wärme tatsächlich relativ einfach mit Hilfe der im *Abschnitt 5.3.4* gezeigten Varianzspektren und dem über den Frequenzbereich des Kospektrums gemittelten Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{ab}}$ berechnet werden zu

$$[5.18] \quad \overline{w'T'} \approx -0.4 \cdot \sigma_w \cdot \sigma_T = -0.4 \cdot \sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} S_w(f_k)} \cdot \sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} S_T(f_k)} \,,$$

wobei zuvor sämtliche spektrale Korrekturen berücksichtigt werden können. $\mathbf{R_{ab}}$ entspricht in diesem Beispiel der Korrelation zwischen den beiden Zeitreihen **w(t)** und **T(t)**. Außerdem liefert der Ansatz *[5.17]* bzw. *[5.18]* eine Bestätigung für die näherungsweise Parametrisierung des Flusses nach einfachen *Bulk*-Ansätzen, wie sie im Abschnitt 4.2.3, Gleichungen *[4.5]* und *[4.6]* beschrieben wurden. Es gilt in der stabilen Grenzschicht für den Fall, dass die Turbulenz überwiegend mechanisch erzeugt wird

$$\sigma_w \approx \sigma_u \approx \overline{U} \quad \text{und} \quad \sigma_T \approx T - T_0.$$

Obwohl ein Wert von –0.3 bis -0.4 für den Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{w'T'}}$ in optimaler Weise mit der Angabe von Autoren übereinstimmt, die universelle Parametrisierungen der Spektren und Kospektren anbieten wie beispielsweise KAIMAL & FINNIGAN (1994), offenbart der Datensatz der **HyMEX**-Experimente eine beachtliche Streubreite sowohl für $\mathbf{R_{w'T'}}$ als auch für $\mathbf{r_{w'T'}(f)}$. In der *Abbildung 5.21* ist die gesamte bei den **HyMEX**-Messungen gefundene Bandbreite grau schattiert wiedergegeben. Zwar ist die Korrelation entsprechend der permanent stabil geschichteten Grenzschicht fast durchgehend erwartungsgemäß negativ zwischen –0.2 und –0.4, sie nimmt jedoch zu den langen Wellen hin gelegentlich sogar positive Werte an, was in diesem Bereich einen Fluss gegen den mittleren Gradienten (engl. c*ounter gradient flux*) bedeuten würde. Dieser ist jedoch nicht unbedingt immer realistisch, da sich besonders bei niedrigen Windgeschwindigkeiten das Problem der Instationarität in einer breiteren Streuung äußert. In der Regel sind die Beiträge zum Fluss wegen der dort geringen Varianz im w-Spektrum und der deutlich abfallenden Korrelation am langwelligen Ende des Kospektrums eher gering, im Falle des Beispiels in *Abbildung 5.27* jedoch durchaus nennenswert. Die unter diesen Randbedingungen berechneten Flüsse müssen mit einem entsprechend bemessenen Fehlerbalken versehen werden.

Signifikant ist zudem eine deutliche Abnahme der Korrelation im Inertialbereich der Spektren. Deren Ursache dürfte hauptsächlich messtechnischer Art sein, da zu hohen Frequenzen hin eine immer feinere digitale Auflösung insbesondere für die skalaren Messgrößen erforderlich ist, welche jedoch durch die Elektronik der Sensoren und Verstärker begrenzt ist. Zudem wird das Signal/Rauschverhältnis in diesem Abschnitt mit wachsender Frequenz zunehmend ungünstiger. Für das Ultraschallanemometer kommt im hochfrequenten Ende des Spektrums eine reduzierte Auflösung der turbulenten Mikroschwankungen durch die räumliche Mittelung über die Messstreckenlänge hinzu. Diese bewirkt letztlich eine strenggenommen von der Anströmrichtung und der Geometrie der Messanordnung abhängige Dämpfung des Signals.

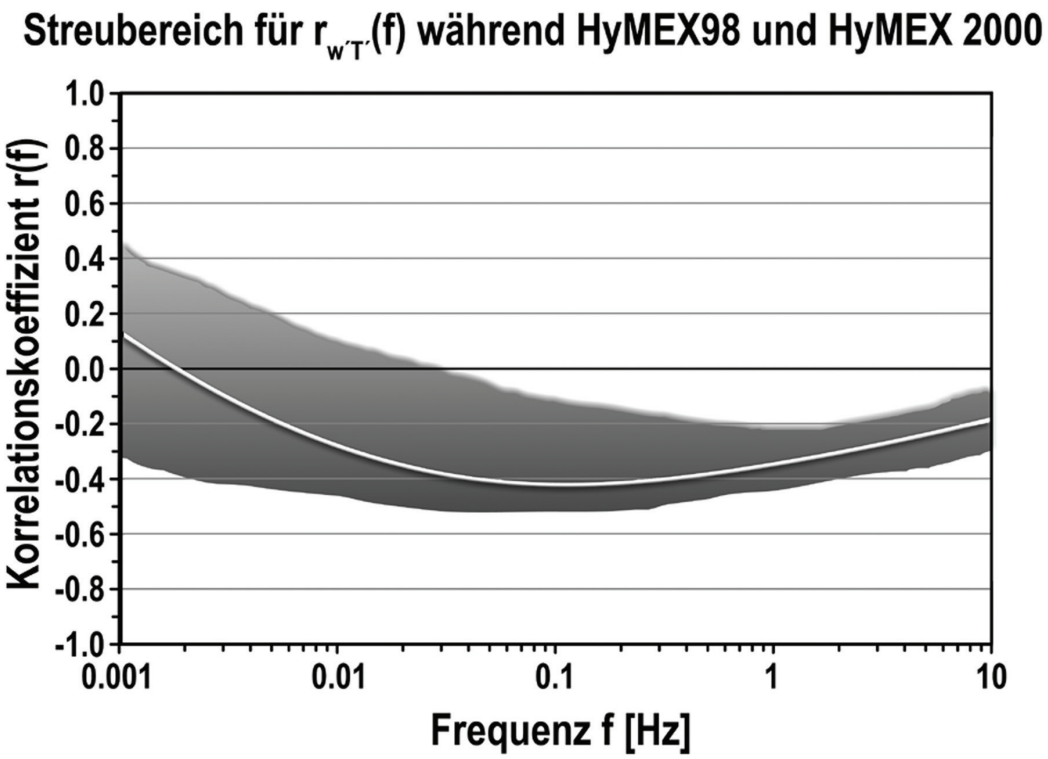


Abb. 5.21: *Streubreite des frequenzabhängigen Korrelationskoeffizienten* ***r(f)*** *für* ***w´T´*** *während der beiden* ***HyMEX****-Experimente auf dem Vernagtferner (graue Fläche). Die helle Linie zeigt einen optimierten Fit für das Datenensemble.*

MOORE (1986) hat die Dämpfung der Spektren im hochfrequenten Bereich durch die genannten Prozesse anhand des Konzeptes frequenzabhängiger *Übertragungsfunktionen (Transferfunktionen*) für Messsysteme untersucht. Das gemessene Spektrum ergibt sich aus der Linearkombination des wahren Spektrums mit den für die einzelnen Messgrößen unterschiedlichen Transferfunktionen (FOKEN, 2003). Damit ist theoretisch eine nachträgliche Korrektur der Kovarianzen möglich. Der wahre Zusammenhang zwischen der Signaldämpfung und dessen Ursachen ist extrem komplex und von unzähligen Faktoren abhängig, so dass eine Anwendung entsprechender Korrekturalgorithmen operationell kaum praktikabel wäre. MOORE hat jedoch Näherungsformeln für quasi trägheitsfreie Sensoren angegeben, die nur die Abhängigkeit von der Länge der Mittelungsstrecke und der Anströmgeschwindigkeit berücksichtigen, jedoch nicht Geometrie und elektronische Eigenschaften der Messanordnung. *Abbildung 5.22* zeigt eine Schar dieser Transferfunktionen für ein Ultraschallanemometer mit einer Messstreckenlänge des *Solent R2A* und typischen während der **HyMEX**-Experimente aufgetretenen mittleren Windgeschwindigkeiten. Der Wert **1** der Funktionen **TC** bewirkt keine Veränderung des ursprünglichen Signals, während der Wert 0.5 eine Reduktion der Varianz der jeweiligen Messgröße auf die Hälfte zur Folge hat. Der Verlauf der Kurven zeigt in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung die zunehmende Dämpfung des Signals mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit. Bei Windgeschwindigkeiten oberhalb von 3 m/s ist der Einfluss relativ gering. Die Dämpfung ist in der Regel für die Temperaturmessung höher als für die Vertikalgeschwindigkeit, so dass auch die zu höheren Frequenzen hin beobachtete Abnahme der Korrelation erklärt werden kann. Eigentlich müsste diese wegen der tatsächlich weitgehend isotropen Ausbildung der Turbulenz dort eher zunehmen oder zumindest konstant bleiben. Einen weiteren Hinweis auf die messtechnische Ursache des Problems liefert die Beobachtung, dass der Effekt am ausgeprägtesten in den Zeiträumen um den Sonnenauf- bzw. Sonnenuntergang auftritt, in denen die Turbulenzintensität ein Minimum erreicht.

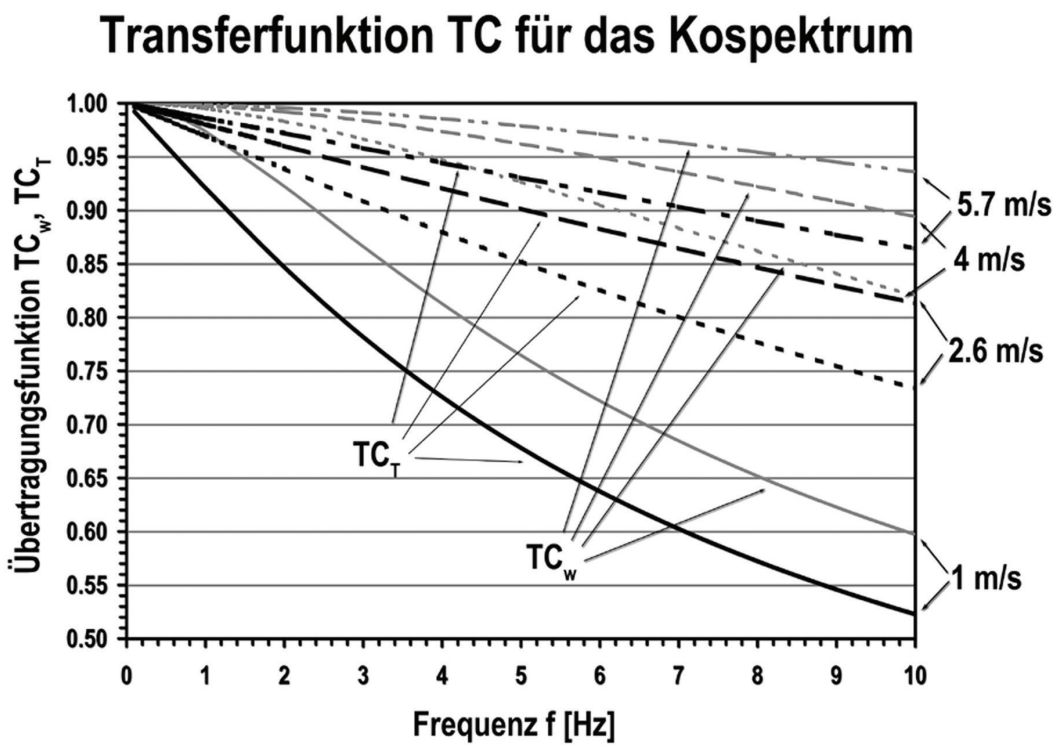


Abb. 5.22: *Transferfunktionen für den Anteil des Vertikalwindes* TC_w *und der Temperatur* TC_T*, bezogen auf den hochfrequenten Anteil des Kospektrums für unterschiedliche mittlere Anströmgeschwindigkeiten. Die Funktionen sind nach den für das Kospektrum angepassten Näherungsformeln von* MOORE *(1986) für ein US-Anemometer mit einer Messstreckenlänge von 149 mm berechnet.*

Zur praktischen Korrektur der Kospektren ist die Anwendung der allgemeinen Formeln nach MOORE nur bedingt geeignet, da sie einerseits nur einen Teil des Problems wirklich berücksichtigen, andererseits der Rechenaufwand sehr hoch ist. Individuelle Einflüsse der Elektronik, die sich in einer Überlagerung eines weißen Rauschens und einer mangelhaften Auflösung des Messsignals äußern, können durch derartige Manipulationen nicht berücksichtigt werden, sind aber in der Praxis wesentlich bedeutender. Deshalb ist zur Ermittlung von Korrekturen der Kovarianz der Vergleich mit geeigneten Modellspektren vorzuziehen, wie er nachfolgend demonstriert wird.

Der integrale Korrelationskoeffizient **R** in Gleichung *[5.17]* variiert deutlich mit der Stabilität der Schichtung. Deshalb ist zur genaueren Berechnung der Flüsse in Modellen eine von der Stabilität abhängige Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten unverzichtbar. Letztere kann zwar prinzipiell aus dem Datenensemble abgeleitet werden, die Allgemeingültigkeit einer derartigen Beziehung ist jedoch fraglich. Die Stabilitätsabhängigkeit des Korrelationskoeffizienten findet dagegen ihre Entsprechung in den universellen Stabilitätsfunktionen der Profilmethode. Häufig ist aber die Datenlage insbesondere im Gebirge für die Anforderungen physikalischer Schnee- und Massenbilanzmodellen zu dürftig, um eine derartig komplexe Analyse mit der erforderlichen Genauigkeit durchführen zu können. Hier bietet sich in der Parametrisierung des Kospektrums nach Gleichung *[5.17]* bzw. *[5.18]* ein Ausweg an. Eine Bewertung der derzeit gängigen Verfahren anhand der Messungen am Vernagtferner und eine daraus abgeleitete weitere Alternative findet sich im folgenden *Kapitel 6* im *Abschnitt 6.6.3*.

Zur Berechnung der Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode ist die Fragestellung nach der Parametrisierung zunächst von untergeordneter Bedeutung, da der Fluss immer direkt aus dem berechneten Kospektrum abgeleitet werden sollte. Essentiell wird sie jedoch im Falle von lücken- bzw. fehlerhaften

Datensätzen oder auch für Messepisoden unter ungünstigen meteorologischen Bedingungen. Denn zur Validierung der Ergebnisse stehen in der Regel meist nur integrale Größen wie beispielsweise der Abfluss oder eine tägliche Messung der Ablation zur Verfügung, so dass die kontinuierliche Bestimmung der Flüsse zwingend erforderlich ist. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, lassen sich Varianzspektren einfacher rekonstruieren als Kospektren. Varianzen können auch aus lückenhaften Datenreihen bzw. sogar aus Mittelwertsmessungen mit hinreichender Genauigkeit abgeschätzt werden. Die einfache Beziehung zur Bestimmung der Kovarianz aus den Varianzen oder rekonstruierten Varianzspektren ermöglicht auch in diesen Fällen eine genauere und prozessgetreuere Abschätzung des Flusses als allein auf der Basis von Parametrisierungsverfahren.

Zur direkten Berechnung des Kospektrums muss nach Gleichung *[5.15a]* auf die komplexen Koeffizienten der FOURIER-Zerlegung der ursprünglichen Zeitreihen mittels **FFT** zurückgegriffen werden. Die geglätteten Varianzspektren können dazu nicht herangezogen werden, da sie nur Information bezüglich des Betrages der Amplitude, nicht aber bezüglich der Phase beinhalten. Deshalb kommt für die Transformation längerer Zeitreihen die gesamte im *Abschnitt 5.3.3* behandelte Problematik erneut zum Tragen. Auf der Basis der berechneten Rohspektren können jedoch analog zu den Varianzspektren auch Kospektren über lange Zeitreihen mittels des bereits beschriebenen *Splicing*-Verfahren zusammengesetzt werden. Sämtliche hier gezeigten Beispiele von Kospektren wurden diesem Prozedere unterzogen.

Im Gegensatz zu den Power- oder Varianzspektren einer Einzelgröße ist bei den Kospektren die Phasenlage der korrelierten Zeitreihen wesentlich. Da das Eddykorrelationsverfahren die simultane Messung der Größen zumindest innerhalb eines genügend kleinen Volumens, besser doch am selben Punkt erfordert, sind die Basisreihen nur dann optimal korreliert, wenn sie absolut in Phase sind. Eine zeitliche Verschiebung (*engl. delay*) der Reihen gegeneinander verringert die Güte der Korrelation in der Regel drastisch, so dass auch die Kovarianz in diesem Fall zu kleine Beträge annimmt. Es kann sogar zu einer Umkehr des Vorzeichens des Flusses kommen. Bei Eddykorrelationsmessungen ist eine synchrone Messung nur selten gewährleistet. Ursache für Phasendifferenzen sind beispielsweise unterschiedliche Aufenthaltszeiten in den Messkammern der Sensoren, aber auch verschieden lange Verarbeitungszeiten der Messelektronik. Eine weitere Quelle für Zeitverzögerungen ist die zeitaufwändige Digitalisierung analoger Signale, die üblicherweise seriell über einen Kanalmultiplexer und einen AD-Wandler erfolgt.

Jedoch auch die oftmals nicht vermeidbare räumliche Separation der Sensoren führt zu einem Fehler, der sich in einem *Delay*-Effekt äußert. Die auf diese Weise über die TAYLOR´sche Hypothese erklärbare Phasendifferenz ist im Gegensatz zu den technisch verursachten nicht konstant, sondern von der Anströmrichtung und der Windgeschwindigkeit abhängig. Sie ist bei niedrigen Windgeschwindigkeiten größer als bei hohen. Ein um 10 cm in Luvrichtung versetzter Sensor führt bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 1 m/s zu einer Zeitdifferenz von 1/10-Sekunde zwischen der Registrierung des Signals und des der korrespondierenden Größe am zweiten Sensor. Bei einem Horizontalwind von 5 m/s beträgt die Verzögerung bereits eine halbe Sekunde.

Während das *Delay*-Problem sich bei den direkt mit dem Ultraschallanemometer gemessenen Größen der Windkomponenten und der Temperatur noch in Grenzen hält, ist es bei der Verwendung zusätzlicher Sensoren immer gegeben. Spätestens an dieser Stelle ist die aufwändige Nachbearbeitung der gespeicherten Originaldaten nicht mehr zu vermeiden. Jedes zusätzliche Gerät, das neben dem Sonic betrieben werden soll, vergrößert den Aufwand exponentiell. Die Probleme, die man sich beispielsweise durch eine separate Messung der Temperatur mit einem *Thermocouple* zu ersparen glaubt, treten in anderer Weise wieder in Erscheinung. Die Berechnung der Schalltemperatur anhand gleichzeitig durchgeführter Feuchtemessungen ist illusorisch, da eine wirklich synchrone Messung nicht gewährleistet werden kann. Ähnlich verhält es sich mit der direkten Messung advektiver Terme, denn die dafür erforderliche Genauigkeit ist nach dem derzeitigen Stand der Technik nicht erreichbar.

Das Eddykorrelationsverfahren hat zwar den Vorteil, dass es auch unter sonst widrigen Umständen einen realistischen Fluss zu liefern vermag, es erfordert aber leider auch die langwierige Auswertung der Daten nach allen Regeln der Kunst. Je nach Prozedere erhält man völlig unterschiedliche, teilweise für den Außenstehenden kaum mehr nachvollziehbare Ergebnisse. Dies zeigen in eindrücklicher Weise auch die unzähligen Arbeiten zu dem berühmten *Kansas*- Experiment (IZUMI, 1971), dessen Daten über

Jahrzehnte immer wieder neu bearbeitet und die Resultate dementsprechend revidiert wurden. Trotz der wachsenden Erfahrung nimmt die sorgfältige Bearbeitung eines auch nur kurzen Datensatzes in der Regel mehrere Jahre in Anspruch, bevor erste stichhaltige Ergebnisse präsentiert werden können. Dessen müssen sich potentielle Anwender der Methode ständig bewusst sein. Jeder Abschnitt der Datenreihe muss einer individuellen Analyse unterzogen werden, die einfache Rechnung nach den Gleichungen *[5.1]* bis *[5.3]* am Anfang des Kapitels genügt den Qualitätsanforderungen nicht.

Zur Bestimmung der korrekten Verzögerungszeit für den individuellen Abschnitt der Datenreihen kommen mehrere unterschiedlich effiziente Verfahren in Betracht. Alle haben gemeinsam, dass die Zeitreihen probeweise um unterschiedliche Zeitschritte **Δt** gegeneinander verschoben werden müssen. Die **Δt** ergeben sich als ganzzahlige Vielfache der Abtastfrequenz. Durch diese wird der Erfolg des Verfahrens begrenzt, denn eventuell erforderliche Zwischenwerte sind nicht möglich. Die Bandbreite der erforderlichen Verschiebung ist relativ hoch, für die **HyMEX**-Experimente ergaben sich Beträge vom 3fachen bis zum 40fachen der Abtastfrequenz von 20.83 Hz, also zwischen 0.14 und 1.92 Sekunden.

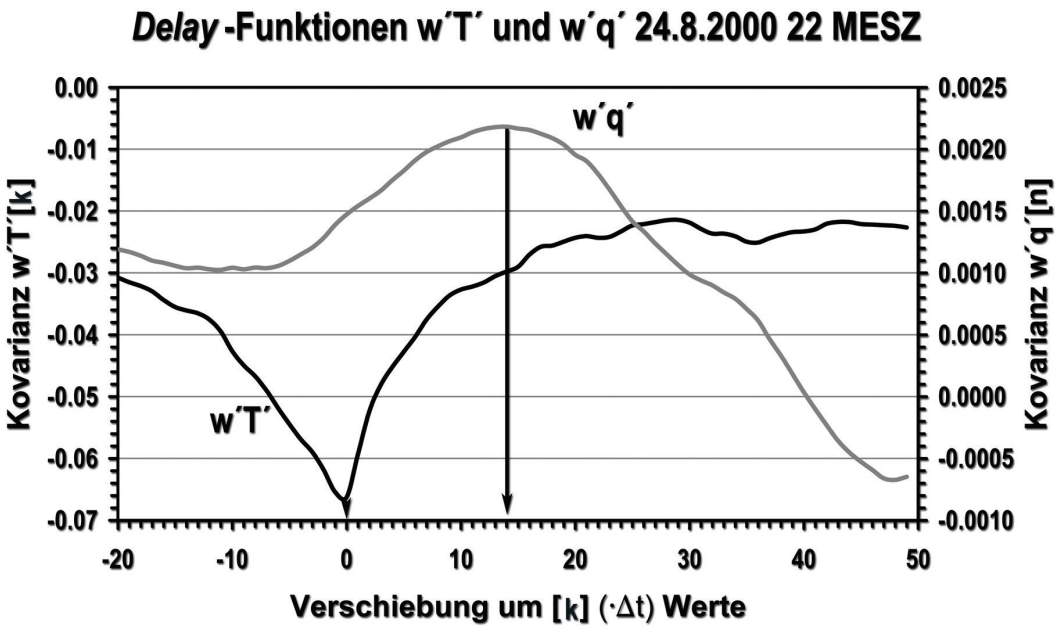


Abb. 5.23: *Korrelationsoptimierung anhand von Kovarianzfunktionen für* ***w´T´*** *und* ***w´q´*** *in Abhängigkeit von der Verschiebung der Zeitreihen um n Zeitschritte gegeneinander.*

Die einfachste Lösung zur Bestimmung der Verschiebung ist das erstmals durch McMillen (1988) beschriebene Verfahren der *Korrelationsoptimierung*. Hierbei werden die beiden Zeitreihen um einen Wert gegeneinander verschoben und nach Gleichung *[5.1]* bzw. *[5.2]* die Kovarianz berechnet. Das Ergebnis sind Funktionen mit einem mehr oder minder markanten Maximum oder Minimum, wie sie beispielhaft in *Abbildung 5.23* wiedergegeben sind. Anhand der Lage der Extrema kann der optimale Versatz abgelesen werden. In der *Abbildung 5.23* zeigt die Funktion für **w´T´** erwartungsgemäß ein deutliches Minimum für eine Verschiebung um 0 Werte. Für davon abweichende Werte reduzieren sich die Kovarianzen relativ schnell auf einen Bruchteil des optimalen Wertes. Für **w´q´**, für das die spezifische Feuchte in einigem Abstand von der Vertikalstrecke des Ultraschallanemometers gemessen wird, ist die Funktion nicht ganz so eindeutig. Bei einer Verschiebung der Temperaturreihe um ca. 14 Werte in Richtung der positiven Zeitachse zeigt sie ein breites Maximum, während ohne Versatz ein um gut 30% niedrigerer kinematischer Fluss resultiert. Ein Versatz um mehr als 40 Werte würde gar zu einer Vorzeichenumkehr des Flusses führen.

Obwohl die Korrelationsoptimierung nach McMillen nur einen geringen Rechenaufwand erfordert und daher leicht für den Betrieb in Echtzeit in ein Datenerfassungssystem implementiert werden kann, ist sie in der Praxis für eine eindeutige Bestimmung der *Delay*-Zeit nicht ausreichend. Ein lokales Maximum in der Korrelation ist dazu eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung. Besonders in Zeiträumen mit schwach ausgebildeter Turbulenz sind die Minima und Maxima nicht gleichermaßen ausgeprägt wie in dem Beispiel der *Abbildung 5.23*. Deshalb sind weitere Entscheidungskriterien wie beispielsweise der Verlauf der Kospektren im Inertialbereich hinzuzuziehen. Denn der fehlerhafte Versatz der Zeitreihen wirkt auf das Kospektrum wie ein Tiefpassfilter, er beeinträchtigt in der Regel den Produktionsbereich des Spektrums nicht, sondern verändert extrem den Inertialbereich und reduziert auf diesem Wege die Kovarianz (Beier & Weber, 1992). Ein weiteres Indiz für korrekt korrelierte Reihen ist neben einer generellen Glockenform des Kospektrums auch das weitgehende Verschwinden des Quadraturspektrums (Laubach, 1996). Die wohl sensitivste Methode zur Bestimmung der *Delay*-Zeit ist jedoch die bei Beier & Weber (1992) erstmals und im folgenden *Abschnitt 5.3.6* ausführlich beschriebene *Ogivenanalyse*.

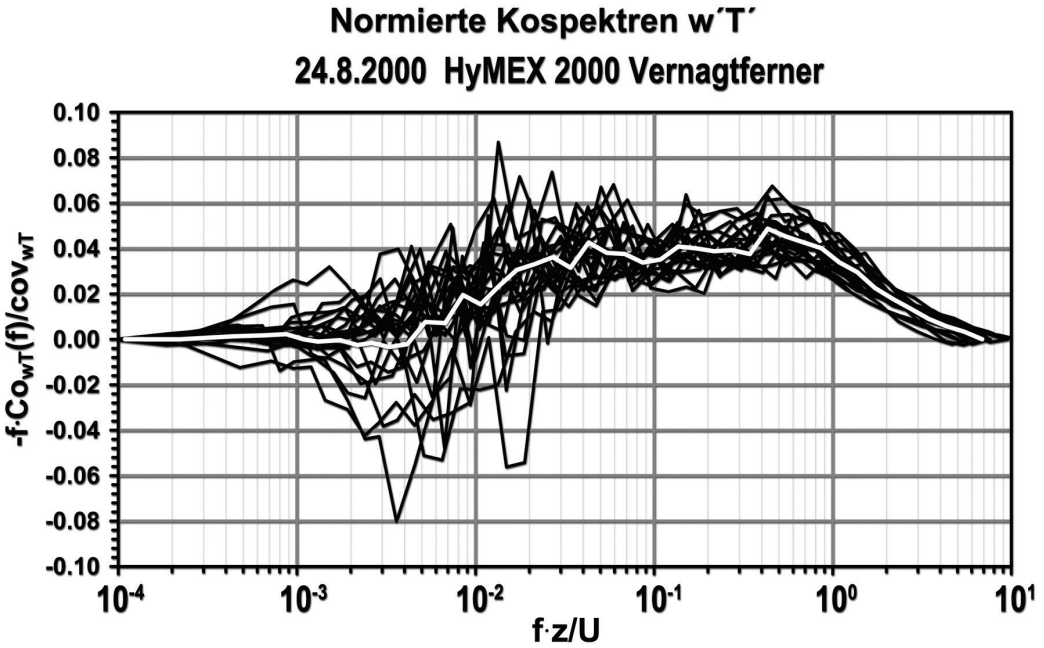


Abb. 5.24: *Schar von 24 normierten Kospektren* ***w´T´*** *über eine Länge von 53 Minuten vom 24.8.2000 über dem Vernagtferner. Die helle Linie markiert den Verlauf des mittleren Spektrums. Eine positive Amplitude entspricht einem zur Oberfläche gerichteten Fluss.*

Die Kospektren der atmosphärischen Turbulenz zeigen analog den Varianzspektren charakteristische Eigenschaften, die je nach Darstellungsform unterschiedlich deutlich in Erscheinung treten. Bei Multiplikation der Koeffizienten **Co(f)** mit der Frequenz wird die Fläche unter dem Spektrum bei einer halblogarithmischen Darstellung proportional zur Kovarianz, wobei je nach Richtung des Flusses positive und negative Werte des Flusses auftreten können. Unter ideal homogenen und stationären Bedingungen gewonnene Kospektren sollten sich nach der Skalierung mit der totalen Kovarianz zu einer universellen Kurve vereinigen. Reale Spektren zeigen dagegen eine insbesondere im langwelligen Bereich zunehmende Streubreite, wie sie auch in der Darstellung der Schar von Spektren vom 24.8.2000 während **HyMEX 2000** in *Abbildung 5.24* deutlich wird. Das Mittel über alle Kurven sollte dem universellen Verlauf dennoch relativ nahe kommen. Angesichts der teilweise extrem stabilen Schichtung und der hochgradigen Instationarität erscheint die Bandbreite eher gering und entspricht eher dem Bild unter konvektiven Bedingungen. Über einen kompletten Tagesgang gemittelt ergeben sich über den dimensionslos normierten

Frequenzbereich von $3 \cdot 10^{-3}$ bis 10 durchweg positive Beiträge zur Kovarianz, die netto einen Übergang von Wärme aus der Atmosphäre zur Eisoberfläche in guter Übereinstimmung mit den gleichzeitig als stabil klassifizierten Gradienten der Temperatur belegen. Auffallend ist jedoch das häufige Auftreten negativer Beiträge gegen den Gradienten im Frequenzbereich zwischen 10^{-3} und 10^{-1}, die teilweise die Kovarianz aus dem darüber liegenden Teil des Spektrums stark reduzieren.

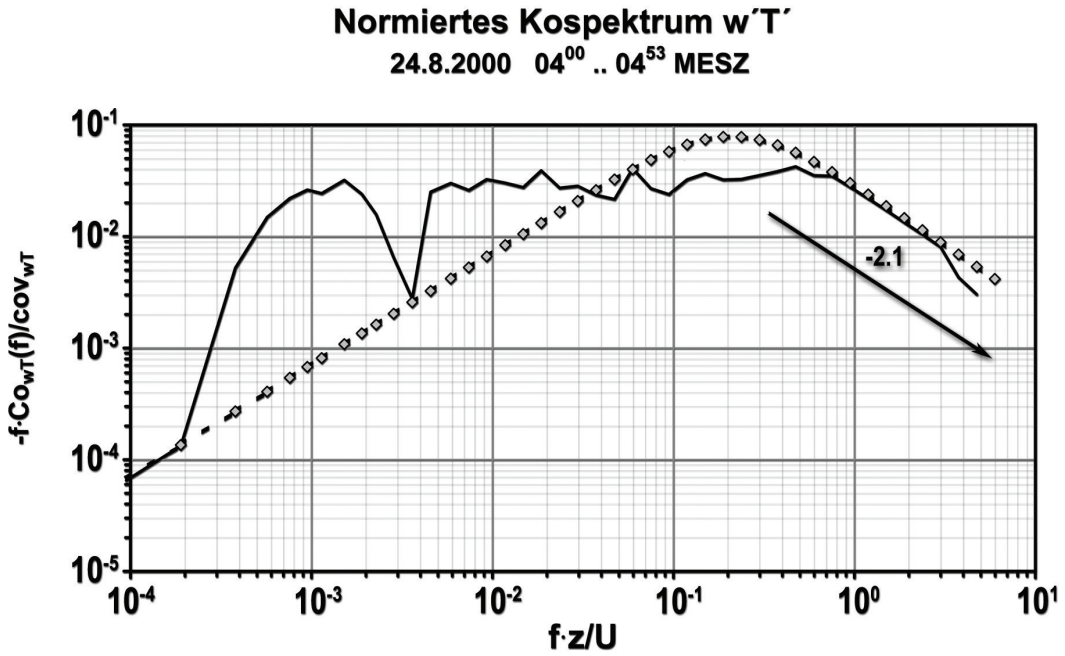


Abb. 5.25: *Kospektrum in nicht zur Kovarianz proportionaler doppeltlogarithmischer Darstellung. Zum Vergleich ist ein universelles Kospektrum nach* Moore *(1986) eingetragen, dessen Inertial- und Erzeugungsbereich hier als Gerade erscheint. Die mittlere Windgeschwindigkeit betrug* ***u=4.2 m/s,*** *die Messhöhe* ***z=2.6 m****. Für den Stabilitätsparameter* ξ *wurde in Gleichung [5.19] der Wert* ***0.035*** *gewählt.*

Auch für die Kospektren ist der Abfall der Flussdichte im Inertialbereich zwischen ca. 0.3 und 10 *Hz* ein guter Indikator für die Qualität der Messung. Theoretisch erfolgt er mit einer Potenz von –4/3 zur Frequenz (Kaimal *et al.*, 1972). Die Position des Maximums innerhalb des Graphen ist dabei von der Stabilität abhängig. Empirische Untersuchungen (Olesen *et al.*, 1984) ergaben, dass die Abnahme geringfügig steiler erfolgt und besser mit einem Exponenten von -2.1 beschrieben wird. In doppelt-logarithmischer Darstellung sollte der Inertialbereich als Gerade mit dieser Steigung erscheinen. Wie die *Abbildung 5.25* zeigt, wird dies auch anhand der Kospektren der **HyMEX**-Experimente im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt.

Wiederum Kaimal et al. (1972) geben zur Approximation des Verlaufs der Kospektren unter unterschiedlichen Stabilitätsbedingungen empirische Beziehungen an, die durch Moore (1986) in eine anwenderfreundlichere Form umgewandelt wurden. Für den Fall einer hier relevanten stabilen Schichtung der Grenzschicht kann das Kospektrum für den sensiblen Wärmefluss angenähert werden durch

$$[5.19] \quad f \cdot Co_{wT}(f) = \frac{f_n}{0.284 \cdot (1 + 6.4 \cdot \mathrm{x})^{0.75} + 9.345 \cdot (1 + 6.4 \cdot \mathrm{x})^{-0.825} \cdot f_n^{\,2.1}}$$

mit wiederum $$f_n = \frac{f \cdot z}{U}$$

und $$\mathrm{x} = z / L_* \,.$$

Zur Berücksichtigung der Abhängigkeit von der Stabilität wird der aus der MONIN-OBUKHOV-Theorie (1958) bekannte dimensionslose Stabilitätsparameter ξ verwendet, welcher auch als Argument der dort zur Berechnung der Flüsse erforderlichen universellen *Stabilitäts-*(*Phi*)-Funktionen dient. Er enthält die charakteristische (MONIN-OBUKHOV)-*Länge* $\mathbf{L}_\star$, welche im Rahmen der Erweiterung des für neutrale Schichtung formulierten *Fluss-Gradient*-Ansatzes auf nichtneutrale Schichtung anhand einer Dimensionsanalyse abgeleitet wird zu (FOKEN, 2003)

[5.20] $$L_* = \frac{u_*^3}{\mathrm{k}\,\frac{g}{\mathrm{q}}\,\overline{w'T'}} \,.$$

Die Länge $\mathbf{L}_\star$ gibt die Relation zwischen den dynamischen, thermischen und auftriebsbedingten Prozessen an und entspricht in etwa der charakteristischen Dicke der dynamischen Unterschicht. Nach der exakten physikalischen Deutung von BERNHARDT (1995) handelt es sich um die Höhe einer Luftsäule, in der Produktion ($\mathbf{L}_\star<0$) bzw. Verbrauch ($\mathbf{L}_\star>0$) kinetischer Turbulenzenergie infolge der Auftriebskräfte pro Volumeneinheit in einer beliebigen Höhe **z** innerhalb der dynamischen Grenzschicht gleich der dynamischen Produktion kinetischer Turbulenzenergie pro Volumeneinheit in einer beliebigen Höhe **z** innerhalb der dynamischen Unterschicht, multipliziert mit dieser Höhe **z**, ist.

In gewisser Weise wird an dieser Stelle mit der Verwendung dieser Größe inkonsistent gehandelt, da die *MO*-Theorie äußere Kräfte, welche in der Gletscherwindschicht wirksam werden und zu einer Modifikation des Wind- und Temperaturprofils führen, nicht berücksichtigt und daher nicht ohne weiteres angewandt werden darf. Andererseits können aber auf diesem Wege die Abweichungen zwischen Theorie und Wirklichkeit verdeutlicht werden. In Gleichung *[5.19]* ist daher eine der vielfältigen empirischen Stabilitätsfunktionen ($1+6.4\cdot\xi$), hier gültig für $\xi>0$ (stabil), integriert. Eine entsprechende Auswahl von weiteren publizierten Variationen findet sich bei FOKEN (2003).

Wie in *Kapitel 6* noch gezeigt wird, kann ξ auch über die RICHARDSON-Zahl **Ri** bestimmt werden, so dass überprüft werden kann, wie sich die Strömung in Bezug auf die durch die MO-Theorie beschriebenen Eigenschaften tatsächlich verhält. Für den Vergleich der gemessenen Kospektren mit den universellen Spektren wird ξ so optimiert, dass die Kurven im Inertialbereich optimal übereinstimmen. Anschließend werden beide Kurven anhand des Flächenintegrals auf den Wert 1 normiert. Die auf diesem Wege erhaltene *Monin-Obukhov*-Länge kann dann durchaus mit der vermuteten Dicke der katabatischen Schicht in Beziehung gebracht werden. Alle gemessenen Spektren lassen sich im Inertialbereich gut mit den universellen Kospektren nach *[5.19]* annähern. Weitere Beispiele unter Bedingungen mit unterschiedlicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeit und Stabilität zeigen die *Abbildungen 5.26* bis *5.28*.

Generell zeigt der Vergleich der am Vernagtferner gemessenen Spektren mit den universellen Kurven einen markant breiteren Verlauf im Produktionsbereich. Der Abfall auf Null am niederfrequenten Ende des Spektrums fällt aber in der Regel mit dem der Modellspektren zusammen. Dass die Maximalwerte der gemessenen Spektren die der Modellspektren nicht erreichen, der Ausgleich dafür jedoch durch unregelmäßige Beiträge durch Strukturen im langwelligen Abschnitt erfolgt, ist insbesondere im konvektiven Fall (LAUBACH, 1996) nicht ungewöhnlich. Dort wird ein wesentlicher Anteil des Energieaustausches durch die unregelmäßige Bildung ausgedehnter Thermikblasen bewerkstelligt, deren Dynamik von den

Auftriebskräften herrührt. Die Intensität der Turbulenz wird dabei maßgeblich durch den Tagesgang des Energieangebots aus der solaren Einstrahlung bestimmt, wie dem Beispiel in *Abbildung 5.29* entnommen werden kann, welches in 3D-Darstellung die Variation der auf Wirbelskalen transformierten Kospektren über einer trockenen Wiese für einen heißen Sommertag unter stark konvektiven Bedingungen wiedergibt. In der nächtlichen stabilen Grenzschicht dagegen ist die thermisch induzierte Turbulenz stark eingeschränkt, so dass die Flüsse nur noch verschwindend kleine Werte annehmen.

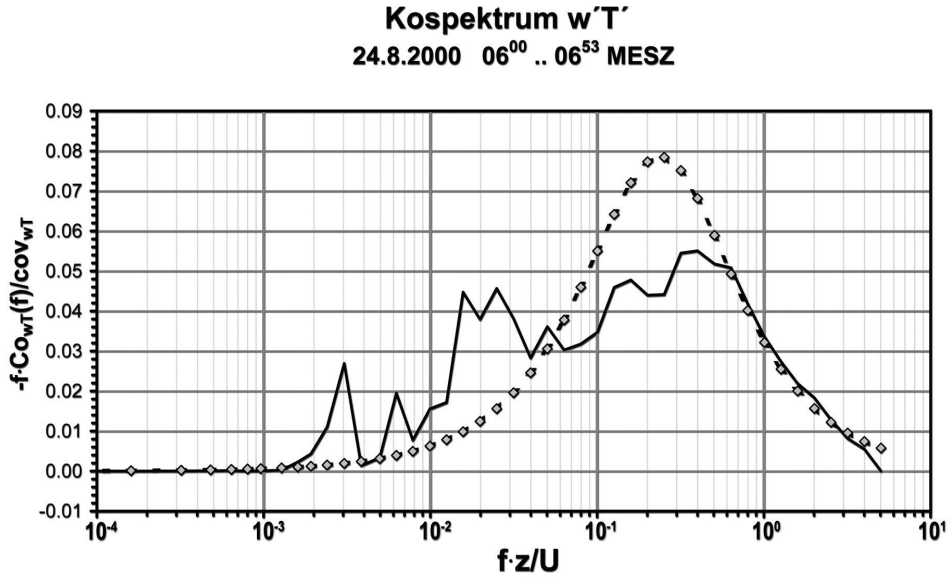


Abb. 5.26: *Normiertes Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (**u = 5 m/s**). Zum Vergleich ist das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **ξ = 0.07** gestrichelt und punktiert eingetragen.*

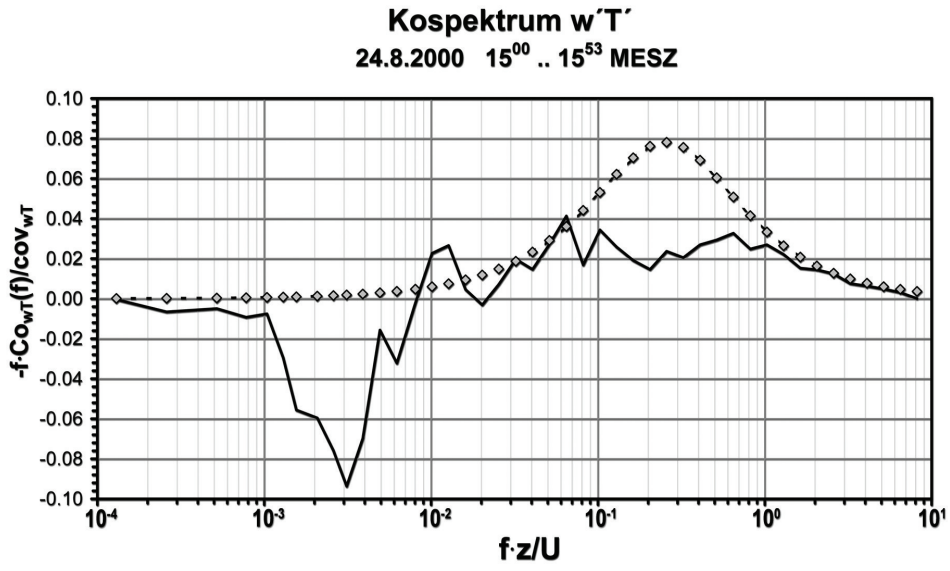


Abb. 5.27: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei niedriger mittlerer Windgeschwindigkeit (**u = 3.1 m/s**). Zum Vergleich das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **ξ = 0.09**.*

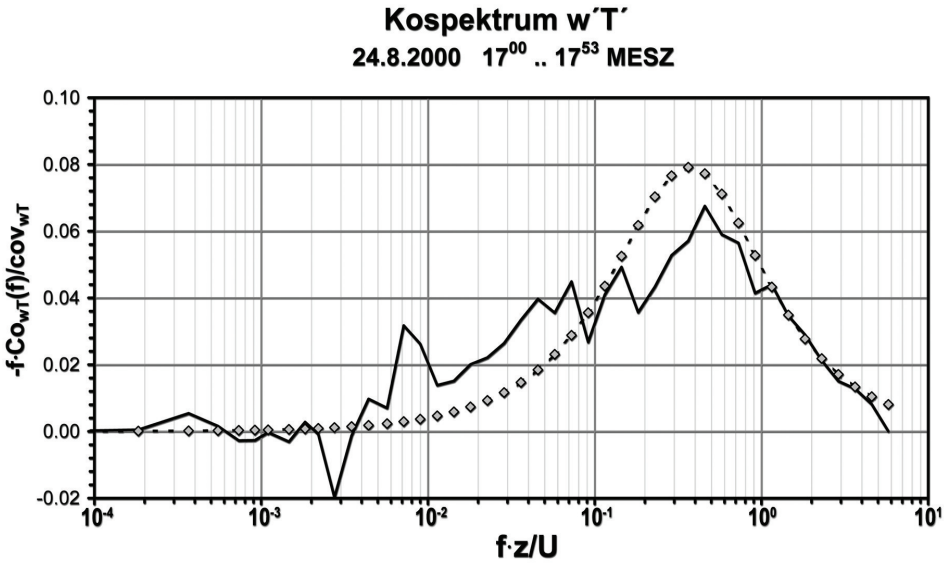


Abb. 5.28: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (**$u = 4.4$ m/s**) und hoher Stabilität. Zum Vergleich das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **$\xi = 0.25$**.*

Über dem Vernagtferner ist die Situation offensichtlich genau entgegengesetzt, wie man der zu *Abbildung 5.29* analogen Darstellung des Tagesgangs der Kospektren am Beispiel der Messungen vom 24.8.2000 der *Abbildung auf Tafel XXVI* bzw. *Abbildung A auf Tafel XXVII* entnehmen kann. Hier ist der turbulente Austausch eher in den Zeiträumen mit der stärksten Einstrahlung eingeschränkt. Es gibt jedoch auch Ausnahmen, wie beispielsweise am 26.8.2000. Dort konnten auch am Nachmittag beträchtliche Flüsse beobachtet werden.

Die anhand des Vergleichs mit den universellen Kospektren ermittelten Werte für den Stabilitätsparameter ξ mit einer Bandbreite von 0.05 bis 0.25 sind verglichen mit den aus den Gradienten ableitbaren Werten ungewöhnlich klein. Im Sinne der *MO*-Theorie hat die Strömung trotz der teilweise extremen Gradienten offensichtlich einen eher neutralen bis schwach stabilen Charakter, was die Effizienz des turbulenten Transports steigert. Es gibt dabei jedoch keinen signifikanten Zusammenhang mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Auffällig ist nur, dass mit zunehmender Stabilität die Beiträge aus dem langwelligen Bereich der Spektren zugunsten von denen in der Umgebung des Maximums und dem Inertialbereich abnehmen.

Smeets *et al.* (1998) bringen diese Beiträge im langwelligen Abschnitt der Kospektren mit einem dynamischen Prozess des Einmischens von wärmerer Luft aus Bereichen der Grenzschicht in die primär durch Strahlungsverluste direkt über dem Gletscher kältere Luftschicht in Verbindung. Diese Hypothese kann auch durch die Messungen während **HyMEX** gestützt werden. Es handelt sich dabei um einen Vorgang, den man anhand des Begriffs einer „*negativen Konvektion*" charakterisieren könnte. Durch die mechanisch erzwungene Einbringung von wärmeren Luftblasen in die kalte Schicht werden Auftriebskräfte wirksam, die auch innerhalb der stabilen Schicht konvektive Prozesse auslösen können. Der durch die gleichzeitig bei zunehmender Windgeschwindigkeit wirksame mechanische Turbulenz erzeugte Wärmefluss labilisiert für kurze Zeit die stabile Schichtung. Bei anschließend nachlassender Geschwindigkeit der Strömung wächst der Temperaturgradient über dem Eis wieder an.

Dieses kurzperiodische reziprok gekoppelte Verhalten von Stabilität und Windgeschwindigkeit wurde bereits von Ekhart (1935) und Hoinkes (1955) beschrieben. Besonders deutlich wird der Zusammenhang beim Vergleich der in den Profilschnitten der Windgeschwindigkeit, Temperatur und des Dampf-

drucks in den *Farbabbildungen Tafel XIX* und *Tafel XX* erkennbaren Strukturen. In den Zeiträumen mit hohen Windgeschwindigkeiten ist die Schicht gut durchmischt, erkennbar an verhältnismäßig großen Abständen der Isolinien der skalaren Größen auch dicht über dem Eis. Mit dem Nachlassen des Windes bilden sich dort rasch wieder starke Temperatur- und Feuchtegradienten. Der geradezu periodische Wechsel zwischen den Phasen im Rhythmus von 5 bis 10 Minuten führt zu ausgeprägter Instationarität in den Zeitreihen, die sich wiederum in dem unruhigen Verlauf der Spektren und Kospektren in den korrespondierenden Frequenzbändern äußert. Diese Charakteristik unterscheidet sich aber kaum von der unter sehr labilen Bedingungen gemessenen Spektren. Bei den Spitzen im Produktionsbereich handelt es sich generell um reale Flussbeiträge, die lediglich unter Betrachtung der statistischen Relevanz und der ungünstigeren Bedingungen für die Gültigkeit der TAYLOR´schen Hypothese für eine Verbreiterung des Unsicherheitsbereichs bei der Flussbestimmung sorgen.

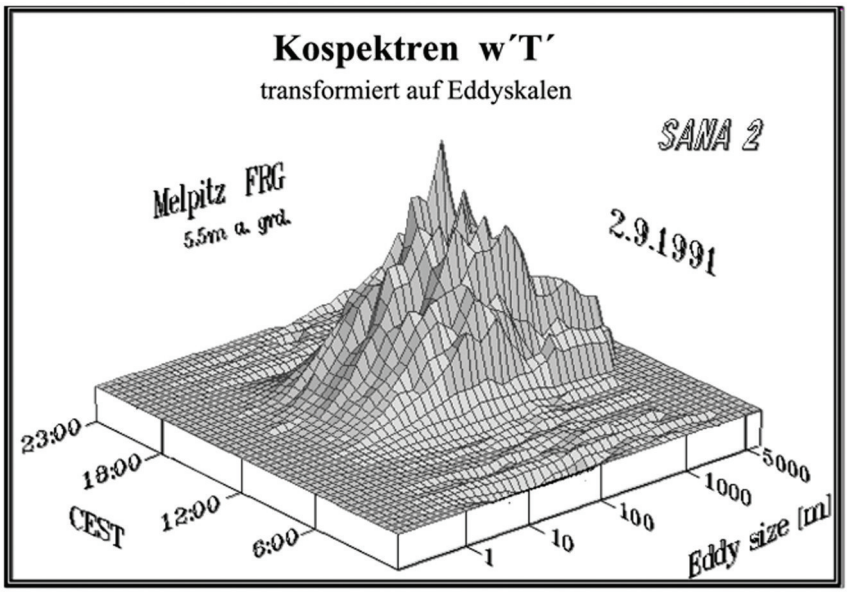


Abb. 5.29: *Beispiel für den Tagesgang der Kospektren* ***w´T´*** *in einer extrem konvektiven Grenzschicht über einer trockenen Wiese in ebenem, weitgehend homogenen Gelände. Die auf Wirbelgrößen transformierte Darstellung ist unmittelbar vergleichbar mit der Wiedergabe des Tagesgangs der Kospektren über dem Vernagtferner auf der Tafel XXVI. (AUS BEIER et al., 1996).*

Unter den Bedingungen von niedriger Windgeschwindigkeit bei gleichzeitig hoher Stabilität finden sich in den Kospektren aber auch weitere Anomalien in der Art, wie sie beispielsweise in den *Abbildungen 5.27* und *5.28* zutage treten. Im Frequenzband unterhalb von 10^{-2} sind dort signifikant positive, also von der Eisfläche in die Atmosphäre gerichtete Flussbeiträge festzustellen. In der zur Kovarianz proportionalen Darstellung wird deutlich, dass es sich um beachtliche Flüsse gegen den mittleren Gradienten handelt. Die mittels der horizontalen mittleren Windgeschwindigkeit auf Wirbelskalengröße transformierte Darstellung der Kospektren im Tagesverlauf auf *Tafel XXVI* zeigt zusätzlich, dass es sich dabei um zeitlich und räumlich eng begrenzte Ereignisse handelt.

Auch wenn im Verlauf der Diskussion der Spektren häufig salopp der Begriff „*Wirbelgröße*“ verwendet wird, darf er nicht allzu wörtlich genommen werden. Es handelt sich dabei, wie eingangs bereits erwähnt, lediglich um eine Modellvorstellung, die dem besseren Verständnis der Prozesse dient. Wirbel mit Dimensionen von einigen 100 m bis mehrere km hätten in der Realität eine zu geringe Lebensdauer, als dass ihre Struktur mittels der TAYLOR´sche Hypothese korrekt abgebildet werden könnte. Es handelt sich vielmehr um die Interpretation eines Signals, dessen Quellregion jedoch durchaus mit der analysierten Wellenlänge in Verbindung gebracht werden kann. Der Hintergrund dafür liegt in der Modifikation

der weitgehend stationären Grundströmung durch lokale Störeinflüsse. Eine in einer gewissen Distanz erzeugte Änderung einer Messgröße wird dem Grundstrom aufgeprägt und ist stromabwärts nach dem Verstreichen einer entsprechenden Zeitspanne an einer weiter entfernten Messstation noch feststellbar. Zum besseren Verständnis dieser Zusammenhänge sei als Beispiel in der Makroskala die Erwärmung von Luftmassen über der Sahara und dem Mittelmeerraum herangezogen. Werden diese über die Alpen durch die großräumige Zirkulation nach Süddeutschland verfrachtet, wird mit einer gewissen Verzögerung, die der benötigten Transportzeit entspricht, auch in München eine allgemeine Erwärmungstendenz beobachtet. Man spricht in diesem Zusammenhang von *Warmluftadvektion*, da die ursprünglichen lokalen Prozesse durch die auf dem Transportweg durch weitere Prozesse erfolgte Modifikation der Luftmasse nicht mehr zu analysieren sind. Ein lokal scharfer Impuls bildet sich als lange Welle ab. In diesem Sinne kann auch die *Abbildung* auf *der Tafel XXVI* interpretiert werden, welche analog zu der Darstellung für die Temperatur- und Vertikalwindvarianz *auf der Tafel XXV* die Isolinien der Kovarianzbeiträge von $\mathbf{w'T'}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\mathbf{U/f}$ und der Zeit darstellt. Die Wellenlänge kann somit als direkter Maßstab für die Distanz zum ursprünglichen Quellgebiet für die Flussbeiträge verstanden werden (Beier & Weber, 1992; 1996; Laubach, 1996). Die davon abhängigen Beiträge zur Kovarianz dürfen jedoch nur als Integral über ein breiteres Frequenzband mit den lokalen Prozessen in Verbindung gebracht werden. Mit der Annäherung an die Station werden die lokalen Prozesse immer schärfer abgebildet, so dass Kovarianzbeitrag und Wellenlänge direkt miteinander in Verbindung gebracht werden können.



Abb. 5.30: *Bildung vereinzelter Wolken durch Konvektion über den Gipfeln der Vernagt-Umrahmung. Aufnahme vom 25.8.2000 gegen 15^{00} MESZ.*

Vor diesem Hintergrund vermittelt die *Tafel XXVI*, dass die hauptsächlichen Anteile des Flusses mit den maximalen Wellenlängen zwischen 4 und 10 m der unmittelbaren Umgebung der Messstation entstammen. Genauer aus einem Sektor, der durch einen Radius ca. 100 bis 150 m in der Hauptwindrichtung, also nördlich, begrenzt ist. Darüber hinaus wird das Signal immer diffuser. Der maximale Radius, aus dem überhaupt Signale beobachtet werden können, stimmt in etwa mit der Distanz zu den Gipfelregionen des Gletscherareals überein. Weiter entfernte Störungen besitzen keine wesentliche Relevanz. Vergleichbar mit der op-

tischen Sichtweite oder dem Empfang eines UKW-Senders ist an der **HyMEX**-Station der „Blick" über die Kämme weitgehend versperrt. Die oben angesprochenen Flussbeiträge gegen den Gradienten können demnach entsprechend einer Distanz zwischen 1 und 1.5 km dem eng begrenzten Bereich um die Gipfel der Vernagtregion zugeordnet werden. Dort ist in den Nachmittagsstunden über den stark aufgeheizten dunklen Felsen eine entsprechende konvektive Aktivität mit entsprechenden Aufwinden zu erwarten. Als Beleg dafür kann die Beobachtung der vereinzelten Bildung kleiner Wolken über den Gipfeln am sonst wolkenlosen Himmel herangezogen werden. Ein Beispiel hierfür zeigt das Fotodokument *Abbildung 5.30*.

Die lokalen Konvektionsvorgänge über den Gipfelfelsen stehen im Gegensatz zu den über dem Gletscherareal stattfindenden Einmischprozessen nicht mit den Austauschprozessen über der Gletscherfläche in Verbindung, da sie außerhalb des Systems stattfinden. In der Konsequenz bedeutet dies, dass das Kospektrum in *Abbildung 5.27* mit dem Erreichen der 0-Linie bei der Frequenz 10^{-2} sämtliche Prozesse über dem Gletscher vollständig beinhaltet. Die von der Oberfläche weg gerichteten, in der Wiedergabe negativ erscheinenden Kovarianzanteile dürfen bei der Berechnung der totalen Kovarianz nicht berücksichtigt werden. Dies kann anhand der im nachfolgenden Abschnitt behandelten Ogivenanalyse belegt werden. Hier zeigt sich die Überlegenheit der prozessorientierten spektralen Analyse gegenüber der einfachen Berechnung der Kovarianz mittels *Gleichung [5.1]* unter Verwendung fester Mittelungsintervalle. Letztere würde einen negativen Fluss ergeben, der nicht im Einklang mit dem vorherrschenden Gradienten mit einer Zunahme der Temperatur mit der Höhe ist.

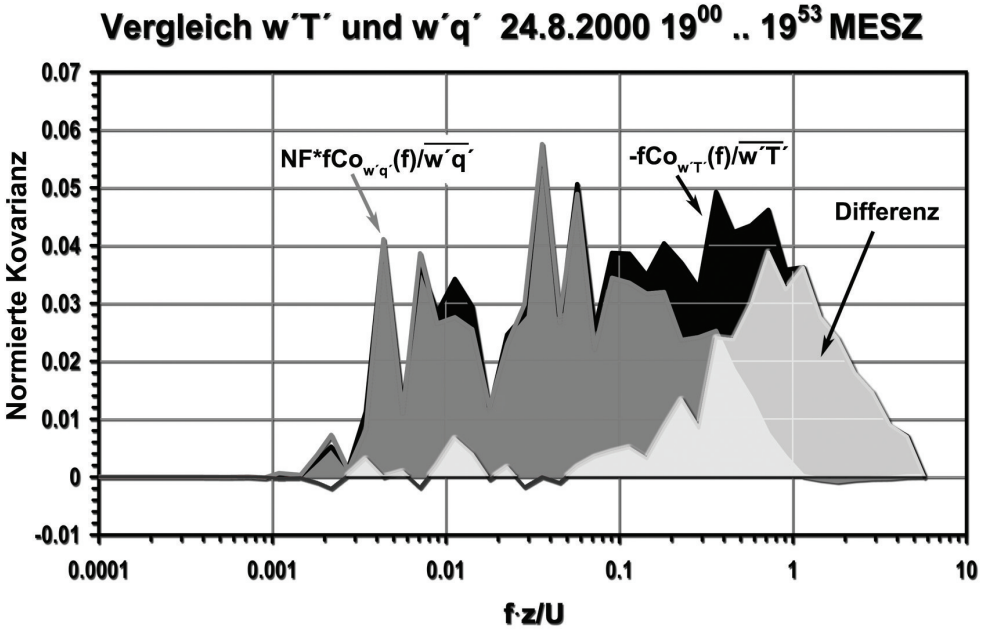


Abb. 5.31: *Vergleich der normierten Kospektren* ***-w´T´*** *(schwarz) und* ***w´q´*** *(grau,* ***NF*** *= Normierungsfaktor zum Maximalwert des normierten Kospektrums w´T´) und deren Differenz (hellgrau). Wegen des gegenüber dem sensiblen Wärmefluss inversen Vorzeichens des latenten Wärmestroms wird* $\boldsymbol{Co_{w'q'}}$ *positiv verwendet.*

Da die normierten Kospektren **w´q´** theoretisch den identischen Verlauf wie die von **w´T´** zeigen, muss deren umfassende Analyse mit Ausnahme einiger Detailprobleme an dieser Stelle nicht explizit behandelt werden. Darstellungen einer Schar von Spektren geben ein bis auf Vorzeichen identisches Bild. Ist der Dampfdruck der Luft höher als der Sättigungsdampfdruck an der Oberfläche, besitzen die Beiträge zur Kovarianz entsprechend des in die Atmosphäre gerichteten Flusses das gleiche positive Vorzeichen wie **w´T´** bei stabiler Schichtung, ansonsten ist es negativ. Auf die Kovarianz normierte und flächentreu linear-logarithmisch dargestellte Kospektren sollten bei angeglichenem Vorzeichen sogar absolut deckungs-

gleich erscheinen. Abweichungen deuten auf eine unvollständig erfasste Kovarianz hin. In der Regel ist dann der Maximalwert des Kospektrums (±) $\mathbf{f \cdot Co_{w'q'}(f)}$ höher als der von $\mathbf{-f \cdot Co_{w'T'}(f)}$. Durch einen zusätzlichen Normierungsfaktor **NF<1** kann die Kongruenz zumindest im Produktionsbereich im Rahmen der Messgenauigkeit wieder hergestellt werden. *Abbildung 5.31* zeigt ein entsprechendes Beispiel. Das erhaltene Kospektrum für **w′q′** zeigt im Trägheitsbereich gegenüber dem von **w′T′** systematische Abweichungen in Form einer Tiefpassfilterung. Der hochfrequente Anteil des Spektrums des kinematischen Feuchteflusses wird nicht in der gleichen Weise aufgelöst wie der des kinematischen Wärmeflusses. Die Ursachen liegen primär in der Messtechnik:

- *Wie bereits weiter oben erwähnt, bewirkt eine Phasendifferenz zwischen w′ und q′ den Effekt einer Tiefpassfilterung. Da eine Korrektur nur in digitalen Schritten der Abtastrate erfolgen kann, ferner die Phasendifferenz schwankt, ist sie nicht immer vollständig. Somit bleibt trotz Korrektur ein geringer Tiefpasseffekt erhalten.*
- *Das Feuchtesignal wird als Analogsignal in den Eingangskanal des Anemometers eingespeist und dort mit einer AD-Wandlereinheit digitalisiert. Obwohl die Ausgabe analog der Anemometerdaten mit einer Frequenz von 20.83 Hz erfolgt, beträgt die tatsächliche Abtastrate lediglich 10 Hz. Damit können Varianzanteile jenseits der resultierenden Nyquistfrequenz $\mathbf{N_G}$ von 5 Hz a priori nicht erfasst werden.*
- *Die vorgegebene effektive Digitalisierungstiefe des AD-Wandlers mit 10 bis 12 Bit reicht nicht immer zur Auflösung kleinster Schwankungen aus. Elektronische Filter bzw. Rauschen der Verstärkereinheit des Hygrometers begrenzen die tatsächliche Abtastfrequenz auf 2 bis 5 Hz. Dies wiederum reduziert die wahre Auflösung des Inertialbereiches auf wenig mehr als 1Hz.*
- *Bei **HyMEX98** musste zudem ein digitaler Bandpassfilter zur Korrektur von Verstärkerschwingungen eingesetzt werden. Dort beträgt die Eckfrequenz teilweise sogar weniger als 1 Hz.*

Fasst man sämtliche Punkte zusammen, ist die in *Abbildung 5.31* festgestellte extreme Tiefpassfilterwirkung erklärbar. Da nichts darauf hindeutet, dass sich der teilweise analytisch beschreibbare Inertialbereich des Kospektrums **w′q′** systematisch von dem von **w′T′** unterscheiden sollte, kann der fehlende Anteil des kinematischen Feuchtefluss anhand der Differenz der beiden Spektren ermittelt werden. In der *Abbildung 5.31* ist diese als hellgraue Fläche wiedergegeben. Im Rahmen der Messgenauigkeit zeigt sich die Differenz als typische Kurve eines Tiefpassfilters. Somit lässt sich die Kovarianz individuell für jeden Abschnitt in einfacher Weise korrigieren mit

$$\overline{w'q'} = \frac{\overline{w'q'}_{gemessen}}{NF}, \qquad \textbf{[5.21]}$$

wobei

$$NF = \frac{Max(f \cdot Co_{wT}(f) / \overline{w'T'})}{Max(f \cdot Co_{wq}(f) / \overline{w'q'}_{gemessen})}. \qquad \textbf{[5.22]}$$

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, dass sich die Berechnung der universellen Kospektren beispielsweise nach Gleichung *[5.19]* nicht für eine Parametrisierung des Flusses eignet, da sie nur auf mit der eigentlichen Kovarianz normierte Spektren angewendet werden kann. Zur tatsächlichen Berechnung des Flusses müsste diese bekannt sein. Die wahren Kovarianzen können daher nur als Integral über die gemessenen Kospektren bestimmt werden.

5.3.6 Ogivenanalyse

Als weiteres wertvolles Hilfsmittel auf dem Weg zur Berechnung der Flüsse hat sich die Analyse der Daten anhand der sogenannten „*Ogiven-Funktion*" erwiesen. Sie beruht auf dem einfachen, in Gleichung *[5.19]* angeführten Zusammenhang, dass das Integral über das Kospektrum die Kovarianz ergibt. Somit kann eine numerische Funktion **Og(f)** definiert werden, die durch einfache Summenbildung vom hochfrequenten Ende des Spektrums hin zu den niedrigen Frequenzen die Abhängigkeit des kinematischen Flusses von der Integrationsdauer beschreibt. Es gilt allgemein mit der NYQUIST-Frequenz $\mathbf{N_G}$ (FOKEN, 2003)

$$\textbf{[5.23]} \quad Og(f) = \int_{N_G}^{\infty} Co(f)df \ ,$$

oder mit Hilfe der Trapezregel angewandt auf diskrete Spektren (BEIER & WEBER, 1992)

$$\textbf{[5.24]} \quad Og(f_j) = 0.5 \cdot \sum_{i=j}^{M} (f_{i-1} \cdot Co(f_{i-1}) + f_i \cdot Co(f_i)) \cdot \ln(\frac{f_{i-1}}{f_i}) \ ,$$

mit **M<N/2**. Bei der Berechnung von **Og(f)** muss auf die nach Gleichung *[5.15a]* berechneten Koeffizienten des Kospektrums zurückgegriffen werden, nicht auf die über Frequenzbänder gemittelten Spektren.

Die Funktion geht auf FRIEHE *et al.* (1988) und ONCLEY (1989) zurück und wurde zunächst nur zur Bestimmung der erforderlichen Mittelungsintervalle bei der Flussbestimmung verwendet. Wie die *Abbildung 5.32* zeigt, ist nämlich eine wesentliche Eigenschaft der Funktion die Konvergenz zu einem konstanten Wert, welcher dem totalen Fluss entspricht. Dieser Wert ändert sich nicht mehr, wenn ein genügend langes Integrationsintervall gewählt wurde.

Die Bezeichnung stammt von dem englischen Begriff *ogive* für kumulative Häufigkeitsverteilung. Betrachtet man das Kospektrum als eine statistische Verteilung der Kovarianz über das Frequenzband, dann stellt die Ogive die kumulative Verteilungsfunktion dar. Sie besitzt entsprechend der Form des Kospektrums eine charakteristische *S-Form* mit Konvergenz an beiden Enden. Im Falle eines normierten Kaimalspektrums wie in *Abbildung 5.32* beginnt sie am hochfrequenten Ende und konvergiert am niederfrequenten Ende gegen den Wert 1. An der Form der Ogive kann relativ einfach abgelesen werden, ob der Fluss vollständig erfasst wurde. Beginnt der Anstieg der Kurve relativ steil, dann ist dies ein Hinweis darauf, dass die Abtastrate für die Flussmessung zu niedrig war und der Fluss damit unvollständig ist. Fehlt dagegen die Konvergenz hin zu niederen Frequenzen, wurde eine für die vollständige Erfassung des Flusses zu kurze Zeitreihe gewählt. Abweichungen von der klassischen S-Form deuten auf Anomalien in den Kospektren durch Instationaritäten hin (WEBER & DILLMANN, 1991). Beispiele für gemessene Ogiven zeigen die *Abbildungen 5.33* und *5.34*, einen vollständigen Tagesgang die *Farbabbildung B* auf *Tafel XXVII*.

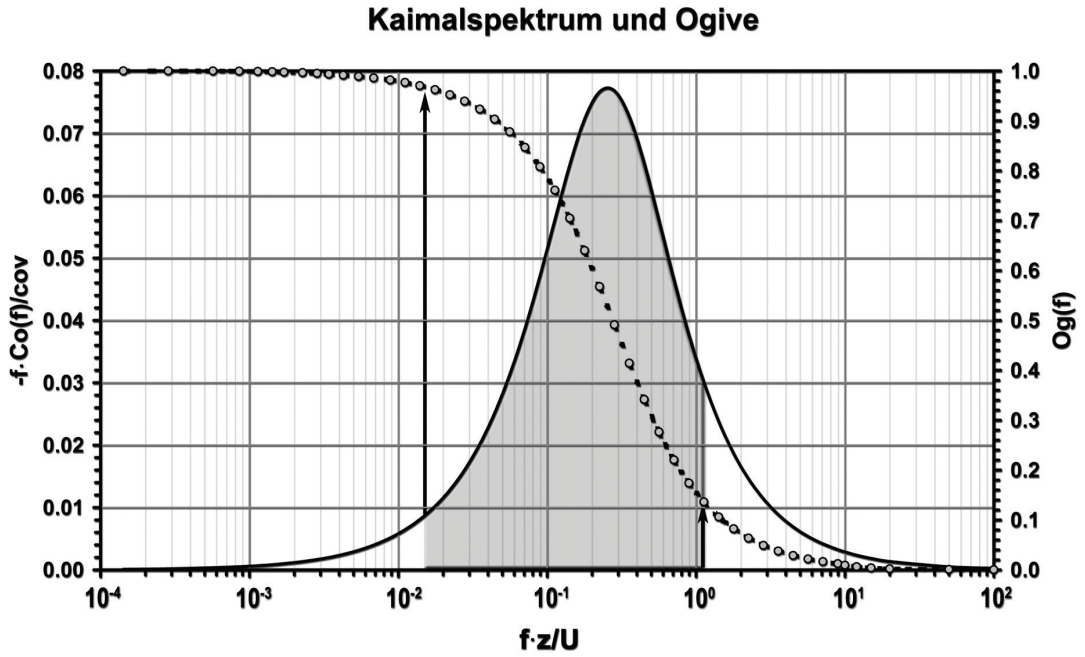


Abb. 5.32: *Illustration der normierten Ogivenfunktion* ***Og(f)*** *am Beispiel des universellen Kaimal-Spektrums. Die grau unterlegte Fläche markiert einen möglichen Integrationsbereich, die Pfeile begrenzen den zugehörigen Ausschnitt der Ogive.*

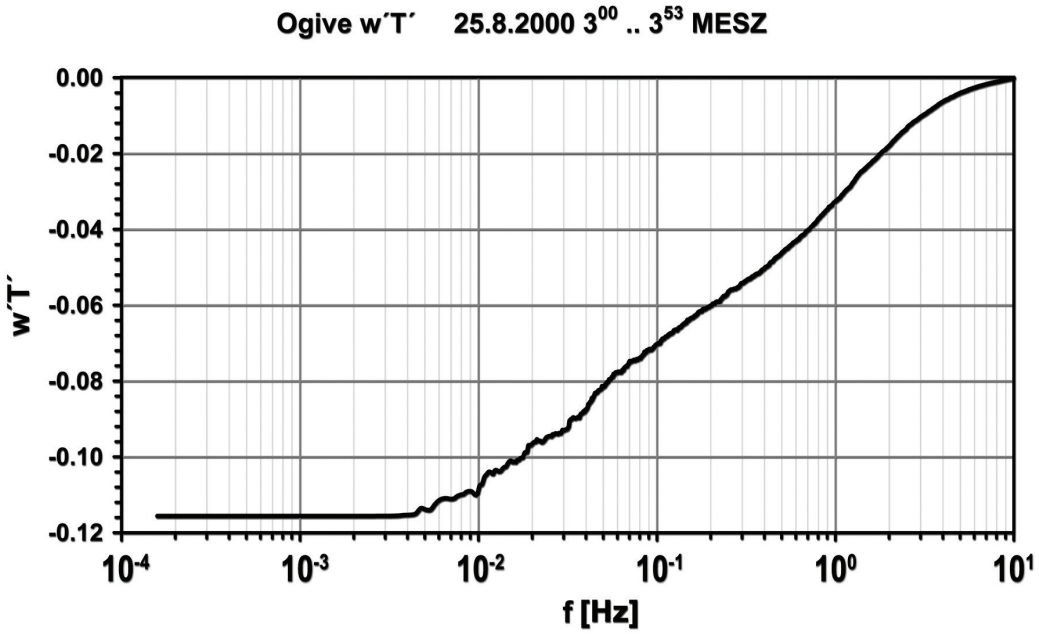


Abb. 5.33: *Beispiel für den nahezu optimalen Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss* ***w´T´*** *bei einer hohen mittleren Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s.*

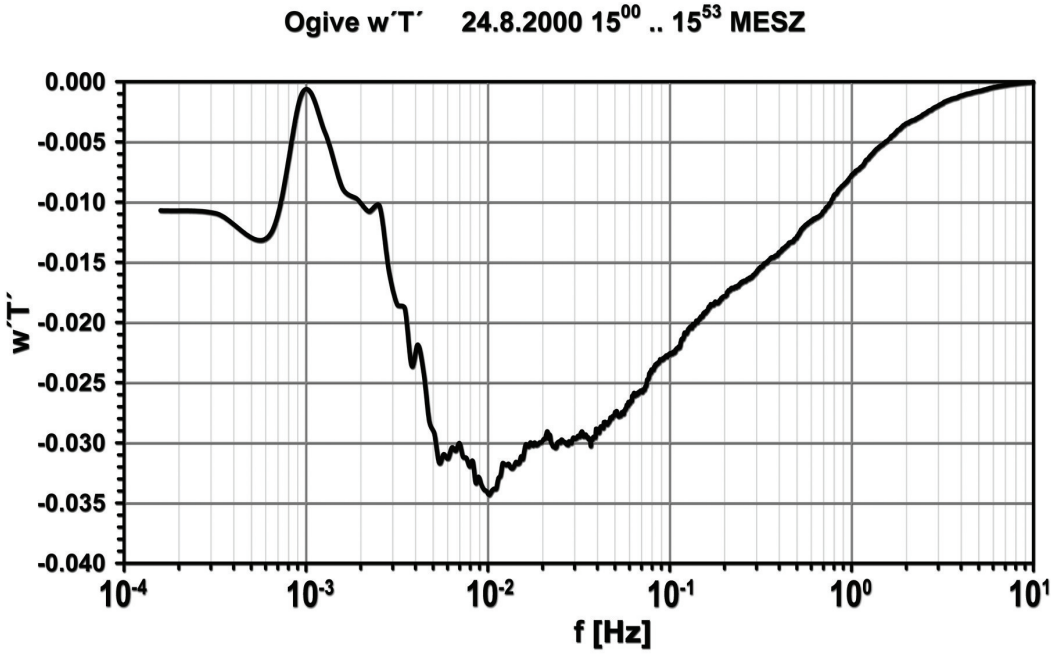


Abb. 5.34: *Beispiel für den Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss* ***w´T´*** *unter hochgradig instationären Bedingungen und einer niedrigen mittleren Windgeschwindigkeit von 3.0 m/s.*

Der ideale s-förmige Verlauf von **Og(f)** mit den oben erwähnten Konvergenzeigenschaften ergibt sich zwingend aus der Form des universellen Kospektrums. Die maximale Steigung fällt mit dessen Maximum zusammen (*Abbildung 5.32*). Die Ogive ist damit mit der allgemeinen Strukturfunktion turbulenter Vorgänge vergleichbar, welche ebenfalls die beschriebene Form besitzt (Grossmann, 1990). Die nach Kristensen & Fitzjarrald (1984) dargestellte ideale Transferfunktion zeigt ebenfalls diese Charakteristik. Beier & Weber (1992) haben deshalb die Existenz des s-förmigen Verlaufs der Ogive mit nur einem Wendepunkt als notwendige Bedingung für die Möglichkeit zur Bestimmung des kinematischen Flusses postuliert. In *Abbildung 5.33* ist diese in nahezu optimaler Weise erfüllt. Durch die relativ hohe Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s wird lediglich der Inertialbereich der Spektren in dem Messniveau von 2.5 m über dem Eis nicht vollständig aufgelöst, erkennbar daran, dass dort die asymptotischen Annäherung der Kurve an die Null-Linie relativ spontan erfolgt. Demnach fehlt dem Kovarianzwert **w´T´** für diesen 53-Minuten-Zeitraum ein 3 bis 5%iger Anteil.

Unter den Bedingungen einer etwas niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit von 3 m/s in dem Beispiel in *Abbildung 5.34* tritt dieses Problem nahezu nicht auf. Dafür ist der Frequenzbereich zwischen 10^{-4} und 10^{-2} Hz in extremer Weise durch zusätzliche Signale „kontaminiert". Dennoch erfüllt die Ogive zumindest bis zu einer Frequenz von $2 \cdot 10^{-2}$ Hz die geforderten Charakteristiken zufriedenstellend. Wie bereits im vorangegangen Abschnitt anhand der Kospektren erläutert, sind die im Frequenzband darunter feststellbaren Abweichungen auf konvektive Vorgänge im Bereich der Gipfelregion zurückführbar, welche von den turbulenten Vorgängen über dem Gletscher entkoppelt sind. Deshalb ist es erforderlich, die Integration auf den Bereich zu beschränken, in dem die Ogive die postulierten Eigenschaften besitzt. Verfährt man in dieser Weise, dann beträgt der signifikante Betrag der Kovarianz für das betrachtete Intervall zwischen –0.03 und –0.035 mK/s und nicht –0.01 mK/s, wie sie sich bei einer fest gewählte Integrationszeit von einer Stunde ergeben würde.

Dies hat natürlich die Konsequenz, dass unter derartigen Bedingungen der Fluss über Vertikalprofilmessungen nur sehr ungenau parametrisiert werden kann, denn die mittleren Profile werden ebenfalls

durch die Zusatzinformationen geprägt. Da jedoch jede Parametrisierung a priori mit einem festen Mittelungszeitraum verknüpft wird, ist eine Flussbestimmung nach einer Profilmethode unter diesen Bedingungen schlichtweg problematisch bis unmöglich.

Die in der *Abbildung B* auf *der Tafel XXVII* für einen vollständigen Tagesgang (24.8.2000) wiedergegebene Ogivenschar zeigt, dass nahezu alle Kurven mit nur geringen Einschränkungen die Basisvoraussetzungen für die Bestimmung eines plausiblen Wertes des kinematischen Flusses erfüllen. Für einzelne Zeiträume in der ersten Nachthälfte und insbesondere im Zeitraum zwischen 12^{00} und 17^{00} MESZ wäre die Anwendung eines hochwirksamen digitalen Hochpassfilters für Frequenzen kleiner 0.01 Hz geboten. Da jedoch die Ogiven für den gesamten Datensatz berechnet wurden, kann hier die plausible Kovarianz einfacher direkt aus den diskreten Werten der Ogivenfunktion durch passende Beschränkung des Integrationsbereichs abgeleitet werden. Der Inertialbereich wird dagegen fast immer in befriedigender Weise wiedergegeben.

Die Bestimmung der Kovarianzen auf der Basis von Ogiven ist ein praktikables, jedoch auch aufwändiges Verfahren. Dessen Anwendung wird in der Literatur daher nur selten beschrieben (z.B. Beier & Weber, 1992; Oncley, 1989; Laubach, 1996 oder Foken, 2003). Der zusätzliche Aufwand wird verhältnismäßig gering, falls zuvor die eigentlich generell erforderliche spektrale Analyse des Datensatzes in der beschriebenen Weise durchgeführt wurde und daher die Fourierkoeffizienten bereits fertig berechnet vorliegen. Voraussetzung ist natürlich der uneingeschränkte Zugriff auf die Ausgangsdaten in der maximalen zeitlichen Auflösung. Das Vorhandensein von Mittelwerten und statistischen Kenngrößen genügt dafür nicht.

Die Erfahrung zeigt, dass für den Impulsfluss oder den sensiblen Wärmefluss in der Regel unter nahezu allen Bedingungen wenigstens ein ausreichend breites Frequenzband den geforderten Bedingungen genügt. Andere, nicht allein mit dem Ultraschallanemometer gemessene Flussdichten, wie beispielsweise der kinematische Feuchtefluss oder der anderer gasförmiger Beimengungen bereiten jedoch häufig erhebliche Schwierigkeiten. Hier zeigen die Funktionen teilweise chaotische Verläufe. Dabei gilt es zunächst deren Ursache zu untersuchen. Sie kann auch in einer weiteren interessanten Eigenschaft der Ogivenfunktion begründet sein, die erstmals von Beier & Weber (1992) beschrieben wurde und später von anderen Autoren (z.B. Laubach, 1996) bestätigt werden konnte: die Ogive reagiert höchst sensibel auf die Phasenbeziehung der korrelierten Zeitreihen. Im vorangegangen Abschnitt wurde bereits auf das Problem der Bestimmung der Verzögerungszeit (*Delay*) und seiner vielfältigen Ursachen hingewiesen. Mit wachsender Frequenz steigt die Bedeutung der Phasenlage für die Korrelation immer mehr an, deshalb kann letztere im Bereich der Grenzfrequenz $\mathbf{N_G}$ vollständig verloren gehen, in anderen Frequenzabschnitten aber deutlich verbessert werden. In der Ogivenfunktion äußert sich dieser Zusammenhang durch ein Pendeln um die Null-Linie. Der Bereich mit niedrigeren Frequenzen bleibt dagegen weitgehend unbeeinflusst. Der Effekt wird in *Abbildung 5.35* anhand eines Beispiels des kinematischen Flusses $\mathbf{w'q'}$ demonstriert. Zur besseren Auflösung wird nur ein Ausschnitt nahe der *Nyquist*-Frequenz $\mathbf{N_G}$ dargestellt. Nachdem zuvor die optimale Phasenbeziehung für den Datensatz ermittelt wurde, erfolgte die Neuberechnung einer Schar von Ogiven mit jeweils um eine bestimmte Anzahl von Werten gegeneinander verschobenen Zeitreihen. Das Resultat zeigt, dass schon geringe Verschiebungen um einen bis zwei Indexwerte die Form der Ogive und damit die erhaltene totale Kovarianz erheblich verändern. Da bei der allein auf einer fehlerhaften Phase beruhenden Abweichung vom idealen Verlauf der Ogive zwischen der Anzahl der Pendelbewegungen und dem Verschiebungsindex ein unmittelbarer Zusammenhang besteht, kann diese Eigenschaft zur hochgenauen Bestimmung der korrekten *Delay*-Zeit herangezogen werden. Die Methode erwies sich bislang als wesentlich genauer als das im vorigen Abschnitt beschriebene einfache Korrelationsverfahren nach McMillen (1988).

In der Regel stellt sich nach Optimierung der Phasenbeziehung der erwartete Verlauf der Ogive doch noch ein, so dass ein plausibler Wert für die Kovarianz bestimmt werden kann. Sind jedoch auch nach diesem Prozedere weiterhin mehrere Wendepunkte und eine unzureichende Konvergenz feststellbar, dann sind entweder die Randbedingungen für eine Flussbestimmung nicht erfüllt oder der untersuchte Datensatz in anderer Weise fehlerbehaftet. Unter diesen Bedingungen kann der Fluss selbst nach der Eddykorrelationsmethode nicht bestimmt werden.

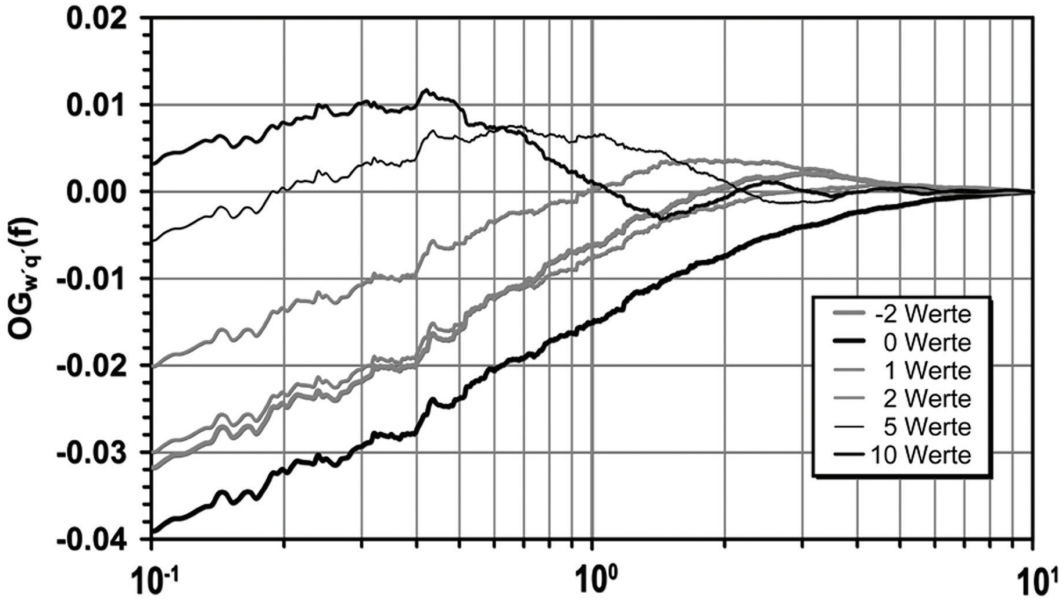


Abb. 5.35: *Ausschnitt des Frequenzbandes von 0.1 bis 10 Hz mit einer Schar mit unterschiedlicher Abweichung von der optimalen Phasenverschiebung (entsprechend 0 Werte) berechneter Ogivenfunktionen für den kinematischen Feuchtefluss, basierend auf einem Datensatz vom 24.8.2000 gegen 19^{00} MESZ.*

In *Abbildung 5.32* wird anhand einer grau unterlegten Fläche verdeutlicht, wie eine unzureichende Erfassung des Spektrums das Erscheinungsbild der Ogive verändert. Die erfolgreiche Korrektur der erhaltenen Kovarianz erfordert die Rekonstruktion der vollständigen Ogive. Diese kann in vielen Fällen mit ausreichender Genauigkeit durch die nachfolgende Funktion

$$\mathbf{[5.25]} \quad Og(f) = 0.5 \cdot \overline{w'a'} \cdot [\cos\left(\log\left(\frac{f}{N_G} \right) \cdot k_1 \right) - 1],$$

angenähert werden mit $\mathbf{N_G}$ = Nyquistfrequenz und $\mathbf{w'a'}$ die gesuchte Kovarianz mit der Fluktuation eines beliebigen Skalars **a**. Einen weiteren Freiheitsgrad bietet die Konstante $\mathbf{k_1}$, welche in der Regel den Wert 1.0 annimmt. Durch die Wahl eines geringfügig kleineren Wertes kann die Lage des Maximums zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben werden und umgekehrt. Ein Beispiel für die Anwendung der Beziehung zeigt die *Abbildung 5.36*. In analoger Vorgehensweise wie bei den universellen Spektren und Kospektren in den vorangegangen Abschnitten können die Parameter in [*5.25*] so variiert werden, dass eine optimale Übereinstimmung zwischen der berechneten Funktion und der gemessenen Ogive erreicht wird. Anhand der Näherungsfunktion können dann Fehlbeträge von $\mathbf{w'a'}$ auf Grund zu niedriger Abtastraten korrigiert werden. Unter günstigen Umständen gelingt sogar die Korrektur eines zu kurz gewählten Integrationsintervalls, falls dieses auf einer Datenlücke beruht. Sind jedoch ausreichend Daten vorhanden, ist die Vergrößerung des Analysefensters immer einer Korrektur vorzuziehen.

Abschließend sei noch angemerkt, dass es sich bei [*5.25*] lediglich um einen empirischen Ansatz handelt, der auf Grund der Parameterwahl keine unmittelbare physikalische Interpretationsmöglichkeit erlaubt. Er eignet sich daher ähnlich den universellen Spektren nicht zur Parametrisierung der Flüsse. Ferner sollte die Korrektur des kinematischen Wasserdampfflusses immer auf der Basis einer Approximation des sensiblen Wärmeflusses erfolgen.

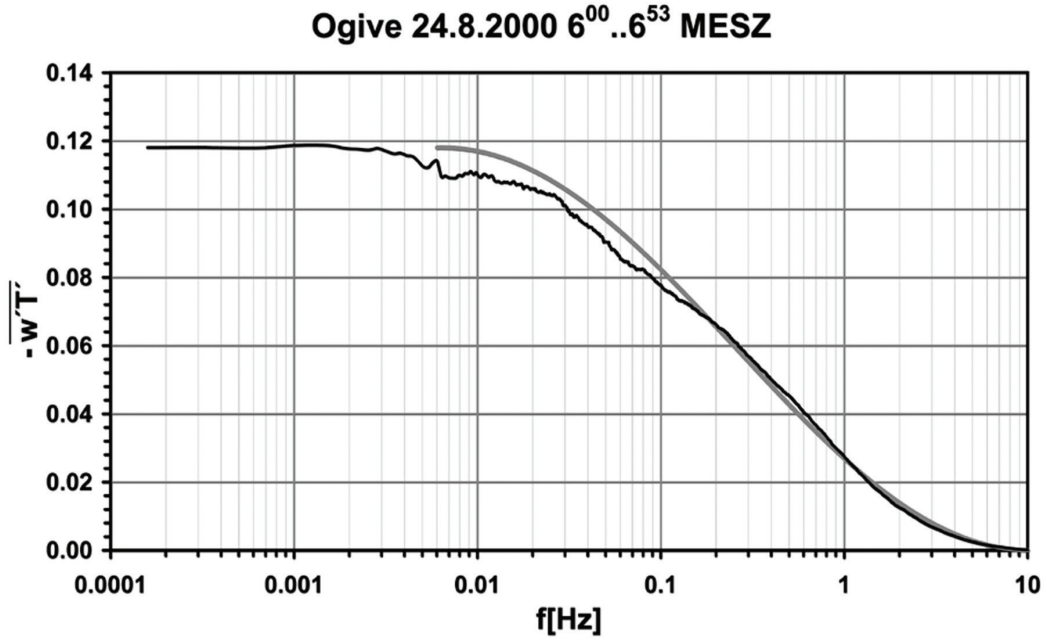


Abb. 5.36: *Approximation einer experimentell bestimmten Ogive für den sensiblen Wärmestrom (schwarz) durch die passende Kurve (grau) nach der Beziehung [5.25]. In dem Beispiel wurde für* $\overline{w'a'}$ *der Konvergenzbetrag des gemessenen kinematischen Flusses* $\overline{w'T'}$ *und* $k_1 = 1.0$ *gewählt. Für die Nyquist-Frequenz* N_G *ergibt sich aus der verwendeten Abtastrate 10.4 Hz.*

5.3.7 Berechnung der turbulenten Flüsse

Im Anschluss an die Bestimmung der Flüsse in kinematischen Einheiten können die turbulenten Energieflüsse **H** und **LE** direkt nach den Gleichungen [*4.12*] und [*4.13*] (*S.50*) als Energieflussdichten in Wm^{-2} berechnet werden. Neben den in diesem und dem vorangestellten Kapitel behandelten messtechnisch bedingten Korrekturen wurden in der Vergangenheit noch weitere, physikalisch begründete Verbesserungen der kinematischen Flüsse publiziert, welche zeitweise anerkannt waren, gegenwärtig dagegen eher umstritten sind (Foken, 2003). Zu nennen wäre in diesem Zusammenhang die *WPL*- oder *Webb*-Korrektur (Webb *et al.*, 1980; Webb, 1982) zur Berichtigung des Einflusses der Nichtberücksichtigung der Dichteschwankungen durch den Wasserdampffluss (*Dichte-Korrektur*) und die *Brook*-Korrektur (Brook, 1978; Stull, 1988) zur Berücksichtigung der feuchteabhängigen Fluktuation der spezifischen Wärme $\mathbf{c_p}$. Beide Korrekturen waren nach ihrer Publikation längere Zeit weit verbreitet und wurden dementsprechend häufig angewandt. Inzwischen ist bekannt, dass der Korrekturalgorithmus von Brook auf falschen Voraussetzungen basiert und daher unter keinen Umständen angewandt werden darf (Foken, 2003).

Die *WPL*-Korrektur wäre bedeutsam, falls die turbulenten Fluktuationen klein gegenüber den mittleren Konzentrationen sind. Dies ist beispielsweise für einen $\mathbf{CO_2}$-Fluss der Fall. Für den Wasserdampffluss dagegen beträgt sie selbst unter den Bedingungen eines hohen Wasserdampfgehaltes der Luft maximal einige Prozent (Foken, 2003). Es handelt sich also überwiegend um ein Problem bei der Messung der Flüsse von chemischen Beimengungen. Unter den trockenen Bedingungen über einem Gletscher ist der potentielle Fehler gegenüber den messtechnisch verursachten Ungenauigkeiten guten Gewissens vernachlässigbar. Da zudem auch der Formalismus bei der Ableitung des Algorithmus durch andere Autoren (Kramm *et al.*, 1995) angezweifelt wird, sollte auch auf die Anwendung der *Webb*-Korrektur bei Eddykorrelationsmessungen bis zur endgültigen Klärung des Sachverhaltes verzichtet werden.

Die in den Gleichungen [*4.12*] und [*4.13*] enthaltene mittlere Luftdichte $\boldsymbol{\rho(z)}$ kann im Rahmen der

erzielbaren Genauigkeit aus den Referenzmessungen des Luftdrucks **p** und der Temperatur **T** in der Messhöhe **z** nach der allgemeinen Gasgleichung berechnet werden zu

$$[5.26] \quad \overline{\rho}(z) = \frac{\overline{p}(z)[hPa]*100}{287.06 \cdot (\overline{T}(z) + 273.15)} \left[\frac{kg}{m^3}\right].$$

In Gleichung [*4.12*] für den sensiblen Wärmestrom **H** ist ferner die spezifische Wärme bei konstantem Druck $\mathbf{c_p}$ enthalten. Diese besitzt eine geringfügige Abhängigkeit von der spezifischen Feuchte **q(z)** in [kg/kg] in der Form

$$[5.27] \quad c_p(z) = c_{pd}(1 + 0.84\overline{q}(z)) \quad \text{mit}$$

der spezifischen Wärmekapazität von trockener Luft $\mathbf{C_{pd}}$ **= 1004.67** [$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$] (STULL, 1988). Zur Berechnung des latenten Wärmestroms LE wird die Verdampfungswärme $\mathbf{l_v}$ [J/kg] benötigt, welche ihrerseits nach

$$[5.28] \quad l_v(z) = (2500827 - 2360 \cdot \overline{T}(z))$$

von der Temperatur **T** [°C] abhängt. Sofern die kinematischen Flüsse als Messwert vorlagen, wurden die Flüsse der **HyMEX**-Experimente direkt mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde berechnet. Eine höhere Auflösung ist wegen der spektralen Eigenschaften des Datensatzes nur in Ausnahmefällen möglich. Die auf diese Weise erhaltenen Flüsse gelten nicht nur lokal für die Messstation, sondern für ein Areal von ca. 500x500m^2 nördlich davon. Die Genauigkeit ist unterschiedlich, wobei die in den Gleichungen [*5.26*] bis [*5.28*] beschriebenen Abhängigkeiten nur den geringsten Beitrag dazu leisten. Wichtiger ist dagegen die Exaktheit des kinematischen Flusses, die maßgeblich von den jeweiligen Bedingungen in der Grenzschicht abhängt. Durch Variation des „Datenfensters" für die spektrale Analyse erhält man auch eine *Ogivenschar* mit unterschiedlichen Eigenschaften. Entsprechen diese individuell qualitativ gut den Modellvorstellungen, ist auch die quantitative Genauigkeit bei der Bestimmung der Kovarianz in Anbetracht der Messgenauigkeit der Ausgangsgrößen im günstigen Fall mit ca. 10% des Absolutwertes anzusiedeln. Ist die Basisströmung dagegen hochgradig instationär, können die Kovarianzen bestenfalls mit einer statistischen Signifikanz von 50% berechnet werden. Vorteilhaft wirkt sich für den Unsicherheitsbereich aus, dass die Flüsse unter derartigen Bedingungen in der Regel nur kleine Absolutwerte annehmen. Zusammenfassend kann für den Betrag von **H** und **LE** jeweils eine mittlere Absolutgenauigkeit von **±15** Wm^{-2} angegeben werden. Die Signifikanz für die Bestimmung des Vorzeichens liegt wegen der in den Zeitreihen zu findenden Zusatzindikatoren bei nahezu 100%. Die Genauigkeit der mit der Eddykorrelationsmethode bestimmten turbulenten Flüsse ist somit geringfügig besser einzuschätzen als die der Strahlungsbilanz, welcher ein Unsicherheitsbereich von **±25** Wm^{-2} zugeordnet werden kann.

Zur Validierung der Schmelzbeträge ist die kontinuierliche Verfügbarkeit aller Terme der Energiebilanz erforderlich. Bei **HyMEX 2000** ist diese für den sensiblen Wärmestrom über die gesamte Dauer der Intensivmessphase direkt gewährleistet, der latente Wärmestrom kann dagegen nur für 40% des Zeitraums direkt aus den Fluktuationsdaten ermittelt werden. Folglich muss er in den Lücken indirekt bestimmt werden. Dazu gibt es zwei prinzipielle Optionen, die auf der *Fluss-Varianz-Beziehung* mittels Gleichung [*5.17*] basieren. Unter der wohl begründeten Annahme der Gleichheit der Korrelationskoeffizienten für $\mathbf{w'T'}$ und $\mathbf{w'q'}$ gilt

$$[5.29] \quad \left|\overline{w'q'}\right| = \left|\overline{w'T'}\right| \frac{s_q}{s_T},$$

zur Berechnung des Flusses wird demnach lediglich das Verhältnis der Standardabweichungen benötigt. Dieses lässt sich mit Einschränkungen auch anhand der zeitlich niedriger aufgelösten Referenzmessungen abschätzen. Die Richtung des Flusses muss anhand anderer Kriterien (z.B. den Gradienten) bestimmt werden. Es gilt dabei zu beachten, dass es sich bei der Turbulenzmessung um ein nahezu trägheitsfreies System handelt, bei der Psychrometermessung jedoch um eines mit unterschiedlichen Trägheitseigenschaften. Dadurch wird das Verhältnis der Standardabweichungen systematisch verändert. Die Unterschiede lassen sich anhand einer linearen Regression zwischen dem hochfrequent gemessenen Verhältnis und dem aus den Mastmessungen ermittelten Schätzwert zumindest näherungsweise berücksichtigen.

Das zweite Verfahren wird als modifiziertes *Bowen-Ratio-Verfahren* (FOKEN, 2003) bezeichnet. Hierzu wird die Gleichheit des Varianzverhältnisses und der Gradienten vorausgesetzt. Es gilt somit

$$\mathbf{[5.30]} \quad w'q' = w'T' \frac{\partial q}{\partial T}.$$

Dies ist eine theoretisch wesentlich komplexere Annahme. In der Praxis lässt sich [*5.30*] daher deutlich schlechter verifizieren als [*5.29*]. Bei der Bestimmung der Varianzverhältnisse aus den Referenzdaten vergrößert sich der Unsicherheitsbereich für den Fluss nahezu auf das doppelte gegenüber der direkten Messung. Das *Bowen-Ratio*-Verfahren liefert dagegen offensichtlich nur sehr grobe Schätzwerte. Deshalb wurde **LE** in Zeiträumen mit Datenlücken ausschließlich über die Schätzung des Varianzverhältnisses bestimmt.

6. Ergebnisse

In diesem Kapitel folgt eine Gesamtschau der im Rahmen der Experimente gewonnen Messergebnisse mit Hinblick auf die Ausgangsfragestellungen und die gemessenen Komponenten der Energiebilanz. Ferner wird auf die Parametrisierbarkeit der Energiebilanz über Gletscherflächen im Zusammenhang mit den besonderen Randbedingungen eingegangen.

6.1 Synoptische Bedingungen

Die grenzschichtmeteorologischen Prozesse, welche letztlich dieSchmelzwasserproduktion an der Gletscheroberfläche bestimmen, werden in hohem Maße durch die synoptischen Randbedingungen beeinflusst. Dies betrifft insbesondere die Verhältnisse in der Atmosphäre oberhalb der mit wenigen Dekametern relativ dünnen Gletscherwindschicht und die Ausbildung des lokalen Berg-Talwind- bzw. Hangwindsystems, das maßgeblich die advektiven Prozesse beeinflusst. Spezialuntersuchungen dazu hätten den Umfang des Experiments jedoch bei weitem gesprengt, so dass hierzu auf die Erfahrungen aus der im Juli 1983 durchgeführten **LUZIVER**-Kampagne (WEBER**,** 1987a) zurückgegriffen werden muss. Zur Beurteilung des Zustands in der höheren Atmosphäre stehen nur die routinemäßigen Synop-Beobachtungen und Re-Analysen der Wetterdienste (z.B. **DWD** und **Reading**) als Informationsquelle zur Verfügung. Die auf dem Gipfel des Schwarzkögele auf 3074 m betriebene automatische Station repräsentiert wegen ihrer Lage abseits des Gletschers im Bereich der Hangwinde der östlichen Felsumrahmung weder die Meteorologie der Schicht über dem Gletscher, noch die der freien Atmosphäre. Erschwerend kommt noch hinzu, dass bis 2001 die Temperaturmessung ohne künstliche Ventilation durchgeführt wurde, so dass die Messwerte tagsüber wegen des unvermeidlichen Strahlungsfehlers nur qualitativ verwendet werden können. Sie werden dennoch auf den *Tafeln XXX bis XXXIII* für den Zeitraum der beiden Intensivmessphasen wiedergegeben. Die dort durchgeführte Messung der Globalstrahlung ist bis auf das Problem der nicht gewährleisteten exakten horizontalen Ausrichtung wenigstens mit den Daten der **HyMEX**-Stationen vergleichbar, die Feuchtemessung kann dagegen wiederum nur qualitativ herangezogen werden, da sie nicht psychrometrisch gemessen wird.

Sehr viel homogener ist die Datenqualität an der Klimastation Vernagtbach (2635 m), welche die Situation ca. 1.2 km vom Zungenende des Vernagtferners im Gletschervorfeld repräsentiert. Die Temperatur wird zwar ebenfalls nicht künstlich belüftet, aber zumindest in einer entsprechend den Vorgaben des DWD standardisierten Wetterhütte gemessen. Die Feuchtemessung erfolgt mit einem ebenfalls in der Hütte untergebrachten Haarhygrometer, die Messung der Windgeschwindigkeit mittels eines Schalenkreuzanemometers in 3.5 m Höhe auf einem Aluminiummast. Weiterhin werden Global- und Reflexstrahlung mit denen auf dem Gletscher vergleichbaren Instrumenten registriert.

In den ersten Augusttagen 1998 war das Wetter im Alpenraum durch eine Luftmassengrenze auf der Ostseite eines über Frankreich liegenden Höhentroges bestimmt. Im Bereich einer westlich davon in Nord-Süd-Richtung angeordneten Tiefdruckrinne herrschte wechselhafte Witterung mit zum Teil heftigen Gewittern und Niederschlägen. Der Höhentrog verlagerte sich kaum, sondern löste sich allmählich auf. Die Tiefdruckrinne dagegen blieb im Alpenbereich zunächst äußerst wetterwirksam, es herrschten trotzdem in der Südwestströmung in 3000 m NN Temperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt, so dass die Ausaperung des Gletschers weiter voranschritt und auf der gesamten Gletscherfläche Schmelzbedin-

gungen auftraten.

Der Höhepunkt der Entwicklung wurde am Abend des 4.8.1998 erreicht, als sich im Untersuchungsgebiet ein sehr heftiges Gewitter ereignete, bei dem innerhalb einer Stunde gegen 20^{00} MESZ 20 mm Niederschlag an der Pegelstation Vernagtbach gemessen wurde. Die Überlagerung von hohem Schmelzwasseranfall im Lauf des Tages und den Abflüssen infolge des Starkregens führte zu der extremsten bislang beobachteten Hochwasserwelle an der Pegelstation Vernagtbach. Die Hütte wurde vollständig umspült und dadurch ernsthaft gefährdet. Der tatsächliche Spitzenabfluss konnte daher durch die Pegelmessstelle nicht mehr erfasst werden. Da sich aber die Experimentatoren des hydrologischen Teils des Experimentes bereits vor Ort befanden, wurde versucht, den Abfluss mit der Salzverdünnungsmethode zu ermitteln. Die Messungen ergaben einen Maximalabfluss von ca. 19 m^3/s. Das Ereignis ist ausführlich in Braun & Weber (2002a) dokumentiert und analysiert.

Die Flutwelle richtete im Vernagttal beträchtlichen Schaden an (Brücken wurden beschädigt und Wegteile weggeschwemmt), war aber insgesamt im Ötztal nicht so verheerend wie die im August 1987 (Steinacker, 1988; Braun & Weber, 2002a), da die Starkniederschläge einerseits auf das hintere Ötztal begrenzt blieben und weniger lang andauerten, andererseits inzwischen auch durch bauliche Maßnahmen vorgesorgt war. Der Vernagtferner war in einem hydrologischen Zustand, in dem er das Niederschlagswasser nicht speichern konnte, es lief überwiegend an der Oberfläche ab. Dies hatte zur Folge, dass die Eisoberfläche praktisch "blank geputzt" wurde.



Abb. 6.1: *Hochreichende Quellbewölkung mit Gewitterbildung und Cirrus-Schirme im Süden während* ***HyMEX98*** *am 10.8.1998 gegen 14^{00} MESZ.*

Am 5.8.98 beruhigte sich die Wetterlage und es stellte sich eine zonale Hochdruckbrücke ein, die auch den Alpenraum erfasste und bis zum 13.8.1998 erhalten blieb (*Farbtafel XXVIII)*. Damit verbunden war lokal wolkenloses bzw. wolkenarmes Strahlungswetter mit überwiegend schwach ausgeprägter südwestlicher Höhenströmung, das für geradezu ideale Schmelzbedingungen am Vernagtferner sorgte. Es handelte sich 1998 um die optimale Periode zur Durchführung des Experimentes zur Ermittlung der Schmelzwasserproduktion.

Die *Abbildung auf Tafel XXIX* zeigt für die Dauer der Intensivmessphase des **HyMEX98**-Experiments in Form von Stundenmittelwerten den Verlauf der Globalstrahlung, Temperatur und Wind in 9 m Höhe über dem Eis an der temporären Energiebilanzstation in 3045 m auf dem Gletscher, sowie den an der Pegelstation Vernagtbach gemessenen Abfluss zur Charakterisierung der Situation. Das Tagesmaximum der Globalstrahlung blieb während der gesamten Periode praktisch konstant, das stündliche Angebot wurde am 10. und 11.8. gegenüber dem 9.8. nachmittags geringfügig durch leichte Cu-Bewölkung und Reste von Cb-Schirmen durch Gewitterbildung im Süden (*Abbildung 6.1*) reduziert. Die Lufttemperatur in 9 m Höhe über dem Eis lag im Bereich von 8 bis 12 °C. Die Frostgrenze dürfte auf ein Niveau über 4000 m angestiegen sein. Die höchste Lufttemperatur wurde am 10.8. registriert, danach stellte sich ein allmählicher Trend zur Abkühlung ein. Trotz der relativ konstanten Randbedingungen konnte von Tag zu Tag ein ansteigender Abfluss festgestellt werden, der zwangsläufig mit einer wachsenden Schmelzwasserproduktion gekoppelt sein muss.

Direkte Messungen von Windgeschwindigkeit und -richtung oberhalb der Messhöhe von 9 m über dem Gletscher liegen leider nicht vor, den Synop-Analysen des **DWD** und den Re-Analysen des Wettervorhersagezentrums in Reading zufolge (*Tafel XXVIII*) und ab dem 10.8. auch aus Beobachtungen der Wolkenbewegung abgeleitet, war der Gradientwind über der Vernagtregion sehr schwach und von uneinheitlicher Richtung. Am 9. und 10.8. herrschte über dem Kamm möglicherweise eine schwache Nordströmung mit Geschwindigkeiten deutlich unter 10 m/s. Diese korrespondiert mit Beobachtungen von Auflösungserscheinungen an Kondensstreifen, sowie damit, dass sich die südlich des Hauptkamms über den Dolomiten bildenden Gewitter nicht nach Norden ausbreiten konnten. Dies deutete auf die Zufuhr relativ feuchter Luftmassen aus dem Mittelmeerraum hin. Der Dampfdruck in den obersten Messhöhen betrug die meiste Zeit deutlich mehr als der Sättigungsdampfdruck von 6.11 hPa an der Eisoberfläche. Am 11.8. dürfte der Höhenwind etwas zugenommen und eine mehr westliche bis südwestliche Komponente erhalten haben. Damit konnten am Spätnachmittag des 12.8. schließlich auch Ausläufer der sich immer kräftiger entwickelnden Gewitter aus dem Süden in das Untersuchungsgebiet übergreifen, was aus Sicherheitsgründen den Abbruch der Intensivmessphase zur Folge hatte.

Auch das Experiment **HyMEX 2000** konnte während einer überwiegend gradientschwachen Hochdrucklage durchgeführt werden. Während der Aufbauphase am 21. und 22.8.2000 herrschten noch starke Südwinde infolge eines kräftigen Tiefdruckwirbels über der Biskaya vor, welche im Bereich der Station keine Ausbildung einer Gletscherwindschicht zuließen und am Nachmittag zur Nebelbildung führten. Mit dem allmählichen Auffüllen des Tiefdruckgebietes kam es über Deutschland zu einem kräftigen Druckanstieg und der Bildung eines Hochdruckkerns über Südskandinavien. In den Folgetagen herrschte ruhiges Strahlungswetter mit überwiegend NW bis NO-Anströmung. Im Zeitraum zwischen dem 24. bis 26.8.2000 war nahezu das gesamte Himmelsgewölbe wolkenlos bis auf sich auflösende Reste von Kondensstreifen und in der zweiten Tageshälfte vereinzelte Wölkchen über den Gipfeln (*siehe auch Abbildung 5.30 Seite 153*). Die Auflösungserscheinungen an den Kondensstreifen und Konvektionswölkchen deuteten auf großräumiges Absinken und Abtrocknen aus der Höhe hin. Der entsprechend niedrige Wasserdampfgehalt der Luft zeigte sich außerdem durch eine extrem gute Fernsicht. Lediglich am 26.8.2000 war die Schleierbewölkung über dem Vernagtferner für einige Stunden um die Mittagszeit geringfügig dichter, was kurzzeitig eine leichte Reduktion der Globalstrahlung zur Folge hatte (*Tafel XXXII).*

Die Übersicht der wesentlichen meteorologischen Messgrößen an der **HyMEX 2000**-Station auf *Tafel XXIX* verdeutlicht die Unterschiede der meteorologischen Randbedingungen der beiden Experimente. Auch die zweite Untersuchung überdeckte den Zeitraum mit den maximalen Jahresabflüssen an der Pegelstation Vernagtbach (*Tafel VII*), allerdings lagen diese mit Maximalwerten von unter 8 m^3/s gegenüber 14 m^3/s um mehr als 30% niedriger als 1998. Das Niveau von Globalstrahlung und Temperatur lag Ende August 2000 entsprechend der fortgeschrittenen Jahreszeit ebenfalls etwas niedriger, aber keinesfalls in dem Maße, dass die Unterschiede in der Schmelzwasserproduktion gegenüber dem 1998er-Experiment allein dadurch erklärt werden könnte. Wesentlich zu den niedrigeren Gesamtabflüssen trug jedoch die in 2000 deutlich geringere Ausdehnung des Ablationsgebietes bei, welches 1998 maximal 70% der Gletscherfläche erreichte, 2000 nur etwas mehr als 50% (*siehe auch Abbildung auf Tafel VI*). Im Gegensatz zu **HyMEX98** konnte während **HyMEX 2000** bei einem nahezu konstanten Angebot an kurzwelliger

Strahlung ein leichter Trend zur Abnahme des Abflusses von Tag zu Tag festgestellt werden, der am 26. August mit Warmluftzufuhr noch einmal umgekehrt wurde. Der Anstieg der spezifischen Abflussmenge fiel dabei jedoch mit ca. 1% gegenüber dem Vortag trotz einer deutlichen Temperaturzunahme sehr moderat aus, so dass auch bereits an dieser Stelle deutlich wird, dass der direkte Einfluss der Temperatur auf die Schmelzwasserproduktion nicht besonders groß ist.

Im Verlaufe des 26.8.2000 einsetzende Warmluftadvektion war mit einer südlichen Strömung verbunden, die sich zeitweise auch in der Registrierung der Windrichtung auf dem Schwarzkögele bemerkbar machte (*Tafel XXXIII*). Im Bereich der Station auf dem Gletscher und an der Klimastation Vernagtbach blieb die nördliche Anströmkomponente weitgehend erhalten, die Gletscherwindschicht verlor aber an Mächtigkeit, was sich durch ein Absinken des Niveaus der maximalen Windgeschwindigkeit in das der Turbulenzmessung 2.5 m über dem Eis äußerte. Am 27.8.2000 bildete sich bereits am Vormittag flächendeckend dichte Quellbewölkung, welche die rasche Beendigung des vorangegangen Wetterabschnitts andeutete. Deshalb wurde die Intensivmessphase beendet und unverzüglich mit dem Abbau der Messanlage begonnen. Dies gelang noch vor dem Einsetzen des Niederschlages einer sich am späten Nachmittag entwickelnden Gewitterstörung.

6.2 Die Strahlungsbilanz

Im Verlaufe einer Strahlungswetterlage, wie sie während der Intensivmessphasen von **HyMEX98** und **HyMEX 2000** durchgehend herrschte, wird die Schmelzwasserproduktion bekanntermaßen in erster Linie durch die Nettostrahlungsbilanz **(R)** an der Eisoberfläche bestimmt. Diese kann als Summe des kurzwelligen (*Index S*) und des langwelligen **(***Index L***)** Anteils auch in der Form (z.B. KUHN, 1984; ESCHER-VETTER, 2000)

$$\textbf{[6.1]} \quad R = R_S + R_L = S_G(1-a) + L_G + \varepsilon \cdot \sigma_{SB}(T_0 + 273.15)^4$$

formuliert werden mit

$\mathbf{S_G}$: Globalstrahlung [Wm^{-2}]
a : kurzwellige Albedo = reflektierte kurzwellige Strahlung $\mathbf{S_R}/\mathbf{S_G}$
$\mathbf{L_G}$: atmosphärische Gegenstrahlung [Wm^{-2}]
$\mathbf{T_0}$: Oberflächentemperatur der Eisoberfläche [°C]
$\boldsymbol{\varepsilon}$: langwelliger Emissionskoeffizient von Eis (0.98..1.0)
σ_{SB}: Stefan-Boltzmann-Konstante $5.6697 \cdot 10^{-8}$ [$Wm^{-2}K^{-4}$].

Eigentlich wurde **R** mit einer einzigen Messgerätekombination direkt bestimmt (*siehe auch Abschnitt 4.3.4)*. Der experimentelle Aufbau bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000** erlaubte zusätzlich die separate Messung der Komponenten der Strahlungsbilanz an der Messstelle auf dem Vernagtferner zu deren weiteren Analyse. Ein Vorteil der Formulierung der Strahlungsbilanz in der Form der Gleichung [*6.1*] besteht darin, dass in Modellierungsansätzen die einzelnen Terme getrennt parametrisiert und damit weitere Einflüsse berücksichtigt werden können. Zu beachten ist, dass die Messungen bezüglich einer horizontal ausgerichteten Fläche erfolgten. Für das Messgelände bei **HyMEX** mit seiner gegenüber der Justiergenauigkeit vernachlässigbaren Geländeneigung ist der Unterschied zu der tatsächlich auf die Oberfläche auftreffende Strahlungsenergie marginal. Bei einer Übertragung des Ergebnisses auf stärker geneigte Flächen würde sich das Ergebnis aber entsprechend der Neigung und Orientierung der Fläche ändern.

In den *Farbabbildungen auf Tafel XXXIV und XXXV* sind die gemessenen Terme von *Gleichung [6.1]* als Halbstundenmittelwerte für die drei aufeinander folgenden Messtage 9.8. bis 11.8.1998 bei **HyMEX98** und vom 24.8. bis 26.8.2000 während **HyMEX 2000** wiedergegeben. Am 11.8. wurde eine Messlücke

nicht ergänzt, da die zu dem Zeitpunkt herrschende leichte Bewölkung eine Interpolation der Messgrößen nur ungenau zulässt. Die für die Schmelze verfügbare Energie ist in den *Abbildungen auf Tafel XXXIV* als orange Fläche hervorgehoben, der weißlich markierte Teil in den Nachtstunden stellt einen Verlust da, welcher zur Abkühlung der Gletscherfläche beiträgt. Unter diesen Bedingungen herrschen nur Schmelzbedingungen, wenn der Strahlungsverlust durch einen Wärmegewinn aus den turbulenten Flüssen überkompensiert werden kann. Gegenüber der kurzwelligen Strahlungsbilanz ist die Tagesvariation der langwelligen Bilanz deutlich geringer. In den nachfolgenden Abschnitten wird die Variation der Terme und deren Zustandekommen im Detail diskutiert.

6.2.1 Die Globalstrahlung

Den bedeutendsten Beitrag zur Strahlungsbilanz an der Oberfläche liefert die aus dem oberen Halbraum eintreffende Globalstrahlung. Ihr Tagesgang ist primär durch die Änderung der Position der Sonne am Himmel geprägt, wird aber auch durch die Mehrfachreflexion und Abschattung durch Wolken und dem Gelände modifiziert. Die insbesondere bei tiefem Sonnenstand wirksame Reduktion durch Schattenwurf ist an der im Talgrund des Vernagttales gelegenen Klimastation Vernagtbach auffälliger sichtbar als an den exponierten Stationen auf dem Gletscher oder dem *Schwarzkögele* (*siehe auch Abbildungen Tafel XXX und XXXII*). Der Zeitpunkt des Maximums ist bei klarem Himmel nicht nur von der maximalen Sonnenhöhe, sondern auch von der Neigung und Exposition des Geländes abhängig. Über einer horizontalen Fläche fällt er exakt auf 12^{00} wahre Ortszeit (**WOZ**). Als Zeitachse in den Grafiken ist aber die aus praktischen Gründen bei der Datenaufzeichnung verwendete *Mitteleuropäische Sommerzeit* (**MESZ**) gewählt. Der Vorteil liegt darin, dass die vielfältigen Beobachtungen der an dem Experimenten beteiligten Mitarbeiter und Helfer besser abgestimmt werden können und Missverständnisse bei der zeitlichen Zuordnung vermieden werden. Die **MESZ** weicht entsprechend der geografischen Koordinaten des Untersuchungsgebietes und der Jahreszeit um +1h 18´ (HyMEX 2000) bzw. +1h 22´ (HyMEX98) gegenüber der wahren Ortszeit ab. Dementsprechend findet man das Maximum der Globalstrahlung an wolkenlosen Tagen in den auf zentrierten Halbstundenmittelwerten basierenden *Abbildungen der Tafeln XXX, XXXII und 6.2* erst nach 13^{00} MESZ.

Zur Bewertung der gemessenen Globalstrahlung bietet sich als Referenzgröße die am Rand der Atmosphäre auf eine horizontale Fläche auftreffende extraterrestrische Strahlung $\mathbf{S_E}$ an (KUHN, 1984). Sie ist wegen der im Rahmen der betrachteten Zeitmassstäbe außerordentlichen Konstanz der Energieabgabe der Sonne von 1367 Wm^{-2} auf eine Fläche im mittleren Abstand zwischen Erde und Sonne $\mathbf{r_0}$ - die nach Satellitenmessungen bekannte Schwankungsbreite der Solarkonstanten beträgt 0.08 % oder ± 0.3 Wm^{-2} (SCHUHMANN, 2002; RAHMSTORF, 2003) - und der Kenntnis des Erdbahnradius **r(t)** zu einem beliebigen Zeitpunkt **t** berechenbar. Die Exzentrizität $\mathbf{r_0/r}$ der Erdbahn bewirkt eine Schwankungsbreite von $\mathbf{S_E}$ innerhalb eines Jahres von etwa $\pm$ 3.5%, wobei das Minimum (*Aphel*) um den 2. Juli fällt (LILJEQUIST, 1962). Für einem beliebigen Ort auf der Erdoberfläche lässt sich zusammen mit der Deklination und der mit den geographischen Koordinaten **φ** und **δ** und der Zeit variierende Sonnenhöhe **h** die extraterrestrische Sonnenstrahlung berechnen nach

$$\mathbf{[6.2]} \quad S_E(t) = 1367[W/m^2] \cdot \left(\frac{r_0}{r(t)}\right)^2 \sin h(\mathrm{j}\ ,\mathrm{d},t)\,.$$

Die maximal mögliche Einstrahlung an einem Ort ist damit in erster Linie von der Tages- und Jahreszeit abhängig. Sowohl zur komplexen Berechnung der Exzentrizität als auch der Deklination und der Sonnenhöhe sind eine Reihe von Näherungsformeln verfügbar. Die nachfolgend angegebenen Werte wurden nach einem in FOKEN (2003) beschriebenen Algorithmus (*der einen Druckfehler enthält!*) berechnet. Ähnlich strukturierte bzw. teilweise identische Formeln findet man beispielsweise in ESCHER-VETTER

(1980) oder STRASSER *et al.* (2004). Dort wird auch die Berücksichtigung der Geländeneigung durch eine adäquate Transformation der geographischen Koordinaten beschrieben.

Für die Globalstrahlung stellt die extraterrestrische Einstrahlung eine obere Grenze dar, die zumindest bei wolkenlosem Himmel nicht überschritten werden kann. Die höchsten Werte werden entsprechend der Kombination aus der astronomischen Konstellation zwischen Erde und Sonne und der geografischen Breite des Vernagtferners mit dem maximalen Sonnenstand im Juni erreicht. Für den Zeitpunkt 12^{00} WOZ zur Sommersonnenwende am 21. Juni ergeben sich ein Sonnenhöchststand von 66.5° und eine maximale extraterrestrische Einstrahlung von 1212 Wm^{-2}. $\mathbf{S_E}$ kann mit einer Genauigkeit berechnet werden, die mit den bei den Feldmessungen verwendeten Pyranometern nicht erreicht werden kann (*siehe auch Abschnitt 4.3.4*).

Wie der *Tabelle 6.1* entnommen werden kann, betrug die maximale extraterrestrische Einstrahlung während **HyMEX98** zwischen 1129 und 1121 Wm^{-2}, während dem zu einem späteren Zeitpunkt im Jahr durchgeführten Experiment **HyMEX 2000** immerhin noch zwischen 1065 und 1055 Wm^{-2}. Die Registrierung des Jahresgangs der Maximalwerte an der Klimastation Vernagtbach in *den Teilabbildungen auf Tafel VII* zeigen jedoch, dass diese Extremwerte auch an wolkenlosen Tagen in der Realität nicht erreicht werden bzw. die gemessenen Werte deutlich abweichen. Die Ursache liegt in der *Extinktion* der extraterrestrischen Strahlung in unterschiedlichen Spektralbereichen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre unter den jeweiligen Bedingungen (KUHN, 1972).

Bei klarem Himmel sind die für die Schwächung der direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ verantwortlichen Prozesse bekannt und können mittels empirischen Modellen mit einer Genauigkeit berechnet werden, die bereits an die von Feldmessungen heranreicht. Ein recht komplexes Modell dieser Art zeigen STRASSER *et al.* (2004). $\mathbf{S_D}$ wird dort als Kombination einer Reihe von Transmissionsfaktoren berechnet zu

$$S_D = S_E \cdot (t_r \cdot t_o \cdot t_g \cdot t_w \cdot t_a + \Omega(z)) \quad [6.3]$$

Die Faktoren $\boldsymbol{\tau_x}$ haben Werte zwischen ca. 0.8 und 1 und beschreiben die Wirksamkeit der wesentlichen bei der Transmission der Strahlung wirksamen Absorptions- und Streuprozesse in Abhängigkeit von atmosphärischen Parametern. $\boldsymbol{\tau_r}$ beschreibt die *RAYLEIGH-Streuung* (*verantwortlich für den blauen Himmel*, LILJEQUIST, 1962), $\boldsymbol{\tau_o}$ die Absorption durch Ozonmoleküle, $\boldsymbol{\tau_g}$ die durch weitere Spurengase, $\boldsymbol{\tau_w}$ die Absorption durch Wasserdampf und $\boldsymbol{\tau_a}$ die Streuung an Aerosolen. Zur Berechnung der Faktoren stehen jeweils mehr oder minder komplexe empirische Formeln zur Verfügung, die der Arbeit von STRASSER *et al.* (2004) entnommen werden können. Eingangsgrößen sind dabei beispielsweise die Dicke der Ozonschicht, die bodennahe Temperatur, Luft- und Dampfdruck oder die Sichtweite als Maß für den Aerosolgehalt. Das additive Glied Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation $\boldsymbol{\Omega(z)}$ ist eine höhenabhängige Korrekturgröße. Einzelheiten dazu finden sich ebenfalls in der Originalarbeit. Andere Autoren, wie beispielsweise OERLEMANS (2001), fassen einen Teil der Faktoren zusammen.

Obwohl nicht alle notwendigen Informationen zur Berechnung von $\mathbf{S_D}$ nach Gleichung [*6.2*] für den Zeitraum der **HyMEX**-Experimente als tatsächliche Messgrößen zur Verfügung stehen, kann diese dennoch auf der Basis der vorhandenen Messwerte und Abschätzungen bezüglich der Dicke der Ozonschicht und der Sichtweite für beliebige Zeitpunkte mit guter Genauigkeit berechnet und mit den Messwerten verglichen werden. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Messungen für 6 Messtage in der *Abbildung 6.2* als 30-Minuten-Mittelwerte dargestellt. Für den Zeitpunkt des Sonnenhöchststandes gegen 13^{20} MESZ sind zusätzlich mit der Angabe einige nützliche Verhältniszahlen nebst einigen Fehlerangaben in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Direkt gemessene Werte der diffusen Himmelsstrahlung $\mathbf{S_H}$ und damit der direkten Sonnenstrahlung liegen nur für das Experiment **HyMEX 2000** vor. Die Übereinstimmung zwischen der Berechnung nach STRASSER *et al.* (2004) und der Messung ist für die wolkenlosen Zeiträume am 24.8. und 25.8.2000 von solcher Güte, dass mit den Modellergebnissen für die Bedingungen während **HyMEX98** zumindest ein brauchbarer Schätzwert von $\mathbf{S_D}$ zur Verfügung steht.

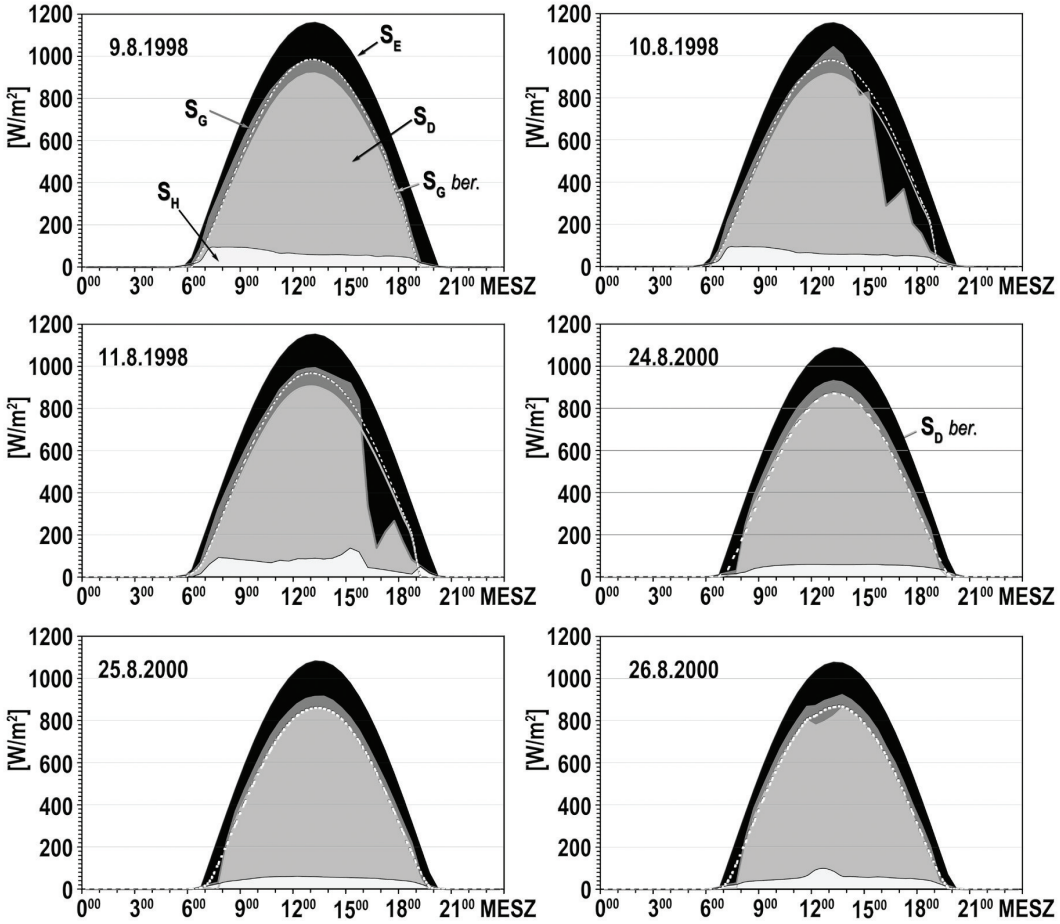


Abb. 6.2: *6 Beispiele für Tagesgänge von Halbstundenmittelwerten der gemessenen Globalstrahlung* S_G *(dunkelgrau) auf dem Vernagtferner und ihrer Komponenten* S_E *(extraterrestrische Strahlung, berechnet nach [6.2], schwarz),* S_D *(direkte Sonnenstrahlung, für* ***HyMEX 2000*** *auf der Basis von Messungen der Himmelstrahlung, für* ***HyMEX98*** *auf der Basis von Berechnungen für wolkenlosen Himmel nach* STRASSER *et al. (2004) hellgrau),* S_H *(Himmelsstrahlung, für 2000 gemessen, für 1998 als Differenz zwischen* S_G *und gerechneter* S_D*, hell). Zusätzlich ist als gestrichelte Linie für 1998 der Verlauf der geschätzten Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel und für 2000 die nach dem Modell von* STRASSER *et al. (2004) berechnete direkte Sonnenstrahlung eingetragen.*

In der *Tabelle 6.1* und der *Abbildung 6.2* sind die Messungen vom 9.8.1998 und 24./25.8.2000 unmittelbar vergleichbar. Es herrschte an allen drei Tagen ein wolkenloser und klarer Himmel. Deutliche Abweichungen vom theoretischen Verlauf gibt es nur in den Stunden bei Sonnenauf- und Untergang, während denen Schattenwirkung und Mehrfachreflexionen durch das Gelände auftreten, die in der Modellierung nicht berücksichtigt wurden. Mit der Hilfe eines hoch aufgelösten digitalen Geländemodells ist auch dies möglich, wie bereits in einer ganzen Reihe von Modellen des Strahlungshaushalts gezeigt. Stellvertretend sei hier das **PEV**-Modell (ESCHER-VETTER, 1980, 2000) genannt. Andererseits vermitteln die Beispiele, dass zumindest an den **HyMEX**-Standorten der Einfluss durch das Gelände zwar vorhanden, energetisch aber von untergeordneter Bedeutung ist.

Sowohl die Berechnungen für **HyMEX98** als auch die Messungen während **HyMEX 2000** ergeben an den wolkenlosen Tagen (*9.8.98, 24. und 25.8. 2000*) durchwegs einen mit unter 0.1 ausgesprochen niedrigen Anteil der diffusen Himmelsstrahlung. Der gemessene Verlauf zeigt eine bessere Symmetrie als der aus der Rechnung abgeleitete. Man muss jedoch in Betracht ziehen, dass es sich in beiden Fällen um

Differenzbildung zwischen zwei unabhängig gewonnenen Größen mit einem ausgeprägten Tagesgang handelt, bei denen Fehler besonders deutlich zum Tragen kommen. Während die Messung sämtliche Effekte der Mehrfachreflexion und Neigungsfehler beinhaltet, sind diese bei der einfachen Rechnung noch nicht berücksichtigt. Eine einfache Differenzbildung zwischen gerechneter direkter Sonnenstrahlung und gemessener Globalstrahlung würde 2000 einen ähnlichen Verlauf der Himmelsstrahlung ergeben wie 1998.

Die Ergebnisse zeigen die verglichen mit Messungen im Flachland extremen Strahlungsverhältnisse über einem Alpengletscher in einer Höhe von 3000 m. Der Maximalwert des extraterrestrischen Strahlungsangebotes nimmt im Verlauf beider Experimente von Tag zu Tag geringfügig um 3 bis 4 Wm^{-2} ab. An den wolkenlosen Tagen erreichen davon immerhin ca. 82 % die Oberfläche in Form der Globalstrahlung (*Tabelle 6.2*), die eine wesentlich größere Schwankung zeigt. Bei der Schwächung der Sonnenstrahlung auf dem je nach Einfallswinkel unterschiedlich langen Weg durch die Atmosphäre muss zwischen den Prozessen der Absorption und der Streuung unterschieden werden. Absorbierte Strahlung verringert $\mathbf{S_D}$ und führt in gleichem Maße der Atmosphäre Wärmeenergie zu (LILJEQUIST, 1962). Streuung schwächt $\mathbf{S_D}$ ebenfalls, im Gegensatz zur Absorption entsteht dadurch für die Globalstrahlung kein unmittelbarer Verlust an Strahlungsenergie, denn dieser Anteil wird in Form der diffusen Himmelstrahlung abgegeben.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
$\mathbf{z_S}$ [m NN]	3045	3045	3045	2997	2997	2997
$\mathbf{h_{max}}$	58.1°	57.8°	57.5°	52.8°	52.4°	52.0°
$\mathbf{S_E}$ [Wm^{-2}]	1129	1126	1122	1065	1060	1055
$\mathbf{S_G}$ [Wm^{-2}]	978 ±8	1041 ±10	992 ±8	929 ±7	913 ±7	921 ±7
$\mathbf{S_G/S_E}$	0.866	0.925	0.884	0.872	0.861	0.873
$\mathbf{S_D}$ gem. [Wm^{-2}]	---	---	---	872 ±10	854 ±10	821 ±10
$\mathbf{S_H}$ [Wm^{-2}]	77 ±35	*126* ±40	*116* ±40	58 ±10	57 ±10	85 ±10
$\mathbf{S_D}$ ber. [Wm^{-2}]	901 ±30	915 ±30	876 ±30	872 ±30	856 ±30	880 ±30
$\mathbf{S_D/S_G}$	*0.921*	*0.879*	*0.883*	0.938	0.935	0.955
$\mathbf{S_H/S_G}$	*0.079*	*0.121*	*0.116*	0.062	0.062	0.092
e [hPa]	5.1	5.2	7.1	3.3	4.1	2.7

Tab. 6.1: *30-Minuten-Mittel der berechneten und gemessenen Komponenten der Globalstrahlung für die Maximalwerte gegen 13^{20} MESZ an der Station* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *auf dem Vernagtferner.* $\mathbf{h_{max}}$*: berechnete maximale Sonnenhöhe,* $\mathbf{S_E}$*: berechnete maximale extraterrestrische Bestrahlungsstärke,* $\mathbf{S_G}$*: gemessene Globalstrahlung,* $\mathbf{S_G/S_E}$*: Verhältnis der Globalstrahlung zur extraterrestrischen Einstrahlung,* $\mathbf{S_D}$*: gemessene direkte Sonneneinstrahlung,* $\mathbf{S_H}$*: diffuse Himmelsstrahlung als Differenz zwischen Globalstrahlung und direkter Sonneneinstrahlung, (kursiv geschätzt aus berechneter* $\mathbf{S_D}$*,)* $\mathbf{S_D}$ *ber: direkte Sonnenstrahlung für wolkenlosen Himmel, berechnet nach STRASSER et al. (2004),* $\mathbf{S_D/S_G}$*: Verhältnis der direkten Sonnenstrahlung zur Globalstrahlung,* $\mathbf{S_H/S_G}$*: Verhältnis der diffusen Himmelsstrahlung zur Globalstrahlung, kursive Werte sind Schätzungen,* **e***: gemessener Dampfdruck in 2 m Höhe über dem Eis.*

Die Transmissionsfaktoren in Gleichung [*6.3*] variieren unabhängig voneinander mit der Zeit, so dass der Einfluss einzelner Prozesse anhand der Messungen nur qualitativ nachgewiesen werden kann. Die Streuung an den Luftmolekülen und die Absorption durch die Ozonschicht ist immer wirksam und relativ konstant. Mit zunehmender Höhe nimmt die Rayleigh-Streuung ab und der Himmel wirkt dunkler. Den größten Anteil an der Variation der Globalstrahlung des wolkenlosen Himmels trägt die Absorption durch die unterschiedliche Konzentration von Wasserdampf in der Troposphäre und die Streuung durch den variablen Gehalt an Aerosolen bei. Letztere verschiebt mit steigendem Aerosolgehalt den Anteil von der direkten Sonnenstrahlung zur diffusen Himmelsstrahlung. Der Wasserdampf bewirkt dagegen eine Reduktion der direkten Sonnenstrahlung. Die Größenordnung des Effektes für die Bedingungen wäh-

rend der **HyMEX**-Experimente vermittelt die *Abbildung 6.3*. Durch Variation des Dampfdrucks in der Modellierung von $\mathbf{S_D}$ für den Maximalwert am 26.8.2000 erhält man unter extrem trockenen Bedingungen (**e** *zwischen 2 und 3 hPa*) eine Zunahme der direkten Sonnenstrahlung um 4 bis 5% gegenüber der Situation während **HyMEX98** bei einem maximalen Dampfdruck von 9 hPa. Dass hier ein tatsächlicher Zusammenhang besteht, zeigt auch das Verhältnis $\mathbf{S_D/S_G}$, das sich bei einem niedrigeren Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu höheren Werten hin verschiebt. Das gegenüber den üblichen Angaben klimatologisch für klaren Himmel in Meeresniveau angegebene Verhältnis $\mathbf{S_G/S_E}$ = 0.78 und $(\mathbf{S_G}\text{-}\mathbf{S_H})/\mathbf{S_G}$ = 0.3 (KUHN, 1984) nimmt im August am Vernagtferner in 3000 m Höhe Werte von 0.91 bzw. 0.09 (*Tabelle 6.2*) an, vergleichbar mit den Verhältnissen in der extremen Antarktis (LILJEQUIST, 1962). Dies ist sicherlich vordergründig auf die verhältnismäßig trockene und staubarme Atmosphäre im Hochgebirge in dieser Höhe zurückführbar.

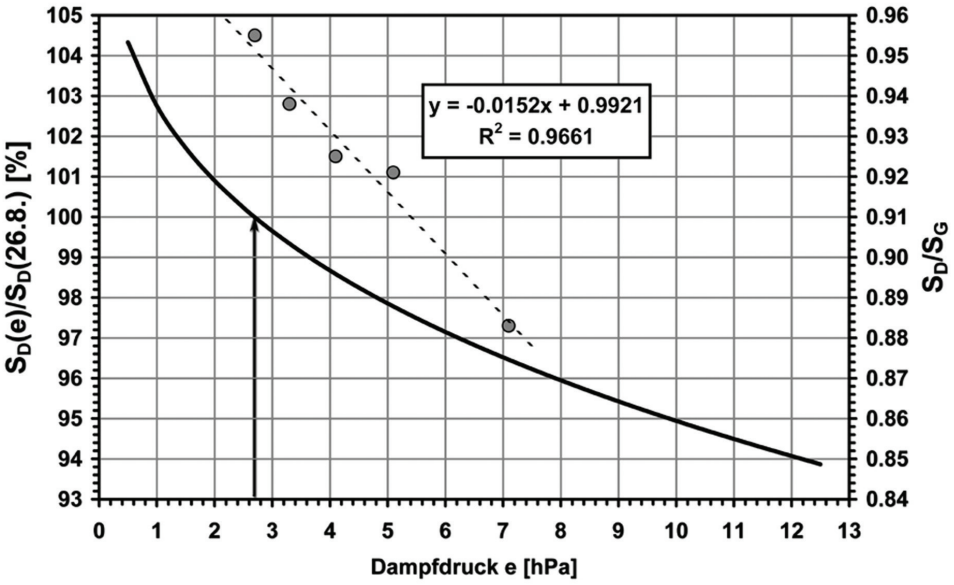


Abb. 6.3: *Reduktion der direkten Sonnenstrahlung durch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre (hier repräsentiert durch den Dampfdruck in 2 m Höhe über dem Eis), berechnet auf der Basis der Modellierung von* S_D *nach* STRASSER *et al. (2004) und den Messdaten am Vernagtferner vom 26.8.2000. Der Pfeil markiert den real gemessenen Wert, der einer relativen Größe des Strahlungsflusses von 100% entspricht. Zusätzlich das Verhältnis* S_D/S_G *zum Zeitpunkt des Maximums an 5 Tagen mit wolkenlosem Himmel, das ebenfalls eine Abhängigkeit vom Dampfdruck zeigt.*

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
$\int \mathbf{S_E dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	36.00	35.78	35.53	32.29	32.04	31.75
$\int \mathbf{S_G dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	29.74	26.60	27.11	26.46	25.99	26.14
$\int \mathbf{S_D dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	*26.78*	---	---	24.19	23.83	23.76
$\int \mathbf{S_H dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	*2.95*	---	---	2.30	2.16	2.38
$\int \mathbf{S_G dt}/\int \mathbf{S_E dt}$	0.826	0.743	0.763	0.819	0.811	0.823
$\int \mathbf{S_D dt}/\int \mathbf{S_G dt}$	0.901	---	---	0.914	0.917	0.909
$\int \mathbf{S_H dt}/\int \mathbf{S_G dt}$	*0.099*	---	---	0.087	0.083	0.091

Tab. 6.2: *Tägliches integrales Energieangebot durch die extraterrestrische Strahlung* S_E*, die Globalstrahlung* S_G*, die direkte Sonnenstrahlung* S_D*, die diffuse Himmelsstrahlung* S_H *und ihre Verhältnisse* S_G/S_E*,* S_D/S_G*,* S_H/S_G *für die Messtage während* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner. Kursiv angegebene Werte sind Abschätzungen nach dem Modell für* S_D *nach* STRASSER *et al. (2004).*

Auch unter wolkenlosen Bedingungen ist die diffuse Himmelsstrahlung schwieriger zu bestimmen als die direkte Sonnenstrahlung. Zu viele Unbekannte bestimmen ihren Wert. Neben der Horizontabschattung wird sie durch weitere Faktoren bestimmt, von denen die wichtigsten der Wasserdampf- und Aerosolgehalt der Luft sowie die Albedo am Boden sind (MÜLLER, 1985). Letztere besitzt offenbar den bedeutendsten Einfluss durch die zwischen dem Boden und der Atmosphäre auftretenden Mehrfachreflexionen. Über helleren Oberflächen erscheint auch der wolkenlose Himmel heller. Von Bedeutung ist aber in diesem Fall nicht unbedingt die lokale Albedo, sondern der Mittelwert über das Gesamtgebiet (STRASSER *et al.*, 2004). Meist geht mit einer Zu- oder Abnahme des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auch eine Veränderung des Aerosolgehalt und –zusammensetzung einher, da die Veränderungen durch großräumige Advektion von Luftmassen verursacht sind, die durch unterschiedliche Quellregionen geprägt wurden. Trockene Festlandluft kontinentalen Ursprungs enthält in der Regel mehr kleinere Staubteilchen, maritime feuchte Mittelmeerluft dagegen mehr hygroskopische große Partikel (FORTAK, 1971).

Diese Unterschiede werden besonders in *Tabelle 6.2* deutlich. Trotz einem signifikant verschiedenen mittleren extraterrestrischen Strahlungsangebot während der beiden Experimentabschnitte differiert das durch die Globalstrahlung mit Ausnahme des wolkenlosen 9.8.1998 weit weniger. Dies ist vordergründig auf die Bewölkung während **HyMEX98** zurückzuführen. Die Berücksichtigung von deren Einfluss ist jedoch besonders schwierig. Der Bedeckungsgrad allein, wie er in einer Reihe von Parametrisierungsansätzen (z.B. OERLEMANS, 2001) verwendet wird, genügt in der Regel nicht für eine realistische Modellierung. Die Messungen zeigen, dass vielmehr auch die Art der Bewölkung .und ihre räumliche Verteilung berücksichtigt werden müsste. Am 26.8.2000 beispielsweise war das Himmelsgewölbe zwischen 11^{00} und 14^{00} MESZ von einigen dünnen Cirrus-Schleiern überzogen (*Abbildung 6.4*). Sie bewirkten eine Schwächung der direkten Sonnenstrahlung bei gleichzeitigem Anstieg der diffusen Himmelstrahlung. Integral über den Tag betrachtet war der Einfluss gegenüber dem wolkenlosen Fall eher gering.



Abb. 6.4: *Schleierbewölkung über dem westlichen Teil des Vernagtferners am 26.8.2000 gegen 12^{00} MESZ. Blick in Richtung zum Fluchtkogel mit Gepatschjoch.*

Am 10.8. und in geringerem Maße auch am 11.8.1998 dagegen war der Himmel unmittelbar über dem Vernagtferner um die Mittagszeit noch weitgehend wolkenfrei, am südlichen und westlichen Horizont bildete sich jedoch bereits hochreichende Quellbewölkung (*siehe* auch die *Abbildungen 6.1 und Tafel XV)*. Da die Wolkendecke nicht geschlossen war, kam es zunächst wegen zusätzlicher Mehrfachreflexion zu einer überproportionalen Erhöhung der diffusen Himmelsstrahlung, so dass die Globalstrahlung den wolkenlosen Fall temporär übersteigt (*Abbildung 6.2)*. In *Tabelle 6.1* ist daher das Globalstrahlungsmaximum

am 10.8. und 11.8.1998 deutlich höher als am 9.8.1998, an dem das extraterrestrische Strahlungsangebot größer ist. In den Nachmittagsstunden bildeten sich auch direkt über dem Untersuchungsgebiet Quellwolken, die temporär an der Station Schatten warfen. Sowohl die direkte Sonnenstrahlung als auch die diffuse Himmelsstrahlung wurde dadurch im Mittel deutlich reduziert, so dass insgesamt ein gegenüber wolkenlosem Himmel um 10% niedrigeres Energieangebot registriert wurde.

Während die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel mit befriedigender Genauigkeit mittels bekannter Parametrisierungen auch zeitlich hoch aufgelöst berechnet werden kann, ist die korrekte Berücksichtigung der Bewölkung daher außerordentlich schwierig. Zwar wurden auch für diesen Fall Ansätze (STRASSER *et al.*, 2004) und Näherungsformeln (*z.B.* KUHN, 1984) angegeben, welche aber einen nur sehr eingeschränkten klimatologischen Gültigkeitsbereich besitzen. Bei der extremen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Bewölkung liefert sicherlich die Analyse gemessener Globalstrahlungsdaten im Verbund mit Berechnungen der direkten Sonnenstrahlung, wie sie z.B. im **PEV**-Modell (ESCHER-VETTER, 2000) angewandt wird, die genauere Grundlage für die flächenhafte Bestimmung der Globalstrahlung über einem Gletscher.

6.2.2 Reflexstrahlung und Albedo

Das im vorangehenden Abschnitt angegebene Energieangebot durch die Globalstrahlung erklärt nicht die Variation der täglichen Schmelzwasserproduktion, repräsentiert durch den Abfluss an der Pegelstation Vernagtbach. Dafür ist der Anteil der Globalstrahlung maßgeblich, der an der Oberfläche tatsächlich absorbiert wurde. Dieser hängt von den Reflexionseigenschaften der Eisoberfläche ab. Diese werden in Gleichung [*6.1*] mit Hilfe der (kurzwelligen) *Albedo* **a** beschrieben. Der Faktor **a** ist durch das Verhältnis der reflektierten kurzwelligen Strahlung zur Globalstrahlung definiert.

In den Farbabbildungen auf *Tafel XXXIV* und *XXXV* ist die Variation der Albedo auf der Basis der Halbstundenmittelwerte der Messungen am Vernagtferner wiedergegeben. Es zeigen sich sowohl markante Unterschiede im Niveau zwischen den beiden Experimentphasen als auch während beiden Intensivmessphasen eine unterschiedliche Abnahme des Minimalwertes von Tag zu Tag. Alle Messtage zeigen einen deutlichen Tagesgang, der unter wolkenlosen Bedingungen durch einen symmetrischen Anstieg der Albedo hin zu Sonnenauf- bzw. –Untergang charakterisiert ist. Bei bewölktem Himmel wird die Tagesvariation stark abgeschwächt bzw. verschwindet sogar vollständig.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
Albedo a_{min}	0.207	0.193	0.180	0.265	0.258	0.255
max $\mathbf{S_G(1-a)}$ [Wm^{-2}]	776	840	813	683	677	686
$\int \mathbf{S_G(1-a(t))dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	22.90	20.74	22.03	18.90	18.68	19.01
$\int \mathbf{S_G(1-a_{min})dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	23.62	21.49	22.25	19.44	19.30	19.48
$\mathbf{\Delta}$ [%]	3.14	3.6	1.0	2.9	3.3	2.5

Tab. 6.3: *Minimalwert der täglichen Albedo, Maximalwert des an der Eisoberfläche absorbierten Anteils der Globalstrahlung, über den Tag integrierter Energiegewinn unter Berücksichtigung des Tagesgangs der Albedo, über den Tag integrierter Energiegewinn unter der Annahme eines konstanten Wertes der Albedo über den Tag und prozentuale Abweichung zwischen den Integralen für 6 Messtage während der* ***HyMEX****-Kampagne.*

Die *Tabelle 6.3* verdeutlicht im Vergleich mit der *Tabelle 6.2* im letzten Abschnitt die essentielle Bedeutung der Albedo für die Ablation. Waren die Unterschiede im Energieangebot zwischen 1998 und 2000 noch relativ gering, so differieren die tatsächlich absorbierten Beträge der Energie deutlicher. Wegen der während **HyMEX2000** höheren Albedo wurden dort im Mittel 20 % des Energieangebotes durch die

Globalstrahlung gegenüber der Situation bei **HyMEX 98** nicht genutzt, was zu entsprechend niedrigeren Schmelzraten führte. Die Ursache dürfte in der unterschiedlichen Beschaffenheit der Eisoberfläche und damit ihrer Reflexionseigenschaften liegen.

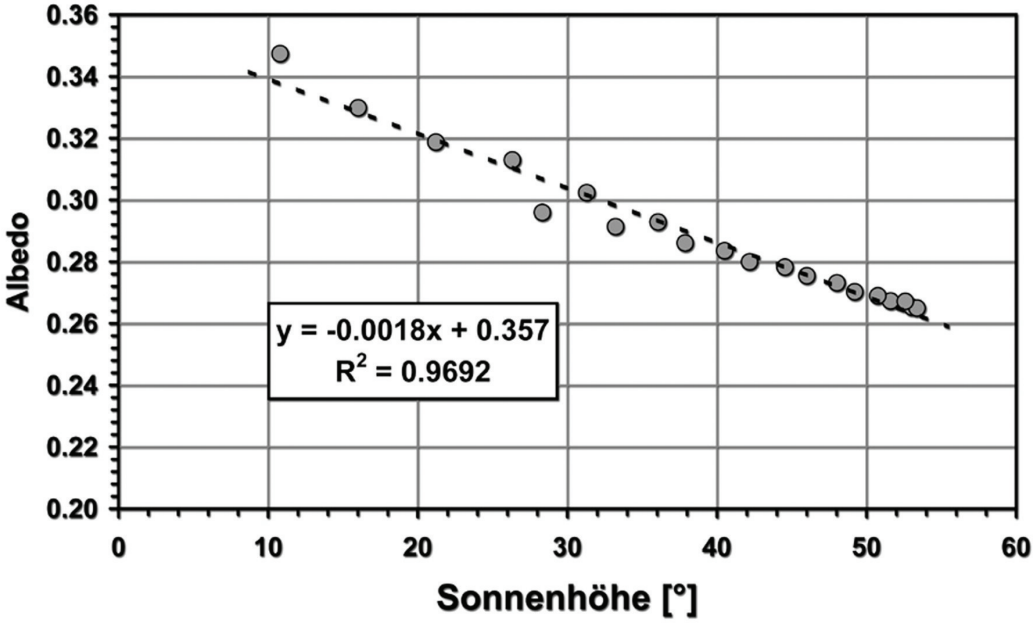


Abb. 6.5: *Streudiagramm der Korrelation zwischen der gemessenen Albedo und der berechneten Sonnenhöhe am 25.8.2000.*

Der in den Messungen beobachtete charakteristische Tagesgang der Albedo über Schnee- und Eisflächen ist seit langem bekannt und Gegenstand von Spekulationen über dessen Ursache (Müller, 1985). Teilweise wird er als messtechnisch bedingter Artefakt durch die horizontale Ausrichtung der Messgeräte über geneigten Hängen betrachtet (z. B. Ohmura, 1981; Müller, 1985, Jonsell *et al.*, 2003). Dieser Effekt ist zweifellos vorhanden. Entsprechende Korrekturalgorithmen eliminieren jedoch den Tagesgang in der Regel nicht vollständig, sondern beseitigen Asymmetrien und vermeintliche Trends. Bei den Messungen während HyMEX ist die nach der Korrektur auf die mittlere Hangneigung verbleibende Variation dagegen streng mit dem Einfallswinkel der direkten Sonnenstrahlung korreliert, wie das Beispiel in *Abbildung 6.5* zeigt.

Eine weitere denkbare Ursache für die Änderung der Albedo mit dem Einstrahlwinkel der Sonne liegt in einer Winkelabhängigkeit der Pyranometer, die zu einer zunehmenden Ungenauigkeit mit abnehmender Sonnenhöhe führen (Kuhn, 1973). Da die Absolutwerte der Strahlung in diesen Bereichen klein werden, wächst der Fehler überproportional an, so dass auch die aus dem Verhältnis des Messergebnisses der beiden Messgeräte berechnete Albedo zunehmend an Genauigkeit einbüsst. Dies zeigt sich in den deutlichen Abweichungen der Messwerte von der Linearität in *Abbildung 6.5*. Bei Einfallswinkeln größer als 30° ist der Fehler jedoch deutlich kleiner, so dass hier der Zusammenhang relativ realitätsnah wiedergegeben sein dürfte. Für niedrige Einfallswinkel dürfte daher eine Extrapolation mittels der anhand der Messungen bei höherem Sonnenstand gewonnenen Beziehung die genaueren Werte für die Albedo liefern.

Für die Existenz einer Abhängigkeit der Reflexion der direkten Sonnenstrahlung und damit für einen Tagesgang der Albedo gibt es durchaus weitere Argumente. So entspricht es der allgemeinen Erfahrung, dass Gletscherflächen zur selben Zeit unter einem flachen Winkel betrachtet deutlich heller erscheinen als beispielsweise senkrecht von oben bei einem Überflug. So wirkt die Umgebung des Messplatzes von **HyMEX98** in der *unteren Abbildung auf Tafel XXXVI* bei teilweise bedecktem Himmel aus dem Helikop-

ter extrem dunkel, während sie unter flacherem Winkel in *Abbildung A* (*Tafel IX*) unter ähnlichen Bedingungen und auf dem Panorama *Abbildung C* (*Tafeln X-XI*) merklich heller erscheint.

Im Rahmen einer Untersuchung zur Bestimmung der Albedo aus analogen Schwarzweißphotografien hat KIESLE (1983) eine umfangreiche Übersicht zu den die Albedo einer Eisoberfläche bestimmenden Faktoren gegeben, die überwiegend auf den frühen Arbeiten von SAUBERER (1938), DIRMHIRN & TROJER (1955) und DIRMHIRN (1957, 1958) basiert. Demnach setzt sich die Albedo einer Eisoberfläche aus mehreren Komponenten zusammen. Einen von der Gesamtalbedo abhängigen Anteil liefert dabei das *Unterlicht*, der Teil der Globalstrahlung, der einige Zentimeter in das Eis eindringt, dort gestreut wird und spektral gefiltert diffus wieder abgegeben wird. Je nach der Beschaffenheit (Porosität) des Eises und dessen Flüssigwassergehalt ist die Lichtdurchlässigkeit unterschiedlich.

Für die Entstehung des Tagesgangs der Albedo sind jedoch die Vorgänge bei der Reflexion an der Eisoberfläche maßgeblich. Die reflektierte Strahlung spaltet sich in eine diffuse und eine spiegelnde Komponente auf, wobei letztere eine starke Abhängigkeit von der Einfallsrichtung der Strahlung aufweist, also primär auf die direkte Sonnenstrahlung wirkt. Spiegelnd reflektieren nicht nur glatte Eisflächen, sondern auch Formen, die von einer dünnen Eisschicht überzogen sind. Je kleiner der Einfallswinkel des gerichteten Anteils der Strahlung, desto größer ist der Anteil der spiegelnden Reflexion, der die Oberfläche nicht mehr durchdringt. Bei Einfallswinkeln von mehr als 35° wird weniger als 10% der direkten Sonnenstrahlung reflektiert, bei flacheren Winkeln nimmt der Anteil jedoch rasch zu. Bei 5° beträgt er bereits 67% (KIESLE, 1983). Es ist damit einleuchtend, dass der Effekt mit einem zunehmenden Anteil der gerichteten Strahlung an der Globalstrahlung eine wachsende Bedeutung erlangt und unter den Bedingungen einer überwiegend diffusen Beleuchtung unter bedecktem Himmel vernachlässigbar wird. Andererseits ist er an wolkenlosen Tagen bei tiefstehender Sonne am ausgeprägtesten. Bei den Messungen über dem Vernagtferner zeigt sich die Zunahme der Reflexstrahlung wegen des außerordentlich hohen Anteils der direkten Sonnenstrahlung an der Globalstrahlung in den Vor- und Nachmittagsstunden besonders deutlich.

Wird die Tagesvariation der Albedo ignoriert, so führt die Berechnung des Anteils der absorbierten Strahlung mit der bei Sonnenhöchststand gemessenen minimalen Albedo zu einer Überschätzung der integral über den Tag aufgenommenen Strahlungsenergie. Da jedoch der Gang von Globalstrahlung und Albedo gleichsinnig invers verlaufen, ist der Fehler in Relation zur Genauigkeit der Messung bzw. Berechnung der Globalstrahlung nach einem Modell nicht sehr groß. In *Tabelle 6.3* sind die Unterschiede für die **HyMEX**-Messtage angegeben. An den wolkenlosen Tagen beträgt die Differenz etwa 3%. Paradoxerweise ergibt sich für den vergleichsweise stark bewölkten 10.8.1998 relativ die größte Überschätzung. Dies resultiert jedoch aus dem Verhältnis zwischen dem überwiegend während des noch wolkenlosen Vormittags entstehenden Fehler und dem über den Tag niedrigeren Energiegewinn wegen der Abschirmung durch Wolken.

Eine generelle Vernachlässigung des Tagesgangs der Albedo in einem auf der Energiebilanz basierenden Schmelzwasserproduktionsmodell hätte demnach je nach Anzahl der klaren Tage eine systematische Überschätzung der Schmelze von unter 3 % zur Folge. Da in der Regel in einem solchen Modell die Berechnung des Einfallswinkels der direkten Sonnenstrahlung bereits zur Berechnung der extraterrestrischen Strahlung und der Einflüsse von Abschattung und der Mehrfachreflexion erforderlich ist, kann mit einer linearen Regressions-Beziehung in der Art der in *Abbildung 6.5* wiedergegebenen zumindest eine qualitative Korrektur für wolkenlosen Tage durchgeführt werden.

Neben dem hauptsächlich auf dem hohen Anteil der direkten Sonnenstrahlung beruhenden Tagesgang ist während beiden Kampagnen auch eine Abnahme der minimalen Albedo von Tag zu Tag festzustellen. Die Änderung betrug 1998 etwa -0.014 pro Tag, im August 2000 waren es dagegen nur Bruchteile eines Prozentes. Diese Variation der Albedo hängt nicht mit der täglichen Änderung des Maximums der Sonnenhöhe zusammen, denn diese würde im August entsprechend der vorangegangenen Betrachtungen eher eine (*vernachlässigbare*) Zunahme der Albedo ergeben. Sie ist vielmehr durch Änderung der Reflexionseigenschaften verursacht, die ihrerseits auf dem Wandel der Oberflächeneigenschaften des Eises beruhen.

Die gemessene Albedo ist kein Punktwert, sondern ein Mittelwert für das Areal um den Messaufbau, dessen Oberfläche im Gegensatz zu einer Schneefläche heterogene Makro- und Mikrostrukturen auf-

weist. Diese sind einem ständigen Wandel durch die Schmelz- und Wiedergefrierprozesse unterworfen. Einen Eindruck von deren Verteilung vermitteln die Panoramen auf den *Tafeln X-XI* und die Detailaufnahmen auf den *Tafeln XVI und XXXVI*. Zusammenhängende mehrere Quadratmeter messende Teilflächen, bedeckt mit auf den Photografien sehr hell wirkendem stark lufthaltigem Eis, wechseln sich ab mit Schmelzwasserrinnen, in denen sich dunkler Kryokonitstaub ansammelt und Zonen, die von Schmelzwasser durchtränkt sind. Jedes dieser Elemente besitzt damit eine unterschiedliche Reflexivität und liefert seinen Beitrag zum flächenbezogenen Mittelwert, bei dem wegen der Montage des Pyranometers in nur 2 m Höhe die unmittelbar unter dem Gerät befindliche Fläche eine stärkere Gewichtung erfährt. Sind die Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit in diesem Bereich nicht repräsentativ für die nähere Umgebung der Station, kann das Messergebnis auch nur beschränkt auf das größere Areal um die Station übertragen werden.

Beim Aufbau des Experimentes gilt es, für die Aufstellung der Strahlungsmessgeräte eine geeignete für das Messareal repräsentative Fläche zu finden, und diese auch bei unumgänglichen Wartungsarbeiten möglichst nicht zu stören. Über der robusten aperen Eisfläche ist letzteres noch weitgehend realisierbar, über Schnee wäre es dagegen außerordentlich schwierig. Anhand einer umfangreichen Fotodokumentation kann zumindest beurteilt werden, ob die Veränderungen nur lokal oder im gesamten Messareal stattfinden.

Obwohl diese Beurteilung letztendlich außerordentlich schwierig ist, kann für die **HyMEX**-Experimente die Repräsentativität als gültig vorausgesetzt und die längerfristige Tendenz der Albedo als real angenommen werden. Während die makroskopische Betrachtung des Messgeländes keine offensichtlichen Unterschiede der Oberflächenbeschaffenheit des Eises zwischen den beiden Experimentabschnitten zeigen, sind die mikroskopischen Unterschiede evident. Während das Eis über den gesamten Zeitraum des **HyMEX98-**Experiments gleichmäßig feinkörnig und glatt strukturiert war (Abbildung B *Tafel XVI*), zeigen die Nahaufnahmen der *Tafel XXXVI* eine vertikal ausgerichtete nadelförmige Feinstruktur, die bei stereoskopischer Betrachtung der Bilder besonders plastisch hervortritt. Zu Beginn der Intensivmessphase nur wenige Millimeter hoch, wuchsen die Nadeln über die Folgetage bis auf Höhen von mehreren Zentimetern an und zeigten zunehmend chaotische Formen, wie sie in der *Abbildung 6.6* dokumentiert sind.

In ihrem Erscheinungsbild erinnern die Formen an Miniaturausgaben der besonderen Ablationsformen der *Penitentes* oder *Büßerschnee*, welche weltweit vorwiegend in den Hochgebirgsregionen mit extrem ariden Klimabedingungen beobachtet werden können (Troll, 1942). In den Alpen dagegen kommen sie nur äußerst selten vor und auch nicht in der Ausprägung, wie sie beispielsweise in *Abbildung 6.7* zu sehen sind, die im Pamir-Gebirge in 5000 m NN aufgenommen wurde. Charakteristisch ist hier die gleichsinnige Ausrichtung der Formen unter einem festen Winkel zur Sonne. Als Basisvoraussetzung für die Bildung derartig großer (ca. 80 cm) Formen ist eine extreme Sonneneinstrahlung verbunden mit kalter, insbesondere extrem trockener Witterung erforderlich. Im Gegensatz zu Troll (1949), der die Bildung der Penitentes der *freien Ablation* zuordnet, ist nach Betterton (2001) zusätzlich eine dünne inselartig verteilte Schmutzauflage die eigentliche Initialisierung. Das eigentliche (scheinbare) Wachstum der Strukturen ist dann die Folge lokal höchst unterschiedlicher Ablationsraten, die durch Umverteilung des Schmutzes und die Kombination von Reflexion und Abschattung zunehmend organisierte Strukturen aufweist. Verstärkte Verdunstung oder gar Sublimation an den der turbulenten Strömung ausgesetzten Spitzen reduziert dort die Schmelze, während sie in den geschützten Vertiefungen verstärkt wird.

In Höhen oberhalb 5000 m sind wegen der tiefen Temperaturen Strahlungsabsorption und Sublimation häufig die einzigen Prozesse, welche die Ablation bestimmen. Hohe solare Einstrahlung und ein sehr niedriger Wasserdampfgehalt der Luft sind in der Regel gekoppelt, so dass Regionen mit klimatisch bedingten langen Trockenperioden für das Auftreten dieser besonderen Form der Ablation begünstigt sind. Ihr Auftreten dürfte letztlich die Ursache für die allgemein beobachtete merkliche Erhöhung der Albedo über sublimierenden Oberflächen sein, die wiederum eine Reduktion der Ablationsraten im Vergleich zu humideren Regionen zur Folge hat (Kaser, 1999; 2001). Die Besonderheiten der Oberflächenstruktur während **HyMEX 2000** legen den Schluss nahe, diese Aussage auch auf Gletscher mit Verdunstungsbedingungen auszudehnen.

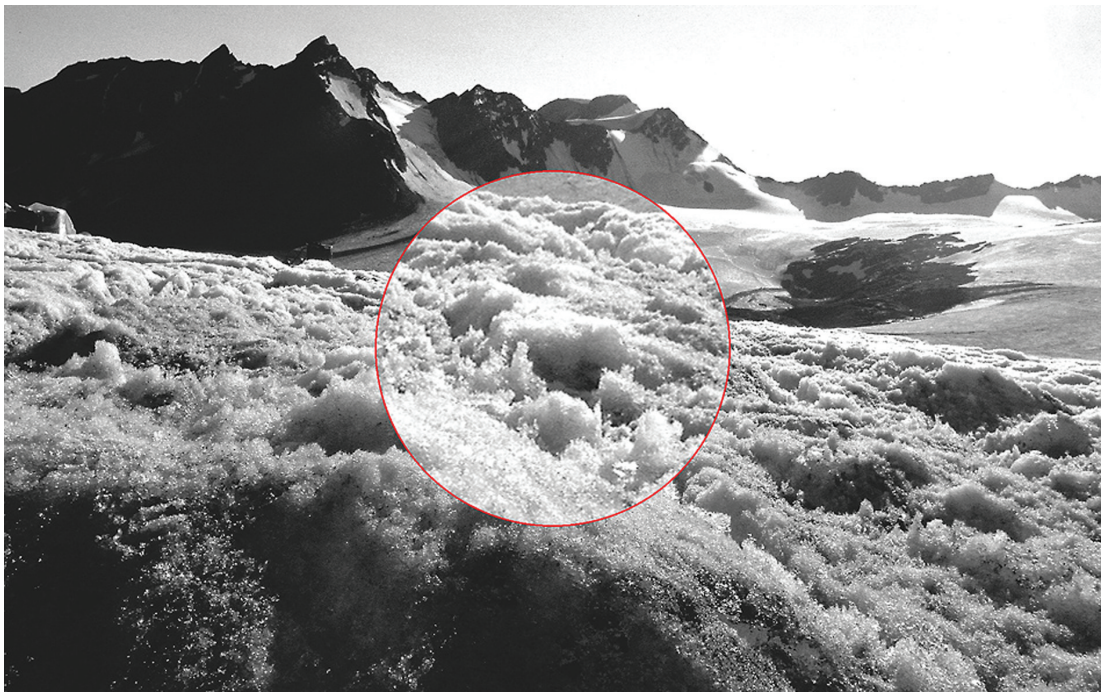


Abb. 6.6: *Ablationsformen an der Eisoberfläche in unmittelbarer Umgebung der* ***HyMEX 2000****-Station am 25.8.2000. In dem Kreis wird ein Ausschnitt des Bildes vergrößert wiedergegeben.*



Abb. 6.7: *Als Büßerschnee oder Penitentes bezeichnete Ablationsformen in ca. 5000 m NN in der Umgebung des Notgemeinschaftsgletschers im Pamir-Gebirge in Zentralasien. (Foto: L. Braun, 5.9.2002)*

Die Verdunstung spielt mit einer Jahressumme von 150 bis 200 mm im Wasserhaushalt des Vernagtferners wegen seiner Höhenlage um 3000 m NN und den häufigen Abschnitten mit Advektion feuchter

und warmer Luftmassen bei der Ablation eher eine untergeordnete Rolle (ESCHER-VETTER *et al.*, 2004). Falls sie dennoch stattfindet, wird ihre ablationsvermindernde Wirkung hauptsächlich den Verlusten an Schmelzenergie in der Gesamtenergiebilanz durch den in die Atmosphäre gerichteten latenten Wärmestrom zugeschrieben. Der *Tabelle 6.7* in *Abschnitt 6.5* kann entnommen werden, dass selbst unter den trockenen Verdunstungsbedingungen während **HyMEX 2000** der latente Wärmestrom im Tagesmittel nur etwa die Hälfte des Betrages des fühlbaren Wärmestroms erreicht, wobei im für die Schmelze hauptsächlich relevanten Zeitraum zwischen Sonnenauf- und –untergang allerdings auch ein BOWEN-Verhältnis β nahe von –1 möglich ist. Unter diesen Umständen wird der energetische Beitrag der turbulenten Flüsse zur Schmelze nahezu bedeutungslos, der relative Anteil der Gesamtablation beträgt weniger als 6% (*siehe auch Tabelle 6.10 im Abschnitt 6.8*). Unter ausgesprochenen Kondensationsbedingungen dagegen wie beispielsweise am 11.8.1998 findet man für β Werte um 3, was den relativen Anteil der turbulenten Flüsse an der Gesamtablation auf 13% steigert. Die resultierende Spanne von ca. 10% der Ablation liegt aber wegen der insgesamt gegenüber der Strahlungsabsorption untergeordneten Bedeutung des Beitrags der turbulenten Flüsse zur Ablation deutlich unter der oben erwähnten Reduktion der Schmelze um 20%, die durch die unter Verdunstungsbedingungen erhöhte Albedo bewirkt wird. Somit ist dieser Verlust zumindest in der gleichen Größenordnung, wenn nicht sogar als wesentlich höher zu bewerten.

Zu einer „echten" Penitentes-Bildung kommt es dabei am Vernagtferner nicht, denn die Schmelzprozesse spielen bei der Eisablation auch unter Verdunstungsbedingungen immer noch die bedeutendste Rolle. Sie sind lediglich unmittelbar an den Nadelstrukturen gegenüber der Umgebung reduziert. Durch die dort „normal" stattfindenden Schmelzprozesse werden diese Strukturen relativ rasch wieder zerstört, so dass deren Höhenerstreckung auf wenige Millimeter bis maximal Zentimeter beschränkt bleibt.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass unter Verdunstungsbedingungen nicht nur in den ariden Subtropen, sondern auch auf einem Alpengletscher die Ablation um bis zu 30% reduziert werden kann. Die maßgeblichen Prozesse sind dabei neben den Verlusten durch den latenten Wärmestrom eine veränderte Strahlungsabsorption durch die Umwandlung der Mikrostruktur der Oberfläche. Das gleichzeitig durch den niedrigen Wasserdampfgehalt gesteigerte Strahlungsangebot wirkt kaum kompensierend, da es primär in einer Erhöhung der gerichteten Sonnenstrahlung besteht, die wiederum durch den Effekt des Tagesgangs der Albedo nahezu kompensiert wird.

Die Beobachtungen während der **HyMEX**-Experimente werfen die Frage nach der Quantifizierung dieser Prozesse auf, insbesondere nach einer potenziellen Beziehung zwischen der Oberflächenalbedo eines Gletschers und dem Wasserdampfgehalt der Luft. Die gewonnenen Daten haben bedauerlicherweise nicht den erforderlichen Umfang, um diese Frage signifikant beantworten zu können. Zur Klärung sind unbedingt längere Messreihen notwendig, denn die Abhängigkeiten sind schlichtweg zu komplex. Bislang wurden Albedomessungen auf Gletschern nicht mit entsprechend genauen Feuchtemessungen kombiniert, und auch die **HyMEX**-Experimente waren nicht generell auf diese Fragestellung ausgerichtet. Anhand der dort gewonnenen Daten lässt sich zwar das in *Abbildung 6.8* wiedergegebene Streudiagramm erstellen, das auf den ersten Blick tatsächlich eine prinzipielle Abhängigkeit zwischen dem Dampfdruck und der beobachteten Albedo vermittelt, dessen statistische Aussagekraft jedoch wegen der geringen Anzahl der verfügbaren Messpunkte mehr als fragwürdig ist. Zudem sind die beiden durch unterschiedliche Füllung der Messpunkte gekennzeichneten Episoden streng genommen nicht direkt vergleichbar, da sie von völlig unterschiedlichen Anfangszuständen ausgehen.

4 Tage vor Start der Intensivmessphase des Experimentes **HyMEX98** fielen beispielsweise beträchtliche Mengen Niederschlag in Form von Regen auf die Gletscheroberfläche (BRAUN & WEBER, 2002a), wodurch die Mikrostruktur auf dem Eis weitgehend zerstört wurde. Hohe Ablationsraten auf Grund der Witterung in der zweiten Julihälfte lieferten die Grundlage für eine Anreicherung der Staubablagerungen an der Gletscheroberfläche und damit einen entsprechend niedrigen Ausgangswert für die Albedo. Verdunstung trat wegen der Advektion von feuchtwarmen Luftmassen mit Dampfdrücken im Bereich des Sättigungsdampfdruckes über der Eisfläche und darüber nur sehr selten auf. Im Jahr 2000 entwickelte sich dagegen die Ausaperung nach einem durchwachsenen Juli sehr zögerlich. Ergiebige Niederschläge in der ersten Augusthälfte fielen teilweise in Form von Schnee auf den Gletscher. Erst ab Mitte August wurde das Gebiet um den geplanten Experimentstandort wieder völlig schneefrei. Die Eisfläche war daher erst

wenige Tage vor dem Start des Experimentes hohen Ablationsraten ausgesetzt. Bedauerlicherweise liegen vom 23.8.2000 keine verwertbaren Albedomessungen vor, da der kontinuierliche Messbetrieb erst gegen 18^{00} gestartet wurde. Ab der Nacht vom 23.8. auf den 24.8.2000 herrschten an der Station **HyMEX 2000** Verdunstungsbedingungen. Am 24.8. konnte erstmals die nadelförmige Mikrostruktur auf der Eisoberfläche beobachtet werden.

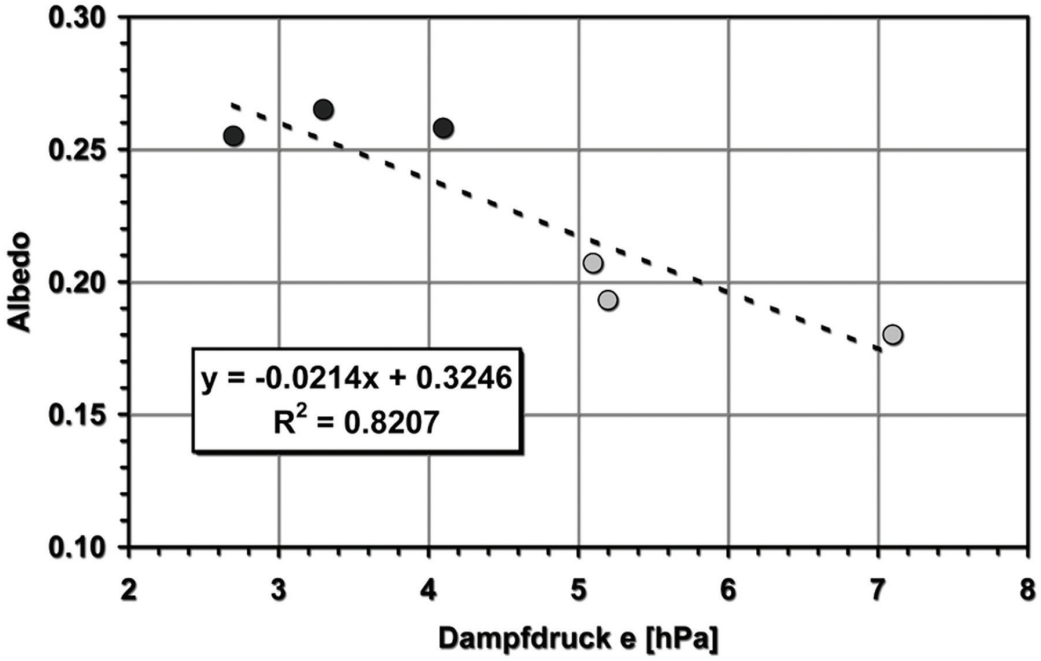


Abb. 6.8: *Streudiagramm der Beziehung zwischen minimaler Albedo und dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck während der kontinuierlichen Messtage der Experimente* ***HyMEX98*** *(graue Punkte) und* ***HyMEX 2000*** *(schwarz).*

Die Veränderung der Albedo mit der Zeit ist daher immer in hohem Maße von der Vorgeschichte und den aktuellen Prozessen abhängig. Hohe tägliche Ablationsraten beispielsweise begünstigen die Konzentration von Staubablagerungen in der Eisdecke und beschleunigen damit das Absinken der Albedo bis auf einen Minimalwert, ab dem die Prozesse der bedeckten Ablation primäre Bedeutung erlangen. In der Literatur präsentierte saisonale Verläufe der Eisalbedo auf Gletschern (z.B. Oerlemans, 2001; Jonsell *et al.*, 2003; Strasser *et al.,* 2004) zeigen ein weites Spektrum mit einer erheblichen Bandbreite auf, die universelle Abhängigkeiten nur schwer erkennen lassen.

In diesem Kontext liefert die *Abbildung 6.8* so gut wie noch keine signifikante Aussage, denn unter einer anders verlaufenden Vorgeschichte hätte das generelle Niveau der Albedo im August 2000 gegenüber dem vom August 1998 innerhalb einer entsprechenden Bandbreite höher oder tiefer liegen können. Die in *Abbildung 6.8* angegebene regressive Beziehung ist daher sicherlich für eine Parametrisierung der Albedo völlig ungeeignet, kann aber als Denkanstoß dienen, künftig eine derartige Beziehung zusammen mit weiteren Abhängigkeiten abzuleiten. Die Feuchte müsste sich dabei als wichtige Einflussgröße zeigen. Erforderlich wären dazu möglichst flächendeckend zeitlich hochaufgelöste Albedomessungen zusammen mit kontinuierlichen Messungen von Temperatur und Feuchte. Allein auf satellitengestützter Fernerkundung basierende Methoden (Oerlemans, 2001; Strasser *et al.,* 2004) wären dabei sicherlich nützlich, erfüllen aber bislang nicht die Ansprüche an die Genauigkeit und ersetzen aufwendige in-situ-Messungen allenfalls teilweise. Eine relativ erfolgversprechende Vorgehensweise wäre eventuell ein erneutes Aufgreifen des Ansatzes von Kiesle (1983) der Bestimmung der Albedo anhand täglicher terrestrischer Fotographien, der lediglich wegen der mit der damals verwendeten analogen Aufnahmetechnologie verbundenen Unzulänglichkeit die Ansprüche nicht erfüllen konnte. Die inzwischen weit entwickelte Technologie der

digitalen Aufnahmetechnik und Bildverarbeitung bietet hier sicherlich neue Perspektiven.

Die bislang in den physikalischen Massenbilanzmodellen verwendeten empirischen Ansätze zur Parametrisierung der räumlichen und zeitlichen Variation der Albedo, wie sie beispielsweise von WILLIS *et al.* (2002) in Abhängigkeit nur von der Seehöhe verwendet werden, sind allenfalls ein Notbehelf, auch wenn sie lokal scheinbar gute Dienste leisten. Da jedoch die Verteilung der Albedo auf einem Gletscher eine absolute Schlüsselgröße darstellt, werden mit gut evaluierten Messdaten betriebene Modelle noch immer die besseren Resultate liefern.

6.2.3 Langwellige Strahlungsströme

Neben der im vorangegangen Abschnitt behandelten kurzwelligen Albedo ist der langwellige Anteil der Strahlungsbilanz eine weitere kritische Größe bei der Bestimmung der zur Schmelze verfügbaren Energie. Dies gilt insbesondere für die Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$ aus der Atmosphäre zur Oberfläche. In erster Näherung haben die Terme der von der Oberflächentemperatur abhängigen langwelligen Ausstrahlung $\mathbf{L\uparrow}$ und $\mathbf{L_G}$ in etwa die gleiche Größenordnung, so dass man wegen der vermeintlich geringen Differenz deren Bedeutung für die Energiebilanz und die Schmelzprozesse leicht unterschätzt. Ohne diese Kompensation wäre der tägliche Energiegewinn durch $\mathbf{L_G}$ mit ca. $20 \cdot 10^6$ Jm^{-2} so groß wie der aus der kurzwelligen Strahlungsbilanz $\mathbf{R_S}$. Während die Ausstrahlung relativ einfach und genau anhand einer Messung der Eistemperatur an der Oberfläche bestimmt werden kann, muss die Gegenstrahlung aus der Differenz der Messung zweier unabhängiger Messgeräte abgeleitet werden (*siehe auch Abschnitt 4.3.4*). Diese Vorgehensweise ist eine Quelle für eine Fülle von messtechnisch bedingten Fehlern, so dass die auf den *Tafeln XXXIV und XXXV* präsentierten Ergebnisse des Tagesgangs von $\mathbf{L_G}$ zunächst kritisch zu betrachten sind. Die Fehlerbandbreite dürfte insbesondere um den Zeitpunkt des Sonnenhöchststandes gut 40 Wm^{-2} betragen, da es sich um die Differenz großer Werte mit entsprechenden relativen Fehlern handelt. Diese wird aus den Messungen der Gesamtstrahlung von oben über den vollständigen Spektralbereich und der Messung der Globalstrahlung berechnet. Neben dem Problem der absolut parallelen Ausrichtung der Messgeräte tritt noch die korrekte Aufteilung zwischen dem langwelligen und kurzwelligen Spektralbereich hinzu (*Abschnitt 4.3.4*). Nicht zuletzt wird die durchaus bedeutsame Strahlungsdivergenz der Schicht zwischen den in 2 m Höhe montierten Messgeräten und der Eisoberfläche nicht erfasst. Diese kann aber in dem speziellen Fall der **HyMEX**-Messungen anhand des Vergleichs der unabhängig aus den gemessenen Oberflächentemperaturen berechneten Ausstrahlung mit den Messungen abgeschätzt und korrigiert werden. Die Korrekturen sind in den Mittagsstunden am größten und betragen maximal zwischen 5 und 15 Wm^{-2}.

Da die Oberflächentemperatur insbesondere während der Schmelzphase so gut wie keinerlei Abweichungen vom Gefrierpunkt aufweist (*siehe auch Abschnitt 6.7*) zeigt die langwellige Ausstrahlung erwartungsgemäß über den gesamten Tag nahezu konstante Werte um 315 Wm^{-2}. Während **HyMEX98** dauerte die Schmelze zeitweise auch in den Nachtstunden an. Bei **HyMEX 2000** dagegen wurde sie während der Nacht unterbrochen, da sich die Eisoberfläche nach den Messungen mit dem Strahlungsthermometer auf eine Temperatur von maximal -2°C in den Morgenstunden des 26.8.2000 abkühlte. In dieser Zeit ging die langwellige Ausstrahlung bis auf 306 Wm^{-2} zurück. Der damit insgesamt beobachtete Schwankungsbereich von 10Wm^{-2} ist in etwa mit der Genauigkeit der kurzwelligen Messungen vergleichbar.

Die gemessene Gegenstrahlung, in der *Abbildung 6.9* als Halbstunden-Mittelwerte mit einer durchgezogenen schwarzen Linie dargestellt, zeigt dagegen erheblich größere Schwankungen. Sie ist das Resultat der Strahlungsemission der Luft über dem Gletscher im langwelligen Bereich, wobei nahezu 100% aus der Schicht bis 1000 m über Grund entstammt (OHMURA, 2001). Die maßgeblichen Beiträge liefern das in der Luft enthaltene CO_2 und der Wasserdampf. Erwartungsgemäß ist daher eine Variation proportional zur Änderung der Temperatur und zum Wasserdampfgehalt der Luft zu erwarten.

Die Messungen während **HyMEX98**, in geringerem Maße auch die während **HyMEX 2000** zeigen ein ausgeprägtes Minimum in den Mittagsstunden. Zusammen mit unerklärbaren Maxima bei Sonnenauf- und –untergang kann dies nur als messtechnisches Problem interpretiert werden und dürfte keines-

falls real sein. Mit hoher Wahrscheinlichkeit waren die Gesamt- und Globalstrahlungsmessgeräte nicht 100%ig parallel justiert, so dass es bei der Differenzbildung bei den ausgeprägten Tagesgängen zu Artefakten auf Grund geringer Phasenverschiebungen kommt. In der Nacht dagegen treten diese nicht auf, da die Globalstrahlung während dieser Zeit den Wert 0 annimmt. Unter diesen Umständen dürfte der Fehler als geringer eingeschätzt werden.

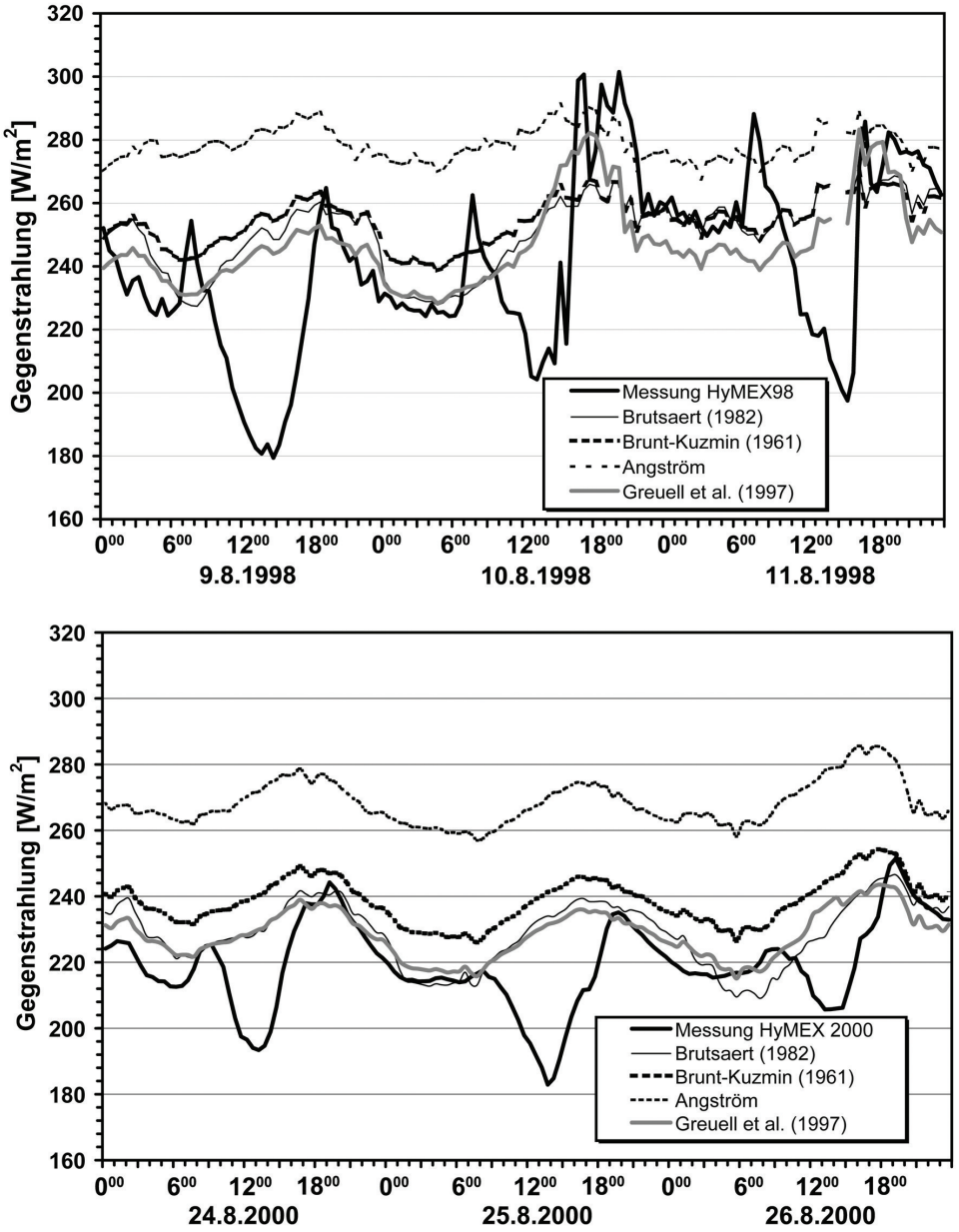


Abb. 6.9: *Verlauf der langwelligen Gegenstrahlung auf der Basis von 30-Minuten-Mittelwerten nach den Messungen (ausgezogene Linie) bei* ***HyMEX98*** *(oben) und* ***HyMEX 2000*** *(unten). Zum Vergleich sind die nach unterschiedlichen Parametrisierungsverfahren anhand der gemessenen Temperatur und des Dampfdrucks in 2 m Höhe berechneten Werte angegeben.*

Nimmt man die in 2 m Höhe gemessene Temperatur und den Dampfdruck als repräsentativ für die emittierende Schicht, so kann die Gegenstrahlung mittels einer Reihe von empirischen Formeln abgeschätzt werden. Diese sind nach LILJEQUIST (1962) alle von der generellen Form

$$\textbf{[6.4]} \quad L_G = \sigma_{SB} \cdot (T + 273.15)^4 \cdot \varepsilon_{cs} .$$

Der als Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel interpretierbare Parameter $\boldsymbol{\varepsilon_{cs}}$ nimmt erfahrungsgemäß über Gletschern einen Wert um ca. 0.7 an (KUHN, 1984). Die Autoren der Formeln zur Berechnung der Gegenstrahlung verwenden für die genauere Bestimmung empirische Funktionen in Abhängigkeit von dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck bzw. dem Quotienten aus Dampfdruck und Lufttemperatur. In *Abbildung 6.9* werden die Berechnungen der Gegenstrahlung mit den klassischen Ansätzen für wolkenlosen Himmel nach ANGSTRÖM (*nach* MÖLLER, 1973), BRUNT (1932) - KUZMIN (1961) und BRUTSAERT (1975, 1982) mit den Messgebnissen bei **HyMEX** und Berechnungen mit einer neueren Formel nach GREUELL *et al.* (1997) verglichen. Letztere ähnelt in der Struktur der Beziehung nach BRUTSAERT, sie wird stellvertretend weiter unten näher erläutert. Die Resultate liegen bis auf die der einfacher strukturierten ANGSTRÖM-Formel relativ nahe beieinander und stimmen insbesondere in den Nachtstunden gut mit den Messungen überein. $\boldsymbol{\varepsilon_{cs}}$ variiert je nach Ansatz zwischen 0.6 (BRUTSAERT) und 0.72 (BRUNT-KUZMIN), während er mit der Formel nach ANGSTRÖM nahe 0.8 auf deutlich höherem Niveau schwankt. Insgesamt verbleibt bei Verwendung der anderen Beziehungen gegenüber der Messung dennoch ein Streubereich von 20 bis 30 Wm^{-2}, betreffend sowohl die zeitliche Variation als auch das absolute Niveau. Dieser resultiert nicht zuletzt auch aus dem Problem, dass auf Grund der starken Inversion über dem Gletscher die in 2 m Höhe über dem Eis gemessenen Temperatur- und Dampfdruckwerte die tatsächlichen Verhältnisse in der Atmosphäre nur sehr ungenau wiedergegeben (LILJEQUIST, 1962). Die Berechnungen können unter diesem Gesichtspunkt zunächst bestenfalls als grobe Abschätzung zur Beurteilung der Güte der Messungen dienen.

Dennoch führt der Vergleich der Kurven zu dem Schluss, dass die Berechnungen nicht allzu weit von der Realität entfernt liegen dürften und es sich bei dem Minimum um die Mittagszeit mit hoher Sicherheit um den zuvor beschriebenen Messfehler handeln dürfte. Abgesehen davon werden sowohl die wesentliche Struktur als auch das Niveau der Messwerte relativ gut mit den Ansätzen nach BRUTSAERT (1982) und GREUELL *et al.* (1997) reproduziert. Letzterer beruht auf Messungen über der *Pasterze* (Großglocknergebiet) und lautet

$$\textbf{[6.5]} \quad \varepsilon_{CS} = 0.23 + k_b \cdot \left(\frac{e}{T + 273.15} \right)^{0.125} .$$

Sämtliche Prozesse sind in der empirische Konstante $\mathbf{k_b}$ zusammengefasst, die durch den Vergleich mit Messwerten bestimmt werden muss. Möglicherweise nimmt sie mit der Seehöhe ab. Eine Analyse von Messungen an mehreren Stationen im Höhenbereich von 2300 bis 3200 m NN auf der Zunge der Pasterze ergab nach GREUELL *et al.* (1997) Zahlenwerte für $\mathbf{k_b}$ zwischen 0.4 und 0.5. Wendet man diese auf die Verhältnisse am Vernagtferner an, so erhält man in Relation zu den Messergebnissen ein um durchschnittlich 40 Wm^{-2} zu niedriges Niveau der Gegenstrahlung. Für die Berechnungen in *Abbildung 6.9* wurde daher ein Wert von 0.75 gewählt.

Bewölkung erhöht die Gegenstrahlung je nach Wolkenart und –dichte beträchtlich. In Gleichung [*6.4*] kann $\boldsymbol{\varepsilon_{CS}}$ durch einen Emissionskoeffizienten für den bedeckten Himmel ersetzt werden, der den Einfluss der Bewölkung in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad $\mathbf{N_W}$ berücksichtigt. Nach OERLEMANS (2001) kann $\boldsymbol{\varepsilon_{Cl}}$ berechnet werden zu

$$\textbf{[6.5b]} \quad \varepsilon_{Cl} = \varepsilon_{CS} \cdot (1 - N_W{}^2) + 0.976 \cdot N_W{}^2 .$$

ε_{CS} kann dabei auch nach einer der anderen genannten Beziehungen berechnet werden. Für die **HyMEX**-Experimente muss der zwischen 0 und 1 liegende Bedeckungsgrad N_W anhand der verfügbaren Wetterbeobachtungsaufzeichnungen und Bilddokumente geschätzt werden. Generell besteht das Problem, dass eine spezielle Klassifizierung der Wolken und die Berücksichtigung ihrer besonderen Eigenschaften auf diese Weise nicht vorgenommen werden können. Aber derartig detaillierte Informationen zur Wolkenbedeckung sind mit der erforderlichen zeitlichen Auflösung selten verfügbar. Die einfache Berücksichtigung nach Gleichung *[6.5b]* gibt aber bereits die Erhöhung der Gegenstrahlung in den Zeiten mit dichterer Quellbewölkung am Nachmittag des 10. und 11.8.1998 in *Abbildung 6.1* realistischer wieder.

Mit einem Ansatz wie dem von GREUELL *et al.* (1997) und der Erweiterung *[6.5b]* kann der Verlauf der Gegenstrahlung für die Experimente auf 20 bis 50 Wm^{-2} abgeschätzt werden. Unter dem Aspekt, dass die Güte der Messung nicht wesentlich genauer ist, ist er bereits durchaus praktikabel. Da die Gegenstrahlung eine wesentliche Größe in der Energiebilanz und somit für die Ablationsvorgänge ist, wäre eine höhere Genauigkeit der Messung durchaus wünschenswert. Bei zukünftigen Experimenten sollte man daher unbedingt Vorkehrungen treffen, die Gegenstrahlung mit einem geringeren Fehler zu messen. Ist dies nicht möglich, kann der Aufwand der Messung der Gesamtstrahlung auch eingespart werden und eine in der beschriebenen Weise berechnete Gegenstrahlung verwendet werden.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
$L\uparrow + L_G$ [Wm^{-2}]	-90.2	-70.3	-61.7	-92.7	-99.1	-89.6

Tab. 6.4: *Mittlere tägliche Strahlungsverluste durch die langwellige Strahlungsbilanz, gemessen während der* ***HyMEX****-Experimente über dem Vernagtferner.*

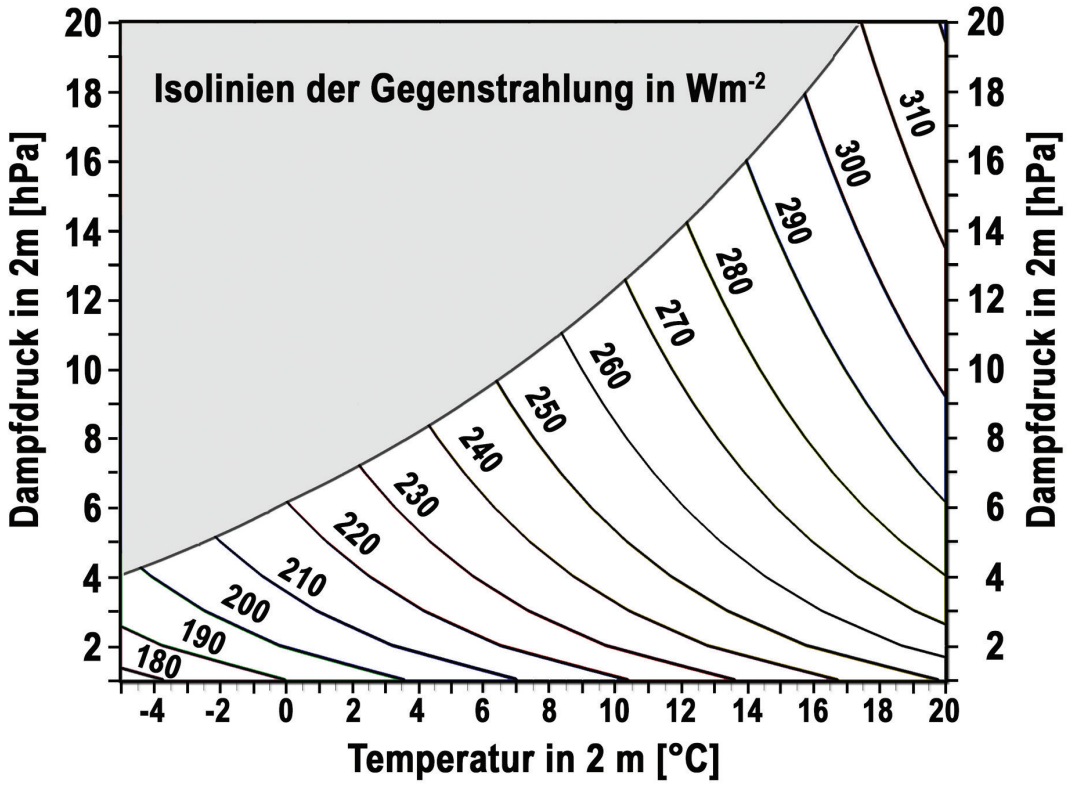


Abb. 6.10: *Empirische Abhängigkeit der Gegenstrahlung von der Temperatur und dem Dampfdruck in 2 m Höhe bei wolkenlosem Himmel. Die Darstellung basiert auf der Gleichung [6.5] nach* GREUELL *et al. (1997) mit* $k_b = 0.75$. *Begrenzt werden die Isolinien durch den Sättigungsdampfdruck.*

Abschließend ist zu bemerken, dass unabhängig von dem potentiellen Messfehler die langwellige Strahlungsbilanz bei wolkenlosem bis gering bewölktem Himmel durchwegs negativ ist. Wie der *Abbildung 6.10* entnommen werden kann, in der die Zusammenhänge anhand des Beispiels der *Gleichung [6.5]* dargestellt werden, sind über einem schmelzenden Alpengletscher Kombinationen von Temperatur und Dampfdruck, welche eine Gegenstrahlung größer als die Ausstrahlung der Oberfläche bewirken könnten, ohne die Mitwirkung einer Wolkenbedeckung unrealistisch. Für die **HyMEX**-Experimente ist daher lediglich unsicher, ob der mittlere Verlust in der Größenordnung von 40 bis 60 Wm^{-2} oder eher in der Nähe der in *Tabelle 6.4* angegeben höheren mittleren Messwerte liegt. $\mathbf{L_G}$ ist die einzige Komponente der Strahlungsbilanz, die eine unmittelbare Abhängigkeit von der Lufttemperatur besitzt (Oerlemans, 2001). Höhere durchschnittliche Temperaturen in der Troposphäre erhöhen die Gegenstrahlung und mindern dadurch die Strahlungsverluste, die insbesondere während der Nachtstunden, in denen keine nennenswerte weitere Energiequelle verfügbar ist, allein durch die turbulenten Flüsse kompensiert werden müssen. Nach *Abbildung 6.10* ist die Abhängigkeit jedoch nicht besonders groß, denn eine um 10K höhere Temperatur erhöht die Gegenstrahlung lediglich um ca. 30 Wm^{-2}.

Ähnlich bedeutsam, wenn nicht gar mit einem größeren Einfluss als die Lufttemperatur, ist bei wolkenlosem Himmel der Wasserdampfgehalt der Luft. Ein um 10 hPa höherer Dampfdruck hebt das Niveau der Gegenstrahlung um 30 bis 50 Wm^{-2}. Der Unterschied zwischen **HyMEX98** mit Maximalwerten des Dampfdrucks um 12 hPa und **HyMEX 2000** mit Minimalwerten um 2 hPa bewirkt bei einem Temperaturniveau von 10°C unter trockenen Bedingungen einen mehr als 10% höheren der Strahlungsverlust. Umgekehrt wirkt ein höherer Wasserdampfgehalt auch bei wolkenlosem Himmel durch die Erhöhung der Gegenstrahlung in dieser Größenordnung ablationsfördernd.

Allerdings liefert die Gegenstrahlung im Gegensatz zur Globalstrahlung den ganzen Tag über Energie, so dass sie in den Nachtstunden eine zusätzliche Bedeutung erlangt. Dann zeigt sich nämlich, ob die Verluste an Energie durch den Gewinn aus der Summe der turbulenten Flüsse kompensiert werden können und damit die Schmelze auch in der Nacht weiter aufrecht erhalten werden kann. Unter diesen Umständen fehlt die Reifbildung in der Nacht, weshalb die Albedo auch in den Stunden kurz nach Sonnenaufgang geringer ist, was die Schmelze weiter verstärkt. Den größten Einfluss hat in diesem Zusammenhang allerdings die Bewölkung. Je nach Bedeckungsgrad erhöht sie nach Gleichung *[6.5b]* den Emissionsfaktor bis nahe 1, was über einer schmelzenden Oberfläche bei positiver Lufttemperatur zu einem zusätzlichen Gewinn aus der langwelligen Strahlungsbilanz um 10 bis 20 Wm^{-2} führt, der primär von dieser abhängig ist. Während der **HyMEX**-Experimente konnte eine solche Situation allerdings nicht explizit beobachtet werden.

6.2.4 Die Strahlungsbilanz

Die vollständige Strahlungsbilanz **R** ergibt sich entweder nach *Gleichung [6.1]* aus den in den voranstehenden Abschnitten beschriebenen Einzelkomponenten oder direkt aus den Messungen des Strahlungsbilanzmessers. Da Korrekturen an den Einzelkomponenten genauer durchführbar sind, wurde für die weitere Betrachtung die aus den Einzelkomponenten berechnete Strahlungsbilanz auf der Basis von Halbstundenmittel und Stundenmittel berechnet.

Für **HyMEX98** konnten die Terme die Energiebilanzbilanz und damit auch der Strahlungsbilanz wegen technisch bedingter Datenlücken nicht in der Genauigkeit und Vollständigkeit bestimmt werden wie für **HyMEX 2000**. Die maximal einige 10-Minutenintervalle umfassenden Lücken werden für die Bilanzbetrachtung entweder interpoliert oder durch Modellrechnungen ersetzt. Zur Beurteilung der Ergebnisse der Messung der turbulenten Flüsse ist zunächst einmal der Anteil der Strahlungsbilanz an der verfügbaren Schmelzenergie von Interesse. Im August 2000 betrug dieser zwischen 88 und 95%. Für **HyMEX98** wurde er in ähnlicher Größenordnung zu 87% bis 97% als Hauptenergielieferant für die beobachteten Ablationsraten abgeschätzt (*siehe auch Tabelle 6.11 in Abschnitt 6.8*). Die an der Oberfläche absorbierte tägliche Energiesumme war 1998 im Mittel 25% höher als 2000. In *Tabelle 6.5* zeigt sich dieses Verhältnis in etwa auch im Vergleich der maximalen Ablationsraten innerhalb einer Stunde.

Der verbleibende Rest muss zwangsläufig als positiver Beitrag durch die Summe der turbulenten Flüsse **H+LE** aufgebracht werden. Anhand der beobachteten täglichen Ablationsraten kann zunächst einmal die Größenordnung dieser Energiemenge grob abgeschätzt werden, was in den letzten beiden Spalten der *Tabelle 6.5* für die Fallstudien am Vernagtferner durchgeführt wird. Die umgekehrte Vorgehensweise zur genaueren Ermittlung der tatsächlichen Ablationsraten wird dann im *Abschnitt 6.8* vorgenommen.

Datum	**Gewinn aus R** [10^6 Jm^{-2}]	**entspricht Ablation** [mm w.e.]	**maximale Ablation** [mm/h]	***) beobacht. Ablation** [mm w.e.]	**Rest aus turbulenten Flüssen H+LE** [10^6 Jm^{-2}]	**entspricht mittl. Fluss** [Wm^{-2}]
9.8.1998	18.3	54.8	7.3	63	2.7	31
10.8.1998	17.6	52.7	8.0	62	2.8	32
11.8.1998	18.8	56.3	8.1	71	4.9	57
24.8.2000	14.8	44.3	6.0	47	0.9	10
25.8.2000	14.1	42.3	6.0	45	0.9	10
26.8.2000	15.0	45.0	6.6	50	1.7	19

**) unter Annahme einer Eisdichte von 0.9g/cm³*

Tab. 6.5: *Tägliche Energiegewinne aus der Strahlungsbilanz* ***R****, deren Beitrag zur Ablation und die aus der Energiebilanz berechnete maximale Ablationsrate. Aus dem Vergleich mit der beobachteten Ablation wird das Tagesmittel der turbulenten Flüsse bestimmt.*

Die Ergebnisse korrespondieren gut mit der Beobachtung, dass geringe durchschnittliche Beträge der Summe aus **H+LE** zwischen 10 bis maximal 60 Wm^{-2} genügen, um die restliche Schmelzenergie über den Tag verteilt aufzubringen. Diese sagen allerdings noch nichts über die tatsächliche Größe der turbulenten Flüsse aus. Im Gegensatz zu **H** kann **LE** sowohl einen Energiegewinn durch Kondensationsprozesse als auch einen Verlust in Form von Verdunstung bewirken. Falls keine Schmelze stattfindet besteht zwar im zweiten Fall die Möglichkeit eines direkten Ablationsbeitrags von **LE** über die Sublimation, die potenziellen Raten betragen aber nur ca. 1/10tel von denen der Schmelze, können also bei dieser Betrachtung getrost vernachlässigt werden. Die Zufuhr von 100 Wm^{-2} in Form von sensibler oder latenter Wärme schmilzt ca. 1 mm w.e. Eis binnen einer Stunde. Um denselben Betrag allein durch Sublimation zu erhalten, wäre ein latenter Verdunstungsfluss von 1000 Wm^{-2} erforderlich. Ist dagegen Schmelzwasser vorhanden, wird zunächst dieses verdunstet.

Wie der *Tabelle 6.5* anhand des Vergleichs der Summe des täglich für die Ablation verfügbaren Energiegewinns mit der tatsächlich beobachteten Ablation zu entnehmen ist, korrespondiert diese gut mit der Beobachtung. Während im Jahr 2000 die Ablationsraten bis auf einen geringen Restbetrag zwischen 10 und 19 Wm^{-2} nahezu vollständig durch die absorbierte Strahlung abgedeckt wurden, war unter den Bedingungen von 1998 eine zusätzliche Energiezufuhr aus der Summe des sensiblen (**H**) und latenten (**LE**) Wärmestrom von 31 bis 57 Wm^{-2} im Tagesmittel zur Erklärung der beobachteten Ablationsraten erforderlich. Diese Werte sind nicht besonders groß, sofern **H** und **LE** zur Oberfläche gerichtet sind und somit gleichzeitig als Energielieferanten dienen können. Unter Verdunstungsbedingungen dagegen muss der Verlust durch **LE** durch einen entsprechend höheren sensiblen Wärmestrom kompensiert werden, also beispielsweise am 26.8.2000 minimal **H** den Wert 19 Wm^{-2} + **LE** annehmen.

Die in *Tabelle 6.5* angegebenen Strahlungsgewinne sind integral über die Zeiträume mit positiver Bilanz berechnet. Die in *Tabelle 6.4* aufgeführten Verluste aus der langwelligen Strahlungsbilanz können nur bei ausreichend kurzwelligem Strahlungsgewinn ausgeglichen werden, also tagsüber im Zeitraum zwischen Sonnenauf- und –Untergang. In den Nachtstunden dagegen ist die kurzwellige Strahlungsbilanz Null. Die Summe der turbulenten Flüsse in *Tabelle 6.5* würde daher nur dann als Lieferant für die restliche Schmelzenergie ausreichen, falls es den nächtlichen Strahlungsverlust nicht gäbe. Dieser ist aber vorhanden und in der *Farbabbildung auf Tafel XXXIV* als hell gefärbte Flächen gekennzeichnet. Wird der

auftretende Strahlungsverlust nicht durch die turbulenten Flüsse kompensiert, kühlt sich die Gletscherfläche unter den Gefrierpunkt ab und es wird in der Nacht kein weiteres Schmelzwasser produziert. In *Tabelle 6.6* werden die nächtlichen Strahlungsverluste und die Größe der zur Aufrechterhaltung von Schmelzbedingungen erforderlichen mittleren Kompensationsflüsse getrennt für die morgendliche und die abendliche Nachthälfte aufgelistet. In der Regel sind Verluste vor Mitternacht etwas geringer, da die Gegenstrahlung wegen der am Anfang noch höheren Lufttemperatur der sich im Laufe der Nacht allmählich abkühlenden Grenzschicht größer ist.

Datum	gesamter tägl. Strahlungsverlust [10^6 Jm^{-2}]	von Mitternacht bis SA		von SU bis Mitternacht	
		Verlust [10^6 Jm^{-2}]	(H+LE)> [Wm^{-2}]	Verlust [10^6 Jm^{-2}]	(H+LE)> [Wm^{-2}]
9.8.1998	-0.86	-0.56	80	-0.30	76
10.8.1998	-0.75	-0.58	82	-0.17	43
11.8.1998	-0.60	-0.42	61	-0.18	44
24.8.2000	-1.07	-0.71	89	-0.36	72
25.8.2000	-1.10	-0.73	92	-0.37	74
26.8.2000	-1.04	-0.70	88	-0.31	68

Tab. 6.6: *Nächtliche Strahlungsverluste und die notwendige Größenordnung der Summe Kompensationsflüsse* **H+LE**.

Die Werte in *Tabelle 6.6* verdeutlichen die unterschiedlichen Bedingungen am Anfang und am Ende der Intensivmessphase (*IOP*) von **HyMEX98**. Während in der Nacht auf den 9.8. und den 10.8. der Strahlungsverlust durch turbulente Energieflüsse von im Mittel 80 Wm^{-2} bzw. 82 Wm^{-2} in der Summe kompensiert werden müsste, genügten in den folgenden Nächten bereits ein Anteil von jeweils 20 bis 30 Wm^{-2} des zur Oberfläche gerichteten fühlbaren und latenten Wärmestroms, um selbst in der Stationshöhe von 3045 m NN noch für Schmelzbedingungen zu sorgen. Hier wird besonders in der ersten Nachthälfte die Wirkung der sich ausbreitenden Restbewölkung vom Nachmittag in Form einer weiter erhöhten Gegenstrahlung sichtbar. Flüsse dieser Größenordnung sind in der Gletscherwindschicht immer möglich. Somit konnte in der Nacht vom 10.8. auf den 11.8. und auch in der darauf folgenden Nacht auf weiten Teilen des Gletschers Schmelzwasser gebildet werden. Deshalb fiel das Minimum des Abflusses an der Pegelstation am 11.8. mit 1.92 m^3/s um 0.5 m^3/s höher aus als am Vortag, was eine Voraussetzung dafür bildet, dass die darauf folgende Abflussspitze noch höher werden kann.

Im Jahr 2000 war die Situation eine völlig andere. Zur Aufrechterhaltung der Schmelze hätte ein nahezu doppelt so großer Energieverlust wie 1998 kompensiert werden müssen, was angesichts der zusätzlichen Verluste durch die Verdunstung trotz der gegenüber **HyMEX98** größeren Flussbeiträge die meiste Zeit nicht geleistet werden konnte. Daher fielen in jeder Nacht die Oberflächentemperaturen zeitweise unter den Gefrierpunkt, was die Schmelzwasserproduktion in der Nacht unterbrach und zur weiteren Austrocknung der Luftschicht unmittelbar über dem Eis führte. Damit wurde die Ablation gegenüber 1998 reduziert.

In der *Tabelle 6.5* wird suggeriert, dass die Ablation im Jahr 2000 nahezu zu 100% von der Strahlungsbilanz bewältigt wird, die turbulenten Flüsse somit verschwindend klein sein können. Dies stimmt natürlich nur zum Teil, da nur der sensible Wärmefluss einen bedeutsamen Anteil zur Kompensation der Strahlungsverluste nach *Tabelle 6.6* lieferte. Somit herrschten während **HyMEX 2000** Bedingungen, die in ihrer Summe auch bei ähnlich hohen Energieumsätzen wie 1998 keine vergleichbar effiziente Schmelzwasserproduktion ermöglichte, was sich in deutlich niedrigeren beobachteten Ablationsraten äußerte.

6.3 Die Schichtung von Temperatur und Feuchte

Analog zu den Windgeschwindigkeiten in *Abbildung Tafel XIX* sind auf Tafel XX die Zeit-Höhenschnitte der vertikalen Verteilung von Temperatur und Dampfdruck für den 9.8.1998 wiedergegeben. Charakteristisch ist die extreme Variation der Schichtung im Tagesverlauf. Ausgeprägtes periodisches Einmischen (*Entrainment*) von wärmerer Luft und feuchterer (**HyMEX98**) bzw. trockenerer Luft (**HyMEX 2000**) aus höheren Schichten führt zu einem ständigen Wechsel zwischen Episoden, die durch unterschiedliche Stabilität gekennzeichnet sind. Kurzzeitig bauen sich direkt über dem Eis extrem scharfe Gradienten der Temperatur (7-8 K/m) auf, die auf einen sehr ineffektiven Wärmeübergang schließen lassen. In den Böen des Gletscherwindes dagegen wird die 9 m dicke Schicht relativ gut durchmischt, was die These erhärtet, dass der katabatische Kaltluftabfluss einen positiven fühlbaren Wärmefluss zu liefern vermag. Problematisch ist jedoch, dass die Schichtdicke, in der dieser Prozess wirksam ist, nur wenige Meter beträgt. Im Rahmen des **LUZIVER**-Experimentes (Weber, 1987) wurde zwar festgestellt, dass die Schichtdicke im Extremfall über dem Vernagtferner bis zu 50 m betragen kann, also weit über den bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000** durch die Messung erfassten Höhenbereich hinausgeht, normalerweise aber innerhalb der untersuchten knapp 10 m am effektivsten ist. Zum Zungenende des Gletschers hin ist jedoch offensichtlich ein Anwachsen der Schichtdicke zu beobachten. Ferner wurde im Rahmen des LUZIVER-Experiments beobachtet, dass Bewölkung die Entwicklung des Gletscherwindes in erheblichem Maße dämpft, so dass unter diesen Bedingungen die Effizienz des Vertikaltransports sinkt.

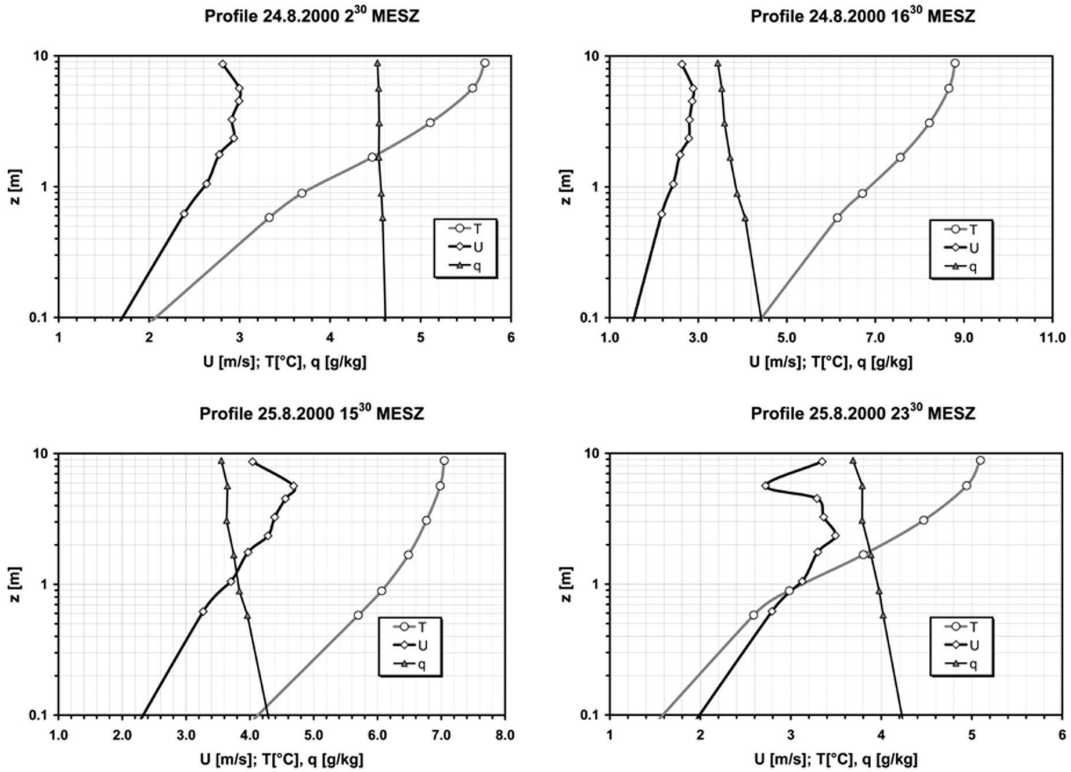


Abb. 6.11: *Beispiele für die über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit (**U**) , der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**) während **HyMEX 2000** in semilogarithmischer Darstellung. Der Verlauf wird mittels der gemessenen Oberflächentemperatur bzw. regressiv zur Oberfläche hin extrapoliert.*

Wegen der geringen Mächtigkeit der Gletscherwindschicht ist damit klar, dass die Gesamtwärmemenge, die der eisnahen Grenzschicht entnommen werden kann und damit auch der turbulente Wärmefluss limitiert ist. Im umgekehrten Beispiel, dem einer konvektiven Grenzschicht, sind zwar die vertikalen

Gradienten meist geringer, die Schichtdicke kann jedoch mehrere Kilometer betragen, so dass im Hochsommer häufig Ströme fühlbarer Wärme in die Atmosphäre von mehreren 100 Wm^{-2} im Mittel über eine Stunde auftreten. Die Verhältnisse über einem Gletscher würden jedoch für einen fühlbaren Wärmestrom in derselben Größenordnung eine Dicke der Gletscherwindschicht im Bereich von 100 m und mehr voraussetzen, wie sie nur auf sehr großen und tiefgelegenen Gletschern beobachtet werden kann.

Die analoge Erkenntnis gilt für die latenten Wärmeflüsse. Das Verhalten der eisnahen Luftschicht in Bezug auf den Wasserdampfgehalt *auf Tafel XX* ist ein gutes Beispiel für die Analogie von Wärme- und Feuchtetransport. Im Wesentlichen spiegelt das Bild der vertikalen Feuchtigkeitsverteilung das der Temperatur wieder. Wie die Analysen der turbulenten Struktur zeigen (*siehe Kapitel 5*), setzt sich diese Ähnlichkeit bis in den Bereich der hochfrequenten Schwankungen fort. Unterschiede finden sich nicht so sehr in der hochaufgelösten Detailstruktur, sondern vielmehr in den Trends, hervorgerufen durch advektive Prozesse. So werden offensichtlich am Vormittag des 9.8.1998 trockenere Luftmassen aus der Umgebung herantransportiert. Die Durchmischungszone erreicht ähnliche Mächtigkeiten wie die der Temperatur. Als Fazit ergibt sich, dass die turbulenten Ströme ohne das Phänomen des Gletscherwindes kaum eine Rolle spielen würden. Je mächtiger jedoch dessen Schicht wird, um so mehr Bedeutung erlangen sie für den Energiehaushalt.

Wie die Beispiele in *Abbildung 6.11* vermitteln, zeigen die Vertikalprofile auffällige Charakteristiken und deutliche Abweichungen vom Standard des logarithmischen Profils. Im Windprofil ist das für den Gletscherwind typische Windmaximum nahezu immer vorhanden. Vor allem bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ergibt sich wegen der Instationaritäten auch im Stundenmittel keine eindeutige Form des Windprofils. Die Temperaturprofile weisen entweder eine gegenüber dem logarithmischen Verlauf stärkere Krümmung oder gelegentlich bei vermehrter Instationarität sogar eine S-Form auf.
Anhand dieser Profile können die für die Berechnung der turbulenten Flüsse nach der MO-Theorie erforderlichen Parameter und Gradienten kaum abgeleitet werden. In weit über 80% der Fälle können nur die untersten 2 bis 3 Messhöhen für eine regressive Auswertung herangezogen werden, was für eine ausreichende Signifikanz der Bestimmung der turbulenten Flüsse nicht ausreicht. Deshalb kommen in der Regel zur Parametrisierung der Flüsse über dem Gletscher nur einfache *Bulk*-Methoden in Frage, bei denen Messwerte in einer bis zu zwei Höhen verwendet werden.

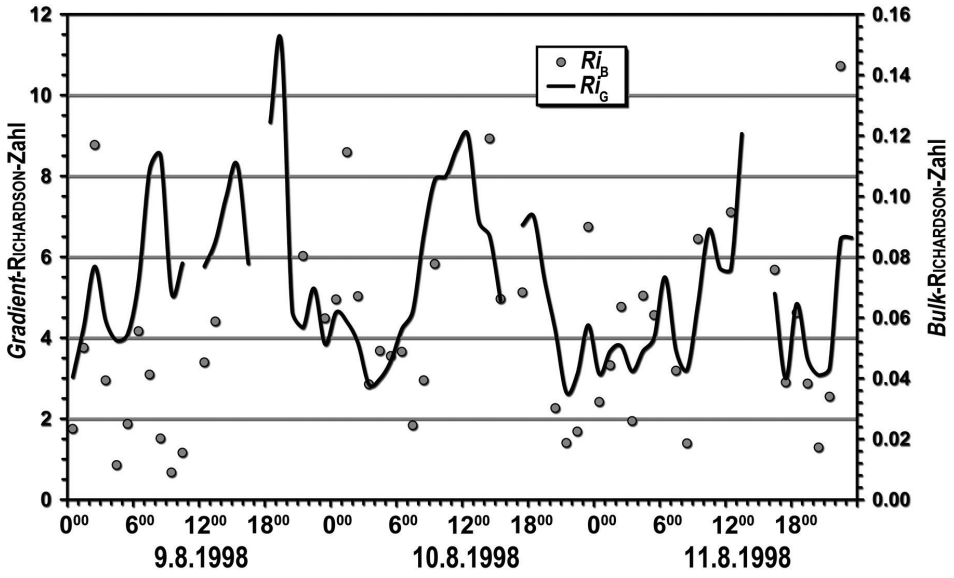


Abb. 6.12: *Gradient-Richardson-Zahl (**Ri_G**, linke Skala) und Bulk-Richardson-Zahl (**Ri_B**, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX98**. Die Gradienten sind anhand einer Regression über die untersten 4 bis 5 Messhöhen des Profils berechnet.*

Als Maß für die Beurteilung der Stabilität der Strömung anhand von Profilmessungen dient die *Gradient*-RICHARDSON-*Zahl*, definiert (FOKEN, 2003) nach

$$\textbf{[6.6]} \quad Ri_G = -\frac{g}{T + 273.15} \cdot \frac{\partial T / \partial z}{\left(\partial U / \partial z\right)^2}$$

oder alternativ die *Bulk-Richardson*-Zahl, in der die lokalen Gradienten durch die Differenz der Messwerte in zwei Messhöhen angenähert werden, zu

$$\textbf{[6.7]} \quad Ri_B = -\frac{g}{T + 273.15} \cdot \frac{\Delta T \cdot \Delta z}{\left(\Delta U\right)^2} .$$

Überschreitet die RICHARDSON-*Zahl* in einer stabilen Schicht den kritischen Wert 0.2, ist die Strömung nach der Theorie quasi laminar und es findet praktisch kein turbulenter Austausch mehr statt (FOKEN, 2003). In den *Abbildungen 6.12* und *6.13* wurden sowohl $\mathbf{Ri_G}$ als auch $\mathbf{Ri_B}$ anhand der Messungen von **HyMEX98** und **HyMEX 2000** berechnet. Für den Zeitraum von **HyMEX98** war die Berechnung der *Gradient*-RICHARDSON-*Zahl* vielfach gar nicht möglich, da ein lokaler Gradient wegen der unregelmäßigen Profilform nicht bestimmbar war. Es ergeben sich teilweise unrealistisch große Werte für $\mathbf{Ri_G}$. Auch die *Bulk*-RICHARDSON-*Zahl* ist durchwegs überkritisch. Bei **HyMEX 2000** wurde der kritische Wert von $\mathbf{Ri_B}$ seltener überschritten (*Abbildung 6.13*).

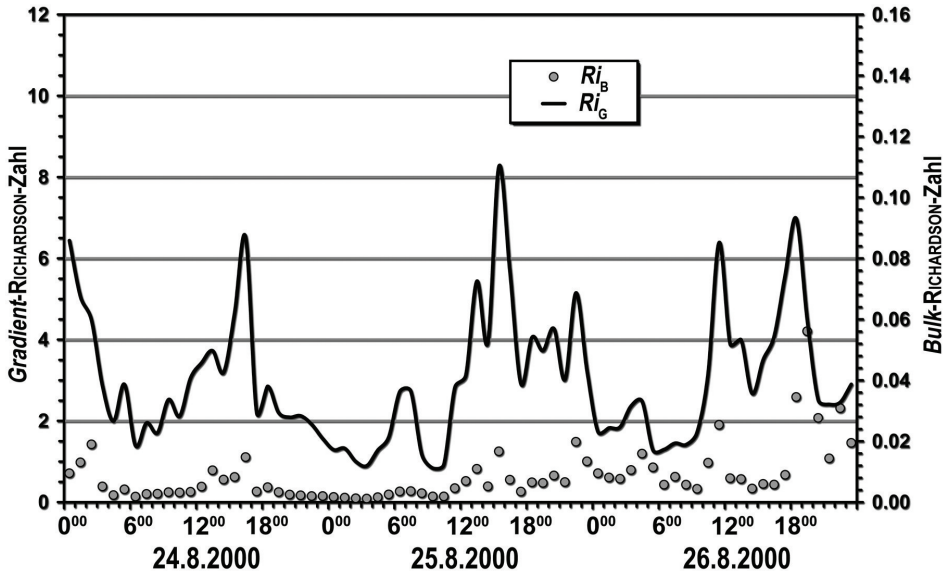


Abb. 6.13: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (**Ri**$_G$, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (**Ri**$_B$, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX 2000**.*

Die Analyse der Turbulenzdaten (*Kapitel 5*) ergibt aber durchwegs auch in den Fällen mit extrem großen RICHARDSON-*Zahlen* einen turbulenten Charakter der Strömung. Die Werte für den aus den Kospektren abgeleiteten Stabilitätsparameter ξ deuten immer auf vorhandene Turbulenz hin**. HyMEX 2000** gliedert sich nach *Abbildung 6.13* grob in einen Abschnitt, der den 24.8.2000 und den 25.8.2000 bis 12^{00} MESZ umfasst, und einen bis zum Ende der IOP. In der Zeit mit auch nach der Profilanalyse unterkritischen

$\mathbf{Ri_B}$ im ersten Abschnitt können die Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Je niedriger **Ri**, desto größer sind die turbulenten Flüsse. In den restlichen Zeiträumen sorgen die Instationaritätsprobleme für einen erweiterten Unsicherheitsbereich bei der Flussbestimmung.

6.4 Gletscherwind

Bereits die Beobachtungen während des **LUZIVER**-Experimentes 1983 (WEBER, 1987) dokumentierten die Auswirkungen der gegenüber der Atmosphäre kalten Gletscheroberfläche in Form einer nahezu ganztägig stabilen Schichtung der eisnahen Luftschicht. Diese zeigte damals eine Mächtigkeit zwischen 5 und 20 m, wobei sie in der Nacht dicker war als am Tage. Innerhalb dieser Schicht herrscht - anders als im Flachland- keinesfalls Luftruhe, sondern es wird ein beständiger stark böiger Wind mit Geschwindigkeiten von 3 bis 5 m/s beobachtet, der erstmals bei SCHLAGINTWEIT (1850) als "*Gletscherwind*" bezeichnet wird. Er ist gekennzeichnet durch hohe Richtungsstabilität und ein Maximum der Windgeschwindigkeit wenige Meter über dem Eis. Gewöhnlich nimmt die Windgeschwindigkeit zum Zungenende des Gletschers hin zu.

Als Ursache für diese Luftbewegung ist primär der Aufbau eines Druckgefälles zwischen der sich im Tagesverlauf stärker aufheizenden Luftmasse über dem Gletschervorfeld und der über der Eisfläche ständig abgekühlten Luftmasse verantwortlich. Zusammen mit dem Bergtalwind- und Hangwindsystem, welches nach den Beobachtungen bei **LUZIVER** im Vernagttal nicht allzu ausgeprägt ist, und den synoptischen Randbedingungen bildet sich die Gletscherwindschicht in unterschiedlicher Ausprägung aus. Die Anströmungsrichtung des synoptisch bedingten *Gradientwindes* ist am Vernagtferner offensichtlich von untergeordneter Bedeutung, wichtiger sind dessen Stärke und das Vorherrschen von Warmluft- oder Kaltluftadvektion. Nach den **LUZIVER**-Untersuchungen ist primär die potentielle Verweildauer der Luftmasse über der Gletscherfläche und damit der Grad ihrer Modifikation von Bedeutung. Starke Höhenwinde und kräftige Advektion schwächen die Entwicklung. Während der **HyMEX98**-Intensivmessphase waren in dieser Hinsicht günstige Bedingungen gegeben, so dass sich über die gesamte Messperiode im Bereich der Station eine Gletscherwindschicht mit allen Charakteristika ausbildete. Dabei konnten die untersten 10 m über der Eisoberfläche in einer bis heute nicht veröffentlichten vertikalen und zeitlichen Auflösung vermessen werden. An der Messstelle von **HyMEX 2000** war die Gletscherwindschicht offensichtlich zeitweise erheblich mächtiger, so dass gelegentlich das Maximum oberhalb der obersten Messhöhe für die Windgeschwindigkeit vermutet werden musste. Dafür war die Richtungsstabilität des Windes nicht im selben Masse gegeben wie an der Messstelle von 1998, was allerdings auch mit einem höheren Turbulenzgrad und unterschiedlichen potentiellen Anströmrichtungen verbunden werden kann.

Die mit einem Zeitschritt von 1 Minute zeitlich gut aufgelösten Messungen am Profilturm verdeutlichen bereits den hohen Grad an Instationarität des Windfeldes innerhalb der Gletscherwindschicht. Den optimalen Eindruck erhält man durch eine animierte Darstellung der Profile im Zeitraffer. Ein Beispiel ist auf CD-Rom präsentiert (WEBER, 2002d). Diese direkte Visualisierung ist jedoch nur am Computer möglich, in statischen Darstellungen auf dem Papier ist eine Komprimierung des Informationsinhaltes unumgänglich. Eine Möglichkeit der Darstellung bietet wiederum der Zeit-Höhenschnitt, wie er in der *Abbildung auf Tafel XIX* wiedergegeben wird. Die erforderliche Datenfilterung und Interpolation beinhaltet jedoch die Gefahr digital geförderter Strukturen und Fehlinterpretationen, auf die hin das Ergebnis kritisch überprüft wird, indem man die Abschnitte mit hoher zeitlicher Auflösung untersucht.

Die *Tafel XIX* zeigt beispielhaft den Überblick über die Charakteristiken der Windverhältnisse an der Station am 9.8.98, einem vollständig wolkenlosen Tag, der aber offensichtlich nicht völlig unbeeinflusst durch advektive Prozesse ist. Es herrschte mit einer leichten nordöstlichen Höhenströmung eindeutig eine Zufuhr von wärmeren und trockeneren Luftmassen in das Untersuchungsgebiet. Üblicherweise ist der Tagesgang der Windgeschwindigkeit innerhalb der Gletscherwindschicht durch eine doppelte Tageschwankung mit jeweils einem Maximum gegen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang gekennzeichnet,

theoretisch verursacht durch die im Tagesverlauf unterschiedlich scharfen Temperaturgegensätze zwischen dem Gletscherareal und dem Vorfeld. Die Warmluftadvektion entschärft diese etwas, so dass das Maximum in der zweiten Tageshälfte am 9.8.98 nicht so deutlich hervortritt wie an den folgenden Tagen (siehe den Verlauf der Windgeschwindigkeiten auf der *Tafel XXXI* und den Übersichten auf *Tafel XXIX*.

Das ausgeprägteste Merkmal der Gletscherwindschicht ist jedoch das Maximum in der Windgeschwindigkeit wenige Meter über dem Eis. Auf der *Tafel XIX* sind drei exemplarische Beispiele des momentanen vertikalen Windprofils wiedergegeben. Die Zeithöhenschnitte über eine Stunde und über den ganzen Tag zeigen, dass diese Charakteristik auch über längere Zeitabschnitte erhalten bleibt. Die Höhe des Windmaximums liegt überwiegend bei etwa 3 m über dem Eis, sie zeigt im Laufe des Tages kaum Variationen. Insbesondere ist keine einfache Abhängigkeit der Höhe des Maximums von der Windgeschwindigkeit festzustellen, wie sie von Hoinkes (1955) und Oerlemans (2001) postuliert wurde. Vielmehr gibt es Zeiträume, in denen das Maximum sehr gut ausgeprägt ist und solche, in denen praktisch keine Gletscherwindschicht mehr existiert, da sie z.B. durch Talwind überlagert wird. Sehr gut ist der Gletscherwind allgemein in den Nachtstunden entwickelt, weniger gut dagegen im Verlauf des Vormittags bis zum frühen Nachmittag. Dort finden sich Abschnitte, in denen das Gletscherwindmaximum nur sehr dicht über dem Eis oder überhaupt nicht zu finden ist.

Die *Abbildung auf der Tafel XXXVII* verdeutlicht jedoch, dass der völlige Zusammenbruch der Gletscherwindschicht eine Besonderheit der Verhältnisse am 9.8.1998 war. Hier wird das Maximum durch die Differenz aus den Halbstundenmittelwerten der Windgeschwindigkeiten an der Messstelle in der Nähe des Maximums (ca. 2.7 m) und der Registrierung an der höchstgelegenen Messstelle (ca. 9.2 m) dargestellt (*blaue Kurve mit roter Raute*). Zur Erhöhung der Signifikanz wird diese Differenz noch mit dem jeweiligen Absolutwert der Windgeschwindigkeit normiert (*orange und gelbe Kurven*). Es zeigt sich, dass das Maximum generell in den Nachtstunden und am Nachmittag besser ausgeprägt ist als in den Vormittagsstunden, dass aber normalerweise der Gletscherwind den ganzen Tag über anhält. Nur am 9.8. zwischen 9^{00} und 11^{00} MESZ ist gar kein Maximum mehr auszumachen (*negative Differenzen*). Hier herrscht die Anbindung an die höheren Schichten vor. Offensichtlich verhindert die Nordströmung über eine geringere Verweildauer der Luftmasse auf dem Gletscher eine ausreichende Modifikation und damit die Ausbildung der Gletscherwindschicht.

Die in der *Abbildung auf Tafel XIX* wiedergegebene Stärkewindrose (*rechts oben*) kann für den gesamten Zeitraum von **HyMEX98** als charakteristisch betrachtet werden. Die Richtung des Gletscherwindes orientiert sich streng an den Gefällegradienten des Geländes. Lediglich die Turbulenz führt zu Abweichungen, die je nach Turbulenzgrad einen Sektor von ca. 30° einschließen. Abweichungen davon werden nur in den Zeiträumen mit Windgeschwindigkeiten unter 2 m/s in 9.5 m Höhe festgestellt. In diesem Fall ist der Sektor bis auf 45° aufgeweitet.

Die gleichzeitig durchgeführten Profilmessungen geben ein klares Bild des Zustandes der Grenzschicht über dem Eis. Unter den Witterungsbedingungen während **HYMEX 98** bildete sich über längere Zeiträume eine sehr ausgeprägte Gletscherwindschicht aus, gekennzeichnet durch eine richtungsstabile Strömung mit einem Geschwindigkeitsmaximum in etwa 3 m Höhe und sehr stabiler Schichtung in den untersten Metern. Die Höhe variiert im Tagesverlauf je nach Schichtdicke. Diese ist in der zweiten Nachthälfte am mächtigsten und ist zum Sonnenhöchststand am dünnsten. Energetisch bewirkt der Gletscherwind prinzipiell eine Effizienzsteigerung des Wärmetransports aus der Atmosphäre zur Gletscheroberfläche infolge der mechanisch erzeugten Turbulenz (Ohata, 1991).

Trotz relativ ähnlicher Witterungsbedingungen lieferte das Experiment **HYMEX2000** an der 50 Höhenmeter tiefer und ca. 400 m näher am Zungenende gelegenen Messstelle signifikant verschiedene Ergebnisse. Die Gletscherwindschicht war dort mächtiger, die Strömungsrichtung nicht im selben Maße stationär. Die Ursache ist teilweise ortsbedingt, teilweise ist sie auch der überwiegenden Gradientwindrichtung aus Nord zuzuordnen. Bereits die Untersuchung der Lokalwindzirkulation mit Pilotballonsondierungen 1983 im Rahmen des **SFB 81** zeigte die Ausdünnung der Gletscherwindschicht durch einen entgegengesetzt gerichteten Gradientwind (Moser *et al.*, *1986*).

Bemerkenswert sind in diesem Zusammenhang noch die Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse anhand der Differenz der Temperatur der ungestörten Atmosphäre und an der Gletscheroberfläche,

des Gefälles und der Höhe des Gletscherwindmaximums nach KUHN (1978, 1979) und in ähnlicher Form nach OERLEMANS (2001) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002). Die erhaltenen Beziehungen würden die Berechnung der turbulenten Flüsse auch unter den besonderen Bedingungen der katabatischen Strömung erlauben, indem der Austauschkoeffizient erweitert wird (*siehe auch Abschnitt 6.6.2*). Das Problem sind jedoch eine Reihe von Konstanten, die keinen universellen Charakter besitzen. Insbesondere wären zu einer Validierung sowohl Turbulenzmessungen als auch eine dichte Information über die meteorologischen Parameter in den höheren Schichten erforderlich. Bislang konnte jedoch noch kein Gletscherwindexperiment, weder **LUZIVER**, noch **PASTEX** oder **HYMEX** alle dazu notwendigen Daten gleichzeitig liefern, so dass man wiederum auf Abschätzungen angewiesen ist.

6.5 Die turbulenten Flüsse

Die spezielle Natur der turbulenten Flüsse und deren Zustandekommen über einem Gletscher wurden bereits im *Kapitel 5* ausführlicher erläutert. Trotz der Ausbildung extremer Temperturgradienten bis zu mehreren Kelvin pro Meter innerhalb der direkt dem Eis angrenzenden Luftschicht ist die Effizienz des turbulenten Austausches überraschend gering. Wie im nachfolgenden *Abschnitt 6.6* noch genauer ausgeführt, überschätzen gängige auf Windgeschwindigkeit und Temperatur basierende empirische Parametrisierungen den Austauschkoeffizienten je nach Situation beträchtlich. Hochaufgelöste Zeit-Höhenschnitte, wie beispielsweise die *Abbildung auf Tafel XXI* zeigen jedoch, dass die durch die kühlende Wirkung der Eisdecke gebildete stabile Luftschicht eine Dicke von meist nur wenigen Metern aufweist. Sie wird zudem innerhalb von Minuten auf- und abgebaut, ist also hochgradig instationär. Im Gegensatz zur konvektiven Grenzschicht über schnee- und eisfreiem Gelände, die oft mehrere Hektometer hoch aufgeheizt wird, kann dieser dünnen Schicht nur ein begrenzter Wärmeinhalt entzogen werden. Wirksam ist dagegen die adiabatische Erwärmung um 1 K/100m durch Verfrachtung von Luftmassen in tiefere Lagen mit der katabatischen Strömung. Das dadurch verursachte Massendefizit ist jedoch relativ klein und wird im Wesentlichen durch Einmischen von Luftmassen im Kammbereich ausgeglichen. Eine klar identifizierbare Ausgleichszirkulation konnte im Rahmen des **LUZIVER**-Experimentes nicht nachgewiesen werden (WEBER, 1987).

Der Prozess ist außerdem in Perioden von wenigen Minuten Dauer mit unterschiedlicher Effizienz gegliedert. Die extremen Gradienten werden nur dann beobachtet, wenn die Turbulenz innerhalb der eisnahen Grenzschicht nur schwach ausgebildet ist, d. h. der Fluss klein ist. Setzt anschließend lokal eine kräftige turbulente Luftbewegung ein, wachsen die Flüsse nur kurzzeitig an und die Schichtung wird rasch wieder destabilisiert. Daher liefern nur längere Integrationszeiten über viele derartige Perioden ein Maß für den tatsächlichen Energieübergang.

Die Analyse der hochfrequenten Temperatur-, Feuchte- und Windmessreihen des Kovarianzmesssystems im *Kapitel 5* zeigen, dass der Mechanismus des Wärmeübergangs in Form des Einmischens von Blasen warmer Luft mit Dimensionen zwischen 10 m und 100 m aus Bereichen oberhalb der Gletscherwindschicht erfolgt, die zunächst in der Strömung mittransportiert und mit der Zeit in der durch die Bodenreibung entstehenden Turbulenz in Mini- und Mikrowirbel zerlegt werden. Näher zu den Kämmen hin ist der Charakter der Turbulenz sehr heterogen und unzusammenhängend. An der Position der **HyMEX98**-Station wurde zwischen den Zeitreihen der Vertikalbewegung und der Temperatur bzw. Wasserdampf eine geringere Korrelation gefunden, daher ergaben selbst große Schwankungen in den Größen nur kleine Kovarianzen. An der tiefer gelegenen **HyMEX 2000**-Messstelle war die Turbulenz tatsächlich sehr viel kleinskaliger und homogener. Die Korrelation steigt um mehr als eine Größenordnung bei insgesamt etwas geringeren Varianzen in den Zeitreihen. Diese Beobachtung stützt die These einer Zunahme der Flüsse in Richtung Zungenende des Gletschers. Die Flüsse waren unter ähnlichen Randbedingungen von Temperatur und Wind wie an der höher gelegen Station zeitweise mehr als dop-

pelt so groß wie an der höher gelegenen Messstelle (*Tabelle 6.7*).

Die relativ ausgeglichenen Tagesgänge der turbulenten Flüsse an der **HYMEX 2000**-Station erlaubten die geplante Untersuchung der vertikalen Flussdivergenz. Dazu wurde die Messhöhe der Kovarianzmesseinrichtung am 25.8. unterhalb des Gletscherwindmaximums innerhalb einer Spanne von einem Meter variiert. Die Änderungen der resultierenden Flüsse waren jedoch nur marginal, zu klein, um eine Zu- oder Abnahme der Flüsse mit der Höhe in diesem Bereich unter der Berücksichtigung der erforderlichen spektralen Korrekturen signifikant nachzuweisen. Daraus lässt sich der Schluss ableiten, dass eine Kovarianzmessung auch in der Gletscherwindschicht realistische Werte für die Flüsse liefert, sofern die Messung weit genug unterhalb des Gletscherwindmaximums erfolgt.

Aus den gewonnenen Kovarianzen wurde mit Hilfe der aus den Referenzmessungen berechneten Luftdichte der tatsächliche Fluss sensibler Wärme ermittelt. Messhöhe, Gelände, Reaktionsgeschwindigkeit der Sensoren und Stationaritätsbedingungen ließen bei der Auswertung eine maximale zeitliche Auflösung von einer Stunde zu. Beispiele für den Tagesgang der Flüsse während **HyMEX98** zeigen die *Abbildungen auf Tafel XXXVIII* im *Abschnitt 6.8*, für das Experiment **HyMEX 2000** ist er in den *Abbildungen 6.49* auf *Tafel XXXIX* wiedergegeben. Tagesmittelwerte, Mittelwerte über die Zeiträume mit und ohne Schmelze sowie die Extremwerte sind für 6 Messtage in der *Tabelle 6.7* aufgeführt. Der fühlbare Wärmestrom ist in der Regel die dominierende Größe. Dessen Maximalwerte von deutlich über 100 Wm^{-2} findet man in den Nachtstunden, die minimalen Beträge zwischen 10 bis 20 Wm^{-2} üblicherweise am Nachmittag zwischen 15^{00} MESZ und dem Sonnenuntergang. In diesem Zeitraum erreicht die turbulente Aktivität ein Minimum. Die in der *Tabelle 6.7* aufgeführten schwach negativen Werte von **H** wurden jeweils in der Umstellungszeit gegen Sonnenuntergang gemessen. Sie liegen allerdings wegen ihres niedrigen Betrages von maximal 10 Wm^{-2} im Bereich der Fehlerschwelle. Eine Ausnahme bildet der 26.8.2000, bei dem am Nachmittag die turbulente Aktivität durch großräumige Warmluftaktivität angeregt wurde. Der sensible Wärmefluss liefert demnach den ganzen Tag über einen positiven Beitrag zur Energiebilanz. Der Tagesgang des Flusses spiegelt deutlich die Änderungen in der stabilen Temperaturschichtung über dem Eis wieder. Der Gletscherwind hat dabei eine verstärkende Wirkung, welche die Flüsse zeitweise auf mehr als das doppelte des Mittelwertes anwachsen lässt.

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
H (*Mittel*)	27.5	20.4	41.0	61.7	60.0	45.8
LE (*Mittel*)	-3.7	-4.1	14.0	-33.2	-37.4	-27.9
H + LE	**23.8**	**16.3**	**55.0**	**28.5**	**22.6**	**17.9**
H (*Max.*)	42	58	72	143	129	107
LE (*Min.*)	-21	-24	2	-63	-82	-79
H (*Min.*)	-7	15	10	18	18	-10
LE (*Max.*)	13	32	26	-2	-10	2
H (S>0)	22.8	31.7	41.5	47.4	43.0	56.6
LE (S>0)	-9.3	0.8	15.2	-34.1	-35.6	-17.2
H + LE	**13.5**	**32.5**	**56.7**	**13.3**	**7.2**	**39.4**
H (S≤0)	33.1	41.9	39.7	55.0	74.5	46.8
LE (S≤0)	2.9	-16.0	11.2	-33.5	-38.9	-17.8
H + LE	**36.0**	**25.9**	**50.9**	**21.5**	**35.1**	**28.3**

Tab. 6.7: *Tagesmittel (Mittel), Summe und Extremwerte (Max., Min.) für die Stundenmittel des fühlbaren (**H**) und latenten Wärmestroms (**LE**) in Wm^{-2} an 6 Messtagen der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX2000** am Vernagtferner. In den unteren 6 Zeilen sind die Mittelwerte und Summen für die Zeiträume mit (S<0) und ohne Schmelze (S>0) getrennt ausgewiesen.*

Die Beträge des latenten Wärmestroms sind nach *Tabelle 6.7* deutlich kleiner als die des sensiblen Wärmestroms. Während **HyMEX98** betrugen sie im Tagesmittel maximal ein Viertel, bei **HyMEX 2000** allerdings mehr als die Hälfte von **H**. Für seine Bedeutung als Energielieferant für die Schmelze ist entscheidend, ob eher Verdunstungs- oder Kondensationsbedingungen herrschen. Beides kann im Laufe eines Tages auftreten, was die Tendenz zu kleineren Tagesmittelwerten von **LE** gegenüber **H** fördert. Während **HyMEX 2000** überwogen die Zeiträume mit relativ hoher Verdunstung, so dass der Nettogewinn an Energie aus den turbulenten Flüssen trotz höherer Beträge nicht größer war als 1998.

In der Summe werden die Schätzwerte in *Tabelle 6.5* nicht immer erreicht. Angesichts der Fehlerbreite bei der Messung der Ablation mittels einfacher Pegel zusammen mit der generellen Problematik der Repräsentativität der Punktmessung gegenüber der flächenhaft bestimmten Ablation anhand der Energiebilanz ist das Ergebnis zufriedenstellend. Auffallend ist abschließend der deutlich höhere Energiegewinn am letzten Tag der beiden Messperioden. Dies deckt sich mit der allgemeinen Beobachtung, dass kurz vor einem markanten Wetterumschwung häufig die maximalen Ablationsraten einer Episode beobachtet werden. In beiden Fällen ist sie auf die Advektion wärmerer und insbesondere feuchterer Luftmassen im Verlauf der Annäherung eines Höhentroges zurückführbar. Die Überlagerung der daraus resultierenden Spitzenabflüsse der Schmelzwasserwelle mit dem Abfluss eines Starkniederschlages kann unter ungünstigen Umständen zu Extremabflüssen führen (Braun & Weber, 2002a).

6.6 Die Parametrisierung der turbulenten Flüsse

Experimente wie **HyMEX98** und **HyMEX 2000** liefern punktuell Informationen zu sämtlichen Termen der Energiebilanz unter den zum Zeitpunkt der Messungen herrschenden meteorologischen Randbedingungen und dem temporären Zustand des Gletschers. Für Untersuchungen, welche die gesamte Fläche des Gletschers und längere Zeiträume umfassen, müssen jedoch Massenbilanzmodelle in der Art herangezogen werden, wie sie bereits im *Kapitel 3* angesprochen wurden.

Obwohl nach den bisherigen Erkenntnissen der Modellierung der Strahlungsbilanz als hauptsächlicher Lieferant der Schmelzenergie die primäre Bedeutung zukommt, so sind doch die turbulenten Flüsse für die Ablation nicht vernachlässigbar. Sie bestimmen wesentlich die Tagesvariation der Schmelze in den Zeiträumen, in denen der Energiegewinn aus der Strahlungsbilanz nicht die dominierende Größe ist, z.B. bei tiefem Sonnenstand oder stark bewölktem Himmel (Oerlemans, 2001). Die Summe aus **H** und **LE** wächst zudem mit dem Wasserdampfgehalt der Luft. Nicht zuletzt hat der latente Wärmestrom nicht nur eine energetische Bedeutung, sondern liefert durch unmittelbare Phasenumwandlung von Eis und Schnee in Wasserdampf auch einen direkten Beitrag zur Ablation, der aber im Verhältnis zur Schmelze um eine Größenordnung kleiner ist.

Insbesondere die Ausführungen in den *Kapiteln 4* und *5* haben gezeigt, dass die exakte Berechnung der turbulenten Flüsse ein Wunschziel bleiben wird. Die Genauigkeit hängt dabei wesentlich von der Güte und dem Umfang der verfügbaren Eingangsdaten ab, welche aber insbesondere im stark gegliederten Gelände im Hochgebirge trotz ständiger Weiterentwicklung der Messtechnik auch weiterhin den Anforderungen komplexer physikalischer Modelle selten genügen wird. Deshalb sind auch in Zukunft Parametrisierungsansätze erforderlich, die einerseits möglichst wenig konkrete Daten benötigen und anderseits maximalen Genauigkeitsansprüchen genügen.

Der Vorteil einfacher kompakter Ansätze zur Parametrisierung gegenüber komplexen besteht häufig darin, dass sich trotz der breiten Streuung Ungenauigkeiten in den einzelnen Komponenten gegenseitig kompensieren und damit das Resultat immer noch nützlich ist. Ungünstig sind dagegen komplizierte Ansätze, die ausgewählte Teilprobleme sehr akkurat, den Rest dagegen mit systematischen Fehlern behandeln. Kritisch wird es auf jeden Fall, wenn eine hohe zeitliche Auflösung gewünscht ist, denn die in der Regel allein auf statistischen Verfahren beruhenden Parametrisierungen benötigen zu ihrer Ableitung immer ein ausreichend umfangreiches Datenensemble.

Zusammenfassend gliedert sich das Problem der Parametrisierung immer in zwei Teilprobleme, die nicht unabhängig voneinander sind: Einmal in die Bereitstellung der minimal benötigten Daten mit einer subjektiv vorgegebenen Genauigkeit und in die Ermittlung der an diesem Ort optimalen Parametrisierung. Zu beiden Fragestellungen sollten die **HyMEX**-Experimente für den Vernagtferner weitere Erkenntnisse liefern. Schließlich erhält man auch mit einem physikalisch exakten Ansatz kein richtiges Ergebnis, falls mit fehlerhaften Eingangsdaten gerechnet wird. Umgekehrt erhält man mit einem die in der stabilen Grenzschicht über einem Gletscher maßgeblichen Prozesse nicht berücksichtigenden Parametrisierungsansatz auch mit vor Ort gemessenen Daten kein brauchbares Resultat.

6.6.1 Extrapolation der erforderlichen Messgrößen

Während ein auf Tagesschritten basierendes konzeptionelles Indexverfahren die tägliche Ablationsrate anhand eines einzigen Tagesmittelwertes der Temperatur abzuschätzen vermag, sind für eine Bestimmung des Tagesgangs der turbulenten Flüsse mit stündlicher Auflösung über einer homogenen natürlichen Oberfläche minimal 5 lokale Zustandsgrößen der Grenzschicht in der gleichen zeitlichen Auflösung erforderlich. Im Einzelnen sind dies in ca. 2 m Höhe über Grund gemessen die *Lufttemperatur*, die *Temperatur an der Oberfläche*, *Luftdruck* und *Wasserdampfgehalt* der Luft, sowie die mittlere *horizontale Windgeschwindigkeit*.

In der Regel sind diese Größen nicht an jedem Ort verfügbar, sondern müssen aus einer nahgelegenen Messung über einem völlig unterschiedlichen Untergrund oder sogar aus Messdaten weit entfernter Klimastationen abgeleitet werden. Am Vernagtferner ist man mit der nur 1.2 km vom Gletscher entfernt im Vorfeld gelegenen Klimastation Vernagtbach mit den dort kontinuierlich und hochgenau durchgeführten Messungen in einer ausgezeichneten Ausgangslage. Erheblich umfassender wird das Problem beispielsweise innerhalb des Projektes **GLOWA**-*Danube*, in dem ein Energiebilanzmodell für das gesamte Einzugsgebiet der Donau mit einer Auflösung von 1 km^2 gerechnet wird und somit die mittleren lokalen Zustandsgrößen für jede der ca. 77´000 Teilflächen benötigt werden. Dort werden anhand Klimadaten mittels eines komplexen Interpolationsverfahrens die meteorologischen Grundgrößen wie Luftdruck, Temperatur, Feuchte, Windgeschwindigkeit, Strahlungsbilanz und Niederschlag mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde repräsentativ für jede Teilfläche interpoliert. Die Güte der Interpolation ist wesentlich von der Stationsdichte, der Höhenlage und Heterogenität der Teilflächen abhängig (Strasser *et al.*, 2004).

Mit welcher Genauigkeit eine derartige Interpolation möglich ist, verdeutlicht die *Abbildung 6.14*. Sie zeigt den an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Temperaturverlauf im Vergleich zu den aus Stationsdaten auf ein 1 km^2 messendes Flächenelement des digitalen Geländemodells (*Proxel*) extrapolierten Werten, innerhalb dessen Eckkoordinaten sich die Station befindet. Die mittlere Höhenlage stimmt dabei mit der wahren Stationshöhe sehr gut überein. Die Daten der Klimastation Vernagtbach werden nicht zur Extrapolation herangezogen und dienen daher in ausgezeichneter Weise zur Validierung des Verfahrens. Trend und Tagesschwankungen werden erstaunlich gut reproduziert, einzelne Maxima jedoch zeitweise um mehr als 5K überschätzt, was in erster Linie zu Fehlern bei der Feststellung des Aggregatzustandes des Niederschlags führen kann.

Die Überschätzung der Temperatur beruht nicht nur auf einem generellen Fehler im Verfahren, sondern auch auf der unzureichenden Berücksichtigung der lokalen Verhältnisse. Die Klimastation Vernagtbach ist zu mehr als 80% der Jahresstunden direkt der vom Vernagtferner herabfließenden Luftströmung ausgesetzt und daher deutlich von ihr beeinflusst. Die bodennahe Lufttemperatur resultiert darin nicht allein aus der Abnahme mit der Höhe in der freien Atmosphäre, sondern ist das Ergebnis des komplexen Energieaustausches zwischen dem System Gletscher - Gletschervorfeld. Die Störung des Temperaturfeldes durch den Wärmeentzug über der Gletscherfläche ist auch an der Klimastation 1.2 km vom Ende des Gletschers entfernt im Gletschervorfeld noch wirksam.

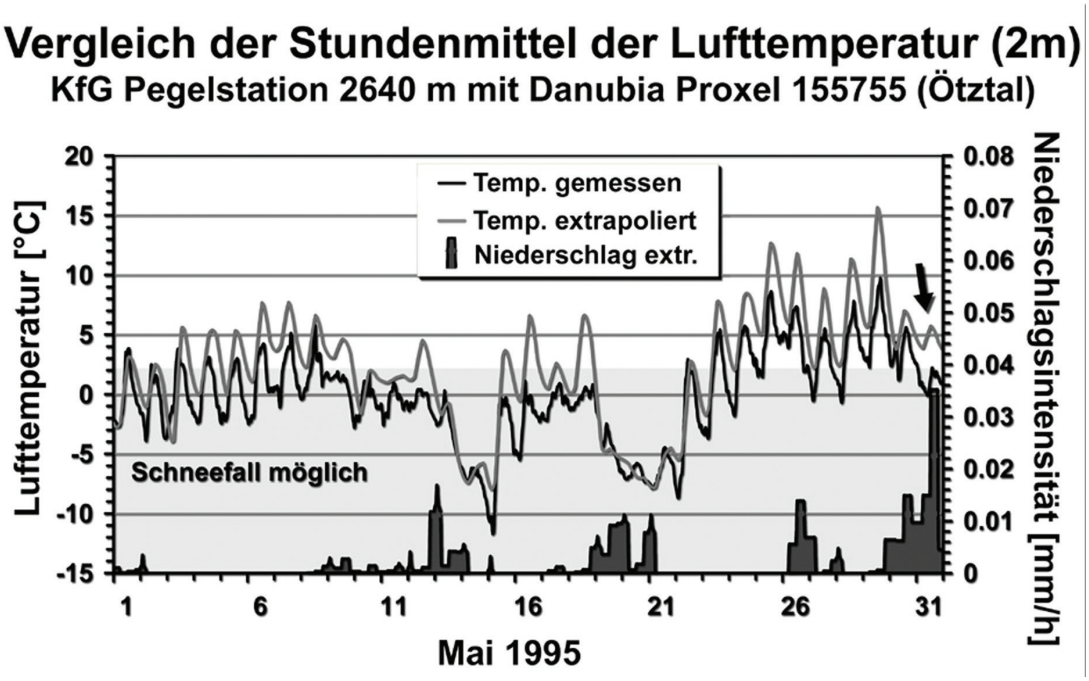


Abb. 6.14: *Beispiel einer Extrapolation der Stundenmittel der Temperatur (grau) und der Niederschlagsintensität (dunkelgrau) aus den Daten von entfernt gelegenen Klimastationen auf das äquivalente Flächenelement des Danube-Modells und Vergleich mit dort an der Klimastation gemessenen Werten (schwarz). Die hellgraue Fläche markiert den Bereich mit potentiellem Schneefall an der Station. Der Pfeil weist auf ein Schneefallereignis hin, das innerhalb des Modells wegen des zu hohen Niveaus der extrapolierten Temperaturwerte nicht als solches behandelt wird.*

Zur Extrapolation der Temperatur auf die Gletscherfläche bietet sich der sogenannte *hangparallele Temperaturgradient* $\mathbf{\Gamma_h = (T_{Gl} - T_{VB})/\Delta z}$ an**,** gebildet aus der Differenz zwischen der in 2 m Höhe an einer Messstelle auf dem Gletscher $\mathbf{T_{Gl}}$ und der an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Temperatur $\mathbf{T_{VB}}$, dividiert durch den Höhenunterschied $\mathbf{\Delta z}$. Dieser unterscheidet sich deutlich von dem vertikalen Temperaturgradienten in der freien Atmosphäre, welcher im Mittel etwa –0.0065 K/m beträgt. Bei einigen Feldexperimenten, die am Vernagtferner im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches 81* (ZUNKE, 1984; MOSER *et al.*, 1986; WEBER, 1987) durchgeführt wurden, konnte $\mathbf{\Gamma_h}$ unter unterschiedlichen Randbedingungen mehrfach bestimmt werden. In Abhängigkeit von der Position der Messstelle auf dem Gletscher ergaben sich unter Schmelzbedingungen zeitweise deutlich negativere Werte als der adiabatische Temperaturgradient $\mathbf{\Gamma_a}$ mit –1 K/100 m. Weiterhin wurde festgestellt, dass $\mathbf{\Gamma_h}$ mit zunehmender Seehöhe des Messpunktes auf dem Gletscher kleinere bzw. zum Zungenende hin größere Beträge annimmt. ZUNKE (1984) fand außerdem an wolkenlosen Tagen eine relativ gute Korrelation mit der Globalstrahlung.

Auch auf der Basis der **HyMEX**-Messungen konnte der hangparallele Temperaturgradient zur Klimastation Vernagtbach berechnet werden. Die *Abbildung 6.15* zeigt ebenfalls eine von Sonnenaufgang bis gegen 21^{00} MESZ charakteristische überadiabatische Temperaturabnahme. Eine Korrelation mit der Globalstrahlung ist für die Messungen während **HyMEX98** zwar vorhanden, sie ist jedoch besonders in den Nachmittagsstunden nicht optimal.

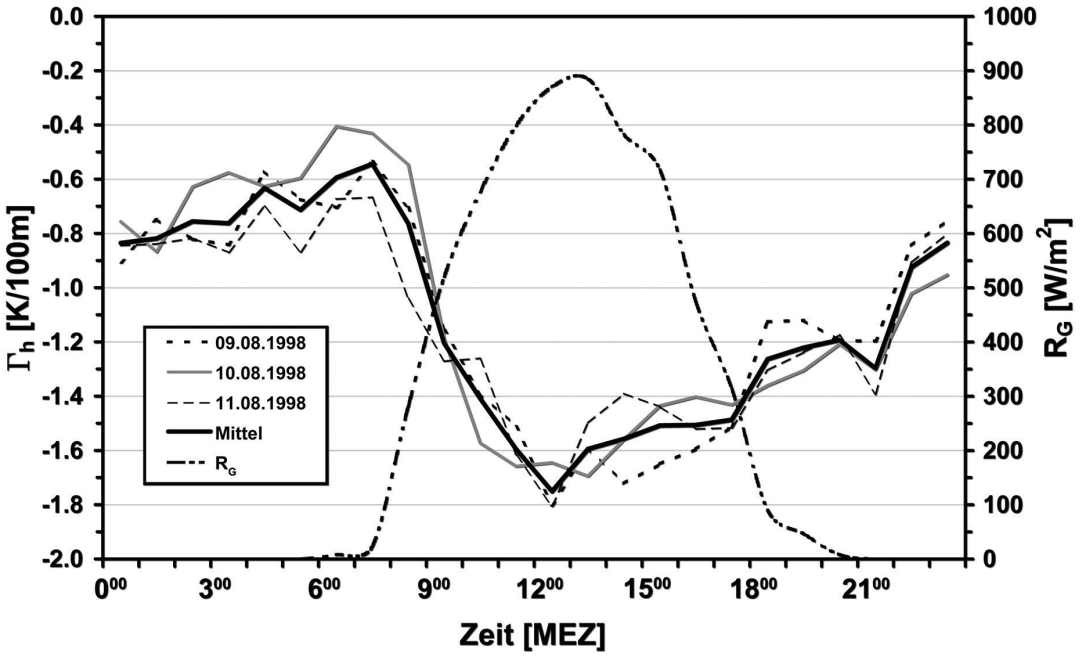


Abb. 6.15: *Tagesgänge des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten* Γ_h *zwischen der* ***HyMEX98****-Station (3045 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittelwert der Globalstrahlung* R_G.

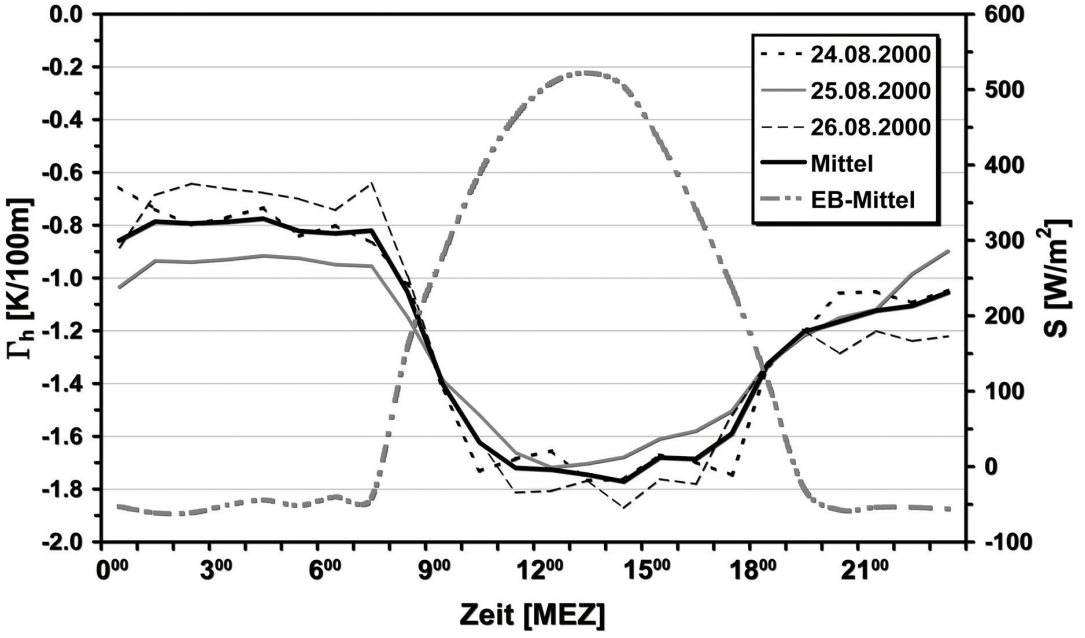


Abb. 6.16: *Verlauf des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten* Γ_h *zwischen der* ***HyMEX 2000****-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittel der Energiebilanz.*

Deutlich signifikanter mit einem Gütemaß für die Korrelation $R^2 = 0.9$ ist dagegen der Zusammenhang zwischen $\mathbf{\Gamma_h}$ und der aus der Energiebilanz berechneten verfügbaren Schmelzenergie **S**, in *Abbildung 6.17* demonstriert anhand der Stundenmittelwerte während **HyMEX 2000**. Wie ebenfalls der Abbildung entnommen werden kann, ist dieser linear mit **S** (-1) = 0.

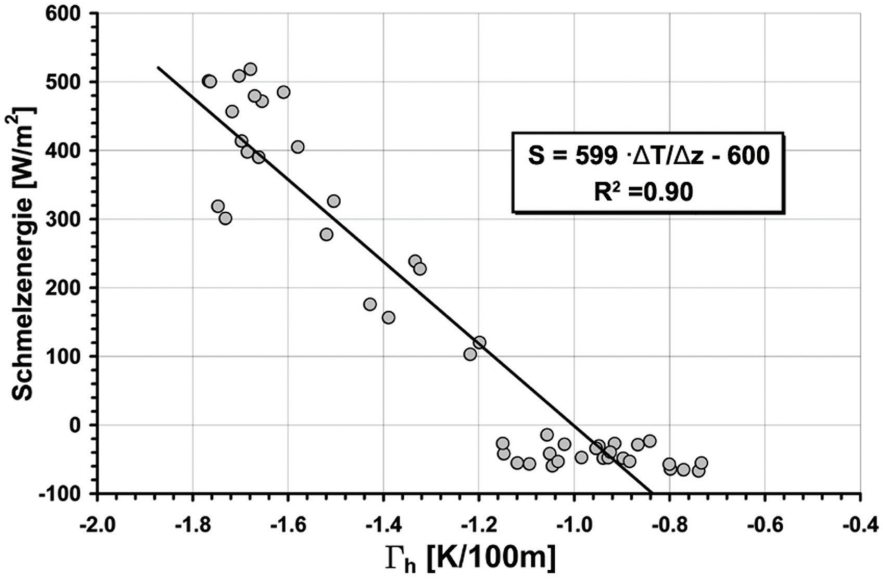


Abb. 6.17 *Regressionsbeziehung zwischen dem Stundenmittel des hangparallelen Temperaturgradienten zwischen der Energiebilanzstation* ***HyMEX 2000*** *und der Klimastation Vernagtbach mit den auf dem Vernagtferner gemessenen Werten der Energiebilanz. Die gewonnene Beziehung erlaubt die einfache Abschätzung der stündlichen Ablationsraten in der Umgebung der Station auf der Basis einer zusätzlichen Temperaturmessung auf dem Gletscher in ca. 2 bis 2.5 m über dem Eis (Gleichung [6.8b]).*

Die in der *Abbildung 6.17* angegebene lineare Regression führt zu der einfachen Näherungsformel *Gleichung [6.8]*, welche die Berechnung des Stundenmittels der Schmelzenergie **S** an einem Ort in der näheren Umgebung des ehemaligen Standorts der Energiebilanzstation **HyMEX 2000** lediglich anhand der dort in ca. 2 bis 2.5 m über dem Eis gemessenen Stundenmittel der Lufttemperatur nach

$$\textbf{[6.8]} \quad S \approx -600 \cdot (\Gamma_h + 1) \quad [\mathrm{Wm^{-2}}]$$

erlaubt. Mit der Schmelzwärme von Eis ergibt sich weiterhin die stündliche Ablationsrate $\mathbf{S_a}$ zu

$$\textbf{[6.8b]} \quad S_a \approx -6.4 \cdot (\Gamma_h - \Gamma_a) \quad [\text{mm w.e./h}],$$

wobei die Konstante 1 K/100m in *Gl.* [*6.8*] als die adiabatische Erwärmung interpretiert wird.

Im Sommer 2003 wurde am Vernagtferner ca. 300 m südwestlich der Position der Energiebilanzstation im Jahr 2000 ein Ultraschallabstandsmesser zur kontinuierlichen Messung der Ablation installiert (Braun *et al.*, 2004). Zur Kalibrierung des Ultraschallsensors war die Messung der Lufttemperatur mit einem künstlich ventilierten Temperaturgeber erforderlich. Dieser Datensatz erlaubt eine erstmalige Anwendung der *Gleichung [6.8]*, wenn auch mit der Einschränkung, dass die Messhöhe der Temperatur im Laufe der Zeit mit der Ablation zunahm. Eigentlich sollte diese konstant 2 m über dem Eis betragen.

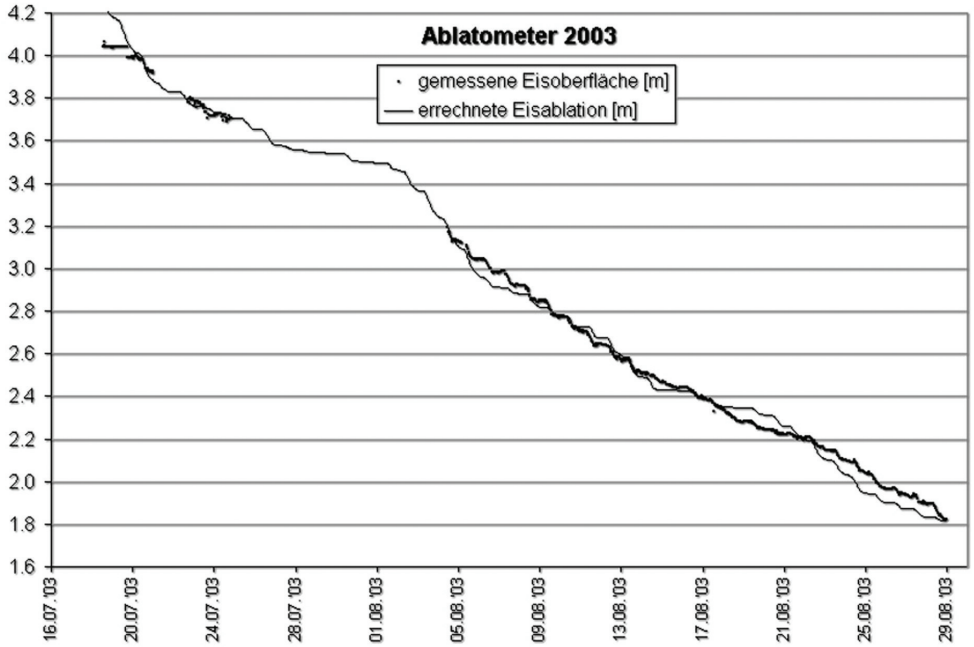


Abb. 6.18: *Erster Versuch der Validierung der Näherungsformel Gleichung [6.8] anhand einer Messreihe der Stundenmittelwerte der Temperatur und der Summenkurve der Eisablation, gemessen im Sommer 2003 auf dem Vernagtferner. (Abbildung: pers. Mitteilung von M. Siebers, 2004)*

Dennoch zeigt *Abbildung 6.18* anhand der vom 18.7. bis 29.8.2003 während des Ablatometerexperiments gewonnenen Daten eine durchaus befriedigende bis gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den nach *Gleichung [6.8b]* berechneten Ablationsraten. Der Proportionalitätsfaktor könnte theoretisch auch anhand der gemessenen Ablation und dem Gradienten bestimmt werden. Die Genauigkeit der Abstandsmessung mit dem Ultraschallmessgerät von ±2 cm ist allerdings für eine Auflösung des Tagesgangs in Stundenwerten gegenwärtig noch zu gering. Erst die Integration über einen Zeitraum von einigen Tagen liefert verlässliche Ablationsbeträge. Bis zur Verfügbarkeit von genaueren Verfahren zur Ablationsmessung bleibt daher nur der hier aufgezeigte Weg über die mikrometeorologische Messung der Energiebilanz.

Der Hintergrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Energiebilanz auf dem Gletscher und dem hangparallelen Temperaturgradienten ist unter den gegebenen Randbedingungen relativ einfach: Bereits Hoinkes (1955) hat darauf hingewiesen, dass in der katabatischen Strömung über dem Gletscher die starken vertikalen Temperaturgradienten ein Maß für die horizontalen Temperaturdifferenz darstellen. Während des Vorgangs des Abfließens wird die Luft adiabatisch mit der Rate von etwa 1K/100 m erwärmt (Kuhn, 1978). Der Strahlungsantrieb ist in der Regel an der Klimastation Vernagtbach nicht deutlich von dem über dem Gletscher verschieden. Wäre der Gletscher nicht vorhanden, würde sich die Atmosphäre über dem Gelände im Tagesverlauf entsprechend der Strahlungsabsorption und der turbulenten Flüsse erwärmen (Kraus, 1966). An der Gletscheroberfläche wird allerdings die absorbierte Energie zur Schmelze aufgewandt und kann der Atmosphäre nicht zugeführt werden. Es wird vielmehr der Luft über den sensiblen Wärmestrom und je nach Wasserdampfgehalt auch über den latenten Wärmestrom Wärme entzogen, weshalb sie im selben Höhenniveau über dem Gletscher merklich kühler ist als über dem Vorfeld. Insgesamt führt diese Situation zu einer ausgeprägten Baroklinität im Verlauf der Isothermen mit einem Anstieg über dem Vorfeld. Diese liefert letztlich nicht nur den Antrieb für das lokale Windsystem, sondern ist auch die Ursache für den überadiabatischen hangparallelen Gradienten.

Nach den Messungen an der **HyMEX 2000**-Station stellt sich Γ_h in dem Maße ein, dass der Null-

durchgang der Beziehung zufällig gerade mit dem adiabatischen Gradienten Γ_a im Einklang steht. Daher ergibt sich eine einfache Proportionalität zu der wegen der Schmelze an der Gletscheroberfläche der Luft gegenüber dem Vorfeld nicht zugeführten Energiemenge. Das Verfahren funktioniert nur unter den Voraussetzungen, dass das Vorfeld schneefrei ist, der Strahlungsantrieb auf dem Gletscher und an der Klimastation Vernagtbach sich nicht wesentlich unterscheiden, sowie die katabatische Strömung bis zur Station reicht. In den Nachtstunden herrschen andere Bedingungen, so dass keine unmittelbare Beziehung zwischen dem Gradienten und der Energiebilanz auf dem Gletscher nachgewiesen werden kann. Aber für die Abschätzung der Ablation ist das Problem zunächst von untergeordneter Bedeutung.

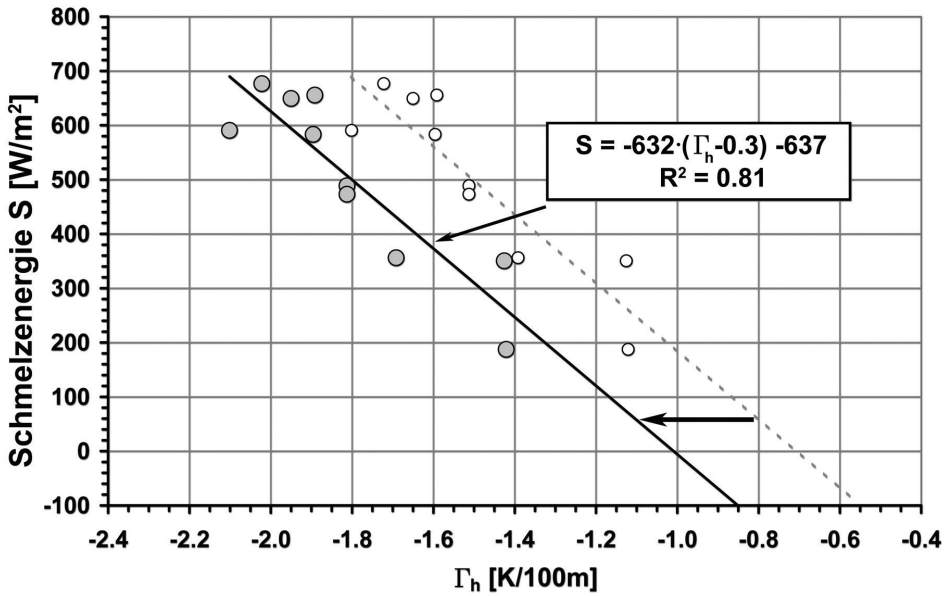


Abb. 6.19: *Analoge Regression wie in Abbildung 6.17 für die Messungen vom 9.8.1998 während* ***HyMEX98****. Die Originalmesswerte sind durch unausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Die angegebene Beziehung ergibt sich durch die konstante Reduktion von* Γ_h *um den Wert 0.3 K/100m, so dass der Ursprung der Regressionsgeraden mit dem Abszissenwert –1 K/100m zusammenfällt.*

Falls für die *Gleichung [6.8]* eine universelle Gültigkeit nachweisbar wäre, stünde für ein Schmelzwasserproduktionsmodell für den Vernagtferner eine ausgesprochen einfache Parametrisierung zur Berechnung der stündlichen Schmelzwasserproduktion auf der Basis relativ kostengünstig realisierbarer Lufttemperaturmessungen zur Verfügung. Das Ergebnis des Ablationsexperiment von 2003 legt den Schluss nahe, dass der anhand der Messungen während **HyMEX 2000** ermittelte Koeffizient zumindest innerhalb eines Monats, möglicherweise aber auch während der gesamten Ablationsperiode keine ausgesprochene Variation aufweist.

Die bereits angesprochene Abhängigkeit von Γ_h von der Höhenlage könnte zusätzlich die Information zur räumlichen Verteilung der Schmelze beinhalten. Einen ersten Hinweis darauf sollten die Messungen an der **HyMEX98**-Station liefern, die sowohl 50 Meter höher als auch an einem anderen Ort unter anderen Bedingungen durchgeführt wurden. Nach der *Abbildung 6.19* findet man dort ebenfalls einen regressiven Zusammenhang, dieser ist jedoch nicht so eindeutig interpretierbar wie der für die Messungen bei **HyMEX 2000**. Insbesondere findet man zunächst einen vom adiabatischen Gradienten verschiedenen 0-Durchgang der Regressionsgeraden. Erniedrigt man den Gradienten jedoch um einen konstanten Wert von 0.3K, was einer parallelen Verschiebung der Regressionsgeraden entspricht, so erhält man einen Koeffizienten von ca. 630 [10^2 $WK^{-1}m^{-1}$], der sich im Rahmen der Messgenauigkeit nur unwesentlich von dem bei **HyMEX 2000** bestimmten Zahlenwert unterscheidet. Letztlich ist diese Vorgehensweise äquivalent zu einer Reduktion der betrachteten Messhöhe über dem Gletscher.

Weitere Untersuchungen dieser Art sind somit von größtem Interesse. Sie können einerseits in Form des beschriebenen einfacheren Ablationsexperiments durchgeführt werden, welches die Vorteile der Erfassung eines längeren Zeitraums und die Option zur Messung auch im steileren Gelände vereinigt, andererseits sind aber auch zur genaueren Bestimmung des Koeffizienten weitere direkte Messungen der Terme der Energiebilanz an unterschiedlichen Lokationen erforderlich. Diese sollten jedoch zur Reduktion der Kosten und des logistischen Aufwands mit einer speziell für den Einsatz auf Gletschern optimierten Messanlage durchgeführt werden. Da sich ein derartiges Projekt bislang lediglich in der Planungsphase befindet, werden am Vernagtferner gegenwärtig jährlich nur die Ablations- und Temperaturmessungen realisiert.

Konsequenzen haben jedoch die bislang gewonnenen Erkenntnisse zur Abhängigkeit des hangparallelen Temperaturgradienten von der Energiebilanz für die Modellierung mittels Energiebilanzansätzen in Kombination mit aus Messungen einer in der Nähe des Gletschers gelegenen Klimastation abgeleiteten Gradienten. In der Regel werden zur Extrapolation auf die Gletscherfläche klimatologisch gewonnene Wind-, Temperatur- und Feuchtegradienten verwendet (z.B. ESCHER-VETTER, 1980; 2000). Benutzt man insbesondere ein charakteristisches statistisch abgeleitetes Muster für Temperaturgradienten, gibt man im Prinzip bereits die Größenordnung des Flusses über die Parametrisierung vor. Letztlich stellt sich aber die Temperatur als Resultat der Oberflächenenergiebilanz ein (KRAUS, 1966). Einen Ausweg bietet der Ansatz von STRASSER *et al.* (2004), die das Temperaturfeld aus Messdaten auf dem Gletscher *interpolieren* und *nicht extrapolieren***.** Dadurch werden die wahren Verhältnisse auf dem Gletscher besser wiedergegeben. Letztlich erhalten sie damit eine flächenhafte Interpolation der Flüsse, ähnlich dem bereits von HENNEMUTH & KÖHLER (1984) für das *Dischmatal* bei Davos auf der Basis von Punktmessungen praktizierten Verfahren.

Der Schlüssel zur Modellierung der Schmelzraten liegt demnach in der realistischen Bestimmung des Temperaturfeldes über dem Gletscher, das in sich bereits Bestandteil der Problemlösung ist. Die weiteren Messgrößen sind in dieser Hinsicht wesentlich unkritischer, da sie geringere zeitliche Abhängigkeiten aufweisen. So zeigt die Windgeschwindigkeit am Vernagtferner zumindest zwischen der Klimastation Vernagtbach und der **HyMEX**-Station keinen signifikanten Gradienten (*Abbildung 6.20*). Ähnliches gilt für den Dampfdruck, der sich auf dem Wege zwischen Gletscher und Klimastation nur geringfügig ändert, bzw. auf der Gletscherfläche relativ homogen verteilt ist und mit einer linearen Beziehung extrapoliert werden kann (ZUNKE, 1984).

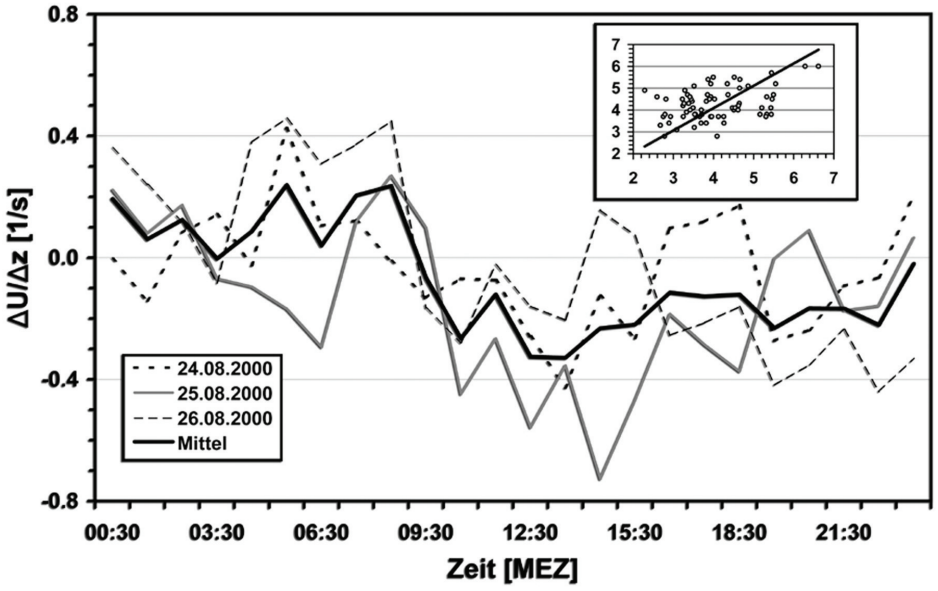


Abb. 6.20: *Verlauf des Stundenmittels der hangparallelen Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zwischen der* ***HyMEX 2000****-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage. Oben das zugehörige Streudiagramm mit der entsprechenden Regressionsgeraden.*

6.6.2 Folgerungen für das Temperatur-Index-Verfahren

Ähnliche Konsequenzen ergeben sich auch für das vielfach in hydrologischen Modellen angewandte Indexverfahren zur Berechnung der Schmelze. Es wird in der Regel auf Tagesmittelwerte angewandt. In dem an der **KfG** betriebenen Niederschlags-Abflussmodell **HBV3-ETH9** (BRAUN *et al.*, 1998, 1999) beispielsweise beruht die Berechnung der täglichen Schmelzbeträge $\mathbf{S_d}$ in mm w.e. auf einer Basisbeziehung der Form (ELLENRIEDER, 2002)

$$[6.9] \quad S_d = CFM_i \cdot (T_M - TS)$$

Die Basisvariable ist dabei $\mathbf{T_M}$, welche dem repräsentativen Tagesmittelwert der Lufttemperatur über der betrachteten Höhenstufe des Gletschers entspricht. Sie wird pragmatisch aus einer in der Regel nahe gelegenen Klimastation gemessenen Tagesmitteltemperatur **T** und einem gemessenen oder angenommen Höhengradienten $\mathbf{\Gamma}$ der Temperatur in der freien Atmosphäre nach $\mathbf{T_M = T + \Gamma \cdot \Delta z}$ abgeleitet. **TS** ist ein freier Parameter, der als die „Schwellentemperatur" interpretiert wird, bei welcher der Niederschlag von der flüssigen in die feste Phase übergeht. Dem eigentlichen *Grad-Tag-Faktor* **CFM** wird in diesem Modell eine Variation mit der Jahreszeit aufgeprägt. Er schwankt sinusförmig zwischen einem Minimalwert am 21. Dezember und dem Maximum am 21. Juni. Die Bestimmung der Schwankungsbreite von **CFM** und der Parameter **TS** in Abhängigkeit von $\mathbf{T_M}$ erfolgt durch eine Optimierungsprozedur über ein geeignet großes Datenensemble anhand des gemessenen Abfluss.

Summiert man *Gleichung [6.8b]* über den Zeitraum der Schmelze und ersetzt in *[6.9]* bei der Berechnung von $\mathbf{T_M}$ den Gradienten $\mathbf{\Gamma}$ durch $\mathbf{\Gamma_h}$, so erhält man bis auf die Konstanten nahezu identische Beziehungen. Der aufsummierte Koeffizient in *[6.8b]* variiert mit der täglichen Dauer der Schmelze. Da diese in erster Näherung von der Dauer zwischen Sonnenauf- und –untergang abhängt, ist die Beschreibung durch eine periodische Funktion wie in *[6.9]* eine gute Näherung. Auch der Parameter der Schwellentemperatur **TS** kann bei dieser Betrachtung neu interpretiert werden, nämlich als die Korrektur der adiabatischen Erwärmung.

Tag	**Ablation *)** nach [6.8b]	**Mittel T VB** [°C]	**Mittel T HS** [°C]	$\mathbf{T_M}$ ****)** [°C]	**CFM** mit $\mathbf{T_M}$**, TS, EB**	**CFM** aus **T-HS, EB**	**Ablation *)** aus EB
9.8.1998	63.5	11.85	7.01	9.21	8.08	8.09	56.7
10.8.1998	63.8	11.84	7.10	9.21	8.11	8.00	56.8
11.8.1998	65.4	11.50	6.79	8.87	9.72	9.54	64.8
24.8.2000	44.4	10.19	5.60	7.88	8.20	8.17	45.8
25.8.2000	41.1	9.40	4.75	7.10	9.01	9.10	43.2
26.8.2000	50.8	11.37	6.57	9.06	7.07	7.28	47.8

*) in mm w.e. **) $T_M = T_{VB} - 0.65 \cdot \Delta z$

Tab. 6.8: *Tägliche Ablation an 6 Messtagen der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX2000*** *am Vernagtferner, in der ersten Spalte berechnet aus der Summe der positiven stündlichen Schmelzbeträge nach der Schätzformel [6.8b] und* $\boldsymbol{\Gamma_h}$ *zwischen der Klimastation Vernagtbach (VB) und der 2m-Temperatur an den* ***HyMEX****-Stationen (HS), in der letzten Spalte bestimmt aus den positiven Beiträgen der Energiebilanz (EB). Weiterhin angegeben sind die Tagesmittel* ***T*** *der 2m-Lufttemperatur an der Klimastation Vernagtbach (****VB****), an den* ***HyMEX****-Stationen (****HS****) und die in Gleichung [6.9] verwendete Referenztemperatur* $\boldsymbol{T_M}$*. Der Grad-Tag-Faktor* ***CFM*** *wird alternativ anhand* $\boldsymbol{T_M}$ *und einer Schwellentemperatur TS von 2.2K (****HyMEX98****) bzw. 2.3K (****HyMEX 2000****) und der direkt an den Stationen gemessenen Temperaturen mit TS=0 (vorletzte Spalte) mittels der aus der Energiebilanz bestimmten Ablation berechnet.*

Der Zusammenhang erklärt die erstaunlich erfolgreiche Anwendbarkeit des einfachen Temperatur-Index-Verfahrens in vergletscherten Einzugsgebieten unter der Voraussetzung, dass Temperaturwerte einer Kli-

mastation im eisfreien Bereich in der Nähe des Gletschers zur Verfügung stehen. Diese enthalten deutlich mehr Information über die Schmelzvorgänge an der Gletscheroberfläche als die dort direkt gemessene Temperatur, was sich mit den frühen Aussagen von LANG (1968) und neueren von OHMURA (2001) deckt. Tatsächlich ist es offensichtlich der Unterschied zwischen den Stationen, welcher unter den genannten günstigen Voraussetzungen am vollständigsten die zur Berechnung der Schmelze benötigte Information beinhaltet. Dies wird noch einmal in der *Tabelle 6.8* deutlich, die den Vergleich zwischen den nach *Gleichung [6.8b]* berechneten täglichen Ablationsraten mit den über die Energiebilanz bestimmten Werten erlaubt. Die Abweichungen der Resultate sind im Rahmen der Genauigkeit aller beteiligten Verfahren mit zumeist unter 10% gering, insbesondere wenn man berücksichtigt, dass die wahren Zusammenhänge für die Messungen während **HyMEX98** noch unvollständig geklärt sind.

Die *Tabelle 6.8* liefert zudem noch weitere Informationen zur lokalen Anwendung des Temperatur-Index-Konzepts auf dem Gletscher. Die Berechnung der Grad-Tag-Faktoren **CFM** mittels der lokal gemessenen Mitteltemperaturen und den aus der Energiebilanz bestimmten Schmelzraten ergeben keinesfalls den erwarteten nahezu konstanten Wert, sondern Abweichungen, die über den durch Messfehler zu erwartenden Streubereich hinausgehen. KUHN (1984) merkt an, dass das Konzept bei seiner formalen Ableitung lediglich den Anteil an fühlbarer Wärme beinhaltet. Die Auswirkungen der Feuchte durch den latenten Wärmefluss und die Veränderungen in der Strahlungsbilanz werden dagegen nicht berücksichtigt. Dass sich der Ansatz dennoch für die praktische Anwendung eignet, liegt daran, dass die täglichen Schwankungen des **CFM** in der Relation zum Absolutwert klein sind und zudem eine genügende Bandbreite zur Fehlerkompensation vorhanden ist.

Der nach den bisherigen Erkenntnissen eine Verbesserung bewirkende hangparallele Höhengradient ist für die praktische Anwendung von *Gleichung [6.9]* in der Regel unbekannt. Durch seine Schätzung besteht somit wiederum die Gefahr, dass die Schmelzraten durch eine willkürliche Wahl faktisch vorgegeben werden. Die *Tabelle 6.8* zeigt jedoch, dass dieses Problem bei Verwendung der im Vorfeld gemessenen Lufttemperatur als Basis in Verbindung mit dem als Schwellentemperatur bezeichneten Parameter **TS** von untergeordneter Rolle ist. Mittels der mittleren Temperaturabnahme der freien Atmosphäre von –0.65K/100m in Kombination mit einer geeigneten Wahl von **TS** kann $\mathbf{T_M}$ relativ gut angenähert werden**,** was durch die verhältnismäßig kleine Abweichung der nach beiden Methoden bestimmten Grad-Tag-Faktoren von weniger als 3% belegt ist. Der Parameter **TS** hat damit in dem **HBV3-ETH9**-Modell eine essentielle Funktion bei der Kalibrierung des Modells und seine gleichzeitige Interpretation als Schwelle des Phasenübergangs des Niederschlags von Regen in Schnee sollte noch einmal überdacht werden.

Aus der Untersuchung kann geschlossen werden, dass das Konzept der Temperatur-Index-Methode im Fall von unzureichender Datenlage trotz der mangelhaften theoretischen Grundlage auch weiterhin als praktikabler Ansatz in konzeptionellen Niederschlag-Abflussmodellen verwendet werden kann. Voraussetzung für eine erfolgreiche Anwendung ist die Bedingung, dass die Station, deren Daten zum Treiben des Modells verwendet werden, deutlich tiefer im eisfreien Gebiet gelegen und dem Einfluss der katabatischen Strömung des Gletschers ausgesetzt ist. Eine Erweiterung der einfachen Beziehung mit etwa einem Term in Abhängigkeit von der Globalstrahlung (HOCK, 1999; JONSELL *et al.*, 2003; STRASSER *et al.*, 2004) ist eigentlich nicht erforderlich und daher auch nicht unbedingt dienlich. Das Problem der eigentlich nicht korrekten Temperaturinterpolation wird dadurch nur auf die Tagesvariation des Grad- Tag-Faktors verlagert. Um den Tagesgang der Schmelze wiederzugeben, ist vielmehr eine zusätzliche Temperaturmessung auf dem Gletscher selbst erforderlich.

6.6.3 Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse

Obwohl die am Beispiel der Resultate der **HyMEX**-Messungen in den Abschnitten zuvor erläuterten konzeptionellen Verfahren bereits passable Näherungen zur Schmelzwasserproduktion liefern, ist für die physikalisch korrekte Bestimmung der Schmelze die Berechnung aller Terme der Energiebilanz erforderlich. Dazu müssen die wahren meteorologischen Grundgrößen über dem Gletscher bekannt sein, sei es

durch eine in-situ-Messung oder anhand von einem realistischen Inter- oder Extrapolationsverfahren. Ist dies der Fall, dann stellt sich unter anderem die Frage nach einer geeigneten Parametrisierungsmöglichkeit der turbulenten Flüsse. Die besonderen Bedingungen einer stabilen Grenzschicht in Kombination mit einem lokalen Windsystem und die Schwierigkeiten, Messungen deutlich oberhalb der Gletscheroberfläche durchzuführen, legen die Verwendung einfacher *Bulk*-Verfahren nahe. Eine seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzte Rechenvorschrift ist die Parametrisierung des fühlbaren Wärmestroms mit dem speziellen sogenannten α_1-Ansatz (ESCHER-VETTER, 2000), der seinen Namen der Bezeichnung der Wärmeübergangszahl $\boldsymbol{\alpha_1}$ in der zugrundeliegenden Wärmeleitungsgleichung verdankt. Er ergibt sich in Wm^{-2} zu

$$[6.10] \quad H = 5.7 \cdot \sqrt{U} \cdot (T - T_0)$$

Die Beziehung ähnelt einem einfachen Indexverfahren. Sie enthält explizit keinerlei Information über die eigentlich zur Berechnung der Flüsse erforderliche Luftdichte, allenfalls implizit über die Temperatur, sofern es sich um eine schmelzende Oberfläche handelt. Dies dürfte auch den Erfolg des Ansatzes erklären.

Um eine etwas physikalischere Parametrisierung des turbulenten Flusses der fühlbaren Wärme zu erhalten, legt die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der Struktur von Turbulenzdaten die Berechnung des Flusses anhand des Kospektrums (*siehe Abschnitt 5.3.5*) basierend auf der Fluss-Varianz-Beziehung nach Gleichung [*5.14*] nahe. Sie kann damit ähnlich dem einfachen Bulk-Ansatz von Gleichung [*6.10*] aufgebaut werden. Der allgemeine Ansatz lautet

$$[6.11] \quad H = \rho \cdot c_p \cdot R_{wT} \cdot f(U) \cdot f(T - T_0)$$

Anhand der Messdaten vom 24.8.2000 bei **HyMEX 2000** kann eine einfache Relation zwischen der mittleren Windgeschwindigkeit **U** und der Standardabweichung der Vertikalwindgeschwindigkeit $\boldsymbol{\sigma_w}$ bestimmt werden (*Abbildung 6.21*)

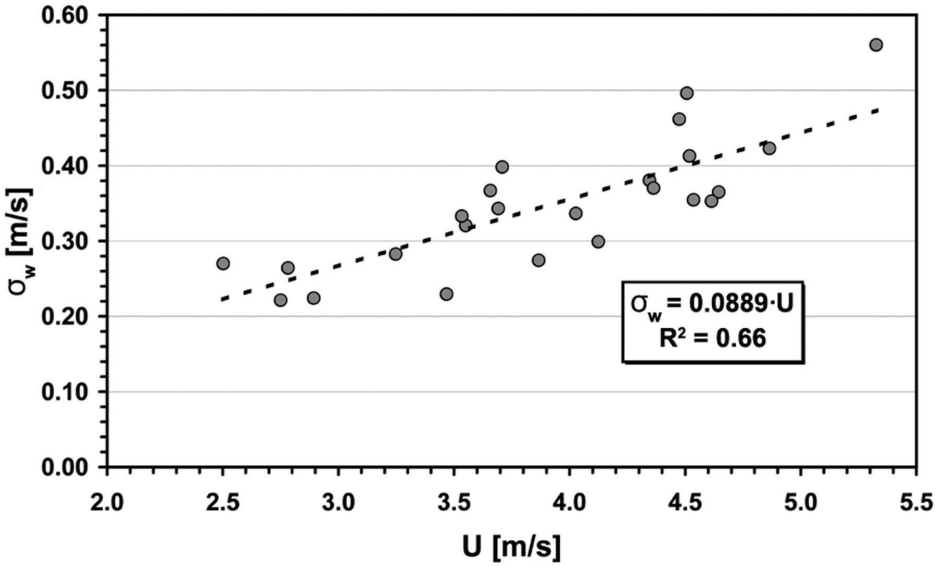


Abb. 6.21: *Streudiagramm der Stundenmittel von $\boldsymbol{\sigma_w}$ und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** in 2.5 m Höhe über dem Eis anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Sinnvollerweise bietet sich hier eine einfache lineare Regression mit U=0 als Ursprung an. Die erhaltene Gleichung ist mit $R^2 = 0.66$ erwartungsgemäß nicht optimal, aber die Linearität der Beziehung insgesamt befriedigend und entspricht in der Größenordnung den typischen Skalenbeziehungen für die stabile Grenzschicht (STULL, 1988). Weiterhin wird eine Beziehung für $\boldsymbol{\sigma_T}$ zur gemessenen Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche und der Messhöhe benötigt. Sie wird ebenfalls über eine Regression der Messdaten gewonnen (*Abbildung 6.22*).

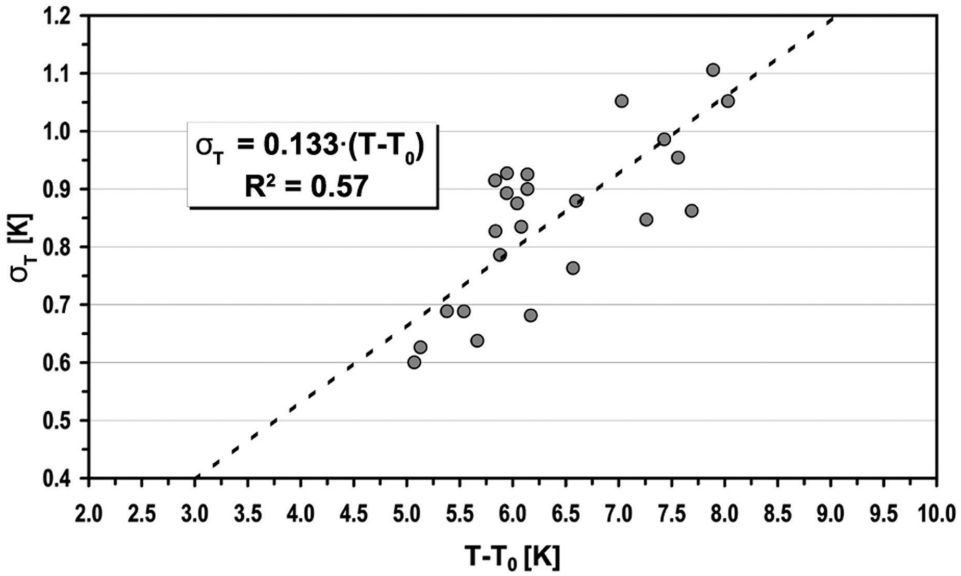


Abb. 6.22: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_T und der Differenz der mittleren Temperatur T in 2.5 m Höhe über dem Eis und der Oberflächentemperatur T_o anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

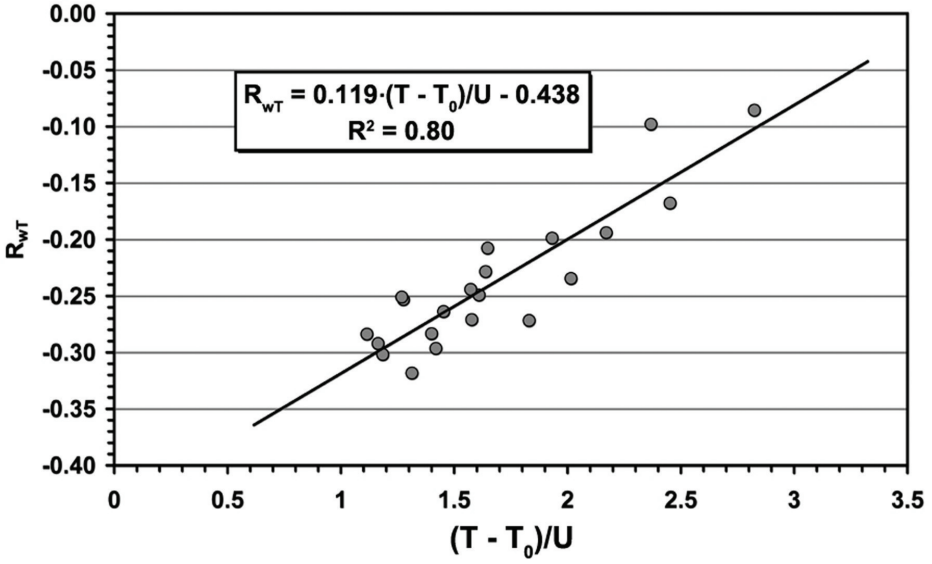


Abb. 6.23: *Streudiagramm zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels dem Verhältnis aus T-T_0 und der mittleren Windgeschwindigkeit U anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Die experimentellen Untersuchungen ergaben, dass in der Gletscherwindschicht die Korrelation zwischen der Vertikalwindgeschwindigkeit und der Temperatur mit wachsender Temperaturdifferenz ansteigt,

gleichzeitig mit wachsender Windgeschwindigkeit abfällt. Es bietet sich daher zusätzlich eine lineare Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels des Verhältnisses der Temperaturdifferenz zur Windgeschwindigkeit an (*Abbildung 6.23*).

Zusammenfassend ergeben sich die nachfolgenden regressiv ermittelten Gleichungen:

$$\textbf{[6.12a]} \quad R_{w'T'} = 0.119 \cdot \frac{(T - T_0)}{U} - 0.4375$$

$$\textbf{[6.12b]} \quad \sigma_w = 0.0889 \cdot U$$

$$\textbf{[6.12c]} \quad \sigma_T = 0.133 \cdot (T - T_0)$$

Die Kombination der Beziehungen mit Gleichung [*6.11*] ergibt die endgültige Parametrisierung des Stroms fühlbarer Wärme in Wm^{-2} zu

$$\textbf{[6.13]} \quad H = \rho \cdot c_p \cdot R_{wT} \cdot 0.01182 \cdot U \cdot (T - T_0) .$$

Für den Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{wT}}$ kann entweder das Ergebnis aus [*6.12a*] oder in erster Näherung auch ein konstanter Wert für stabile Schichtung von –0.3 gesetzt werden. Die letzte Alternative vereinfacht [*6.13*] weiter zu

$$\textbf{[6.14]} \quad H = -\rho \cdot c_p \cdot 0.00355 \cdot U \cdot (T - T_0) .$$

Die einfache Gleichung [*6.14*], nachfolgend mit „*Fix KK*" bezeichnet, kann direkt mit dem Ansatz [*6.10*] verglichen werden. Letzterer enthält eine Abhängigkeit von der Wurzel der Windgeschwindigkeit, welche aus der Abschätzung für $\boldsymbol{\sigma_w}$ in *Abbildung 6.21* nicht erkennbar ist. In der Tat würde die Anwendung einer Wurzelbeziehung sogar zu einer schlechteren Korrelation führen. Andererseits hat die einfache lineare Abhängigkeit bei gleichbleibender Temperaturdifferenz mit zunehmender Windgeschwindigkeit ein beliebiges Anwachsen des Flusses zur Folge, was der Beobachtung widerspricht. Der Ansatz [*6.13*] in Kombination mit [*6.12a*] wirkt dieser Tendenz verstärkt entgegen, obwohl sich in der Realität bei höheren Windgeschwindigkeiten wegen dem mehr laminaren Charakter der Strömung ein geringerer Temperaturgegensatz zwischen der Lufttemperatur und der Oberflächentemperatur einstellen sollte.

Adaptiert man die Gleichung [*6.14*] durch Zerlegung der Windgeschwindigkeit **U** in

$$U \approx \sqrt{\overline{U}} \cdot \sqrt{U}$$

und setzt mit $\mathbf{c_p}$ = 1008 $J \cdot (kgK)^{-1}$, $\boldsymbol{\rho}$ = 0.9 kg/m^3 und die mittlere Windgeschwindigkeit mit 3 m/s an, so erhält man für **H** die Schätzformel

$$\textbf{[6.15]} \quad H \approx 5.58 \cdot \sqrt{U} \cdot (T - T_0) \quad [Wm^{-2}],$$

welche in der Tat fast identisch mit der Näherungsformel [*6.10*] ist.

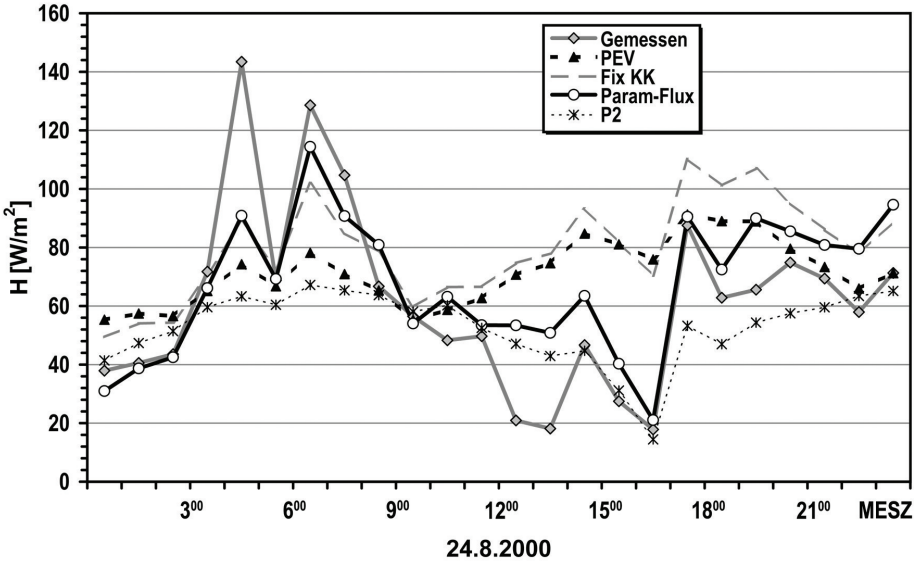


Abb. 6.24: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms fühlbarer Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach vier verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Lufttemperatur und Oberflächentemperatur berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.* ***Param-Flux****: berechnet mit Gleichung [6.13] und [6.12a],* ***PEV****: berechnet mit Gleichung [6.10],* ***Fix-KK****: berechnet nach [6.14]).* ***P2*** *ist eine weitere Parametrisierung nach Gleichung [6.23].*

Die *Abbildung 6.24* zeigt zum einen die nach dem im **PEV**-Modell verwendeten einfachen Ansatz [*6.10*] aus den gemessenen Mittelwerten von Lufttemperatur, Oberflächentemperatur und Windgeschwindigkeit berechneten Stundenmittel der Flüsse, zum anderen die nach der komplexeren Parametrisierung [*6.13*] mit variablem Korrelationskoeffizienten [*6.12a*], und die nach der vereinfachten Version mit festem Korrelationskoeffizienten nach [*6.14*] im Vergleich zu den Messwerten für den 24.8.2000. Alle drei Ansätze treffen in etwa das Niveau der gemessenen Flüsse, der Tagesgang wird jedoch erwartungsgemäß am besten mit der komplexen Parametrisierung wiedergegeben. Der einfache *Bulk*-Ansatz des **PEV**-Modells wie auch das Äquivalent ohne Berücksichtigung des Zusammenhangs zwischen Stabilität und Windgeschwindigkeit unterschätzt den Fluss bei hohen mittleren Windgeschwindigkeiten in der ersten Nachthälfte und überschätzt ihn dafür bei schwächerem Wind in den Nachmittagsstunden. Letzteres überwiegt die zeitweise Unterschätzung, so dass im Tagesmittel der resultierende Fluss mit der α_1-Parametrisierung um ca. 12% gegenüber dem gemessenen überschätzt wird. In Relation zur Primitivität und Universalität des Verfahrens ist die Übereinstimmung immer noch befriedigend.

Zur Prüfung der Universalität werden die nur auf der Basis der Daten vom 24.8.2000 ermittelten Parametrisierungen für die Folgetage angewandt (*Abbildungen 6.25 und 6.26*). Auch am 25.8.2000 zeigt sich die Überlegenheit der komplexeren Parametrisierung, während die Berechnung nach dem **PEV**-Ansatz zwar wiederum die größten Abweichungen zeigt, aber generell die Verhältnisse immer noch erstaunlich gut wiedergibt. Am 26.8.2000 (*Abbildung 6.26*) ist für alle Ansätze die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung besonders in der zweiten Tageshälfte unbefriedigend. Es gilt aber zu bedenken, dass hier wegen der extrem stabilen Bedingungen (*siehe auch Abbildung 6.13*) auch die Bestimmung des Flusses nach der Eddykorrelationsmethode die maximale Bandbreite der Unsicherheit aufweist. Eine zunehmend südliche Komponente der Höhenströmung (*erkennbar auch an der Registrierung an der Bergstation Schwarzkögele, Tafel XXXI*) führt zu einer deutlich geringeren Mächtigkeit der Gletscherwindschicht mit einer Lage des Windmaximums unter 3 m über Grund. Damit liegt das Messniveau der Turbulenzmessung in einem kritischen Bereich und hätte eigentlich deutlich abgesenkt werden müssen. Andererseits macht

sich die mit der Änderung der synoptischen Bedingungen verbundene Warmluftadvektion auch in einer zwangsläufigen Zunahme der Temperaturgradienten in Eisnähe bemerkbar. Die Parametrisierungsansätze liefern entsprechend größere Flüsse, die aber von der Eddykorrelation wegen der unzureichenden Stationarität nicht realisiert werden. Eine ähnliche Situation tritt kurz nach Mitternacht am 26.8.2000 auf. Es ist nicht auszuschließen, dass die berechneten Flüsse unter diesen Umständen näher an der Realität liegen als die gemessenen.

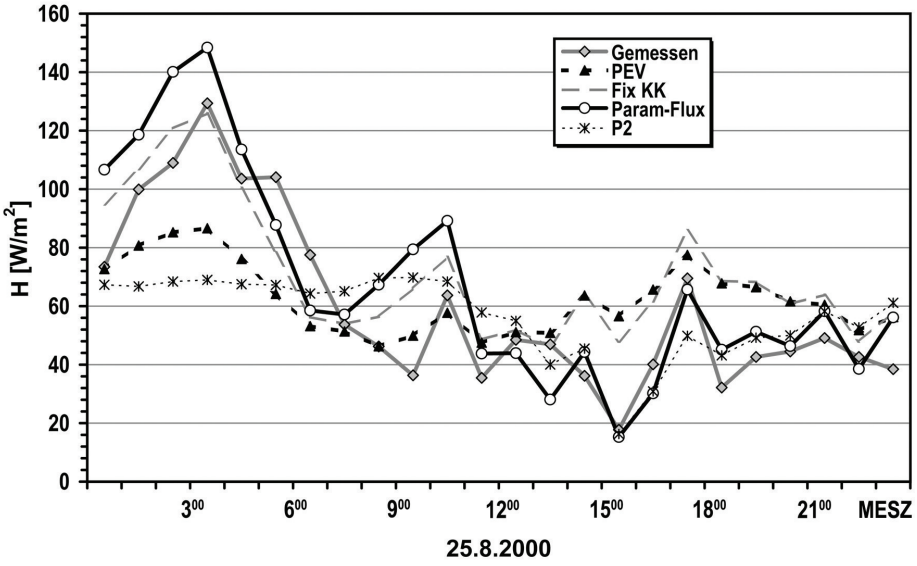


Abb. 6.25: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 25.8.2000.*

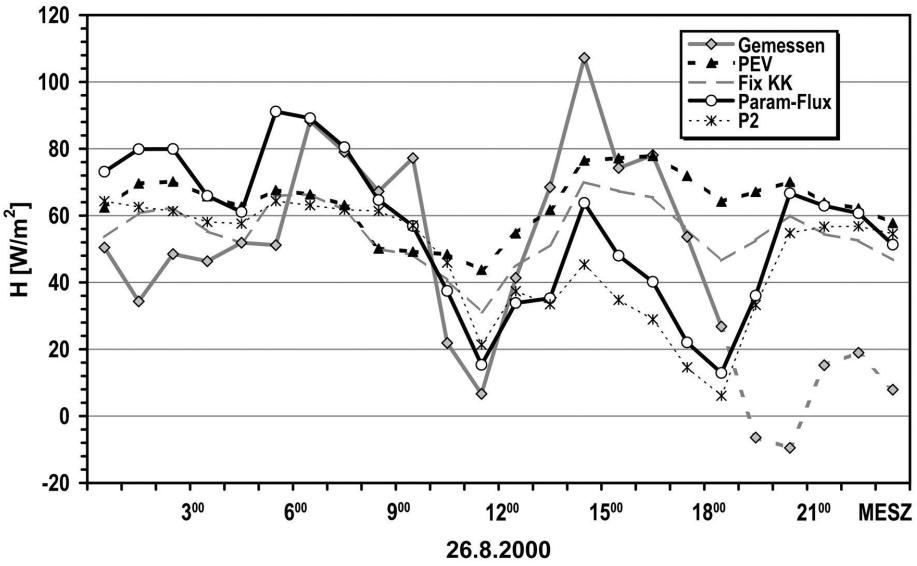


Abb. 6.26: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 26.8.2000. Der gestrichelte Verlauf bei der Kurve der gemessenen Flüsse deutet eine unsichere Datenlage an.*

Im Gegensatz zu den die Physik besser beschreibenden Ansätze von KUHN (1978) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002) sind bei den hier demonstrierten einfachen *Bulk*-Ansätzen keine Informationen über

die Verhältnisse der „*ungestörten Atmosphäre*" im gleichen Niveau erforderlich. Diese lassen sich zwar durch Extrapolation aus Messungen an in der Nähe gelegener Klimastationen abschätzen (KUHN, 1978), aber zum einen ist die Verfügbarkeit geeigneter Stationen in den Alpen generell begrenzt, andererseits sind jegliche statistische Extrapolationsverfahren immer mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet, welche das Resultat erheblich verfälschen kann. Sind gemessene Informationen direkt über dem Eis verfügbar, erscheint daher die Anwendung einer *Bulk*-Parametrisierung zur Berechnung der Flüsse gerechtfertigt.

Die Anwendbarkeit derartiger Beziehungen ist streng genommen auf eine stabile Schichtung beschränkt. Formal würde sie auch unter labilen Verhältnissen ein Resultat liefern, dieses dürfte aber wegen der anders gearteten Turbulenzstruktur keine universelle Gültigkeit besitzen. Allerdings betrifft dieses Problem primär die Skalierung der Varianzen. Wegen der Ähnlichkeit der Turbulenzstrukturen selbst (*siehe auch Kapitel 5*) ändert sich für den Wert des Korrelationskoeffizienten bis auf dessen Vorzeichen wenig. Insofern kann das Konzept der Parametrisierung des Kospektrums mit entsprechend angepassten Koeffizienten auch im labilen Fall weiterverfolgt werden. Über schmelzenden Eis- und Schneeoberflächen ist jedoch die Ausbildung einer stabilen Grenzschicht die Regel.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
T [°C]	7.21	8.12	7.36	5.83	4.95	6.97
σ_T [K]	1.14	1.26	1.19	0.85	0.70	0.97
$\partial T/\partial z$ [K•m^{-1}]	-1.56	-1.88	-1.72	-0.73	-0.51	-1.23
U [m•s^{-1}]	3.02	3.25	3.29	3.92	4.04	4.10
σ_w [m•s^{-1}]	0.145	0.153	0.138	0.357	0.392	0.244
$\partial U/\partial z$ [s^{-1}]	-0.139	-0.138	-0.137	-0.276	-0.242	-0.224
ρ [kg•m^{-3}]	0.882	0.883	0.885	0.895	0.896	0.886
τ [N•m^{-2}]	0.020	0.028	0.031	0.128	0.129	0.065
u_* [m•s^{-1}]	0.152	0.178	0.186	0.378	0.379	0.271
$w'T'$ [mK•s^{-1}]	-0.0301	-0.0339	-0.0460	-0.0684	-0.0665	-0.0514
T_* [K]	-0.221	-0.210	-0.208	-0.181	-0.175	-0.189
T/U [Ks•m^{-1}]	2.388	2.498	2.238	1.488	1.224	1.698
H_{EK} [W•m^{-2}]	27.5	34.7	41.0	61.7	60.0	45.8
K_H	0.00138	0.00148	0.00190	0.00300	0.00332	0.00180
C_D	0.0025	0.0030	0.0032	0.0093	0.0088	0.0044
σ_s [m]	4.61	5.27	5.54	14.01	13.34	7.17
C_H	0.0016	0.0018	0.0018	0.0037	0.0035	0.0021
K_{Kat}	0.0025	0.0027	0.0027	0.0032	0.0033	0.0034

Tab. 6.9: *Mittlere turbulente Kenngrößen für die Messtage der Intensivmessphase der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *für die Messhöhe ca. 2.5 m über dem Eis. (*σ*: Standardabweichung,* $\partial/\partial z$*: lokaler vertikaler Gradient,* τ*: Impulsfluss oder Schubspannung,* u_**: Schubspannungsgeschwindigkeit,* T_**: Temperaturskala,* H_{EK}*: mittl. fühlbarer Wärmefluss bestimmt mit der Eddykorrelationsmethode,* K_H*: Bulk-Austauschkoeffizient für Wärme,* C_D*: Reibungskoeffizient nach [6.16],* σ_s*: Varianz der Oberflächentopografie berechnet nach [6.18],* C_H*: Austauschkoeffizient für fühlbare Wärme berechnet nach [6.17]),* K_{Kat}*: katabatischer Austauschkoeffizient nach [6.22].*

Der universelle Koeffizient 5.7 in Gleichung [*6.10*] wurde empirisch anhand von Messungen über Schnee am *Weissfluhjoch* bei Davos ermittelt (ESCHER-VETTER, 2000). Die relativ gute Reproduktion

der Verhältnisse am Vernagtferner auf 3000 m NN mag auf Ähnlichkeiten insbesondere bezüglich der Höhenlage und eventuell der Rauhigkeit der Unterlage beruhen. Die Näherungsformel liefert daher in den großflächigen Arealen des Vernagtferners zwischen 3000 und 3200 m NN möglicherweise durchaus plausible Werte, die jedoch vor der Durchführung der **HyMEX**-Experimente nicht explizit validiert werden konnten. Aber bereits die Anwendung der Parametrisierung auf einen größeren Höhenbereich muss wegen der nicht berücksichtigten Abhängigkeit von der Luftdichte zu entsprechenden Abweichungen führen. In dem Niveau von München (ca. 540 m NN) beispielsweise werden die Flüsse unter der Annahme von ansonsten gleichen Bedingungen um 30% unterschätzt. Allerdings dürfte allein der auf der Extrapolation der Temperatur basierende Fehler mindestens von ähnlicher Größenordnung sein. In den *Abbildungen 6.23* bis *6.26* wurde dieser nicht berücksichtigt.

Der Koeffizient in Gleichung [*6.14*] kann für das **HyMEX 2000**-Experiment direkt als der ungefähre mittlere Wert des Austauschkoeffizienten $\mathbf{K_H}$ für die Enthalpie in der Messhöhe von 2.5 m interpretiert werden (OERLEMANS, 2001). Dessen lokale Abhängigkeiten sind jedoch vielfältig. Er ist mit Sicherheit keine universelle Größe, die an jedem Ort des Gletschers zu jedem Zeitpunkt zur Berechnung des sensiblen Wärmestroms verwendet werden kann.

Die mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Flüsse sind am Messort von **HyMEX 2000** trotz geringfügig niedrigeren Temperaturen und etwas höheren Windgeschwindigkeiten gut doppelt so hoch wie am 50 m höher gelegenen Messplatz von **HyMEX98**. Dies kann durch die einfache Schätzformel [*6.10*] nicht wiedergegeben werden. Zur Verdeutlichung der Verhältnisse sind in der *Tabelle 6.9* die wichtigsten über den Tag gemittelten turbulenten Kenngrößen für den fühlbaren Wärmestrom in 2.5 m über dem Eis aufgelistet. Die aus den gemessenen Profilen abgeleiteten lokalen Temperaturgradienten zeigten während **HyMEX 98** eine deutlich stabilere Schichtung der eisnahen Grenzschicht wie 2000. Umgekehrt ist die Windscherung bei **HyMEX 2000** gut doppelt so groß. Letzteres könnte auf einen verstärkten Einfluss der Reibung infolge einer aerodynamisch raueren Oberfläche hindeuten.

Einen Hinweis darauf kann der nach der Eddykorrelationsmethode bestimmte Impulsfluss $\boldsymbol{\tau}$ bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}^*$ liefern. Letztere liegt für die Messungen 1998 im Bereich von 0.15 bis 0.18 m/s, 2000 dagegen zwischen 0.27 und 0.38 m/s. Der zugehörige Impulsfluss beträgt im Jahr 2000 das 6fache von dem 1998. Der nach der Beziehung (OERLEMANS, 2001)

$$\tau = \rho \cdot C_D \cdot U^2 \qquad \textbf{[6.16]}$$

abschätzbare Reibungskoeffizient $\mathbf{C_D}$ zeigt nach einer Untersuchung von ANDREAS (1987) über Schnee- und (*Meer*-)Eis-Oberflächen eine lineare Abhängigkeit von der Varianz der Oberflächentopografie $\boldsymbol{\sigma_s}$ in der Form

$$C_D = (1.10 + 0.72 \cdot \sigma_s) \cdot 10^{-3}. \qquad \textbf{[6.17]}$$

Die nach der Beziehung [*6.17*] aus den Messdaten ableitbare Variation der Varianz der Mikrotopografie der Oberfläche ist kaum validierbar. Zwar war die Station **HyMEX98** näher an der Firngrenze gelegen, so dass die Strömung durch Areale mit geringerer Rauigkeit geprägt sein dürfte, die Grobstruktur der Eisoberfläche in der unmittelbaren Umgebung der Stationen unterschied sich jedoch nur unwesentlich. Insbesondere konnte jedoch 1998 keine Zunahme der Höhe der Struktur in der Größenordnung beobachtet werden, wie sie durch die Werte in der *Tabelle 6.9* vermittelt wird. Keinesfalls wurde das Gelände vom 25.8.2000 auf den 26.8.2000 merklich glatter. ANDREAS (1987) gibt weiterhin eine Parametrisierung des Austauschkoeffizienten an nach

$$C_H = C_D - \frac{C_D - 10^{-3}}{0.5\pi} \arctan(0.45 \cdot U). \qquad \textbf{[6.18]}$$

Die in der viertletzten Zeile von Tabelle 6.9 angegebenen Werte von $\mathbf{C_D}$, berechnet mit Hilfe der Gleichung [*6.18*], entsprechen dennoch recht gut den Koeffizienten in der Parametrisierung. Trotz der guten Übereinstimmung dürfte der Ansatz [*6.17*] für eine generelle Parametrisierung ungeeignet sein, zumal eine Erfassung der Mikrotopografie der Oberfläche mit der erforderlichen Genauigkeit praktisch mit erheblichem Aufwand verbunden sein dürfte.

Die Variation des Austauschkoeffizienten dürfte nur in geringerem Maße durch eine Änderung der Oberflächenstruktur und damit der aerodynamischen Rauigkeit verursacht sein, sondern ist vielmehr der Ausdruck einer generellen Änderung der Turbulenzstruktur. Die Intensität der Turbulenz ist an der tiefer gelegenen **HyMEX 2000**-Station insbesondere am 24.8. und 25.8.2000 erheblich höher als bei **HyMEX98**. Dies korrespondiert mit einer größeren Mächtigkeit der Gletscherwindschicht in Verbindung mit einem längeren Anlaufweg der Strömung. Am 26.8.2000 führte eine südliche, dem Gletscherwind entgegengesetzte Komponente des Höhenwindes zu einer deutlich niedrigeren Lage des Windmaximums und damit einer dünneren Schichtdicke. Die Strömung war dabei durch einen höheren Laminaritäts- und Instationaritätsgrad ähnlich der Situation bei **HyMEX98** charakterisiert.

Der Austausch wird somit wesentlich durch die äußeren Randbedingungen kontrolliert. Physikalisch korrekt wäre daher tatsächlich eine Neuparametrisierung des Austauschkoeffizienten durch einen speziellen *katabatischen* Koeffizienten in der Weise, wie sie von KUHN (1978) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002) auf der Basis der PRANDTL´schen Hangwindtheorie vorgeschlagen wird. KUHN (1978) leitet für den Diffusionskoeffizienten die nachfolgende einfache Beziehung ab

$$\mathbf{[6.19]} \quad K_{kat} = \sqrt{\frac{g \cdot \gamma}{\Theta_0}} \cdot \frac{h \cdot V^2}{\sqrt{1.52}} \approx 0.0153 \cdot h \cdot V^2$$

mit

- η : Tangens der Hangneigung,
- ζ : Höhe der maximalen Windgeschwindigkeit im Gletscherwind,
- g : Schwerebeschleunigung,
- γ : vertikaler Gradient der potentiellen Temperatur,
- Θ_0: potentielle Temperatur an der Oberfläche.

Die letzten drei Parameter sind in der Regel über einer schmelzenden Schnee- oder Eisoberfläche konstant und können daher zu einer Konstante zusammengefasst werden. Man könnte meinen, dass sich [*6.19*] anhand der Daten der **HyMEX**-Experimente leicht verifizieren ließe, aber weder die für das Quellgebiet des Flusses maßgeblich Hangneigung η noch die Höhe der maximalen Windgeschwindigkeit im Gletscherwind ζ lassen sich mit der erforderlichen Genauigkeit eingrenzen. Nach [*6.19*] wäre der Austausch nur von der Geländeneigung und dem sich einstellenden Windprofil im Gletscherwind abhängig. Unter Annahme einer Geländeneigung von weniger als 3° und einer mittleren Höhe des Gletscherwindmaximums zwischen 1.5 und 3 m liefert die Beziehung einen Wert für den Austauschkoeffizienten, der durchaus in der Größenordnung der in *Tabelle 6.9* nominal anhand der Messungen berechneten Werte liegt. Ferner wird auch die Beobachtung, dass der Austausch mit zunehmender Mächtigkeit der Schichtdicke ansteigt, qualitativ richtig wiedergegeben. Während das Maximum während **HyMEX98** und am 26.8.2000 nur knapp über dem Niveau der Turbulenzmessung oder teilweise sogar knapp darunter gefunden wurde, lag es am 24.8.2000 und 25.8.2000 deutlich darüber, teilweise vermutlich sogar oberhalb der obersten Messhöhe des Profilmastes. Für diesen Fall ergibt [*6.19*] deutlich zu große Werte für den Austauschkoeffizienten.

OERLEMANS & GRISOGONO (2002) erweitern in ähnlicher Weise die PRANDTL´sche Theorie durch eine Höhenabhängigkeit des Austauschkoeffizienten und erhalten eine Beziehung der Form

$$\mathbf{[6.20]} \quad K_{Kat} = -k_1 \cdot k_2^2 \cdot J_0 \sqrt{\frac{g}{\Theta_0 g \,\mathrm{Pr}}} \approx 0.0005 \cdot J_0 .$$

Die Konstanten $\mathbf{k_1}$ und $\mathbf{k_2}$ müssen empirisch durch beispielsweise direkte Flussmessungen bestimmt werden. **Pr** ist die turbulente PRANDTL-Zahl, das Verhältnis des Austauschkoeffizienten für Enthalpie zu dem von Impuls (FOKEN, 2003). Die Variable ϑ_0 ist das Temperaturdefizit, hervorgerufen durch die kühlende Wirkung der Gletscheroberfläche. Sie ergibt sich als die Differenz zwischen der Temperatur der Gletscheroberfläche (*im Falle von Schmelze üblicherweise 0°C*) und der Temperatur der ungestörten freien Atmosphäre in der äquivalenten Höhe über dem Meer. OERLEMANS & GRISOGONO (2002) geben Abschätzungen für die Konstanten anhand des **PASTEX-94**-Experimentes auf der Pasterze (Großglockner) an, die zu der einfachen Näherungsformel auf der rechten Seite von [*6.20*] führen.

Die Bestimmung des Temperaturdefizits ist bei ausschließlich bodengebundenen Messungen in der Praxis ähnlich schwierig wie die der bodennahen Lufttemperatur an einer beliebigen Stelle auf dem Gletscher aus Messungen im Gletschervorfeld. Die Temperatur der freien Atmosphäre in der Höhe des Gletschers kann beispielsweise anhand der Messung an einer entfernten Klimastation mit einem passenden Temperaturgradienten oder aus Radiosondenmessungen extrapoliert werden. Letztere sind jedoch zu den synoptischen Terminen verfügbar. Messungen mit einem Fesselsondensystem mit Funkübertragung, wie sie im Rahmen des **LUZIVER**-Experiments 1983 (WEBER, 1987a) durchgeführt wurden, könnten die Information besser liefern, sind aber logistisch aufwändig und in der Regel haben die Daten nicht die erforderliche zeitlichen Dichte. Dasselbe gilt für ebenfalls denkbare Flugzeugmessungen.

Falls die Windgeschwindigkeit in Höhe des Gletscherwindmaximums $\mathbf{U_{max}}$ bekannt ist, liefert KUHN (1978) eine einfache Beziehung zwischen ϑ_0 und $\mathbf{U_{max}}$ in der Form

$$\mathbf{[6.21]} \quad U_{\max} = 0.61 \cdot \mathrm{J}_0 .$$

Somit ergäbe sich zusammen mit [*6.21*] eine einfache Schätzformel für den katabatischen Austauschkoeffizienten

$$\mathbf{[6.22]} \quad K_{Kat} \approx 0.00082 \cdot U_{\max} .$$

Dies würde eine besonders einfache Parametrisierung des fühlbaren Wärmestroms liefern, die aber gemäß der Angaben in *Tabelle 6.9* offensichtlich eine zu große Vereinfachung der wahren Zusammenhänge bedeuten würde. Somit führen die komplexeren physikalischen Ansätze bislang nicht wirklich zu einer praktikablen Lösung des Problems, sondern liefern im wesentlichen stichhaltige Argumente für die ansonsten empirisch-statistische Vorgehensweise bei der Parametrisierung.

Es scheint, dass die Zusammenhänge zwischen Stabilität und Turbulenzintensität innerhalb der Gletscherwindschicht bereits in ausreichendem Maße durch das Verhältnis aus Temperatur und Windgeschwindigkeit in der Messhöhe **T/U** beschrieben wird, welches bereits in ähnlicher Form zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten in Gleichung [*6.13*] herangezogen wurde. Auch für die Werte von $\mathbf{T}^{\star}$ und $\mathbf{u}^{\star}$ in *Tabelle 6.9* lässt sich eine lineare Beziehung mit einer Güte des Korrelationskoeffizienten von 0.93 ableiten, die letztlich zu einer weiteren Näherungsbeziehung für den kinematischen Fluss

$$\mathbf{[6.23]} \quad \overline{w'T'} = T_* u_* = 0.221 \cdot \left(\frac{T}{U}\right)^2 + 0.00419 \frac{T}{U} - 0.082$$

führt. Diese allerdings auf einer relativ dünnen Datenlage beruhende Parametrisierung wurde unter der Bezeichnung ***P2*** sowohl zur Berechnung des sensiblen Wärmeflusses für **HyMEX 2000** (*Abbildung 6.24 bis 6.26*) als auch zusammen mit [*6.13*] und [*6.12c*] für **HyMEX98** getestet. Sie erreicht angewandt auf Stundenmittelwerte zwar nicht ganz die Übereinstimmung mit den gemessenen Flüssen wie die Parametrisierung des Kospektrums nach [*6.13*], gibt aber dennoch für die unterschiedlichen Bedingungen beider Experimente bereits wesentliche Charakteristiken wieder. So kam es bei **HyMEX98** beispielsweise am 9.8.1998 (*Abbildung 6.27*) gegen Sonnenuntergang zu einer Flussumkehr bei einer extrem tiefen Lage

des Gletscherwindmaximums. Sogar diese Extremsituation wird einigermaßen abgebildet. Dagegen wird während einiger Zeiträume in der Nacht mit nach der Messung stark anwachsenden Flüssen der fühlbare Wärmestrom massiv unterschätzt.

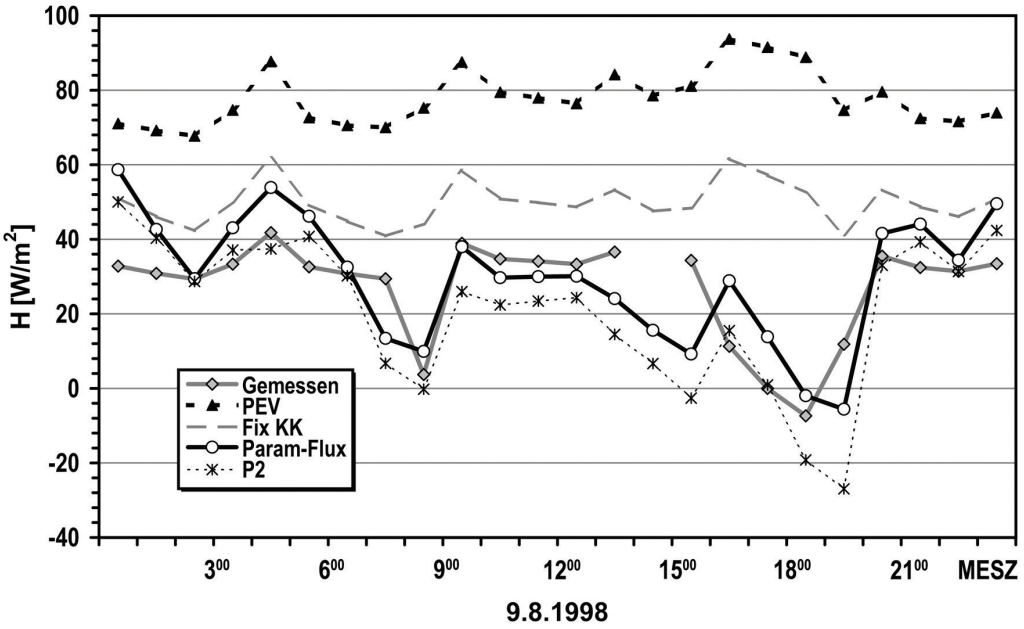


Abb. 6.27: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

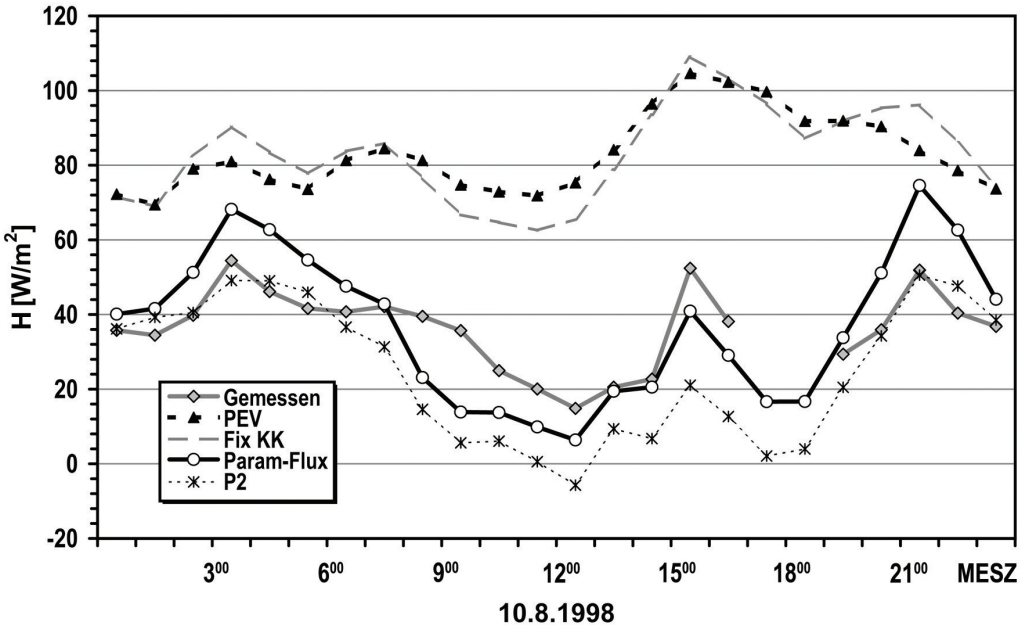


Abb. 6.28: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

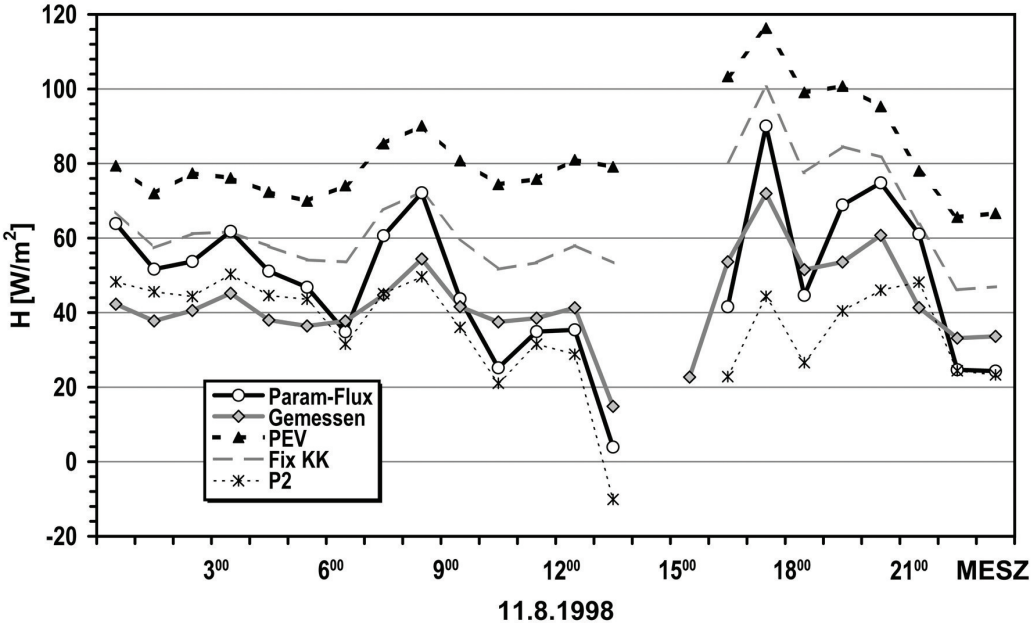


Abb. 6.29: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 11.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Die *Abbildungen 6.27* bis *6.29* zeigen, dass die aus den **HyMEX**-Experimenten für den fühlbaren Wärmestrom abgeleiteten Parametrisierungsansätze mit einem vom Verhältnis **T/U** abhängigen Austauschkoeffizienten zumindest für den Vernagtferner bei moderater bis starker Ausbildung des Gletscherwinds durchaus universell anwendbar sind und eine Verbesserung der Flussparametrisierung darstellen. Die einfachen konventionellen Ansätze mit fixen Konstanten zeigen dagegen je nach Situation unterschiedlich große Abweichungen gegenüber der direkten Messung.

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
Eddyflüsse	27.5±15	34.7±15	41.0±15	61.7±10	60.0±10	45.8±15
PEV	77.93	82.95	82.41	71.40	62.50	63.50
Fix-KK	49.96	83.02	54.80	79.69	71.26	54.80
Param-Flux	29.64	36.89	48.63	67.40	68.07	55.37
P2	20.92	24.86	35.75	52.97	56.40	47.30

Tab. 6.10: *Tagesmittelwerte der turbulenten Flüsse in* Wm^{-2}*, gemessen mit Eddykorrelation und parametrisiert nach Gl. [6.10] (PEV), [6.14] (Fix-KK), [6.13+6.12a] (Param-Flux) und [6.23] (P2) für die Messtage der Intensivmessphase der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *für die Messhöhe ca. 2.5 m über dem Eis.*

Wie der *Tabelle 6.10* entnommen werden kann, liefert der von der Luftdichte unabhängige α_1-Ansatz (PEV) insbesondere für die Bedingungen der höher gelegenen **HyMEX98**-Station deutlich zu große Flüsse. Dies ist weniger die Folge der nicht explizit berücksichtigten Luftdichte, als vielmehr die Wahl eines nicht der Situation angepassten zu großen Austauschkoeffizienten. Wie das Beispiel der Berechnung des Flusses nach Gleichung [*6.14*] zeigt, ist dessen Variation deutlich größer als der zwischen dem vorgelagerten Flachland und den Gipfelregionen der Ostalpen maximal um die 30% betragende Unterschied der Luftdichte.

Offensichtlich wird die beobachtete Zunahme des Flusses in Richtung des Zungenendes des Gletschers durch die Parametrisierung sowohl nach Gleichung [*6.13*] (*Param-Flux*) oder auch [*6.23*] (*P2*) berücksichtigt. Unklar ist jedoch die Übertragbarkeit auf Flächen mit verringerter (*Schnee- und Firnflächen*) oder vergrößerter (*Gletscherbrüche oder großdimensionierte Ablationsformen*) Oberflächenrauigkeit. Ebenfalls nicht geklärt ist der tatsächliche Einfluss der Geländeneigung. Nach der theoretischen Betrachtung nach KUHN (1978) nimmt der Austausch linear mit dem Tangens des Neigungswinkels zu, bei OERLEMANS & GRISOGONO (2002) bzw. OERLEMANS (2001) ist dagegen eine explizite Abhängigkeit nicht gegeben. Bei den **HyMEX**-Experimenten waren die Unterschiede der untersuchten Areale zu gering, um hierzu signifikante Aussagen zu treffen. Es sind also sicherlich noch weitere Messungen erforderlich, um die universelle Gültigkeit des Parametrisierungsansatzes zu überprüfen. Andererseits muss beachtet werden, dass die direkte Flussmessung beim Einsatz in einem Gelände mit einer stark gegliederten Oberfläche oder einem Neigungswinkel deutlich über 5° schnell ihre logistischen und methodischen Grenzen erreicht.

Unter der Annahme eines identischen Mechanismus bei dem Transport von Enthalpie und Wasserdampf ist eine zu den oben behandelten analoge Formulierung der Parametrisierung des latenten Wärmeflusses zunächst naheliegend. Entsprechend den Ausführungen im Kapitel 5 wird statt der Fluktuation der Temperatur die der *spezifischen Feuchte* $\boldsymbol{\sigma_q}$ durch die Differenz des in der Messhöhe gemessenen mittleren Wertes und dem unmittelbar an der Oberfläche parametrisiert. Da letzterer in der Regel schwer zugänglich ist, wird statt der spezifischen Feuchte deren Abhängigkeit vom Dampfdruck **e** verwendet, die mit brauchbarer Näherung nach

$$\textbf{[6.24]} \quad q = 0.623 \cdot \frac{e}{p - 0.378 \cdot e} \approx m = 0.623 \cdot \frac{e}{p}$$

dem *Mischungsverhältnis* **m** gleichgesetzt werden kann (FOKEN, 2003). Somit kann als unterer Randwert der anhand der MAGNUS-Formel (*Gleichung* [*1.1*]) berechenbare Sättigungsdampfdruck $\mathbf{E_0}(\mathbf{T_0})$ mit dem Wert der Oberflächentemperatur angenommen werden. Dies muss zwar in der Praxis nicht immer richtig sein, zumindest unter der Bedingung einer schmelzenden Gletscheroberfläche ist die Annahme wegen des Vorhandenseins von genügend flüssigem Wasser berechtigt. Durch diesen Wert wird zudem das Vorzeichen des Flusses festgelegt. Ist $\mathbf{e>E_0}$, ist der Wasserdampfstrom zur Oberfläche hin gerichtet und es findet dort Kondensation statt. Verdunstung dagegen impliziert $\mathbf{e<E_0}$.

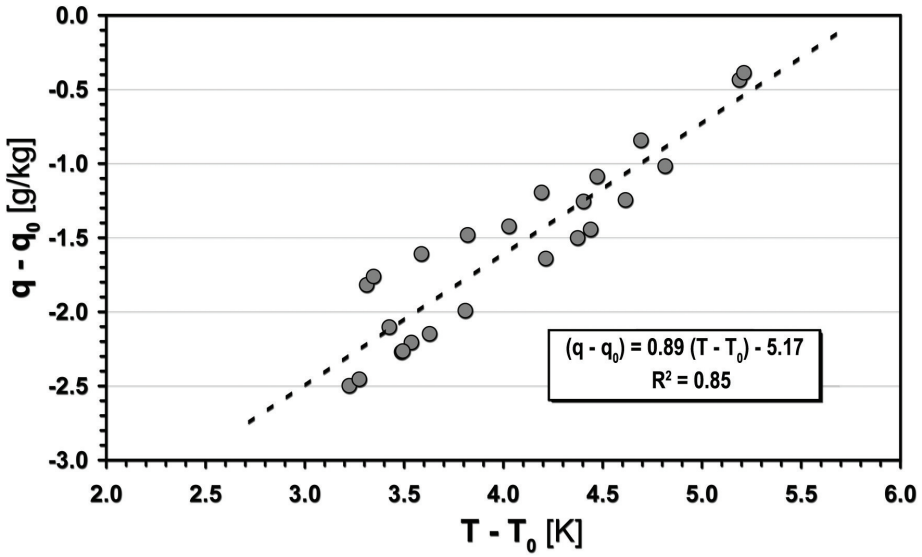


Abb. 6.30: *Streudiagramm der Differenz zwischen der Lufttemperatur in 2.5 m und der Oberflächentemperatur gegen die der spezifische Feuchte in 2.5 m und in der Nähe der Oberfläche für Stundenmittelwerte am 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.*

Dass der vertikale Transport des Wasserdampfes über der Gletscheroberfläche tatsächlich demselben Mechanismus der turbulenten Durchmischung wie der Enthalpie unterliegt, konnte im *Kapitel 5* bereits gezeigt werden. Das Kospektrum der Kovarianz $\mathbf{w'q'}$ lässt sich durch eine einfache lineare Skalierung in das von $\mathbf{w'T'}$ überführen, welche letztlich nur vom Verhältnis $\boldsymbol{\sigma}_q/\boldsymbol{\sigma}_T$ abhängt. Da letztlich ein Zusammenhang zwischen $\boldsymbol{\sigma T}$ und $\mathbf{T-T}_0$ nachweislich besteht, ist auch ein solcher zwischen $\boldsymbol{\sigma}_q$ und $\mathbf{q-q}_0$ zu erwarten. Eigentlich müsste die Proportionalität sogar identisch sein. Dann wären die Koeffizienten der Parametrisierungen sogar identisch.

Eine lineare Beziehung zwischen $\mathbf{q-q}_0$ und $\mathbf{T-T}_0$ besteht tatsächlich, wie die *Abbildung 6.30* zeigt. Eigentlich wäre hier sogar eine Steigung 1:1 zu erwarten. Da es sich bei der spezifische Feuchte um eine über mehrere Schritte aus Messungen abgeleitete Größe handelt, ist deren Absolutgenauigkeit gegenüber der Temperaturmessung stark eingeschränkt. Außerdem bleibt die Unsicherheit des nur näherungsweise bestimmbaren Bodenwertes. Deshalb zeigt die Regressionsgerade in *Abbildung 6.30* eine vom Idealwert 1 abweichende Steigung und zudem noch eine beachtliche Streuung.

Ungeachtet dessen wird im einfachsten Ansatz, der wiederum in dem **PEV**-Modell bislang Verwendung fand, von einer uneingeschränkten Identität des Austauschkoeffizienten ausgegangen. Damit erhält man

$$\textbf{[6.25]} \quad LE = \rho \cdot l_v \cdot k(U) \cdot (q - q_0) = \frac{a_l}{c_p} \cdot l_v \cdot \frac{0.623}{p} \cdot (e - E_0)$$

$$\text{mit wiederum} \quad a_l = 5.7 \cdot \sqrt{U} \; .$$

Die Verdampfungswärme $\mathbf{l}_v$ liefert die Umrechnung des Massen- in einen Energiestrom. In analoger Weise lässt sich die Beziehung [*6.13*] umformulieren zu

$$\textbf{[6.26]} \quad LE = \rho \cdot l_v \cdot R_{wT} \cdot 0.0092 \cdot U \cdot (q - q_0) \, ,$$

wobei der ursprüngliche Koeffizient 0.01182 anhand der empirischen Untersuchungen geringfügig zu 0.0092 angepasst wurde. Unter Verwendung von [*6.25*] kann alternativ auch der Dampfdruck als Eingangsgröße verwendet werden. Als Vereinfachung kann wiederum statt des von der Schichtung abhängigen Korrelationskoeffizienten nach [*6.12a*] ein konstanter Wert von –0.3 für eine stabile Schichtung gewählt werden, so dass man die Näherung

$$\textbf{[6.27]} \quad LE = -\rho \cdot l_v \cdot 0.0276 \cdot U \cdot (q - q_0)$$

erhält. Die *Abbildungen 6.31 bis 6.33* demonstrieren beispielhaft die Anwendung der Beziehungen auf mehrere Messtage von **HyMEX98** und den Vergleich mit den direkten Eddykorrelationsmessungen. Auch hier zeigt sich die bereits diskutierte Abhängigkeit des Flusses von dem Verhältnis zwischen Temperaturschichtung und Windgeschwindigkeit. Die einfache **PEV**-Beziehung, die im Prinzip der Anwendung eines konstanten Korrelationskoeffizienten entspricht, liefert im Bereich der Station **HyMEX 2000** ebenfalls eine mit [*6.26*] vergleichbare Genauigkeit, für **HyMEX98** ergeben sich aber wieder deutlich zu große Flüsse.

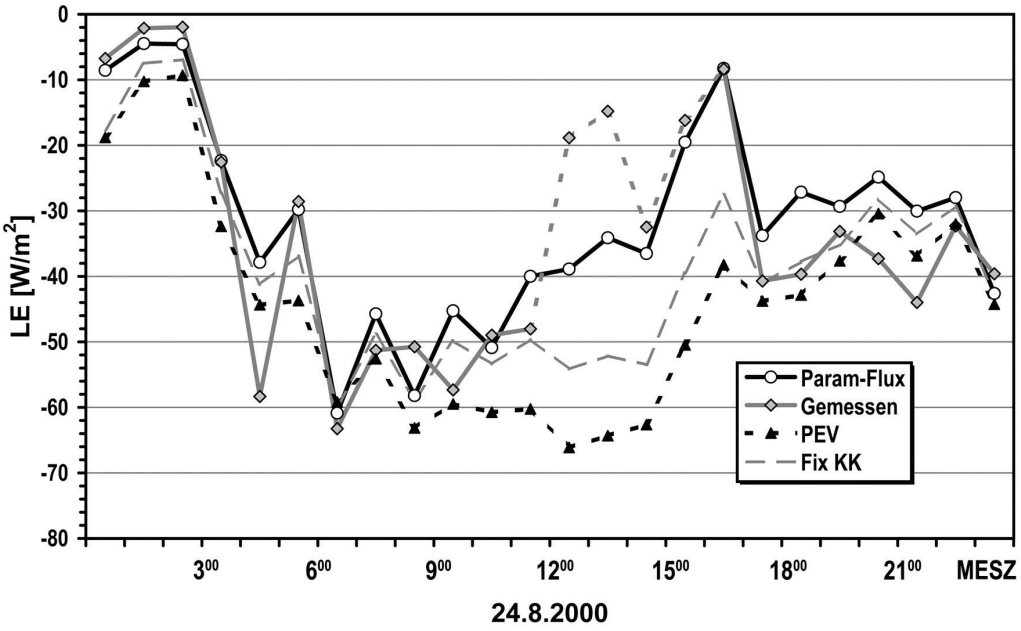


Abb. 6.31: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms der latenten Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach drei verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz der spezifischen Feuchte bzw. des Dampfdrucks in 2.5 m und an der Oberfläche berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000. Param-Flux****: berechnet mit Gleichung [6.26] und [6.12a],* ***PEV****: berechnet mit Gleichung [6.25],* ***Fix-KK****: berechnet nach [6.27]).*

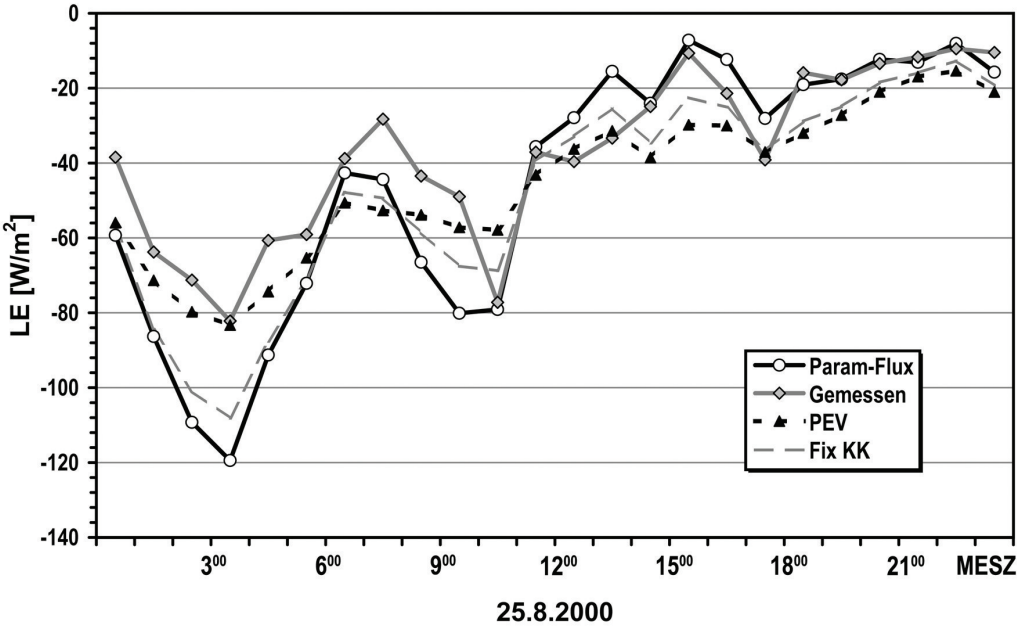


Abb. 6.32: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 25.8.2000 während* ***HyMEX 2000****.*

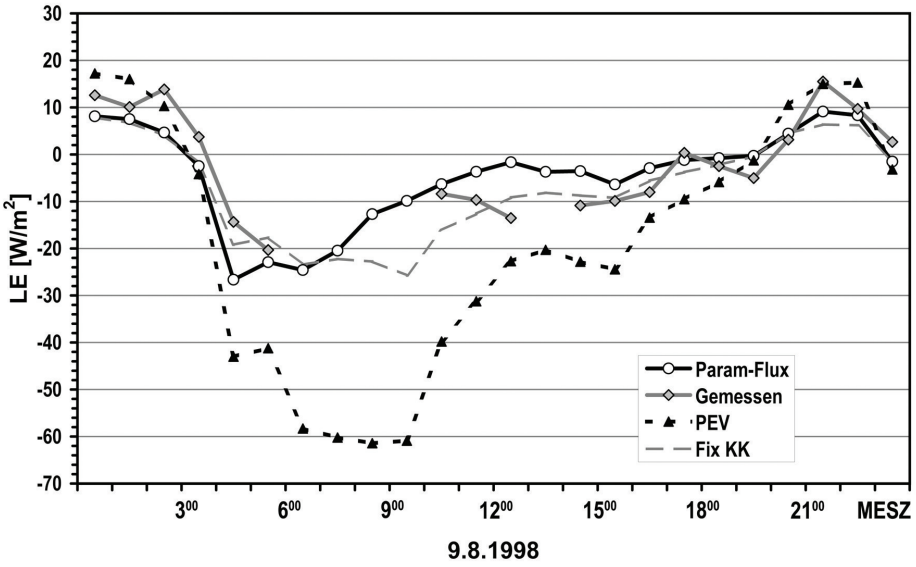


Abb. 6.33: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

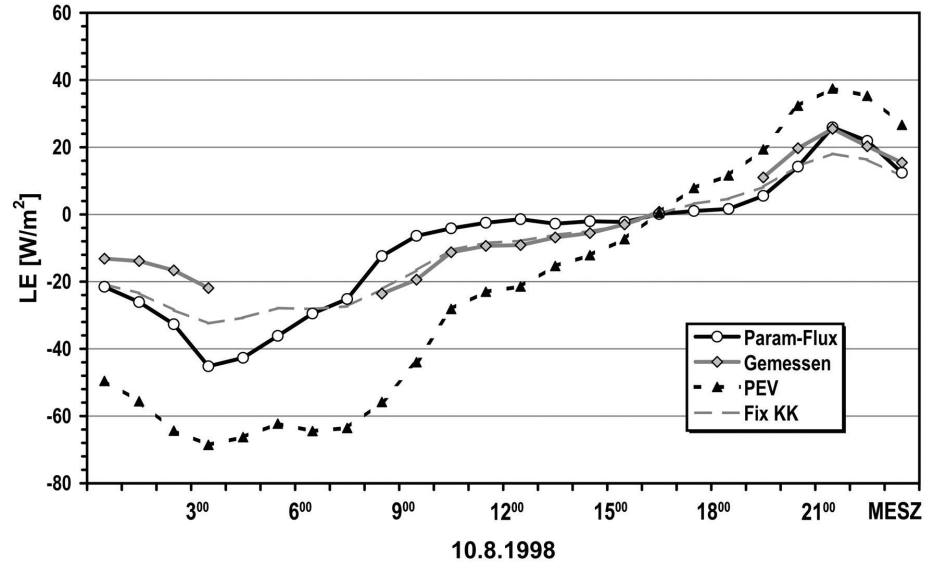


Abb. 6.34: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Die relativ einfachen Beziehungen [*6.13*] und [*6.26*] eignen sich offensichtlich besser zur Abschätzung der Stundenmittel der turbulenten Ströme an der schmelzenden Oberfläche des Vernagtferners als die einfachen Näherungsformeln [*6.10*] und [*6.25*]. Voraussetzung ist jedoch die möglichst genaue Kenntnis der Lufttemperatur, Feuchte, Windgeschwindigkeit und des Luftdrucks in ca. 2 bis 2.5 m Höhe über dem Eis, die daher möglichst über direkte Messungen gewonnen werden sollten. Dazu eignet sich beispielsweise eine automatische Klimastation nach dem Vorbild der **AWS**-Station auf dem *Morteratsch*-Gletscher (Oerlemans, 2000; 2001). Sind dagegen nur extrapolierte Daten verfügbar, wird die Genauigkeit aus den in *Abschnitt 6.6.1* behandelten Gründen deutlich niedriger liegen, so dass die konventionellen Parametrisierungsverfahren wie die einfache Bulk- bzw. Index-Methode nicht wesentlich schlechter abschneiden dürften.

Die Parametrisierung beruht physikalisch auf der Ähnlichkeit der in der Modellvorstellung von den turbulenten Austauschprozessen verwendeten Kospektren und deren einfacher Beschreibung über die *Fluss-Varianz*-Beziehung. Innerhalb der betrachteten Integralskala passt sich die turbulente Struktur der Strömung den jeweiligen Randbedingung durch die Geometrie und die Oberflächenbeschaffenheit des Gletschers, dem externen Antrieb und Angebot an Enthalpie ständig an. Die dicht über dem Eis gemessenen Temperatur- und Windverhältnisse stellen unter der Prämisse einigermaßen stationärer Bedingungen bereits das Ergebnis dieses Anpassungsprozesses dar, so dass zusätzliche externe Informationen zur Beschreibung des Austauschvorgangs nicht mehr erforderlich sind. Deshalb sind umgekehrt auch keine unmittelbaren Aussagen hinsichtlich der Reaktion des Systems auf Veränderungen der äußeren Bedingungen wie beispielsweise einer höheren Temperatur der ungestörten Atmosphäre möglich.

Nach den Gleichungen [*6.13*] und [*6.26*] wachsen die Flüsse jeweils linear mit der Temperaturdifferenz und der Windgeschwindigkeit. Beide Größen sind jedoch nicht voneinander unabhängig. Mit zunehmender Geschwindigkeit nehmen die Turbulenzintensität der Strömung und damit die Effizienz des Austausches ab, so dass der Temperaturgradient kleiner wird. Dieser Mechanismus verhindert ein ungebremstes Anwachsen der Flüsse auch bei sehr hohen Temperaturen der freien Atmosphäre.

6.7 Wärmeflüsse in das Eis, Oberflächentemperatur

Strenggenommen müsste in der Energiebilanz auch der bei Abkühlung der Oberfläche unter den Gefrierpunkt in das Eis fließende Energiestrom berücksichtigt werden. Die Messungen der Oberflächentemperatur (*Abbildung 6.35*) zeigen jedoch, dass sich während der Experimente die Eisoberfläche nur geringfügig abkühlte, da das an der Oberfläche gefrierende Wasser dabei Gefrierwärme freisetzt. Es wurden zwar auch mittels einem speziellen Messstab die Temperaturen im Eis bis in eine Tiefe von 50 cm gemessen (*siehe dazu auch Abbildung B auf Tafel XVI*), diese Messung lieferte jedoch wegen ungenügendem Kontakt zum Eis und ständig einsickerndem Schmelzwasser keine auswertbaren Temperaturgänge. Entweder herrschte tatsächlich in der oberen Eisschicht weitgehende Isothermie, oder es wurde im Wesentlichen die Temperatur des Schmelzwassers an der Oberfläche gemessen. Das Ausapern des Messstabes und der damit verbundene Strahlungsfehler führten tagsüber in den obersten 10 cm sogar zu Messwerten über dem Gefrierpunkt.

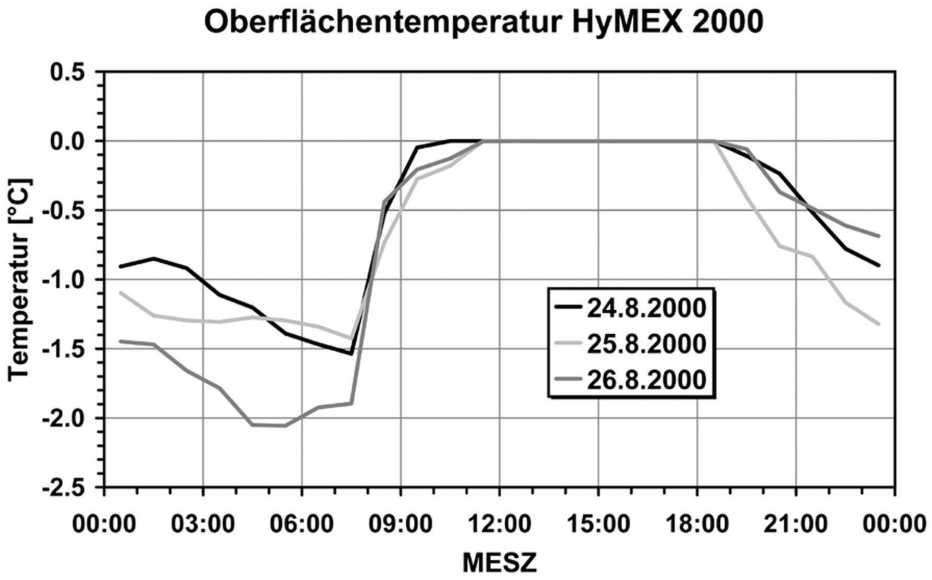


Abb. 6.35: *Tagesgang der Stundemittelwerte der Temperatur der Eisoberfläche während drei Messtagen während* ***HyMEX 2000.***

Es ist daher davon auszugehen, dass der Wärmestrom in und aus dem Eis im Verhältnis zu den Messfehlern

verschwindend kleine Werte im Bereich von maximal 1 bis 10 Wm^{-2} annehmen dürfte, und damit in der Betrachtung der Energiebilanz zunächst vernachlässigt werden kann. Dies dürfte aber nur für die Situation bei den **HyMEX**-Experimenten gelten, denn während anderer Untersuchungen (z.B. ZUNKE, 1984) wurde durchaus eine Abkühlung der Oberfläche bis auf –10°C beobachtet.

6.8 Tagesgang der Oberflächenenergiebilanz und Schmelzwasserproduktion

Anhand der Terme der Energiebilanz lassen sich die Tagesgänge der zur Schmelze verfügbaren Energie berechnen. Wie die *Abbildungen A* bis *C auf Tafel XXXVIII* für das Experiment **HyMEX98** und auf *Tafel XXXIX* für **HyMEX 2000** zeigen, ist die Bedeutung der turbulenten Flüsse im Verhältnis zum Energiegewinn aus der Strahlungsbilanz unter den untersuchten Randbedingungen überraschend gering. Sicherlich ist in den Messungen noch ein erheblicher Restfehler enthalten, der aber nur in geringerem Maße auf der fehlerhaften Erfassung des sensiblen und latenten Wärmestroms beruht. Wesentlicher ist das Problem, dass die Strahlungsmessungen für die unmittelbare Umgebung der Station gelten, während die Turbulenzmessungen einen Mittelwert über ein größeres Areal oberhalb des Messplatzes repräsentieren. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor liegt in der Genauigkeit der Messung der atmosphärischen Gegenstrahlung, die über den gesamten Tagesgang kontinuierlich wirksam ist. Diese kann leicht um 40 bis 50 Wm^{-2} über den aktuellen Messwerten liegen und damit die besonders in den Nachtstunden offensichtliche Energielücke ausgleichen. Auch die komplexen Meßmethoden der Eddykorrelation liefern damit keine Genauigkeit, die in der Summe deutlich besser als 25 bis 50 Wm^{-2} eingeschätzt werden kann. Dennoch liefern die Messungen ein eindrückliches Zeugnis über die Vorgänge auf einem schmelzenden Alpengletscher.

Datum	Gemessene Ablation [mm w.e.]	Ablation aus S>0 [mm w.e.]	Anteil aus R [mm w.e.]	%	Anteil aus H+LE [mm w.e.]	%	Spezifisch. Abfluss [mm]
9.8.1998	63	56.7	54.8	96.7	1.9	3.3	46.0
10.8.1998	62	56.8	52.7	92.3	4.1	7.2	44.8
11.8.1998	71	64.8	56.3	86.9	8.5	13.1	51.1
24.8. 2000	47	45.8	44.3	96.8	1.3	3.2	37.4
25.8.2000	45	43.2	42.3	98.0	0.9	2.0	33.8
26.8.2000	50	47.8	45.0	94.1	2.8	5.9	34.2

Tab. 6.11: *Vergleich zwischen der mittels eines Pegelfeld gemessenen und aus Zeiträumen mit eindeutig positiver Energiebilanz bestimmten Ablation für 6 vollständige Messtage während* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000****. Weiterhin die Aufgliederung in der durch die Strahlungsbilanz und die turbulenten Flüsse geleisteten Anteile. Die letzte Spalte zeigt den aus der Abflussmessung an der Pegelstation Vernagtbach und der aktuellen Gletscherfläche bestimmten spezifischen Abfluss.*

Die *Tabelle 6.11* fasst sämtliche Messergebnisse zur Schmelzwasserproduktion zusammen und liefert den Vergleich mit den parallel durchgeführten Ablationsmessungen. Anhand des an der Pegelstation Vernagtbach gemessenen Abflusses, welcher mit der Gesamtfläche zu einer spezifischen Abflussspende umgerechnet wird, zeigt die Tabelle den unmittelbaren Zusammenhang zwischen Schmelzwasserproduktion und Glazialabfluss. Der Anteil der turbulenten Flüsse an der Gesamtablation ist an der höher gelegenen Station trotz höherer Temperaturen und einem zeitweise zur Oberfläche hin gerichteten Kondensationsfluss deutlich geringer als bei **HyMEX 2000**. Dort erreicht er unter den Bedingungen intensiver Warmluftadvektion bis über 10%. Der Hauptanteil der Ablation resultiert jedoch auch unter teilweise bewölkten Bedingungen aus der Strahlung, wobei hier die Albedo die entscheidende Kontrollgröße ist. Die besondere Bedeutung des Wasserdampfes und dessen komplexe Rückkoppelung gilt es in diesem Zusammenhang noch intensiver zu untersuchen.

7. Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurden die zur Eisablation eines Alpengletschers führenden mikrometeorologischen Prozesse anhand experimentell gewonnener Daten untersucht. Die vordergründigen Ziele bestanden neben einem erweiterten Einblick in die physikalischen Zusammenhänge insbesondere in der Beurteilung der Eignung bestehender Modellierungs- bzw. Parametrisierungsansätze in Schmelzwasserproduktionsmodellen und gegebenenfalls ihrer Verbesserung. Diese konnten mit den hier vorgestellten Datenanalysen weitgehend erreicht werden, der Informationsgehalt des umfangreichen Datensatzes ist jedoch bei weitem nicht ausgeschöpft und kann daher als Basis für weitere Untersuchungen dienen.

Wie nahezu jede experimentelle Untersuchung hat auch diese einen exemplarischen Charakter, die Allgemeingültigkeit der Erkenntnisse muss erst noch durch weitere ähnliche Messungen gezeigt werden. Die im Rahmen der **HyMEX**-Experimente gewonnenen Erfahrungen sind dafür äußerst nützlich und können bei der Realisierung zukünftiger Experimente einfließen. Es zeigt sich, dass verlässliche Informationen zur Schnee- und Eisschmelze nur durch die möglichst vollständige Erfassung der Terme der Energiebilanz zu gewinnen sind. Generell wäre dabei eine Reduzierung des technischen Aufwands zur Vereinfachung des operationellen Einsatzes wünschenswert, dieser kann aber durch Spezialisierung der Messanlage für den Einsatz unter den rauen Bedingungen durch die Verwendung modernster Komponenten sicherlich erreicht werden.

Dennoch ist auch eine umsichtige Verallgemeinerung der hier vorgestellten Ergebnisse zulässig. Der Vernagtferner darf als repräsentativ für eine große Zahl von Gletschern ähnlicher Größe im Bereich der Zentralalpen angesehen werden. Insofern sind die Erkenntnisse mit Sicherheit übertragbar, zumal die beschränkte Zahl der bislang vorliegenden vergleichbaren Untersuchungen in anderen Regionen prinzipiell ähnliche Ergebnisse zeigen.

Die aus logistischen Gründen erforderliche Beschränkung der Untersuchung auf die Eisablation im schneefreien, flachen Gelände des Gletschers und unter den Bedingungen einer Strahlungswetterlage mag zwar die universelle Gültigkeit auf ähnlich gelagerte Randbedingungen einschränken. Unter solchen wird aber gerade die effizienteste Schmelze beobachtet, so dass diese Verhältnisse die wichtigsten für die Ablation eines Gletschers darstellen. Die Übertragung der Ergebnisse auf eine schmelzende Schnee- oder Firndecke erscheint prinzipiell zulässig, da die wesentlichen Prozesse Strahlungsabsorption und turbulenter Wärmetransport dort in vergleichbarer Weise wirksam sind.

7.1 Ablation und meteorologische Einflussgrößen

Im Rahmen der Untersuchung konnten die kurzfristigen Einflüsse der meteorologischen Grundgrößen auf die lokale Schmelzwasserproduktion untersucht werden. Die beiden Messepisoden (beides Hochdruckwetterlagen mit unterschiedlicher Advektion) waren bezüglich Strahlungsangebot und Temperaturniveau ähnlich, unterschieden sich aber im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, so dass dessen Bedeutung ebenfalls abgeschätzt werden konnte. Zusammenfassend werden nachfolgend die wichtigsten Erkenntnisse dieser Studie zu den Einflussgrößen der Ablation zusammengefasst.

7.1.1 Strahlung

Der wichtigste Energielieferant für die Ablation ist in Übereinstimmung mit den bisherigen Erkennt-

nissen die *elektromagnetische Strahlung*. Nach den Ergebnissen der **HyMEX**-Experimente stellt sie über 90% der verfügbaren Schmelzenergie bereit. Über Gletschern überwiegt die Bedeutung des kurzwelligen Spektralbereichs, der Hauptanteil der Energie stammt aus der direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$. Aber auch die langwellige Gegenstrahlung trägt im Zusammenhang mit einer hohen Lufttemperatur und insbesondere einem Wasserdampfgehalt der Luft oberhalb des Grenzwerts von 6.1 hPa in beschränktem Umfang zusätzlich zur Schmelze bei. Hier wirken auch antropogen in die Atmosphäre emittierte Treibhausgase, denn diese erhöhen ebenfalls die Gegenstrahlung. Die kurzwellige Einstrahlung ist dagegen durch die Konstanz der Emission der Sonne und den maximalen Sonnenstand in Abhängigkeit von der Jahres- bzw. Tageszeit limitiert, so dass ihr Beitrag an klaren Tagen in Abhängigkeit von der atmosphärischen Trübung relativ gut abgeschätzt werden kann. Für diesen Fall liefern auch Modellalgorithmen, welche die Bestrahlungsstärke anhand der astronomischen und geländespezifischen Parameter berechnen, sehr realistische Ergebnisse.

Erhebliche Unsicherheiten birgt die Berücksichtigung des Einflusses der *Bewölkung*. Der Bewölkungsgrad ist zwar dafür ein praktikabler Parameter, der von Bewölkungsart abhängige Einfluss auf die Schwächung der direkten Sonnenstrahlung und die diffuse Himmelsstrahlung wird dadurch ungenügend erfasst. Besonders schwierig ist die Situation, bei der durch Mehrfachreflexion zwischen der Oberfläche und den Wolken sogar ein verstärkender Effekt auftreten kann. Für die Parametrisierung der Erhöhung der Gegenstrahlung erweist sich der Bewölkungsgrad dagegen als durchaus nutzbare Größe, da hier die Zusammenhänge mit einem regressiven Zusammenhang beschrieben werden können.

7.1.2 Wasserdampf

Der *Wasserdampfgehalt* der Atmosphäre ist die nächste bedeutsame Größe. In Einzelfällen ist sein Einfluss auf die Ablationsraten größer als der durch eine Temperaturerhöhung. Seine Wirksamkeit ist vielschichtig. Ein hoher Wasserdampfgehalt oberhalb von 6 hPa wirkt in der Regel ablationsfördernd, denn sowohl die damit verbundene höhere Gegenstrahlung als auch der unter diesen Bedingungen positive latente Wärmestrom liefern zusätzliche Beiträge zur Schmelze.

Ist der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre dagegen niedriger als 6 hPa, wird die Ablation reduziert. Der wirksamste Prozess ist dabei nach den Erkenntnissen dieser Studie ein Zusammenhang mit der Oberflächenalbedo, welche unter Verdunstungsbedingungen deutlich erhöht wird. Dessen ursächliche Klärung und die Quantifizierung dieser Wirkungskette bedürfen noch der weiteren Untersuchung. Es erhöht sich nicht nur die Reflexstrahlung als Folge der höheren Reflexivität, sondern es wird bei niedriger Feuchte auch der Beitrag durch die langwellige Gegenstrahlung kleiner. Der Effekt einer geringeren Trübung der direkten Sonnenstrahlung ist dagegen den anderen Einflüssen untergeordnet.

Zusätzlich reduziert unter trockenen Bedingungen der latente Wärmestrom die Ablation, er ist in diesem Fall in die Atmosphäre gerichtet. Zwar ist der latente Wärmestrom bei einer niedrigen spezifischen Feuchte betragsmäßig deutlich niedriger als der sensible Wärmestrom, vermindert aber durch sein entgegengesetztes Vorzeichen den Beitrag aus der Summe der turbulenten Ströme. Da aber die Strahlung den wichtigeren Beitrag zur Schmelze liefert, ist dieser Effekt erst von zweitrangiger Bedeutung. Den zusätzlich an der Oberfläche auftretende Massenverlust durch den Verdunstungsstrom kann man jedoch gegenüber der Schmelze vernachlässigen.

Insgesamt konnte beobachtet werden, dass die Ablation bei einem Wasserdampfpartialdruck von 2 bis 3 hPa bis zu 30% niedriger ist als bei Dampfdrücken über 6hPa und ansonsten ähnlichen Temperaturverhältnissen (Weber, 2001). Dies lässt den Schluss zu, dass Gletscher in Trockenklimaten wie beispielsweise Zentralasien im Mittel geringere Ablationsraten aufweisen, während Gletscher in feuchteren Regionen wie den Alpen schneller schmelzen. Dies liefert allerdings noch keine Aussage über die tatsächlichen Massenverluste, denn diese ergeben sich aus dem Saldo von Akkumulation und Ablation. In Feuchtklimaten wird die Gletscherentwicklung erheblich stärker durch die Akkumulation gesteuert.

7.1.3 Wind

Die *Luftbewegung* und die sich darin ausbildende Turbulenz ist eine Voraussetzung für die Entwicklung des turbulenten Transports. Über Gletschern entsteht bei Strahlungsbedingungen dicht über der Oberfläche ein lokales thermisch induziertes Windsystem, das durch eine relative Richtungsstabilität entlang des Gefälles und einem Maximum der Windgeschwindigkeit wenige Meter über der Oberfläche charakterisiert ist. In höheren Schichten steht es in Wechselwirkung mit dem Berg- Talwindsystem und den Gradientwinden.

Die sich aufgrund der kühlenden Wirkung der Gletscheroberfläche bei positiven Lufttemperaturen einstellende stabile Schichtung dämpft generell die Turbulenz. Deshalb ist die sich in der Strömung ausbildende Turbulenz weitgehend durch Reibungsprozesse verursacht, hängt also in erster Linie von der aerodynamischen Rauigkeit der Oberfläche ab. Ein während der **HyMEX**-Experimente beobachtetes Charakteristikum ist die Zunahme der Laminarität der Strömung bei einer höheren mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Diese verringert die Effizienz des turbulenten Transports erheblich. Die Datenanalyse ergab, dass diesem Zusammenhang in einer *Bulk*-Parametrisisierung durch Einführung einer **T/U**-Abhängigkeit in befriedigender Weise Rechnung getragen werden kann.

Die Analyse der Wirbelgrößen zeigt eine klare Abhängigkeit der Turbulenzstruktur von den geometrischen Abmessungen des Gletscherareals. Der Vergleich der Ergebnisse der beiden an unterschiedlich hoch gelegenen Messstellen durchgeführten Experimente zeigt eine Effizienzsteigerung des turbulenten Transports zum Zungenende des Gletschers hin, die sich in einer Vergrößerung des Austauschkoeffizienten zwischen 50 und 100% ausdrückt. Die oben erwähnte **T/U**-Abhängigkeit scheint auch diesen Zusammenhang zu beschreiben, da der bodennahe vertikale Temperaturgradient zunimmt. Tatsächlich erfordert die räumliche Beschreibung des Turbulenzfeldes noch weitere Untersuchungen dieser Art. Da das Eddykorrelationsverfahren auf Grund des *Footprint*-Effekts auch Quellgebiete des Flusses jenseits der Firngrenze erfasst, ist zu vermuten, dass sich die Turbulenz über der Eisfläche und der geringfügig glatteren Schneefläche in ähnlicher Weise entwickelt.

Durch die Turbulenz wird im Übergangsbereich zwischen der einige Meter mächtigen Gletscherwindschicht und den darüber liegenden Schichten Luft in die eisnahe Grenzschicht herunter gemischt. Dieser Vorgang bewirkt eine Effizienzsteigerung des turbulenten Transports. Insgesamt ist die Bedeutung der turbulenten Flüsse in der Energiebilanz zumindest unter den untersuchten Bedingungen klein gegenüber der Strahlungsbilanz.

7.1.4 Bodennahe Temperatur

Die direkt über einem Gletscher gemessene *Lufttemperatur* zeigt Besonderheiten. Sie besitzt im Gegensatz zu der über dem Vorfeld gemessenen einen stark gedämpften Tagesgang und ist um bis zu 10 K tiefer als die auf gleicher Seehöhe in der freien Atmosphäre gemessene Temperatur. Dadurch ist die hangparallele Temperaturabnahme zwischen einer Station auf dem Gletscher und einer Messstelle im schneefreien Gletschervorland verglichen mit den vertikalen Temperaturgradienten deutlich überadiabatisch. Im Falle des Vernagtferners zeigt der Temperaturunterschied zwischen beiden Stationen eine enge lineare Beziehung mit der an der Gletscheroberfläche verfügbaren Schmelzenergie. Dies ermöglicht in einfacher Weise die relativ genaue zeitlich hochaufgelöste Berechnung der Ablation. Die Temperatur an der Station im Vorfeld passt sich somit entsprechend der Gletscherschmelze an und enthält dadurch wichtige Informationen dazu. Statt der direkt gemessenen Temperatur über dem Gletscher kann man sie somit auch mit der ungestörten Temperatur in der freien Atmosphäre im gleichen Höhenniveau vergleichen. Die Differenz beinhaltet ebenfalls die Information über die Schmelze. Dies bildet die Basis für die erfolgreiche Anwendung des *Temperatur-Index*-Verfahrens.

Letzteres erfordert somit eine repräsentative Temperaturmessung an einem tiefer gelegenen Ort im schnee- und eisfreien Gelände, der sich im Einflussbereich der vom Gletscher advehierten Luftmassen befindet. Direkte Messungen auf dem Gletscher sind dagegen weniger geeignet.

Umgekehrt impliziert diese Erkenntnis, dass bei der Anwendung von Verfahren, bei denen die Extrapolation der Temperatur von einer Klimastation auf das Gletscherniveau mittels nicht auf gleichzeitigen Messungen auf dem Gletscher beruhenden Gradienten erfolgt, die Schmelzraten durch das Extrapolationsverfahren faktisch vorgegeben werden. Auf der Basis der direkt auf dem Gletscher gemessen Temperatur lassen sich die turbulenten Flüsse als Komponenten der Oberflächenenergiebilanz mittels der abgeleiteten Parametrisierungen relativ genau abschätzen, nicht aber anhand eines mit statistischen Gradienten extrapolierten Wert.

Die in der Nähe eines Gletschers gemessene Temperatur ist somit bezüglich des globalen Klimas wenig aussagekräftig. Möglicherweise ist somit ein Teil des in den Alpen beobachteten stärkeren Erwärmungstrends auch mit dem Rückgang der Schnee- und Eisbedeckung erklärbar.

Da die bodennahe Lufttemperatur über einem Gletscher nur in die Berechnung der Terme des fühlbaren Wärmestroms und der Gegenstrahlung als direkte Eingangsgröße eingeht, diese im Verhältnis aber nur einen geringen Beitrag zur Schmelze liefern, hat eine Temperaturerhöhung auf die resultierenden Schmelzraten nur wenig Einfluss. Somit werden die maximalen täglichen Schmelzraten im Falle einer weiteren Erwärmung nur wenig anwachsen. Die hohen Massenverluste der Gletscher, wie beispielsweise im Sommer 2003, sind vielmehr die Folge der Verlängerung der Ablationsperiode. In der letzten Dekade ist ein deutlicher Trend zu einer längeren Dauer bzw. zu weniger Unterbrechungen der Eisschmelze durch Neuschneefälle erkennbar, der bislang im Jahre 2003 mit 99 ausgeprägten Schmelztagen seinen absoluten Höhepunkt erreicht hat (WEBER, 2004).

7.2 Ausblick

Trotz der relativ hohen Informationsdichte der **HyMEX**-Experimente fehlen noch wichtige Informationen zur räumlichen Verteilung der Oberflächenenergiebilanz auf dem Gesamtgletscher. Die bisherigen Erkenntnisse dazu sind mehr qualitativer statt quantitativer Natur. Die im *Kapitel 6* angegebenen Parametrisierungen können jedoch zunächst in ein Schmelzwasserproduktionsmodell integriert und damit validiert werden. Die einfache Berechnung der Schmelzrate auf der Basis einer Temperaturmessung auf dem Gletscher und an einer Station im Gletschervorfeld eröffnet die Möglichkeit der Realisierung von sehr einfachen flächenverteilten Modellen. Zwei derartige Messstellen wurden im Sommer 2004 versuchsweise installiert. Statt der Energiebilanzmessung könnte zur Ableitung der Beziehung theoretisch auch eine Ablationsmessung mit einer Auflösung im mm-Bereich und einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde herangezogen werden. Ein entsprechendes Verfahren steht jedoch bislang nicht zur Verfügung.

Deshalb ist man vorläufig zur Ermittlung des Tagesgangs der Ablation im Stundenschritt weiterhin auf die Messung der Terme der Energiebilanz angewiesen. Die genaueste, aber auch aufwendigste direkte Methode zur messtechnischen Erfassung der turbulenten Flüsse auf einem Gletscher bleibt immer noch das Eddykorrelationsverfahren. Allerdings eröffnen die Erfahrungen der **HyMEX**-Experimente und neuere Entwicklungen in der Mess- und Datenerfassungstechnik neue Optionen, derartige Messungen in Zukunft einfacher zu gestalten und damit die Untersuchung tatsächlich auf die Fläche und längere Zeiträume auszudehnen. Anhand dieser Daten ließen sich genauere Modelle für die Ablation eines Gletschers als Basis für ein umfassendes Gletschermodell entwickeln.

8. Literatur

Andreas, E.L. (1987): "A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice", *Boundary_Layer Meteorology,* **38**, *159-184.*

Ambach, W. (1955): „Über den nächtlichen Wärmeumsatz der gefrorenen Gletscheroberfläche", *Archiv Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A*, *Band* **8**, *411-426.*

Arck, M. & Scherer, D. (2001): "A physically based method for correcting temperature data measured by naturally ventilated sensors over snow", *J. of Glaciology,* **47** *(159), 665-670.*

Balk, K. & Elder, K. (2000): "Combining binary decision tree and geostatistical methods to estimate snow distribution in a mountain watershed", *Water Resour. Res.,* **36**, *13-26.*

Beier, N. & **Weber, M. (1992): „**Turbulente Austauschprozesse in der Grenzschicht - TUAREG" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 0743139, Meteorol. Inst. d. Univ. München. Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Beier, N.; **Escher-Vetter, H.; Schroers, H.**; **Müller, D.**; **Weber, M. (1994a): „**SANA: Bestimmung turbulenter Stofftransporte auf dem Gebiet der ehemaligen DDR" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 12/103020 (UA 1.2), Meteorol. Inst. d. Univ. München. Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Beier, N.; **Bender, S.; Dillmann, M., H.**; **Schneewind, R. (1994b): „**SANA: Aufbau und Betrieb einer Intensivmessstation zur experimentellen Bestimmung des Schadstoffeintrags durch trockene Deposition" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 12/103012 (UA 1.11), Meteorol. Inst. d. Univ. München.*

Beier, N.; **Schroers, H.**; **Müller, D.**; **Weber, M. (1996): „**Grenzschichtmeteorologische Untersuchungen zur trockenen Deposition chemisch inerter und reaktiver Luftbeimengungen – Beitrag B 3.2" , in *SANA- Wissenschaftliches Begleitprogramm zur Sanierung der Atmosphäre über den neuen Bundesländern, Abschlussbericht,* **Band II**, bmbf+f, *GSF Projektträger Umwelt und Klimaforschung*, *München. Verfügbar auch auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Bergström, S. (1976): "Development and application of a conceptual runoff model for Scandinavian catchments". - *No. RHO 7, Swedish Meteo. and Hydro. Institute SMHI, Norrköping.*

Bergström, S. (1992): „The HBV-model – its structure and applications", *Norrköping, Sweden, Sveriges Meteorologiska och Hydrologiska Institut, SMHI Report RH 4.*

Bernhardt, K. (1995): „Zur Interpretation der Monin-Obukhov´schen Länge", *Meteorol. Zeitschr.,* **4**, *81-82.*

Berz, G. (1969): „Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen Transport“, *Wissenschaftliche Mitteilungen des Meteorologischen Instituts der Universität München*, **16**.

Betterton, M. D. (2001): “Theory of structure formation in snowfields motivated by penitentes, suncups, and dirt cones”, *Physical Review E*, **63**, *056129.1-12.*

Bowen, I.S. (1926): “The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface”, *Physical Review*, **27**, *779-787.*
Braun, L.N. (1985): “Simulation of Snowmelt-Runoff in Lowland and Lower Alpine Regions of Switzerland”, *Züricher Geographische Schriften*, **21**.

Braun, L.N. & Renner, C. (1992): “Application of a conceptual runoff model in different physiographic regions of Switzerland”, *Hydrological Sciences Journal*, **37** (3), *217-231.*

Braun, L.N.; Hottelet, Ch.; Weber, M. & Grabs, W. (1998):”Measurement and simulation of runoff from Nepalese head watersheds”, *International Association of Hydrological Sciences Publication (IAHS)* ***248****, 9-18.*

Braun, L.N., Weber, M. and Schulz, M. (1999): “Consequences of climate change for runoff from Alpine regions”. *Annals of Glaciology*, **31**, *19-25.*

Braun, L. & Weber, M. (2002A): „Droht im nächsten Sommer Hochwasser vom Gletscher?“, *Rundgespräche der Komm. f. Ökologie der BAdW München, Band* **24**, *„Katastrophe oder Chance? Hochwasser und Ökologie“, Verlag Dr. Friedrich Pfeil, München, ISBN 3 89937 002 3, 47-66.*

Braun, L. & Weber, M. (2002B): „Wasserspende aus hochalpinen Gebieten“, *Berichte der ANL (Bayerische Akademie für Naturschutz und Landschaftspflege),* ***26****, 95-105.*

Braun, L.N.; Escher-Vetter, H.; Heucke, E.; Siebers, M. & Weber, M. (2004): ”Experiences with the new ´Vernagtbach’ hydro-meteorological station”, e*xtended abstract of presentation at the Workshop “Automatic Weather Stations on Glaciers”, Pontresina, 28 to 31 March 2004, IMAU, Utrecht University, 38-44.*

Brook, R.R. (1978): “The Influence of Water Vapor Fluctuations on Turbulent Fluxes”, *Boundary-Layer Meteorology,* **15***, pp481-487.*

Brun, E.; Martin, E.; Simon, V. ; Gendre, C. & Coleou, C. (1989) : “An Energy and Mass Model of Snow Cover suitable for Operational Avalanche Forecasting”, *Journal of Glaciology, Vol.* **35** *(121), 333-342.*

Brunner, K. (1993): „Die Karte ´Der Vernagt-Ferner im Jahre 1889´ als erste exakte Kartierung eines Gesamtgletschers“, *Zeitschr. für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **29** (1), *93-98.*

Brunner, K. & Rentsch, H. (1972): „Die Änderung von Fläche, Höhe und Volumen am Vernagt- und Guslarferner 1989-1912-1938-1969“, *Zeitschr. für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **8** (1-2), *11-25.*

Brunt, D. (1932): “Notes on radiation in the atmosphere”, *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, **58**, *389-420.*

Brutsaert, W.A. (1975): “On a derivable formula for longwave radiation from clear skies”, *Water Resources Research*, **18***, 742-744.*

Brutsaert, W.A. (1982): “Evaporation into the atmosphere: Theory, history and application”, *D. Reidel,*

Dordrecht- London, 299S.

Burlando, P.; Pellicciotti, F. & Strasser, U. (2002): "Modelling mountainous water systems between learning and speculating, looking for challenges ", *Nordic Hydrol.,* **33** (1), *47-74.*

Cooley, J.M. & Tukey, J.W. (1965): "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series", *Math. Comp.*, **19**, *297-301.*

Denby, B. & Smeets, C.I.P.P. (2000): "Derivation of Turbulent Flux Profiles and Roughness Length from Katabatic Flow Dynamics", *Jour. of Appl. Meteorol.*, **39**, *1601-1612.*

Dillmann, M. (1991): „Untersuchungen zur Genauigkeit bei der Bestimmung turbulenter Flüsse mit der Eddy-Korrelationsmethode", *Diplomarbeit, Met. Institut der LMU München.*

Dirmhirn, I. & Trojer, E. (1955): „Albedountersuchungen auf dem Hintereisferner", *Archiv f. Met., Geoph. und Bioklim., Serie B, Band* **6** (4), *400.*

Dirmhirn, I. (1957): „Über neuere Strahlungsmessungen auf den Ostalpengletschern", *La Met., 345-351.*

Dirmhirn, I. (1958): „Studie über die Strahlungsvorgänge auf Gletschern", *Archiv f. Met., Geoph. und Bioklim., Serie B, Band* **8** .

Dyer, A.J. (1974): "A Review of Flux-Profile-Relationships", *Boundary Layer Meteorology*, **7**, *363-372.*

Ekhart, E. (1935): „Über einige Gletscherwindmessungen in den Ötztaler Alpen", *Zeitschr. für Gletscherkunde,* **XXII**, *217-222.*

Ellenrieder, T. (2002): „Abfluss und Gletschermassenbilanz im Einzugsgebiet des Vernagtferners - Eine Rekonstruktion für die Wende vom 19. zum 20. Jahrhundert", *Diplomarbeit, Geogr. Institut der Universität Würzburg und KfG, 133S.*

Ellenrieder, T.; Braun, N. & Weber, M. (2002): "Reconstruction of mass balance and runoff of Vernagtferner from 1895 to 1915", *Zeitschr. f. Gletscherk. u. Glazialgeol.,* **38** *(2), 165-178.*

Escher-Vetter, H. (1980): „Der Strahlungshaushalt des Vernagtferners als Basis der Energiehaushaltsberechnung zur Bestimmung der Schmelzwasserproduktion eines Alpengletschers", *Münchener Universitäts-Schriften, Fachbereich Physik - Univ. München Met. Inst. , Wiss. Mitt. Nr.* ***39****, 117 S.*

Escher-Vetter, H. (2000): "Modelling meltwater production with a distributed energy balance method and runoff using a linear reservoir approach - results from Vernagtferner, Oetztal Alps, for the ablation seasons 1992 to 1995." *Zeitschr. f. Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **36**, *119-150.*

Escher-Vetter, H. (2002): „Zum Gletscherverhalten in den Alpen im zwanzigsten Jahrhundert", *Klimastatusbericht des Deutschen Wetterdientes 2001*, 51-57.

Escher-Vetter, H. & Reinwarth, O. (1994): Two decades of runoff measurements (1974 to 1993) at the Pegelstation Vernagtbach / Oetztal Alps. Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, Bd. 30, pp. 53-98.

Escher-Vetter, H.; Weber, M. & Braun, L. N. (1998): „Auswirkungen von Klimaänderungen auf

den Wasserhaushalt alpiner, teilweise vergletscherter Gebiete“, *Schlussbericht BayFORKLIM, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München*, http://www.glaziologie.de/bericht/index.html *oder auf CD-Rom ISBN 3-7696-3500-0 (KfG1999).*

Escher-Vetter, H.; Ellenrieder, T. & Siebers, M. (2004): „Gemessene und modellierte Komponenten der Wasserbilanz für ein stark vergletschertes alpines Einzugsgebiet“, *Langfassung eines Beitrags zur DACH-Meteorologentagung Karlsruhe, 6.9.-10.9.2004, 10S auf CDR.*

Finsterwalder, S. (1897): „Der Vernagtferner. Seine Geschichte und seine Vermessung in den Jahren 1888 und 1889“, *Wissenschaftliche Ergänzungshefte zur Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins*, *Band* **1**, *Heft 1*, *Verlag des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins, Graz, 96 S + Anhang.*

Foken, T. (2003): „Angewandte Meteorologie – Mikrometeorologische Methoden“, *Springer Verlag, Berlin, ISBN 3 540 00322 3, 289S.*

Fortak, H. (1971): „Meteorologie“, *Deutsche Buchgemeinschaft, C.A. Koch´s Verlag, Darmstadt, 287S.*

Friehe, C.A.; Williams, E.R. & Großman, R. L. (1988): „An intercomparison of two aircraft gust probe systems“, *Symposium on Lower Tropospheric Profiiling: Needs and Technologies, Boulder, CO, May 31 – Jun 3, Amer. Met. Soc., 235–236.*

Gao, W.; Shaw, R.H.; Paw U, K.T. (1989): “Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy”, *Boundary Layer Meteorology,* **44***, 349-377.*

Gash, J.H.C. (1986): “A note on estimating the effect of a limited fetch on micrometeorological evaporation measurements”, *Boundary Layer Meteorology,* **35***, 409-414.*

Geiger, R. (1927): „Das Klima der bodennahen Luftschicht“, *Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 246S.*

Georges, C. & Kaser, G. (2002): „Ventilated and unventilated air temperature measurements for glacier-climate studies on a tropical high mountain site“, *J. Geophys. Res.*, *Vol.* **107** *(D24)*, *4775, 21 December 2002, doi: 10.1029/2002JD002503.*

Greuel, W.; van den Brocke, M. R.; Knap, W.; Reijmer, C.; Smeets, P.; Struijk, I. (1995): “PASTEX: a glacio-meteorological experiment on the Pasterze (Austria)”, *Field-Report, University Utrecht, Institute fore Marine and Atmospheric Research; Amsterdam, Vrije Universiteit; Faculty of Earth Science.*

Greuel, W.; Knap, W.H.; Smeets, P.C. (1997): “Elevational changes in meteorological variables along a mitlatitude glacier during summer”, *Journal of Geophys. Research,* **102** *(D22), 25941-25954.*

Großmann, S. (1990): „Turbulenz – Verstehen wir endlich dieses nichtlineare Phänomen?“, *Physikalische Blätter*, **46** *(1), 2-7.*

Haeberli, W. & Hoelzle, M. (1995): “Application of inventory data for estimating characteristics of and regional climate-change effects on mountain glaciers: pilot study with the European Alps”, *Annals of Glaciology,* **21***, 206-212.*

Haid, H. (2000): „Sölden im Ötztal: Natur + Kultur; Ruhegebiet Ötztaler Alpen“, *Ed. Löwenzahn*, (*OEAV-Reihe*, *Band 7*, *Ötztal-Archiv*; *Band 4*), *ISBN 3-7066-2224-6.*

Hagg, W. (2003): „Auswirkungen von Gletscherschwund auf die Wasserspende hochalpiner Gebiete,

Vergleich Alpen - Zentralasien“, *Dissertation, Fakultät für Geowissenschaften, LMU München, 121S.*

Hartmann, M.; Baron, J.S.; Lammers, R.C.; Cline, D.W.; Band, L.H.; Liston, G.E. & Tague, C. (1999): “Simulation of snow distribution and hydrology in a mountain basin“, *Water Resour. Res.,* **35** (5)*, 1587-1603.*

Haude, W. (1955): „Bestimmung der Verdunstung auf möglichst einfache Weise“, *Mitteilungen des Deutschen Wetterdienstes*, **11**, *24S.*

Healey, J.V. (1985): “The Influence of Spectrum Functions and Filters on Crossing Frequency of Atmospheric Turbulence”, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology,* **2***, 590-597.*

Heim, A. (1916): „Vermessungen am Rhonegletscher“, 1916.

Hennemuth, B. & Köhler, U. (1984): “Estimation of the Energy Balance of the Dischma Valley“, *Arch. Met. Geoph. Biocl., Ser. B*, **34**, *97-119.*

Heucke, E. (1999): “A light portable steam-driven ice drill suitable for drilling holes in ice and firn” . *Geografiska Annaler,* **81 A (4)**, *603-609.*

Heuseler, H.; Jaumann, R. & Neukum, G. (1998): „Die Mars Mission – Pathfinder, Sojourner und die Eroberung des Roten Planeten“, *BLV-Verlagsgesellschaft mbH München, 159S.*

Hock, R. (1999): “A distributed temperature index ice- and snowmelt model including direct solar radiation”, *J. Glaciol.*, **45**, *101-111.*

Hoinkes, H. (1954): „Über die Messungen der Ablation und des Wärmeumsatzes auf Alpengletschern mit Bemerkungen über die Ursachen des Gletscherschwundes in den Alpen“, *Commission of Snow and Ice, General Assembly Rome 1954, IAHS-AISH Publication, Gentbrugge, No.***39**, *442-448.*

Hoinkes, H. (1955): „Beiträge zur Kenntnis des Gletscherwinds“, *Archiv f. Met, Geoph. und Bioklimatologie*, **B 6**, *36-53.*

Hoinkes, H. (1956): „Einfluss des Gletscherwindes auf die Ablation“, *Zeitschr. F. Gletscherkunde und Glazialgeologie***, 3** *(1)***,** *18-23***.**

Hoinkes, H. & Untersteiner, N. (1952): „Wärmeumsatz und Ablation auf Alpengletschern - I. Vernagtferner (Ötztaler Alpen), August 1950“, *Geografiska Annaler*, **34**, *(1-2)*, *99-158.*

Hoinkes, H. & Steinacker, R. (1975): „Zur Parametrisierung der Beziehung Klima – Gletscher“, *Rivista Italiana di Geofisica e Scienze Affini*, **I**, *97–104.*

Horst, T.W. & Weil, J.C. (1992): Footprint Estimation for Scalar flux Measurements in the atmospheric Surface Layer.”, *Boundary Layer Meteorol.,* **59***, 279-296.*

IPCC (2001): Climate Change 2001. „Impacts, Adaptation and Vulnerability. Summary for Policymakers.” *A Report of the Working Group I of the Intergovernmental Panel on Climate Change. UNEP & WMO, Geneva. Internet-Adresse* http://www.ipcc.ch/

Izumi, Y. (1971): “Kansas 1968 Field Program Data Report”, *Air Force Cambridge Research Papers, No.*

379, Air Force Cambridge Research Laboratory, Bedford, MA, 79S.

Izumi, Y. & Barad, M.L. (1970): „Wind speeds as measured by cup and sonic anemometers and influencend bay tower structure", *J. Appl. Meteorol.*, **9**, *851-856.*

Jonsell, U.; Hock, R. & Holmgren, B. (2003): "Spatial and temporal variations in albedo on Storglaciären, Sweden", *J. of Glaciology,* **49***, (164), 59-68.*

Kaimal, J.C. (1973): "Turbulence Spectra, Length Scales and Structure Parameters in the Stable Surface Layer", *Boundary-Layer Meteorology,* **4***, 289-309.*

Kaimal, J.C. (1988): "The atmospheric boundary layer – its structure and measurement", *Lecture notes, IITM visiting professorship program, Indian Institute of tropical Meteorology, Shivajinagar.*

Kaimal, J.C. & Businger, J.A. (1970): "Case studies of a convective plume and a dust devil", *J. Appl. Meteorol.,* **9***, 612-620.*

Kaimal, J.C.; Wyngaard, J.C.; Izumi, Y. & Coté, O.R. (1972): "Spectral characteristics of surface-layer turbulence", *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.,* **98***, 563-589.*

Kaimal, J.C. & Finnigan, J.J. (1994): "Atmospheric Boundary Layer Flows", *Oxford University Press, New York, 289S.*

Kaser, G. (1982): "Measurements of Evaporation from Snow", *Archiv for Met., Geophys. Bioklim.*, **B 30**, *333-340.*

Kaser, G. (1983): „Über die Verdunstung auf dem Hintereisferner", *Zeitschr. f. Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **19** *(2)*, *149-162.*

Kaser, G. (1999): "A review of the modern fluctuations of tropical glaciers", *Global and Planetary Change*, **22**, *93-103.*

Kaser, G. (2001): "Glacier-climate interaction at low latitudes", *Journal of Glaciology*, **47** *(157)*, *195-204.*

Khazaleh, T. (2002): „Die oberflächliche, horizontale Eisgeschwindigkeit des Vernagtferner im Zeitraum 1986-2001. Dynamik, Ursachen und räumlich-zeitliche Differenzierung", *Diplomarbeit, Lehrstuhl der Physischen Geographie der Universität Augsburg, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 105S.*

Kiesle, H. (1983): „Albedountersuchungen an einem Gletscher mit Hilfe von Schwarzweißphotografien", *Diplomarbeit in Meteorologie*, *Met. Institut der LMU-München*, *102S.*

Kohler, J. (1995): "Determining the extent of pressurized flow beneath Storglaciären, Sweden, using results of tracer experiments and measurements of input and output discharge", *Journal of Glaciology,* **41** *(138), 217-231.*

Kolmogorov, A. N. (1941): "Energy dissipation in locally isotropic turbulence", *Doklady AN SSSR*, **32** (1), *19-21.*

Kramm, G.; Dlugi, R. & Lenschow, D.H. (1995): "A re-evaluation of the Webb correction using density weighted avarages", *J. of Hydrology*, **166**, *293-311.*

Kraus, H. (1966): „Wie entsteht der Tagesgang der Lufttemperatur?“, *Zeitschrift für Meteorologie*, **17** *(9-12)*, *339-342*.

Kristensen, R. & Fitzjarrald, R. (1984): “The effect of line averaging on scalar flux mesurements with a sonic anemometer near surface”, *J. of Atm. and Ocean. Techn.*, **1**, *No.* **2**, *138-146*.

Kuhn, M. (1972): „Die spektrale Transparenz der antarktischen Atmosphäre- Teil1 : Messinstrumente und Rechenmethoden“, *Arch. Met. Geophys. Biokl., Serie B,* **20**, *207-248*.

Kuhn, M. (1973): “Principles of the calibration of thermal radiometers, illustrated by the performance of 12 instruments in antarctic field work”, *Proceedigs of Symposium on Solar Radiation – Measurements and Instrumentation, Nov 13-15, 1973, Smithsonian Institution Radiation Biology Laboratory, 217-268*.

Kuhn, M. (1978): „Die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums im Gletscherwind als Parameter des Wärmehaushalts“, *Arbeiten aus der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien,* **31**, *69/1-69/8*.

Kuhn, M. (1979): “On the computation of heat transfer coefficients from energy-blance gradients on a glacier“, *J. of Glaciology*, **22** *(87)*, *263-272*.

Kuhn, M. (1984): „Physikalische Grundlagen des Energie- und Massenhaushaltes der Schneedecke“, *Mitteilungen Dtsch. Verband f. Wasserwirtschaft und Kulturbau*, **7**, *5-56*.

Kuhn, M. (1987): “Micro-meteorological conditions for snow melt“, *Journal of Glaciology*, **33** *(113)*, *24-26*.

Kuhn, M. (1994): „Schnee und Eis im Wasserkreislauf Österreichs“, *Österreichische Wasser- und Abfallwirtschaft,* **46** *(3-4), 76-83*.

Kuhn, M. & N. Batlogg (1999): „Modellierung der Auswirkungen von Klimaänderung auf verschiedene Einzugsgebiete in Österreich“, *Schriftenreihe der Forschung im Verbund, Bd.* **46**, *Österreichische Elektrizitätswirtschafts-AG, 94S.*

Kuhn, M.; Dreiseitl, E.; Hofinger, S., Markl, G., Span, N.& Kaser, G. (1999): „Measurements and models of the mass balance of Hintereisferner“, *Geograf. Anal.*, **81**A, *658-670*.

Kuzmin, P.P. (1961): “Melting of snow cover“, *Translated from Russian by Israel Program for scientific Translation*, *1972*, *290S.*

Lang, H. (1968): “Relations between glacier runoff and meteorological factors observed on and outside the glacier”, *IUGG Ge. Ass. 1967, Berne, IAHS Publ. No* **79**, *429-439*.

Lang, H. (1981): “Is Evaporation an Important Component in High Alpine Hydrology?”, *Nordic Hydrology* **12**, *217-224*.

Lang, H.W. (2002): „Algorithmen in JAVA“, *Oldenbourg Verlag*.

Laubach, J.; 1996: „Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelationsmessungen“, *Wiss. Mittl. aus dem Inst. F. Met. der Univ. Leipzig und dem IFT e.V. Leipzig* , **Band 3**, *Leipzig (1999), ISBN 3-9804089-2-2, 139S.*

Lenschow, D. H. & Kristensen, L. (1985): “Uncorrelated Noise in Turbulence Measurements“, *J. of*

*Atmospheric and Oceanic Technology, Vol **2**, 1983, pp68-81.*

Liljequist, G.H. (1962): „Allgemeine Meteorologie“, *Verlag Friedr. Vieweg + Sohn*, Braunschweig (2. Auflage 1974), *ISBN 3 528 03555 2*, *368S.*

Liston, G.E. & Sturm, M. (1998): „A snow-transport model for complex terrain“, *Journal of Glaciologie,* **44** *(148), 498-516.*

MacCready, P. B. jr. (1966): "Mean wind speed measurements in turbulence", *J. Appl. Meteorology*, **5**, *219-225.*

Martin, E.& Lejeune, Y. (1998) : "Turbulent fluxes above the snow surface"; *Annals of Glaciology*, **26**, *179-183.*

McMillen, R. T. (1988): "An Eddy Correlation Technique with Extended Applicability to Nonsimple Terrain", *Boundary Layer Meteorology*, **43**, *231-245.*

Meier, M.F. & Post, A.S. (1962): "Recent variations in mass budgets of glaciers in western North America", *Commission of Snow and Ice Symposium of Obergurgl 1962*, *IASH Publ. No* **58***, 63-77.*

MIM (2003): "Meteorologisches Instrumentenpraktikum“, *Meteorologisches Institut der Ludwig-Maximilans-Universität München*, *Ausgabe 2003*, *74S.*

Miller, H. (1972): „Ergebnisse von Messungen mit der Methode der Refraktionsseismik auf dem Guslar- und Vernagtferner", *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **8**, *27-41.*

Mitsuta, Y. & Fujitani, T. (1974): "Direct measurement of turbulent fluxes on a cruising ship", *Boundary Layer Meteorology*, **6**, *203-217*

Möller, F. (1973): "Einführung in die Meteorologie, Band 2: Physik der Atmosphäre“, *B.I.-Wissenschaftsverlag*, *Mannheim*, *223S.*

Monin, A. S. & Obukhov, A.M. (1958): "Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre“. *In: H. Goering (Hrsg), Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz, Akademieverlag, Berlin, 199-224.*

Monteith, J.L. (1965): "Evaporation and enviroment", *Symp. Soc. Exp. Biol.*, **19**, *205-234.*

Moser, H., Escher-Vetter, H., Oerter, H., Reinwarth, O. &. Zunke, D. (1986): „Abfluss in und von Gletschern.“ *GSF-Bericht, **41/86**, Teil I u. II, GSF Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, München, 408/147S.*

Moore, C.J. (1986): "Frequency Response Corrections for Eddy Correlation Systems", *Boundary Layer Meteorology*, **37**, *17-35.*

Mortensen, N. G.; Larsen, S. E.; Troen, J. & Mikkelsen, T. (1987): „Two Years-worth of Turbulence Data recorded by a Sonic Anemometer based Data Acquisition System", *6th Symposium AMS, Meteoroligical Obervation and Instrumentation, Jan 12-16, New Orleans, 393-396.*

Müller, H. (1985): "On the Radiation Budget in the Alps", *Journal of Climatology,* **5**, *445-462.*

Müller, D.; Lößlein, H.; Schroers, H. (1991): „Berechnung der Energiebilanzterme auf der Basis der Monin-Obukhov-Theorie – Ergebnisse des Experiments HIBE89"; *Abschlußbericht des Vorhabens BMFT KF 07 114-6, LOF 40/87, Met. Instit. Der Univ. München*; *Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CDR , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Müller, D.: (2001): „Mikrometeorologische Datenbank – Messwerte und ausgewertete Daten von 5 Feldexperimenten", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CDR , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller*

Munro, S. D. (1989): "Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier: comparison with eddy correlation", *Journal of Glaciology*, ***35*** *(121), 343-348.*

Naeser, T. (2002): „Schwebstoffuntersuchungen am Gletscherbach des Vernagtferners in den zentralen Ötztaler Alpen", *Diplomarbeit, Institut f. Geographie der LMU München, 100S.*

Nicolussi, K. (1990): „Bilddokumente zur Geschichte des Vernagtferners im 17. Jahrhundert", *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **26** (2), *97-119.*

Oerlemans, J. (2000): "Analysis of a 3 year meteorological record from the ablation zone of Moteratschgletscher, Switzerland: energy and mass balance, *Journal of Glaciology*, **46** *(155), 571-579.*

Oerlemans, J. (2001): "Glaciers and Climate Change", *A.A. Balkema Publishers, Lisse/Abingdon/ Exton/ Tokyo, ISBN 90 265 1813 7, 148S.*

Oerlemans, J. & Grisogono, B. (2002): "Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes", *Tellus*, **54**A, *pp. 440-452.*

Oerlemans, J. & Klok E.J. (2002): "Energy Balance of a Glacier Surface: Analysis of Automatic Weather Station Data from the Morteratschgletscher, Switzerland", *Arctic, Antarctic, and Alpine Research*, **34** *(4), 477-485.*

Oerter, H. & Baker, D. & Moser, H. & Reinwarth, O. (1981): "Glacial-hydrological investigations at the Vernagtferner Glacier as a basis for discharge model", *Nordic Hydrology, Vol.* **12***, 335-348.*

Ohata, T. (1991): "The effect of glacier wind on local climate, turbulent heat fluxes and ablation", *Zeitschr. F. Gletscherkunde und Glazialgeologie***, 25** (1)**,** *49-68***.**

Ohmura, A. (1981): "Climate and energy balance on Arctic Tundra, Axel Heiberg Island, Canadian Arctic Archipelago, spring and summer 1969,1970 and 1972", *Zürcher Geografische Schriften*, **3**, *Geogr. Institut ETH.*

Ohmura, A. (2001): "Physical Basis for the Temperature-Based Melt-Index Method", *Journal of Applied Meteorology*, **40**, *753-761.*

Ohmura, A.; Kasser, P. & Funk, M. (1992): "Climate at the equilibrium line of glaciers", *Journal of Glaciology*, **38** (130), *397-411.*

Ohno, H.; Ohata, T.; Higuchi K (1992): "The influence of humidity on the ablation of continental-type glaciers". *Annals of Glaciology* **, 16,** *107-113***.**

Olesen, H. R.; Larsen, S. E. & Højstrup, J. (1984): "Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer", *Boundary-Layer Meteorology,* **29,** *285-312.*

Oncley, S. P. (1989): "Flux Parameterization Techniques in the Atmospheric Surface Layer". *Dissertation* **,** *University of California, Irvine***,** *202S***.**

Paterson, W.S.B. (1969): "The Physics of Glaciers", *Pergamom Press Ltd.*, *First Edition* (1969), *Second Edition* (1981), *ISBN 0 08 024005 4*, *380S.*

Penman, H.L. (1948): "Natural evaporation from open water, bare soil and grass". *Proc. Royal Society London*, A**193**, *120-195.*

Pusch, W. und Kastner, S. (2000): „Vermessungsarbeiten Vernagtferner/Pegelstation Vernagtbach 7.8.-29.8.2000", *Praktikumsbericht, Universität der Bundeswehr München.*

Rahmstorf, S. (2003): „Klimawandel – Rote Karte für die Leugner", *Bild der Wissenschaft*, **1**/2003, *56-61.*

Reinwarth, O. (1990): „100 Jahre Forschung am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen.", *Mitteilungen der Dt. Meteorolog. Ges.,* **1***, 63-66.*

Reinwarth, O. & **Escher-Vetter, H. (1999):** "Mass balance of Vernagtferner, Austria, from 1964/65 to 1996/97: Results for three sections and the entire glacier." *Geogr. Ann.*, **81 A** (4), *743-751.*

Reinwarth, O. & **Stäblein, G. (1972):** „Die Kryosphäre – das Eis der Erde und seine Untersuchung", *Würzburger Geographische Arbeiten*, Heft **36**, *71S.*

Reinwarth, O. & **Rentsch, H. (1994):** „Volume and Mass Balance of Vernagtferner/ Ötztal Alps", *Zeitschr. f. Gletscherk. u. Glazialgeol.*, **30**, *99-104.*

Richardson, L.F. (1920): "The supply of energy from and to atmospheric eddies", *Proceedings Royal Society*, A**97**, *354–373.*

Roedel, W. (2000): „Physik unserer Umwelt – die Atmosphäre". *Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 498S.*

Sauberer, F. (1938): „Versuche über spektrale Messungen Der Strahlungseigenschaften von Schnee und Eis mit Photoelementen", *Met. Zeitschrift*, **55**, *250 – 255.*

Sauberer, F. & Dirmhirn, I. (1952): „Der Strahlungshaushalt horizontaler Gletscherflächen auf dem Hohen Sonnblick", *Geografiska Annaler,* ***34****, (3-4), 291.*

Schlagintweit, H. & A., (1950): „Untersuchungen über die physikalische Geographie der Alpen", *Verlag J.A, Barth, Leipzig.*

Schmid, H.P. und Oke, T.R. (1990): A model to estimate the source area contributing to turbulent exchange in the surface layer over patchy terrain, *Quart. J.R. Meteorol. Soc.*, **116** (1990), *965-988.*

Schmid, H.P. (2002): "Footprint modelling for vegetation atmosphere exchange studies: A review and perspective.", *Agric. Forest Meteorol.,* **113***, 159-184.*

Schmidt, W. (1925): „Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen", *Henry Grand*

verlag, Hamburg, 118S.

Schönwiese, CH.D. (2002): „Das Klima ändert sich: Die Fakten", *in „Klima. Das Experiment mit dem Planeten Erde"; Katalog zur Sonderausstellung des Deutschen Museums vom 7.11.2002 – 15.6.2003, Hrsg. Walter Hauser, München, ISBN 3 924183 88 0, 187-217.*

Schotanus, P.; **Nieuwstadt, F.T.M.**; **de Bruin, H.A.R. (1983)**: "Temperature Measurement with a Sonic Anemometer and its Application to Heat and Moisture Fluxes", *Boundary Layer Meteorology*, **26**, *81-93.*

Schroers, H.; Lösslein, H. & Zilch, K. (1990): „Untersuchungen der Windstruktur bei Starkwind und Sturm", *Meteorologische Rundschau*, **42**, *202-212.*

Schuepp, P. H.; Leclerc, M. Y.; MacPherson, J. I. & Desjardins, R. L. (1990): „Footprint Prediction of Scalar Fluxes from Analytical Solutions of the Diffusion Equation.", *Boundary Layer Meteorol.,* **50**, *355-373.*

Schuhmann, U. (2002): „Klimadiagnosen aus dem All: Satellitenklimatologie", *in „Klima. Das Experiment mit dem Planeten Erde"; Katalog zur Sonderausstellung des Deutschen Museums vom 7.11.2002 – 15.6.2003, Hrsg. Walter Hauser, München, ISBN 3 924183 88 0, 54–75.*

Schulz, M. (1999): „Bestimmung der Wasserhaushaltgrenzen ausgewählter hochalpiner Einzugsgebiete mittels Messung und Simulation", *Diplomarbeit*, *Institut für Geographie der LMU-München.*

Schwarb, M.; Daly, C.; Frei, C. & Schär, C. (2001): „Mittlere jährliche Niederschlagshöhen im europäischen Alpenraum, 1971-1990", *Hydrologischer Atlas der Schweiz, Blatt 2.6, Karte 1:1 700 000, Bundesamt für Landestopografie, Bern.*

Shaw, R.H.; Paw U., K.T., Gao, W. (1990): "Detection of temperature ramps and flow structures at a deciduous forest site", *Agric. and Forest Meteorol.,* **47**,*123-138.*

Shchetinnikov, A.S. (1998): "Morphology and regime of glaciers of Pamirs-Alay", *Tashkent, SANIGMI Publ., 219 p. (russisch)*

Siebers, M., (1999): „Projekt Glazialabflüsse Vernagtferner: Schmelzwasserproduktion und Glazialabflüsse nach erheblichen Massenverlusten" - Zwischenbericht „Hydrologische Prozesse". *IFH-GSF und KfG München, 22S.*

Smedman, A-S. (1988): "Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer", *Boundary-Layer Meteorology*, **44**, *231-253.*

Smeets, C. J. P.P.; Dynkerke P.G. & Vugts, H. F. (1998): "Turbulence Characteristics of the Stable Boundary Layer over a Mid-Latitude Glacier. Part 1: A Combination of Katabatic and Large-Scale Forcing", *Boundary-Layer Meteorology*, **87**, *117-145.*

Solent Research (1992): "Ultrasonic Anemometer – Product Specification, Issue 4.1", *Gill Instruments Ltd., Lymington, Hampshire.*

Sonklar, K. v. (1860): „Die Oetzthaler Gebirgsgruppe, mit besonderer Rücksicht auf Orographie und Gletscherkunde, nach eigenen Untersuchungen", *Justus Perthes*, *Gotha*, *292S & Atlas.*

Sonntag, D. (1990): „Important new values of the physical constants of 1986, vapour pressure formulations based on ITC-90, and psychrometric formulae", *Z. Meteorol.*, **40**, *340-344.*

Strasser, U.; Corripio, J.; Pellicciotti, F.; Burlando, P.; Brock, B. & Funk, M. (2004): "Spatial and temporal variability of meteorological variables at Haut Glacier d´Arrolla (Switzerland) during the ablation season 2001: Measurements and simulations", *J. of Geophysical Research, Vol.* **109***, im Druck.*

Stull, R.B. (1988): "An Introduction to Bounary Layer Meteorology"; *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, ISBN 90 277 2769 4, 666p.*

Taylor, G.I. (1938): "The spectrum of turbulence", *Proc. Royal. Soc. London, A164, 476-490.*

Troll, C. (1949): "Schmelzung und Verdunstung von Eis und Schnee in ihrem Verhältnis zur geographischen Verbreitung der Ablationsformen", *Petermanns Geographische Mtteilungen, Ergänzungsheft* **240**, *Justus Pertes, Gotha, 115S.*

Troll, C. (1942): "Büsserschnee in den Hochgebirgen der Erde – Ein Beitrag zur Geographie der Schneedecke und ihrer Ablationsformen", *Petermanns Geographische Mtteilungen, Ergänzungsheft* **240**, *Justus Pertes, Gotha, 115S.*

Turc, L. (1961): « Évaluation des besoins en eau d´írrigation évapotranspiration poten-tielle ». Ann Agron, **12**, *13-49.*

Van der Hoven, I. (1957): „Power spectrum of horizontal windspeed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour". J. of Meteor., 14, 160S.

Walcher, J. (1773): „Nachrichten von den Eisbergen in Tyrol", *Wien.*

Walk, O. (1970): „Zur Interpretation von Energie-, Ko- und Quadraturspektren meteorologischer Parameter", *Münchener Universitäts-Schriften, Fachbereich Physik - Univ. München Met. Inst. , Wiss. Mitt. Nr.* **20**.

Webb, E. K. (1982): "On the Correction of Flux Measurements for Effekts of Heat and Water Vapour Transfer", *Boundary Layer Meterology*, **23***, 251-254.*

Webb, E.K.; Pearman, G.I.; Leuning, R. (1980): "Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer", *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 106, *85-100.*

Weber, M. (1987): „Turbo Pascal Tools – Mathematische Verfahren und Programmroutinen zur Auswertung experimenteller Daten", *Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, ISBN 3-528-04543-4, 311S.*

Weber, M. (1987a): „LUZIVER: Untersuchungen zum Gletscherwindregime am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen", *Diplomarbeit für Meteorologie, LMU-München, 99S.*

Weber, M. & Dillmann, M. (1991): „Variations of spectra and cospectra in a slightly heterogeneous terrain. Results from HIBE89 Experiment", *7th joint conference on applications of Air Pollution Meteorology with AWMA, Jan 14-18, 1991, New Orleans, La.., published by AMS, Boston, Mass., J146-151.*

Weber, M. (1995): „Bericht über die geleisteten Arbeiten im Rahmen eines Werkvertrages mit dem IFU-Garmisch-Partenkirchen im September 1995 ", *Interner Bericht, IFU-GAP, 21S.*

Weber, M. (2001): „Der Einfluss der Luftfeuchte auf die Ablation des Vernagtferners - Ergebnisse der Feldmesskampagnen HyMEX98 und HyMEX2000“, *Beitrag anlässlich der Tagung DACH-MT 2001 in Wien, Kommission f. Glaziologie der BAdW, München, 22/24S.*
Auf CDR ISSN Nr.27/Publ. Nr. 399 und http://www.glaziologie.de/download/dach2001.pdf

Weber, M.; Braun, L.N.; Siebers, M. (2002): „Projekt ´Glazialabflüsse am Vernagtferner nach erheblichen Massenverlusten´, DFG-FKZ 1622/3-3“, *Schlussbericht Jan. 2002, Komm. F. Glaz. der BAdW München, 23S.*

Weber, M. (2002a): „Der Magersucht eines Alpengletschers auf der Spur“, *Mitteilungen der Sektion Würzburg des DAV*, Heft **2/2002**, *24S.*

Weber, M. (2002b): „Das auf der CD-Rom „Glaziologie in 3D“ verwendete Verfahren zur 3D-Visualisierung - Ein Leitfaden zur Erstellung von Stereobildern mit der Farb-Anaglyphen-Methode“, *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 84S, auf CD-Rom* KfG2000B *„Glaziologie in 3D“, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. (2002c): „Glaziologie in 3D – Die Panoramen“, *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 24S, auf CD-Rom* KfG2000B *„Glaziologie in 3D“, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. (2002d): „Glaziologie in 3D – Ein außergewöhnlicher Einblick in Welt der Gletscher“, *CD-Rom, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München,* KfG2000B *, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. & Braun, L. (2004): „Ursachen des Gletscherschwundes in den Alpen“, *Geographie & Schule,* **148**, *21-27.*

Wendling, U., Schellin, H.G. & Thomä, M. (1991): „Bereitstellung von täglichen Informationen zum Wasserhaushalt des Bodens für die Zwecke der agrarmeteorologischen Beratung“. *Z. Meteorologie*, **41**, *468-475.*

Wilczak, J.M. & Tillmann, J. E. (1980): “The three dimensional structure of convection in the atmospheric surface layer”, *J. Atmos. Science,* **37***, 2424-2443.*

Wilhelm, F. (1978): “Grundbegriffe und Aufgaben der Gletscherkunde”. *in R.C. Bachmann: Gletscher der Alpen, Hallwag Verlag, Bern & Stuttgart, 8-21.*

Willis, I.C.; Arnold, N. S. & Brock, B. W. (2002): “Effect of snowpack removal on energy balance, melt and runoff in a small supraglacial catchment”, *Hydrological Processes*, **16**, *2721-2749.*

Wyngaard, J.C.& Zhang, Shi-Feng (1985): „Transducer-Shadow Effects on Turbulence spectra measured by Sonic Anemometers”, *J. Atm. And Ocean. Techn., Vol 2, 1985, 548-558.*

Zunke, D. (1984): „Energiehaushaltsuntersuchungen auf einem Alpengletscher: Ergebnisse meteorologisch-hydrologischer Messprogramme am Vernagtferner 1979 und 1981“, *Diplomarbeit für Meteorologie, LMU-München, 70 S.*

Abbildungsverzeichnis Text

Abb. 1.1: *Globale Verteilung der Vergletscherung außerhalb der Antarktis und Grönland anhand der Gletscherfläche*

Abb. 1.2: *Blick nach Westen entlang des Inntals auf Innsbruck*

Abb. 1.3: *Gesamtschau aller wesentlichen Zusammenhänge und deren zeitliche und räumliche Skalen, welche die Ablationsraten eines Gletschers und deren Änderung mit dem Klima bestimmen bzw. eine Rolle spielen.*

Abb. 3.1: *Höhendiagramm der Massenbilanzbestimmung für das Haushaltsjahr 1997/98 für den Vernagtferner*

Abb. 3.2: *Dto. für das Haushaltsjahr 1998/99*

Abb. 3.3: *Dto. für das Haushaltsjahr 1999/2000*

Abb. 3.4: *Grober schematischer Ablauf der an der Abflussgenese in einem vergletscherten Einzugsgebiet beteiligten Prozesse*

Abb. 3.5: *Veränderung der Charakteristik des Abflusshydrographen des Vernagtbach seit Beginn der Abflussmessungen 1974.*

Abb. 3.6: *Schematische Darstellung des für den Vernagtferner eingesetzten 2D-Abflußmodells*

Abb. 4.1: *Schematische Darstellung der generellen Vorgehensweise zur experimentellen Untersuchung der Abflussgenese am Vernagtferner unter den gegenwärtigen Bedingungen mit erheblichem Massenschwund.*

Abb. 4.2a): *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der potentiellen Temperatur* θ *in Kelvin über dem Vernagtferner*

Abb. 4.2b: *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der äquivalentpotentiellen Temperatur* $\theta_{ä}$ *in Kelvin für denselben Zeitraum wie in Abbildung 4.2a*

Abb. 4.3: *Schemazeichnung der vollständigen grenzschichtmeteorologischen Messanlage des Meteorologischen Instituts der Universität München (MIM) zur Messung des Energie- und Stoffaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre*

Abb. 4.4: *Grundriss des Experimentalaufbaus während* ***HyMEX2000*** *nach* Pusch & Kastner *(2000), ergänzt um zusätzliche Informationen.*

Abb. 4.5: *Variation der Messhöhe über einer Referenzebene nach temporären Messungen während* ***HyMEX98****.*

Abb. 4.6: *Zwei Beispiele für die Auswirkung fehlerhafter horizontaler Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte und deren Nachjustierung auf die Rohdaten der Strahlungsströme bei nahezu wolkenlosem Himmel während HyMEX98.*

Abb. 4.7: *Ausschnitt der im Windkanal bestimmten Korrekturfunktion für Messungen des Horizontalwindes mit dem symmetrischen Messkopf des Ultraschallanemometer R2 von Solent Research in der Umgebung einer Verstrebung.*

Abb. 4.8: *Ergebnisse der Vermessung des* ***ES89****-Turbulenzmesskopfes mit Kaijo-Denki DAT100 Ultraschallanemometer Typ TR 61A und dem Campbell Absorptionshygrometer KH20 für alle azimutalen Anströmrichtungen im Windkanal.*

Abb. 4.9: *Der Messkopf des Ultraschallanemometers Gill Solent R2A in der Aufsicht*

Abb. 4.10: *Korrekturfunktion des Herstellers für das während der* ***HyMEX****-Experimente eingesetzte Ultraschallanemometer mit der Seriennummer 0093R2A*

Abb. 4.11: *Variation der Windrichtung im Tagesverlauf an der Messstelle von* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner*

Abb. 4.12: *Beispiel einer Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen*

Abb. 4.13: *Beispiel der Wirkungsweise der Rotorsteuerung kurz nach Mitternacht am 24.8.2000*

Abb. 4.14: *Streudiagramm des Vergleichs der 10-Minuten-Mittelwerte der horizontalen Windgeschwindigkeit, gemessen mit dem Ultraschallanemometer in 2.52 m über dem Eis, und den aus dem mit Schalenkreuzanemometern gemessenen Vertikalprofil auf das identische Messniveau interpolierten Werten.*

Abb. 4.15: *Zeitreihen der nach Gleichung [4.26] aus den Referenzmessungen von Temperatur, Luftdruck und Dampfdruck abgeleiteten akustischen Virtuelltemperatur*

Abb. 4.16: *Aufbau des Krypton-Absorptionshygrometer KH 20 der Fa. Campbell Scientific.*

Abb. 4.17: *Abschnittsweise lineare Regression der 10-Minutenmittelwerte des Spannungssignals des KH20 gegen Referenzwerte der absoluten Feuchte vom 26.8.2000 für zwei Zeiträume mit unterschiedlicher Empfindlichkeit des Instruments.*

Abb. 4.18: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Datenerfassungssysteme mit der entsprechenden Softwareversion und der Datenleitungen der* ***HyMEX****-Station.*

Abb. 5.1: *Daten des Experiments* ***HyMEX 2000*** *im Programm* ***DATAVIEW***

Abb. 5.2: *Screenshot des Moduls zur animierten Wiedergabe der Profile von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte (Dampfdruck)*

Abb. 5.3: *Schematische Darstellung der Aufbereitung der Turbulenzmessdaten mit* ***ES89DE****.*

Abb. 5.4: *Konvektive Turbulenzstrukturen am Beispiel eines Ausschnittes zweier Zeitreihen der Temperatur, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen*

Abb. 5.5: *Zerlegung eines Ausschnittes der Zeitreihe vom 3.9.1993 in Abbildung 5.4 mittels Bandpassfilterung in einen hochfrequenten Anteil von 0.4 bis 10 Hz und die niederfrequente Variation zur Isolierung der Rampenstruktur.*

Abb. 5.6: *Unterschiedliche Typen von organisierten Strukturen in den hochfrequenten Zeitreihen der Temperatur und der Vertikalwindfluktuation in der Grenzschicht über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.7: *Relativer Beitrag zum turbulenten Fluss in Abhängigkeit von der Distanz zum Sensor*

Abb. 5.8: *Schematische Darstellung des Verfahrens zur Erstellung eines Spektrums über eine lange Zeitreihe*

Abb. 5.9: *Varianzspektren der Temperatur (****T****) und der spezifischen Feuchte (****q****), sowie Energiespektren der Horizontalwindkomponente (****v****) und des Vertikalwindes (****w****) gegen die Frequenz in doppelt-logarithmischer Darstellung, gemessen am 11.8.1998 an der Station* ***HyMEX98*** *über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.10: *Darstellung derselben Spektren wie in Abbildung 5.9, jedoch mit* ***f•S(f)*** *als Ordinate.*

Abb. 5.11: *Darstellung der Spektren wie in Abbildung 5.10, jedoch mit linearer Ordinatenteilung.*

Abb. 5.12: *Normierte Darstellung der Spektren in Abbildung 5.10 in linear-logarithmischer Darstellung.*

Abb. 5.13: *Zwei normierte Spektren der Vertikalgeschwindigkeit, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL & FINNIGAN *(1994) für neutrale Schichtung.*

Abb. 5.14: *Zwei normierte Spektren der Temperaturfluktuation, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL *et al. (1972) für neutrale Schichtung.*

Abb. 5.15: *Schar von 5 normierten Spektren des Vertikalwindes, gemessen während unterschiedlicher 53-Minuten-Intervalle am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000*** *über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.16: *Normierte Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeiträume wie in Abbildung 5.15 und Vergleich mit der universellen Funktion, angepasst über die Lage des Maximums.*

Abb. 5.17: *Schar skalierter Spektren der Vertikalwindfluktuation am Vernagtferner über ein Zeitintervall von 53 Minuten.*

Abb. 5.18: *Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeitabschnitte und in der gleichen Darstel-lung wie in Abbildung 5.17.*

Abb. 5.19 : *Tagesgang der Spektren der Vertikalwindfluktuation unter konvektiven Bedingungen über weitgehend homogenem Gelände.*

Abb. 5.20: *Zusammenhang zwischen dem Kospektrum des kinematischen Flusses der fühlbaren Wärme* $\boldsymbol{w'T'}$ *und den Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit* $\boldsymbol{w}$ *und der Temperatur* $\boldsymbol{T}$ *anhand eines Beispiels, gemessen während* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner.*

Abb. 5.21: *Streubreite des frequenzabhängigen Korrelationskoeffizienten* $\boldsymbol{r(f)}$ *für* $\boldsymbol{w'T'}$ *während der beiden* ***HyMEX****-Experimente auf dem Vernagtferner.*

Abb. 5.22: *Transferfunktionen für den Anteil des Vertikalwindes* $\boldsymbol{TC_w}$ *und der Temperatur* $\boldsymbol{TC_T}$*, bezogen auf den hochfrequenten Anteil des Kospektrums für unterschiedliche mittlere Anströmgeschwindigkeiten.*

Abb. 5.23: *Korrelationsoptimierung anhand von Kovarianzfunktionen für* $\boldsymbol{w'T}$ *und* $\boldsymbol{w'q'}$ *in Abhängigkeit von der Verschiebung der Zeitreihen um n Zeitschritte gegeneinander.*

Abb. 5.24: *Schar von 24 normierten Kospektren* $\boldsymbol{w'T'}$ *über eine Länge von 53 Minuten vom 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.25: *Kospektrum in nicht zur Kovarianz proportionaler doppeltlogarithmischer Darstellung.*

Abb. 5.26: *Normiertes Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (*$\boldsymbol{u = 5\ m/s}$*).*

Abb. 5.27: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei niedriger mittlerer Windgeschwindigkeit (*$\boldsymbol{u = 3.1\ m/s}$*).*

Abb. 5.28: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Wind-*

*geschwindigkeit (**u = 4.4 m/s**) und hoher Stabilität.*
***Abb. 5.29:** Beispiel für den Tagesgang der Kospektren **w′T′** in einer extrem konvektiven Grenzschicht über einer trockenen Wiese in ebenem, weitgehend homogenen Gelände.*

***Abb. 5.30:** Bildung vereinzelter Wolken durch Konvektion über den Gipfeln der Vernagt-Umrahmung. Aufnahme vom 25.8.2000 gegen 15^{00} MESZ.*

***Abb. 5.31:** Vergleich der normierten Kospektren **-w′T′** und **w′q′** und deren Differenz.*

***Abb. 5.32:** Illustration der normierten Ogivenfunktion **Og(f)** am Beispiel des universellen Kaimal-Spektrums. Die grau unterlegte Fläche markiert einen möglichen Integrationsbereich, die Pfeile begrenzen den zugehörigen Ausschnitt der Ogive.*

***Abb. 5.33:** Beispiel für den nahezu optimalen Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss **w′T′** bei einer hohen mittleren Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s.*

***Abb. 5.34:** Beispiel für den Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss **w′T′** unter hochgradig instationären Bedingungen und einer niedrigen mittleren Windgeschwindigkeit von 3.0 m/s.*

***Abb. 5.35:** Ausschnitt des Frequenzbandes von 0.1 bis 10 Hz mit einer Schar mit unterschiedlicher Abweichung von der optimalen Phasenverschiebung (entsprechend 0 Werte) berechneter Ogivenfunktionen für den kinematischen Feuchtefluss, basierend auf einem Datensatz vom 24.8.2000 gegen 19^{00} MESZ.*

***Abb. 5.36:** Approximation einer experimentell bestimmten Ogive für den sensiblen Wärmestrom durch die passende Kurve nach der Beziehung [5.25].*

***Abb. 6.1:** Hochreichende Quellbewölkung mit Gewitterbildung und Cirrus-Schirme im Süden während **HyMEX98** am 10.8.1998 gegen 14^{00} MESZ.*

***Abb. 6.2:** 6 Beispiele für Tagesgänge von Halbstundenmittelwerten der gemessenen Globalstrahlung S_G auf dem Vernagtferner und ihrer Komponenten S_E*

***Abb. 6.3:** Reduktion der direkten Sonnenstrahlung durch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre*

***Abb. 6.4:** Schleierbewölkung über dem westlichen Teil des Vernagtferners am 26.8.2000 gegen 12^{00} MESZ. Blick in Richtung zum Fluchtkogel mit Gepatschjoch.*

***Abb. 6.5:** Streudiagramm der Korrelation zwischen der gemessenen Albedo und der berechneten Sonnenhöhe am 25.8.2000.*

***Abb. 6.6:** Ablationsformen an der Eisoberfläche in unmittelbarer Umgebung der **HyMEX 2000**-Station am 25.8.2000. In dem Kreis wird ein Ausschnitt des Bildes vergrößert wiedergegeben.*

***Abb. 6.7:** Als Büßerschnee oder Penitentes bezeichnete Ablationsformen in ca. 5000 m NN in der Umgebung des Notgemeinschaftsgletschers im Pamir-Gebirge in Zentralasien. (Foto: L. Braun, 5.9.2002)*

***Abb. 6.8:** Streudiagramm der Beziehung zwischen minimaler Albedo und dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck während der kontinuierlichen Messtage der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX 2000**.*

***Abb. 6.9:** Verlauf der langwelligen Gegenstrahlung auf der Basis von 30-Minuten-Mittelwerten nach den Messungen (ausgezogene Linie) bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.10: *Empirische Abhängigkeit der Gegenstrahlung von der Temperatur und dem Dampfdruck in 2 m Höhe bei wolkenlosem Himmel.*

Abb. 6.11: *Beispiele für die über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit (**U**) , der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**) während **HyMEX 2000** in semilogarithmischer Darstellung.*

Abb. 6.12: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (Ri_G, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (Ri_B, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX98**.*

Abb. 6.13: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (Ri_G, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (Ri_B, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.14: *Beispiel einer Extrapolation der Stundenmittel der Temperatur und der Niederschlagsintensität aus den Daten von entfernt gelegen Klimastationen auf das äquivalente Flächenelement des Danube-Modells und Vergleich mit dort an der Klimastation gemessenen Werten.*

Abb. 6.15: *Tagesgänge des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten Γ_h zwischen der **HyMEX98**-Station (3045 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittelwert der Globalstrahlung R_G.*

Abb. 6.16: *Verlauf des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten Γ_h zwischen der **HyMEX 2000**-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittel der Energiebilanz.*

Abb. 6.17: *Regressionsbeziehung zwischen dem Stundenmittel des hangparallelen Temperaturgradienten zwischen der Energiebilanzstation **HyMEX 2000** und der Klimastation Vernagtbach mit den auf dem Vernagtferner gemessenen Werten der Energiebilanz.*

Abb. 6.18: *Erster Versuch der Validierung der Näherungsformel Gleichung [6.8] anhand einer Messreihe der Stundenmittelwerte der Temperatur und der Summenkurve der Eisablation, gemessen im Sommer 2003 auf dem Vernagtferner. (Abbildung: pers. Mitteilung von M. Siebers,2004)*

Abb. 6.19: *Analoge Regression wie in Abbildung 6.26 für die Messungen vom 9.8.1998 während **HyMEX98**.*

Abb. 6.20: *Verlauf des Stundenmittels der hangparallelen Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zwischen der **HyMEX 2000**-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage.*

Abb. 6.21: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_w und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** in 2.5 m Höhe über dem Eis anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.22: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_T und der Differenz der mittleren Temperatur **T** in 2.5 m Höhe über dem Eis und der Oberflächentemperatur T_0 anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.23: *Streudiagramm zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels dem Verhältnis aus $T-T_0$ und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.24: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms fühlbarer Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach vier verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Lufttemperatur und Oberflächentemperatur berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.25: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 25.8.2000.*

Abb. 6.26: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 26.8.2000. Der gestrichelte Verlauf bei der Kurve der gemessenen Flüsse deutet eine unsichere Datenlage an.*

Abb. 6.27: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.28: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.29: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 11.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.30: *Streudiagramm der Differenz zwischen der Lufttemperatur in 2.5 m und der Oberflächentemperatur gegen die der spezifische Feuchte in 2.5 m und in der Nähe der Oberfläche für Stundenmittelwerte am 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.*

Abb. 6.31: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms der latenten Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach drei verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz der spezifischen Feuchte bzw. des Dampfdrucks in 2.5 m und an der Oberfläche berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000.***

Abb. 6.32: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 25.8.2000 während* ***HyMEX 2000****.*

Abb. 6.33: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 9.8.1988 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.34: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.35: *Tagesgang der Stundemittelwerte der Temperatur der Eisoberfläche während drei Messtagen während* ***HyMEX 2000.***

Abbildungsverzeichnis Tafelteil

Tafel I, A: *Lage der vergletscherten Regionen in den Alpen in Relation zu den mittleren jährlichen Niederschlagshöhen anhand der Überlagerung eines Mosaiks aus im Sommer aufgenommenen Satellitenbildern und der Karte der mittleren Niederschlagshöhen 1971-1990 nach Schwarb et al. (2001).*

Tafel I, B: *Blick aus einem hochfliegenden Verkehrsflugzeug über Meran nach Nordosten auf den schneebedeckten Hauptkamm der Ötztaler Alpen.*

Tafel II, A: *Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten der Oberflächenenergiebilanz eines Alpengletschers. Pfeilrichtung zur Oberfläche bedeuten einen Energiegewinn, Pfeile nach oben Energieverluste.*

Tafel II, B: *Die Massenbilanz eines Gletschers ergibt sich aus der Bilanzierung der Akkumulations- und Ablationsbeträge. Diese sind von den angegebenen Klima- und Geländeparameter abhängig.*

Tafel III, A: *Blick aus ca. 4500 m Höhe von Südosten über den Verlauf des Ötztaler Weisskamms mit der Umrahmung des Vernagtferners im Hintergrund.*

Tafel III, B: *Nahezu vollständige Ansicht des hufeisenförmigen Hochplateus des Vernagtferner aus westlicher Richtung.*

Tafeln IV-V: *Dokumente des Gletscherschwundes*

Tafel VI: *Akkumulations- und Ablationsbeträge am Vernagtferner in den drei Haushaltsjahren 1997/98, 1998/99 und 1999/20*

Tafel VII: *Übersicht über die wichtigsten Klimaparameter der Jahre 1998 - 2000 für die Ablation anhand der Tagesmittelwerte von Lufttemperatur und Globalstrahlung, sowie der hydrologischen Größen anhand der Tagessummen des Niederschlags und der Tagesmittelwerte des Abfluss an der Klimastation Vernagtbach (2640 m).*

Tafel VIII, A: *Abnahme der absoluten Eismasse des Vernagtferners seit 1844 in Relation zur Änderung der über 9/10-Jahre geglätteten Änderung der globalen bodennahen Lufttemperatur*

Tafel VIII, B: *Verlauf der kumulativen, spezifischen Nettomassenbilanz zweier benachbarter Gletscher im Vergleich zu der des Vernagtferners seit dem Haushaltsjahr 1951/52 (HEF und KWF).*

Tafel IX, A: *Luftaufnahme der Umgebung des Messgeländes von HyMEX98 auf 3045 m NN im zentralen Bereich des Vernagtferners aus südöstlicher Richtung ca. 70 m über Grund.*

Tafel IX, B: *Luftaufnahme des östlichen Abschnitts des Vernagtferners nach Nordwesten aus ca. 3500 m Höhe.*

Tafeln X-XI: *Das Messgelände von* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000***

Tafel XII: *Profilmessturm während* ***HyMEX 2000*** *zur Messung der Profile der Trocken- und Feucht-temperatur (Psychrometer) und der Windgeschwindigkeit (Schalenkreuzanemometer).*

Tafel XIII: *Messmast mit Ausleger und den daran angebrachten Strahlungsmessgeräten.*

Tafel XIV, A: *Bei* ***HyMEX 2000*** *wurde die Strahlungsmessung um eine Einrichtung zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung ergänzt.*

Tafel XIV, B: *Tagesgang der 30 Min-Mittelwerte der Globalstrahlung, der diffusen Himmelsstrahlung SH und der direkten Sonnenstrahlung SD an zwei aufeinanderfolgenden Tagen während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XV: *Der 1.5 m hohe Mast mit dem an der Mastspitze auf einem Antennenrotor montierten Instrumententräger für die Messung der Fluktuation der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der absoluten Feuchte während* ***HyMEX98****.*

Tafel XVI, A: *Für die Messungen während* ***HyMEX 2000*** *wurde der Turbulenzmesskopf nicht mehr auf dem massigen Gittermast montiert, sondern auf einem ca. 1.5 m tief in das Eis eingelassenen Doppelrohr, das zudem durch eine Klemmvorrichtung in einfacher Weise die Variation der Messhöhe im Bereich von 1.5 m bis ca. 3 m über der Oberfläche erlaubte.*

Tafel XVI, B: *Zur Messung der Temperatur in der obersten Eisschicht wurde ein 50 cm langer sonst für Messungen der Bodentemperatur verwendeter Messstab mit 5 Thermometern in das Eis eingelassen. Mit der Zeit aperte der obere Teil des Stabes immer weiter aus und Schmelzwasser konnte nachsickern.*

Tafel XVII: *Logistik und Mastkonstruktion*

Tafel XVIII: *Die Datenerfassung, Steuerungscomputer und Stromversorgung*

Tafel XIX: *Messungen der Windgeschwindigkeit am 9.8.1998 über dem Vernagtferner.*

Tafel XX: *Interpolierte Zeit-Höhen-Schnitte der Temperatur (obere Hälfte) und des Dampfdrucks (untere Hälfte), basierend auf 1-Minuten-Messungen mit Aspirationspsychrometern in 6 Höhen.*

Tafel XXI: *Zeitreihen der hochaufgelösten Schwankungsmessungen des Vertikalwindes, des Horizontalwindes, der Lufttemperatur und der spezifische Feuchte vom 11.8.1998 in 2.72 m Höhe über dem Eis des Vernagtferners.*

Tafel XXII, A: *Modellvorstellung zur Entstehung der Fluktuationen in den Windkomponenten, der Temperatur und der spezifischen Feuchte.*

Tafel XXII, B: *Schematische Darstellung des Spektrums der atmosphärischen Turbulenz am Beispiel der horizontalen Windgeschwindigkeit. Für den turbulenten Vertikaltransport ist die Mikroturbulenz (blau) maßgeblich.*

Tafel XXIII: *3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Vertikalgeschwindigkeit.*

Tafel XXIV: *3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Temperaturfluktuation.*

Tafel XXV: *Isolinien der auf den Maximalwert normierten und auf Skalenlänge transformierten Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit und der Temperatur.*

Tafel XXVI: *Tagesgang der Kospektren w′T′ auf der Basis von 20.83 Hz-Daten über jeweils 53 Minuten. Oben: Ansicht von der kurzwelligen Seite, unten der langwellige Bereich.*

Tafel XXVII, A: *Isoliniendarstellung der mit dem Maximum normierten Kovarianz w′T′ für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Tafel XXVII, B: *Ogivenschar des kinematischen Flusses w′T′gegen die Frequenz für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Tafel XXVIII: *Ablauf der Großwetterlage an den Intensivmesstagen während der HyMEX-Kampagnen in 1998 und*

2000 nach Re-Analysen des Europäischen Wetterzentrums in Reading.

Tafel XXIX: *Übersicht über einige charakteristische Messgrößen in Form von Stundenmittelwerten über die Intensivmeßphase während HyMEX98 und HyMEX 2000 an den Standorten direkt auf dem Vernagtferner. Als ein Maß für die Schmelzwasserproduktion ist zusätzlich der Abfluß an der Pegelstation Vernagtbach (2635 m) angegeben.*

Tafel XXX: *Verlauf der Temperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (SG) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 98****.*

Tafel XXXI: *Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 98****.*

Tafel XXXII: *Verlauf der Lufttemperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (SG) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen in 2 m Höhe an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXIII: *Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXIV: *Albedo und lang- bzw. kurzwellige Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während* ***HyMex 98****.*

Tafel XXXV: *Albedo und die lang- und kurzwelligen Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXVI: *Die Oberflächenstruktur der Eisoberfläche bestimmt maßgeblich die Reflexionseigenschaften. Oben: Büßerschneeartige Feinstrukturen auf dem Eis unter Verdunstungsbedingungen während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXVII: *Gletscherwind während der Intensivmessphase von* ***HyMEX98*** *anhand der Differenz der 30-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit (V) zwischen dem höchsten Messniveau über dem Eis und der Messung in 2.72 m Höhe.*

Tafel XXXVIII: *Stundenmittel der Terme der Oberflächenenergiebilanz während* ***HyMEX98****: H sensibler Wärmestrom, LE latenter Wärmestrom, R Strahlungsbilanz, S > 0 verfügbare Schmelzenergie*

Tafel XXXIX: *Stundenmittel der Terme der Oberflächenenergiebilanz während* ***HyMEX 2000****: H sensibler Wärmestrom, LE latenter Wärmestrom, R Strahlungsbilanz, S > 0 verfügbare Schmelzenergie*

Tafel XL, A: *Im August des „Jahrfünfhundertsommers" 2003 schießen gewaltige Mengen an Schmelzwasser über die Eisfläche des Vernagtferners in den Ötztaler Alpen zu Tal.*

Tafel XL, B: *Erstmals seit Beginn der Beobachtung des Vernagtferners wurde im Jahr 2003 die gesamte Fläche des Gletschers zum Ablationsgebiet.*

Symbole

a	Albedo der Eis- bzw. Schneeoberfläche
af	absolute Feuchte
$\mathbf{a_k}$, $\mathbf{b_k}$	FOURIER-Koeffizienten
A	turbulenter Austauschkoeffizient nach SCHMIDT (1925)
Ab	Gesamtablation
Ac	Gesamtakkumulation
$\mathbf{A_G}$	Gletscherfläche
ab	lokale Ablation
ac	lokale Akkumulation
$\boldsymbol{\alpha_L}$	Wärmeübergangskoeffizient
β	BOWEN-Verhältnis **H/LE**
b	spezifische Massenbilanz
B	Gletschermassenbilanz
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls
$\mathbf{c_{Eis}}$	spezifische Wärmekapazität von Eis
$\mathbf{c_p}$	spezifische Wärmekapazität der feuchten Luft bei konstantem Druck
$\mathbf{c_{pd}}$	spezifische Wärmekapazität von trockener Luft und konstantem Druck
C	Absorberkonzentration
$\mathbf{C_1 ... C_4}$	Koeffizienten zur Beschreibung von Modellspektren
$\mathbf{C_D}$	Reibungskoeffizient in der turbulenten Schicht
$\mathbf{C_H}$	Austauschkoeffizient für Enthalpie
$\mathbf{CFM_i}$	Grad-Tag-Faktor am julianischen Tag i zur Berechnung der Schmelze
$\mathbf{Co_{ab}(f)}$	Kospektrum zweier beliebiger Größen *a* und *b* (*Realteil des Kreuzspektrums*)
$\mathbf{Coh_{ab}(n)}$	Kohärenzspektrum der Größen *a* und *b*
γ	vertikaler Gradient der potentiellen Temperatur
Γ	Temperaturabnahme mit der Höhe in der freien Atmosphäre
$\boldsymbol{\Gamma_a}$	adiabatischer Temperaturgradient –0.01 K/m
$\boldsymbol{\Gamma_h}$	hangparalleler Temperaturgradient **ΔT/Δz** zwischen zwei Stationen
d	Verdrängungshöhe
Dir	Windrichtung
δ	Geographische Länge
Δ	allgemeines Symbol für eine Differenz
Δt	diskreter Digitalisierungszeitschritt
e	Wasserdampfpartialdruck der Luft [hPa]

$\mathbf{E}$	Sättigungsdampfdruck der Luft
$\mathbf{E_0}$	Sättigungsdampfdruck an der Oberfläche
$\boldsymbol{\varepsilon}$	Emissionskoeffizient von Eis für langwellige Ausstrahlung
$\boldsymbol{\varepsilon_{Cl}}$	Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei bewölktem Himmel
$\boldsymbol{\varepsilon_{CS}}$	Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel
$\boldsymbol{\zeta}$	Höhe des bodennahen Maximums der Windgeschwindigkeit
$\mathbf{f}$	Frequenz $\mathbf{f = n/(N \cdot \Delta t)}$; Anzahl von Schwingungen pro Sekunde [Hz]
$\mathbf{f(t)}$	beliebige Zeitreihe (*hier in der Regel diskret*)
$\mathbf{f_n}$	dimensionslose normierte Frequenz atmosphärischer Spektren
$\mathbf{f_m}$	Frequenz am Maximum atmosphärischer Spektren
$\mathbf{F}$	Oberfläche
$\vec{\mathbf{F}}_\mathbf{R}$	Vektor der Reibungskräfte
$\vec{g}$	Gravitationsbeschleunigung der Erde
$\mathbf{G}$	Wärmefluss an der Oberfläche in und aus dem Eiskörper
$\mathbf{h}$	Sonnenhöhe oder Messhöhe
$\mathbf{h_s}$	Dicke der thermischen Gletscherwindschicht
$\mathbf{h_G}$	Dicke des Gletschers
$\mathbf{H}$	turbulenter Strom der fühlbaren Wärme [W/m^2]
$\mathbf{H_{ext}}$	Wärmezufuhr durch Phasenübergänge etc.
$\boldsymbol{\eta}$	Tangens der Hangneigung
$\boldsymbol{\theta}$	potentielle Temperatur [K]
$\boldsymbol{i,j,k}$	Laufindizes
$\mathbf{I}$	Intensität eines Messsignals
$\mathbf{k_b}$	Koeffizient zur Berechnung der langwelligen Gegenstrahlung
$\mathbf{k_n}$	allgemeine Koeffizienten, z.B. in Regressionsgleichungen
$\mathbf{k_w}$	Absorptionskoeffizient der Kryptonlinie für Wasserdampf
$\mathbf{K_{ab}(n)}$	Kreuzspektrum zweier beliebiger Größen *a* und *b*
$\mathbf{K_H}$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wärme
$\mathbf{K_{kat}}$	„katabatischer“ Austauschkoeffizient
$\mathbf{K_{LE}}$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wasserdampf
$\boldsymbol{\kappa}$	VON-KÁRMÁN-Konstante
$\mathbf{l}$	Messstreckenlänge von Sensoren
$\mathbf{l_S}$	Sublimationswärme von Eis
$\mathbf{l_V}$	Verdampfungswärme von Wasser

LE turbulenter Strom der latenten Wärme [W/m²]
L_G Gegenstrahlung der Atmosphäre
$L\uparrow$ langwellige Ausstrahlung der Oberfläche
L_* MONIN-OBUKHOV´sche Stabilitätslänge

m Mischungsverhältnis
M Anzahl der Stützpunkte eines diskreten Spektrums oder Kospektrums
M_S Masse des gebildeten Schmelzwassers

n Wellenzahl, Anzahl von Schwingungen innerhalb der Periode **N·Δt**
N Anzahl der Stützpunkte einer diskreten Zeitreihe
NF Normierungsfaktor für das Maximum des Kospektrum **w´q´** zu dem von **w´T´**
NS Jahressumme des Niederschlags
N_G NYQUIST-Grenzfrequenz für die Wellenzahl **n = 0.5·N**
N_W Bedeckungsgrad 0..1

ξ dimensionsloser Stabilitätsparameter
$Og_{ab}(f)$ kumulatives Integral über das Kospektrum der Größen *a* und *b* (*Ogive*)

p lokaler Luftdruck
P(x,y,z) 3D-Druckfeld
Pr turbulente PRANDTL-Zahl
PW Wärmezufuhr durch Niederschlag

q spezifische Feuchte
q_0 spezifische Feuchte an der Eisoberfläche
Q Abfluss
$Q_{ab}(n)$ Qadraturspektrum der Größen **a** und **b** (Imaginärteil des Kreuzspektrums)
Q_s Quellgebietsfunktion

r(f) frequenzabhängiger Korrelationskoeffizient
r(t) Entfernung zwischen Erde und Sonne zum Zeitpunkt **t**
rf relative Feuchte **e/E**
r_0 mittlerer Abstand zwischen Erde und Sonne
R Bilanz der Strahlungsflüsse an der Oberfläche [W/m²]
R_{ab} Korrelationskoeffizient zweier diskreter Zeitreihen **a(t)** und **b(t)**
Ri RICHARDSON-Zahl
Ri_B *Bulk*-RICHARDSON-Zahl
Ri_G *Gradient*-RICHARDSON-Zahl
R_L Bilanz der langwelligen Strahlungskomponenten an der Oberfläche
R_S Bilanz der kurzwelligen Strahlungskomponenten an der Oberfläche
R^2 linearer Korrelationskoeffizient
ρ Luftdichte
$ρ_{Eis}$ Dichte von Eis

ρ_L	Dichte der feuchten Luft
ρ_w	Dichte des Wasserdampfes
S	zur Schmelze verfügbarer Energieflussdichte [W/m²]
Sa	Fläche des Ablationsgebietes
S_a	stündliche Ablationsrate [mm w.e.]
S_d	tägliche Ablationsrate [mm w.e.]
S(n)	diskretes (Varianz-)Spektrum in Abhängigkeit von der Wellenzahl
S_D	direkte Sonnenstrahlung [W/m²]
S_E	Strahlungsfluss der Sonne am Rand der Atmosphäre [W/m²]
S_G	Globalstrahlung [W/m²]
S_H	diffuse Himmelsstrahlung [W/m²]
S_R	an der Oberfläche reflektierte kurzwellige Strahlung [W/m²]
σ	Standardabweichung einer diskreten Zeitreihe
σ^2	Varianz einer diskreten Zeitreihe
σ_s	Varianz der Oberflächentopografie
σ_{SB}	STEFAN-BOLTZMANN-Konstante
t	Zeit
T	Lufttemperatur [°C]
T_a	absolute Temperatur (*T+273.15*) [K]
T_{av}	akustische Virtuelltemperatur [K]
TS	Schwellentemperatur für das Temperatur-Index-Verfahren
T_E	Temperatur innerhalb des Eises
T_f	Feuchttemperatur
T_{Gl}	Lufttemperatur in 2 m Höhe über der Eisoberfläche
T_M	Tagesmittelwert der Lufttemperatur bei dem Temperatur-Index-Verfahren
T_{VB}	Lufttemperatur, gemessen an der Klimastation Vernagtbach
T_0	Oberflächentemperatur des Eises [°C]
T^*	Strukturparameter für die Temperatur
τ	Schubspannung
τ_x	Transmissionsfaktoren
ϑ_0	Temperaturstörung durch kalte Gletscheroberfläche
u,v,w	Komponenten des Windvektors in kartesischen Koordinaten
u^*	Schubspannungsgeschwindigkeit
U	mittlere horizontale Windgeschwindigkeit
U_{max}	Maximum der Windgeschwindigkeit im Gletscherwind
V_G	Bewegungsgeschwindigkeit des Gletschers
$\vec{v}$	Vektor der Windgeschwindigkeit
W	Wärmemenge, die einer Luftsäule durch Abkühlung entnommen wird

x,y	kartesische Koordinaten in der Horizontalebene in W-E bzw. S-N-Richtung
φ	Geographische Breite
z	Vertikalkoordinate
$\mathbf{z_s}$	Höhenlage der Messstationen über NN
Ω(z)	höhenabhängige Korrekturgröße zur Berechnung der direkten Sonnenstrahlung
$\vec{\Omega}$	Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation
Re, ***Im***	Realteil bzw. Imaginärteil einer komplexen Größe

Abkürzungen

AAR	**A**ccumulation **a**e**r**ea - *Akkumulationsgebiet*
AD	**A**nalog-**D**igital-*Wandlung elektrischer Spannungssignale*
AWS	**A**utomatische **W**etter**s**tation
BMFT	**B**undes**m**inisterium für **F**orschung + **T**echnologie
BSRN	**B**asic **S**urface **R**adiation **N**etwork
Cb	**C**umulonim**b**us *Wolkenklassifikation* (*Gewitterwolke*)
CD-R(om)	**C**ompact **D**isc **R**ecordable, *beschreibbares Massenspeichermedium*
Cu	**Cu**mulus *Wolkenklassifikation* (*Haufenwolke*)
DANUBIA	*Hydrologisches Modell für das Donau-Einzugsgebiet*
DCF [77]	*Sender für Zeitsignale bei Mainflingen* (*Kr. Offenbach*)
DFG	**D**eutsche **F**orschungs**g**emeinschaft
DHM	**D**igitales **H**öhen**m**odell
DWD	**D**eutscher **W**etter**d**ienst
EDISOL	Software zur Auswertung von Turbulenzdaten *Univ. Edinburg*
ELA	**e**quilibrium **l**ine **a**ltitude **-** *Höhe der Gleichgewichtslinie*
ESxx	**E**ddy-Korrelations-System des **MIM** *Version 19**xx***
FFT	**F**ast-**F**ourier-**T**ransformation, *mathematischer Algorithmus*
GLOWA	**Gl**obaler Wandel des **Wa**sserkreislaufs – *Verbundprojekt gef. durch das* **BMbf**
GSF	**G**esell**s**chaft für Umwelt**f**orschung, München
HBV3-ETH9	konzeptionelles Niederschlags-Abflussmodell der **KfG**
HyMEX	**Hy**drologisch- **M**eteorologisches-**Ex**periment am Vernagtferner (*1998 & 2000*)
IMAU	**I**nstitut für **M**eeres- und **A**tmosphärenforschung *an der Universität* **U**trecht
IO	**I**nput/**O**utput, *im Zusammenhang mit elektronischen Bauteilen*
IOP	**I**ntensive **o**bservation **p**eriod – *Intensivmessphase*
JPEG	**J**oint **P**hotographic **E**xpert **G**roup – *Konsortium, Bilddatenformat*
KfG	**K**ommission **f**ür **G**laziologie der *Bayerischen Akademie der Wissenschaften*
LOTREX	**La**ndoberflächen **Tr**averse **Ex**periment - *Forschungsprojekt*
LUZIVER	**Lu**ftbewegungs- und **Zi**rkulationsuntersuchung am **Ver**nagtferner
MEZ	**M**ittel**e**uropäische **Z**eit - *UTC +1h*
MESZ	**M**ittel**e**uropäische **S**ommer**z**eit - *UTC + 2h*
MIM	**M**eteorologisches **I**nstitut der Universität **M**ünchen
MO	**M**ONIN-**O**BUKHOV-*Theorie des turbulenten Austausches*
MPEG	**M**otion **P**ictures **E**xpert **G**roup – *Konsortium, Bilddatenformat für Filme*
OMEGA	**O**perational **M**onitoring System for **E**uropean **G**lacial **A**reas

PASTEX-94	**Past**erze **Ex**periment 19**94** *Glazial-meteorologisches Feldexperiment*
PEV	**P**hysikalisch basiertes **E**nergiebilanzmodell für den **V**ernagtferner
PROXEL	**P**rocess **P**ixel – *Kleinste Rastereinheit im DANUBIA-Modell*
PSxx	**P**rofilmessturm und Datenerfassungs**s**ystem des **MIM** *Version 19**xx***
PVB	**P**egelstation **V**ernagt**b**ach
SANA	**San**ierung der **A**tmosphäre über den neuen Bundesländern, *Forschungsprojekt*
SADE	**S**ANA-**D**epositions-**E**xperiment (*Feldexperimente 1993 und 1994*)
SFB 81	**S**onder**f**orschungs**b**ereich 81
TUAREG	**Tu**rbulente **A**ustauschprozesse in der **G**renzschicht – *Forschungsprojekt*
UTC	**U**niversal **T**ime **C**oordinated - *koordinierte Weltzeit*
VAI	Fakultät für Geowissenschaften der Universität Amsterdam
w.e.	**w**ater **e**quivalent – *Wasseräquivalent*
WES	*Pascal-Codegenerator für grafische Oberflächen unter MS-DOS®*
WGMS	**W**orld **G**lacier **M**onitoring **S**ervice
WMO	**W**orld **M**eteorological **O**rganisation
WOZ	**W**ahre **O**rts**z**eit

Zusammenfassung

Bei der Ablation eines temperierten Gletschers ist die Schmelze von Schnee und Eis an der Oberfläche der wichtigste Prozess. Die Menge des gebildeten Schmelzwassers ist anhand der Oberflächenenergiebilanz quantifizierbar, welche den Austausch an Energie zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre durch die lang- und kurzwelligen Strahlungsströme und die turbulenten Wärmeströme bilanziert. In der vorliegenden Arbeit werden alle Komponenten der Energiebilanz über einer schmelzenden Eisfläche anhand von Messungen auf dem Vernagtferner in den Ötztaler Alpen über jeweils 3 aufeinanderfolgende Tage mit Strahlungswetter und einer gut entwickelten Gletscherwindschicht in den Jahren 1998 und 2000 bestimmt. Die turbulenten Wärmeströme werden anhand von Kovarianzen berechnet, die nach einem ausführlich beschriebenen spektralen Auswerteverfahren aus hochfrequenten Messungen der turbulenten Schwankungen der Temperatur, Feuchte und der Windkomponenten abgeleitet sind (Eddykorrelationsmethode). Die Zeit-Raum-Transformation der spektralen Daten veranschaulicht zusammen mit Profilmessungen die Struktur der stabil geschichteten katabatischen Strömung und die den Austausch verstärkenden Durchmischungsprozesse. Auf der Basis der Fluss-Varianz-Beziehung wird ein einfacher Bulk-Parametrisierungsansatz abgeleitet, der die realistischere Berechnung der turbulenten Flüsse anhand gemessener Mittelwertgrößen gegenüber bislang bekannten Verfahren erlaubt. Der eng korrelierte Zusammenhang zwischen der aus der Energiebilanz bestimmten verfügbaren Schmelzwärme und dem hangparallelen Temperaturgradienten zwischen einem Ort im Gletschervorfeld und der Messung über dem Eis bestätigt die Anwendbarkeit der Temperatur-Index-Methode zur Bestimmung der Schmelzraten. Unter den Witterungsbedingungen während der Experimente lieferte die Strahlungsbilanz durchschnittlich mehr als 90% der verfügbaren Schmelzenergie. Es konnte zudem ein wesentlicher Einfluss des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auf die Ablation hauptsächlich über den latenten Wärmestrom und die Veränderung der Oberflächenalbedo nachgewiesen werden.

Abstract

Melting of snow and ice at the surface is the essential ablation process of a temperate glacier. The amount of generated melt water can be quantified by the surface energy balance, consisting of long-wave and short-wave radiation balances and turbulent fluxes between surface and atmosphere. In this thesis all components of the surface energy balance on the Vernagtferner (Oetztal Alps) are determined in August 1998 and 2000 over periods of 3 consecutive fair weather days with a well developed glacier wind layer. The turbulent fluxes are calculated from covariances, derived by a spectral analysis procedure on high frequent fluctuation data of temperature, humidity and wind speed (eddy correlation method). Time-to-space transformation of the spectra together with profile measurements visualize the structure of the stable stratified flow mixing processes, which enhances heat exchange. Based on the flux-variances-relationship a simple bulk-parameterization scheme is derived, which allows a more accurate determination of turbulent fluxes than other methods. A close relationship between the available melt energy and the temperature gradient, derived from measurements at a station located outside the glacier area and one on the glacier, confirms the practicability of the temperature-index-method. The contribution of the radiation balance to ablation accounts to over 90% within the observation period. Furthermore the essential forcing of ablation by water vapour pressure in controlling latent heat flux and surface albedo changes is demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung 9

1. Gletscher, Ablation und Energieaustausch 13
1.1 Vorkommen von Gletschern in den Alpen 14
1.2 Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung 16
1.3 Ablation durch Schmelze – die Oberflächenenergiebilanz 17
1.4 Gletscherentwicklung und Klima 21

2. Abgrenzung und Ziele der Arbeit 25

3. Bisherige Untersuchungen am Vernagtferner 27
3.1 Die Forschung am Vernagtferner 27
3.2 Der Vernagtferner 28
3.3 Die Massenbilanz des Vernagtferners 30
3.3.1 Die geodätische Methode für lange Zeiträume 30
3.3.2 Die glaziologische Methode für Detailuntersuchung am Beispiel der Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000 30
3.3.3 Die Änderung der Gesamtmasse des Vernagtferners in Relation zu dem Anstieg der globalen und lokalen bodennahen Lufttemperatur 34
3.4 Das Abflussverhalten des Vernagtferners 34
3.5 Ansätze zur Abflussmodellierung am Vernagtferner 38
3.5.1 Das PEV-Modell 38
3.5.2 Das konzeptionelle HBV3-ETH9-Modell 39

4. Experimentelle Untersuchungen zur Schmelzwasserproduktion: die HyMEX-Experimente 1998 und 2000 41
4.1 Das Projekt „Glazialabflüsse“ von 1998 - 2001 41
4.2 Methodik zur experimentellen Untersuchung der Schmelzraten 43
4.2.1 Direkte Messung der Ablation 43
4.2.2 Indirekte Bestimmung der Ablation anhand der Energiebilanz der Eisoberfläche 44
4.2.3 Die turbulenten Energieflüsse zwischen Oberfläche und Atmosphäre 47
4.2.4 Design und Untersuchungsziele der Messungen 58
4.3 Messaufbau, Besonderheiten des Messsystems und der Geräte 59
4.3.1 Das PS89/ES89-System des MIM 60
4.3.2 Das Messgelände – Geländeneigung 63
4.3.3 Thermometer, Psychrometer und Anemometer 67
4.3.4 Strahlungsmessgeräte 73
4.3.5 Ultraschallanemometer-Thermometer und Rotor 79
4.3.6 Das Krypton-Hygrometer und dessen Einsatzgrenzen 95
4.3.7 Mastkonstruktion 99
4.3.8 Datenerfassung 99
4.3.9 Logistik 103

5. Datenanalyse 105
5.1 Analyse der Profildaten, Zeit-Höhenschnitte, Referenzdaten 105
5.2 Aufbereitung der Turbulenzdaten 107
5.3 Zur Theorie des Eddykorrelationsverfahrens 111
5.3.1 Taylor-Hypothese und organisierte Turbulenz 113
5.3.2 Quellgebiet - Footprint 119

5.3.3 Spektralanalyse 122
5.3.4 Varianzspektren 127
5.3.5 Kospektren 140
5.3.6 Ogivenanalyse 156
5.3.7 Berechnung der turbulenten Flüsse 161

6. Ergebnisse 165
6.1 Synoptische Bedingungen 165
6.2 Die Strahlungsbilanz 168
6.2.1 Die Globalstrahlung 169
6.2.2 Reflexstrahlung und Albedo 175
6.2.3 Langwellige Strahlungsströme 182
6.2.4 Die Strahlungsbilanz 186
6.3 Die Schichtung von Temperatur und Feuchte 189
6.4 Gletscherwind 192
6.5 Die turbulenten Flüsse 194
6.6 Die Parametrisierung der turbulenten Flüsse 196
6.6.1 Extrapolation der erforderlichen Messgrößen 197
6.6.2 Folgerungen für das Temperatur-Index-Verfahren 204
6.6.3 Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse 205
6.7 Wärmeflüsse in das Eis, Oberflächentemperatur 221
6.8 Tagesgang der Oberflächenenergiebilanz und Schmelzwasserproduktion 222

7. Schlussfolgerungen 223
7.1 Ablation und meteorologische Einflussgrößen 223
7.1.1 Strahlung 223
7.1.2 Wasserdampf 224
7.1.3 Wind 225
7.1.4 Bodennahe Temperatur 225
7.2 Ausblick 226

8. Literatur 227

Abbildungsverzeichnis Text 241

Abbildungsverzeichnis Tafelteil 247

Symbole 251

Abkürzungen 257

Danksagung

Mir ist vollständig bewusst, dass die nachfolgend dargestellten Arbeiten ohne die Unterstützung einer Vielzahl von Personen und deren Beitrag unmöglich zustande gekommen wären. Ich möchte mich daher an dieser Stelle bei all denen bedanken, die zu einem erfolgreichen Abschluss der Arbeiten zur Ablation des Vernagtferners beigetragen haben. Es handelt sich letztlich um das Resümee einer Vielzahl von Projekten auf den Gebieten der Mikrometeorologie und der Glaziologie, die sich über fast zwei Jahrzehnte erstreckt haben. Daher können leider nicht alle, sondern nur die unmittelbar an den Experimenten am Vernagtferner Beteiligten namentlich erwähnt werden. Die anderen mögen es mir nachsehen.

Besonderer Dank gebührt meinem Doktorvater Prof. Dr. Michael Kuhn, der mir mit großer Geduld jederzeit die nötige Freiheit ließ, diese Arbeit nach meinen Ideen auch neben dem sonst anfallenden Tagesgeschäft zu gestalten. Sein in diesen Fragestellungen ausgezeichneter Sachverstand und die damit verbundene konstruktive Kritik war mir immer eine große Hilfe und führte mich von allzu weiten Ausschweifungen auf den Boden der Fakten zurück.

Dasselbe gilt für die Kollegen der Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, insbesondere dem wissenschaftlichen Leiter Dr. Ludwig Braun, der mir als Antragsteller des Basisprojektes „Glazialabflüsse“ in freundschaftlichster Weise die notwendigen Vorraussetzungen und Unterstützung für eine fruchtbare wissenschaftliche Arbeit und die erforderliche Motivation bot. Die Feldarbeiten erforderten von den Mitarbeitern großen selbstlosen Einsatz, ohne den sich das Projekt nicht hätte realisieren lassen. Zu nennen wäre hier insbesondere die Unterstützung durch die Herren Dipl. Geol. Matthias Siebers, Dipl. Ing. Erich Heucke und Dr. Wilfried Hagg. Wesentlichen, nicht zuletzt zusätzlichen wichtigen moralischen Beistand lieferten auch Frau Dr. Heidi Escher-Vetter und insbesondere bei administrativen Problemen Frau Lusia Soturczak.

Wichtig war auch die Hilfe durch externe Institute. Die Basis für die Arbeiten wurde von 1986 bis 1995 am Meteorologischen Institut der Universität München geschaffen. Die daran beteiligten Mitarbeiter lieferten neben der Leihgabe wichtiger Instrumente auch aktive Unterstützung im Feld. Zu speziellem Dank bin ich hier Dipl. Met. Dietrich Müller und Dr. Hans Schroers sowie Herrn Norbert Beier verpflichtet. Leider nicht mehr namentlich aufführen kann ich die unzähligen studentischen „Feldknechte“.

Nicht zuletzt gebührt besonderer Dank meiner lieben Frau Renate, die unter dem weitgehend im privaten Bereich aufgebrachten zusätzlichen zeitlichen Aufwand in langen Nächten während der Fertigstellung der Arbeit in den letzten beiden Jahren besonders zu leiden hatte. Ohne ihr mir entgegengebrachtes Verständnis und ihre Geduld wäre die Realisierung des Projektes neben der regulären Berufstätigkeit mit Sicherheit nicht möglich gewesen.

Die finanzielle Grundlage stellte überwiegend die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) zur Verfügung, die das Projekt „Glazialabflüsse“ und anschließende Projekte mit großzügigen Mitteln gefördert hat. Im Fall von Finanzierungslücken war die Fortsetzung der Arbeiten auch mit zusätzlichen Mitteln der Bayerischen Akademie der Wissenschaften gesichert. Desweiteren förderte sie die drucklegung des Werkes. Dafür sei an dieser Stelle recht herzlich gedankt.

Besonderen Dank an Herrn Jan Zörner für seine großartige Hilfe bei der Druckvorbereitung der Arbeit. Nicht vergessen werden sollen jedoch auch die geistigen Väter der Forschungsarbeiten am Vernagtferner, Dr. Oskar Reinwarth, Prof. Heribert Moser und Prof. Horst Hagedorn, ohne deren Vorarbeit die moderne Vernagtforschung nicht denkbar wäre.

0. Einleitung

Der weltweit und in den Alpen seit ca. 1850 beobachtete Massenschwund der Gebirgsgletscher wird allgemein als Zeugnis und Folge eines globalen Klimawandels verstanden, der sich in erster Linie durch einen signifikanten Anstieg der bodennahen Lufttemperatur bemerkbar macht. Auch wenn dessen Ursache in der Wissenschaft teilweise noch strittig ist, gibt es Hinweise darauf, dass die Klimaerwärmung zu einem bedeutenden Anteil durch die weltweit steigende Emission von Treibhausgasen infolge der anthropogenen Aktivitäten nach der industriellen Revolution verursacht sein könnte. Träfe dies zu, ist in der Zukunft mit einem weiteren Anstieg der Temperatur und der erheblichen Modifikation weiterer Klimaparameter sowohl global, als auch in noch stärkerem Maße lokal, zu rechnen.

Die Folgen für die Schnee- und Eisbedeckung der Alpen und damit deren Wasserhaushalt sind vielfältig und können dank der wachsenden wissenschaftlichen Erforschung der Vorgänge innerhalb der letzten 150 Jahre bereits in der Gegenwart beobachtet werden. Sie umfassen neben dem allgemeinen Schwinden der in Form von Eis und Schnee gespeicherten Süßwasserreserven auch markante Veränderungen des Abflussverhaltens vergletscherter Einzugsgebiete bis hin zu bislang vereinzelt auftretenden katastrophalen Hochwasserereignissen. Obwohl sich die Veränderungen weltweit ereignen, ist die Alpenregion wegen ihrer spezielle Höhenerstreckung, ihrer dichten Besiedelung und der damit verbundenen ökonomischen Nutzung in besonderem Maße davon betroffen. Es gilt daher, dort die Auswirkungen rechtzeitig zu untersuchen, um die Erkenntnisse auch auf Gebiete ausdehnen zu können, in denen, wie z.B. in Zentralasien, wegen ihrer höheren Lage erst in der Zukunft ähnlich markante Folgen auftreten werden.

Vor diesem Hintergrund ist das Interesse der Öffentlichkeit an der Erforschung des Verhaltens der Alpengletscher in den letzten Jahren deutlich gewachsen. Die Anzahl der populärwissenschaftlichen Beiträge und Berichte zum Thema „Gletschersterben" in Zeitschriften, Hörfunk und Fernsehen haben sich seit 1998 geradezu potenziert, auch ohne den konkreten Eintritt von Katastrophenereignissen. Dies hat nicht zuletzt seine Ursache in dem Umstand, dass die gegenwärtigen Veränderungen der Alpengletscher innerhalb von wenigen Jahren für jedermann sichtbar werden. Das Erscheinungsbild hat sich im Vergleich zu den 1980er Jahren deutlich gewandelt, Gletscherzungen haben nicht nur an Länge sondern auch beträchtlich an Mächtigkeit eingebüsst, der Anteil der hellen Firnflächen ist im Verhältnis zu den dunklen Eisflächen deutlich kleiner geworden.

Der Höhepunkt der Entwicklung wurde in Europa im außergewöhnlich heißen Sommer 2003 erreicht, in welchem wesentlichen Teile dieses Manuskripts erstellt wurden. Noch nie seit Beginn der quantitativen Erfassung der Veränderungen der Alpengletscher, die teilweise in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts ihren Anfang nahm, wurden derartige Abschmelzbeträge innerhalb eines Jahres beobachtet. Sie betrugen beispielsweise am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen über die gesamte Gletscherfläche gemittelt mit 2.13 m Wasseräquivalent (w.e.) nahezu das doppelte des bislang im Haushaltsjahr 1990/91 gemessenen Maximalwertes von 1.08 m. Der Eisdickenverlust betrug im Bereich des Auslaufs der Gletscherzunge auf ca. 2800 m NN über 6 m und selbst in der Gipfelregion ging nach dem vollständigen Abschmelzen der Winterschneedecke noch bis zu ein Meter des Firnkörpers verloren. Schmelzbeträge in dieser Größenordnung wurden bis zu diesem Zeitpunkt nicht einmal von glaziologischen Experten theoretisch für möglich gehalten.

Wie im Kapitel 1 noch genauer erläutert, verdanken Gletscher ihre Existenz dem Eintrag von festem Niederschlag, der in den Alpen überwiegend in den Wintermonaten fällt. Wird diese Schneedecke in den nachfolgenden Sommermonaten nicht vollständig wieder abgebaut, verdichtet sich der Rest und verwandelt sich allmählich in solides Gletschereis. Für die Massenverluste sind somit die als *Ablation* bezeichneten Prozesse des Abbaus der Schnee- bzw. Eisdecke verantwortlich.

Die bislang gewonnenen Forschungsergebnisse lieferten bereits konkrete Hinweise auf die sogenannte „*Klima-Gletscher-Beziehung*“ und bildeten die Grundlage für die Erstellung von glazialhydrologischen Modellen, welche auf der Basis von Geländeinformationen und mehr oder minder detaillierten Klimadaten Abflussmengen, oder seltener, auch die Entwicklung der Gletscher berechnen. Die Überprüfung der Modellergebnisse anhand der meist spärlich vorhandenen Messungen zeigen jedoch in ihrer Gesamtheit noch erhebliche Defizite, so dass selbst für die nachprüfbare Entwicklung in der Vergangenheit meist nur qualitative statt quantitative Angaben möglich sind. Prognosen der zukünftigen Entwicklung auf der Basis noch unsicherer Vorhersagen der klimatischen Randbedingungen grenzen dadurch an den Bereich der Spekulation.

Die *Heterogenität* und Unwegsamkeit des Geländes im Gebirge, die damit verbundene beschränkte Datenlage und die Komplexität selbst der bekannten Prozesse und Wechselwirkungen beim Energie- und Massenaustausch zwischen Kryosphäre und Atmosphäre, erfordern in den genannten Rechenmodellen den umfangreichen Einsatz von sogenannten „*Parametrisierungen*“, d.h. zum Teil drastische Vereinfachungen auf empirischer Basis. Da deren Allgemeingültigkeit in der Regel beschränkt ist, können die Modelle auch nur selten auf andere Regionen ausgeweitet werden. Es gilt daher immer wieder, diese Ansätze unter neuen Bedingungen zu überprüfen und, falls möglich, zu verallgemeinern.

Mit dem Vernagtferner, gelegen im höchsten Teil der Ötztaler Alpen im österreichischen Bundesland Tirol, wurde ein Alpengletscher und dessen Entwicklung unter den sich verändernden klimatischen Randbedingungen seit Beginn des 17. Jahrhunderts wissenschaftlich begleitet und untersucht. Neben einer ersten genauen geodätischen Aufnahme um 1889 lieferten meteorologische Experimente zum Wärmehaushalt der Oberfläche in den 1950er-Jahren erste detaillierte Erkenntnisse zu den Ablationsvorgängen an seiner Oberfläche. Ab 1965 liegen jährliche Bestimmungen des Massenhaushalts nach der glaziologischen Methode und mit Einrichtung einer Pegel- und Klimastation im Jahre 1973 im Gletschervorfeld auch nahezu lückenlose hydrologische und meteorologische Daten vor. Im Rahmen des durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (**DFG**) geförderten *Sonderforschungsbereiches 81* wurde die Vernagtforschung durch Sonderprogramme bis 1986 stark ausgeweitet und die Hydrologie des Einzugsgebietes inklusive wesentlicher Details des Gletschers in einem bislang beispiellosen Umfang erforscht. In diesem Umfeld wurde auch das erste physikalisch basierte Schmelzwasserproduktionsmodell für den Gesamtgletscher entwickelt und betrieben.

Die anschließend im Rahmen des Monitoring-Programms der *Kommission für Glaziologie* der *Bayerischen Akademie der Wissenschaften* weiterhin erhobenen Daten zeigten in der für die Eisreserven des Gletschers besonders verlustreichen Phase seit 1980 eine markante Veränderung des Abflussregimes. Diese bestand nicht nur in einer kontinuierlichen Zunahme der jährlichen Gletscherspende, sondern auch in einem außerordentlich starken Anstieg der Abflussspitzen, welcher zweimal die umfangreiche Sanierung und Anpassung des Messgerinnes der Pegelstation Vernagtbach erforderte. Da dieses zuvor in der wissenschaftlichen Fachliteratur noch nie beschriebene Abflussverhalten auch mit dem bestehenden mathematischen Modell nur unzureichend erklärt werden konnte, wurde die Hydrologie des Vernagtferners in den Jahren 1998 bis 2000 einer erneuten intensiven experimentellen Untersuchung im Rahmen eines ebenfalls durch die DFG geförderten hydrologisch-meteorologischen Forschungsprogramms unterzogen. Das erklärte Ziel dieser Arbeiten bestand in der Klärung der Ursachen für die Form der Abflussganglinie.

Um dieses Ziel zu erreichen musste in einem ersten Schritt die durch die Ablationsprozesse an der Gletscheroberfläche gebildete Schmelzwasserwelle untersucht werden. Dies erfolgte in zwei umfangreichen mikrometeorologischen Untersuchungen zur Oberflächenenergiebilanz im August 1998 und August 2000 jeweils im Zeitraum mit den maximal auftretenden Abflüssen. Die Experimente wurden im Gegensatz zu früheren Untersuchungen mit den aufwendigsten Verfahren der Mikrometeorologie, wie etwa Eddykorrelationsmessungen direkt auf dem Gletscher durchgeführt. Sie lieferten daher einen umfassenden Einblick in die mikrometeorologischen Prozesse bei der Ablation eines Alpengletschers unter den gegenwärtigen klimatischen Randbedingungen.

Ursprünglich sollten die beiden Experimente nur Informationen zur räumlichen Variation der Ablationsprozesse unter ansonsten ähnlichen thermischen Bedingungen liefern. Glücklicherweise unterschieden sich die Intensivmessphasen jedoch deutlich im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, so dass gleich-

zeitig dessen Einfluss auf den Energieumsatz an einer Gletscheroberfläche deutlich wurde. Es konnte eine Reduktion der Ablationsraten unter Bedingungen mit niedriger Luftfeuchtigkeit beobachtet werden, welche in mehrfacher Weise den Energieaustausch beeinflusste. Diese Erkenntnisse lassen sich durchaus auf Gletscher in Trockenklimaten übertragen.

Die vorliegende Arbeit stellt in erster Linie eine umfangreiche Dokumentation dieser Untersuchungen und deren Ergebnisse dar und ordnet diese in die bisherigen Erkenntnisse bei der Erforschung des Verhaltens des Vernagtferners in der Phase der beobachteten Klimaerwärmung ein. Sie liefert damit ein weiteres Element zum Verständnis der komplexen Wirkungskette *Klima*, *Gletscher* und *Glazialabfluss*.

1. Gletscher, Ablation und Energieaustausch

Mit dem Begriff *Gletscher* wird allgemein eine zusammenhängende Masse aus körnigem Firn und Eis bezeichnet, die durch Metamorphose aus mehrere sommerliche Schmelzperioden überdauernde Schneeansammlungen gebildet wurde (WILHELM, 1978). Damit ist ihre Existenz unmittelbar an Orte gebunden, an denen viel Niederschlag in fester Form (Schnee, Hagel und Graupel) fällt, folglich durch ein gleichzeitig feuchtes und kaltes Klima gekennzeichnet sind (OERLEMANS, 2001). Feucht bedeutet in diesem Zusammenhang, dass potentielle Quellgebiete advehierter feuchter Luftmassen, wie beispielsweise Meere und Ozeane, nicht weit entfernt liegen. Niedrige Temperaturen finden sich dagegen in hohen Breiten und insbesondere in großer Seehöhe. In der freien Atmosphäre wird im Mittel eine Abnahme der Temperatur mit der Höhe $\boldsymbol{\Gamma}$ von 0.006 Km^{-1} beobachtet (LILJEQUIST, 1962).

Ein weiterer wichtiger Fakt ist, dass die maximale Aufnahmekapazität der Luft für Wasserdampf durch die Temperatur begrenzt wird. Der Sättigungsdampfdruck **E** [hPa] nimmt mit sinkender Temperatur T [°C] in einer Gesetzmäßigkeit ab, die durch die bekannte MAGNUS-*Formel* (z.B. SONNTAG, 1990)

$$\mathbf{[1.1]} \quad E = 6.112 \cdot \exp\left(\frac{17.62 \cdot T}{243.12 + T}\right)$$

beschrieben wird. Demnach nehmen beispielsweise die potentiellen Niederschlagsmengen zu den kälteren Polargebieten hin generell ab. Am günstigsten sind Bereiche, in denen feuchte Luftmassen durch Vermischung mit kalten Luftmassen oder erzwungene Hebung stark abgekühlt werden und daher Wasserdampf kondensiert. Dort treten besonders ergiebige Niederschläge auf, die bei bodennahen Temperaturen unter oder in der Nähe des Gefrierpunktes in der Regel als Schnee fallen. Typisch dafür sind die Luvseiten von hochragenden Gebirgsketten in der Nähe von Küstenlinien, die eine Barriere für die großräumige Zirkulation bilden und damit Hebungsvorgänge fördern.

Auch ohne den Einfluss der Meereshöhe ist die Temperaturverteilung der Erde wegen der unterschiedlichen Sonneneinstrahlung und der Verteilung der Kontinente höchst variabel. Im Mittel ist die Südhalbkugel kälter als die Nordhalbkugel (LILJEQUIST, 1962). Je nach geographischer Breitenlage und Entfernung zum Meer unterliegt die Lufttemperatur unterschiedlichen jahreszeitlichen Schwankungen und bestimmt damit den Zeitraum und die Häufigkeit potentieller Schneefälle. Die saisonalen Unterschiede sind in den mittleren Breiten und im Innern der Kontinentente am größten.

Während der Niederschlagsereignisse wird der feste Niederschlag in Form einer Neuschneedecke deponiert. Zudem kommt es zu Umlagerungen durch Schneeverwehung. Die damit verbundenen Vorgänge werden unter dem Begriff *Akkumulation* zusammengefasst. In der restlichen Zeit wird die Schneedecke durch unterschiedliche Prozesse abgebaut, die unter dem Begriff *Ablation* erfasst werden. Der effektivste Vorgang dabei ist die Schmelze durch Aufnahme von Strahlungsenergie und Wärme aus der Atmosphäre an der Oberfläche. Diese ist wegen der Temperaturabnahme mit der Höhe und der damit längeren Zeiträume mit Temperaturen über dem Gefrierpunkt in tieferen Lagen effizienter. Im Flachland kann daher die Schneeauflage einen vollständigen Jahreszyklus außerhalb der Polargebiete nicht überdauern. Dies ist allenfalls in höher gelegenen Gebirgsregionen möglich.

Die Umwandlung der zunächst locker gepackten Neuschneeschicht mit einer mittleren Dichte von 100 kgm^{-3} in kompaktes Gletschereis mit 910 kgm^{-3} ist ein komplizierter Prozess, der je nach den thermischen Verhältnissen unterschiedlich viel Zeit in Anspruch nimmt. Eine detailliertere Beschreibung dieser Vorgänge findet man beispielsweise bei PATERSON (1981). Beschleunigend wirkt das Eindringen von

Flüssigwasser in die Schneeschicht in Form von Schmelzwasser oder Regen. Dadurch verkürzt sich die Metamorphose auf einen Zeitraum von wenigen Jahren, wohingegen sie in den kalten und trockenen Polargebieten oder auch sehr großen Höhen bis zu mehrere 100 Jahre beanspruchen kann.

Die grundlegende Voraussetzung für die Bildung von Gletschern ist somit ein Überwiegen der Akkumulation **Ac** gegenüber der Ablation **Ab**. Zum Erhalt der Vergletscherung genügt dagegen **Ac/Ab = 1, Ac/Ab < 1** führt zu einer Reduktion der Gletschermasse.

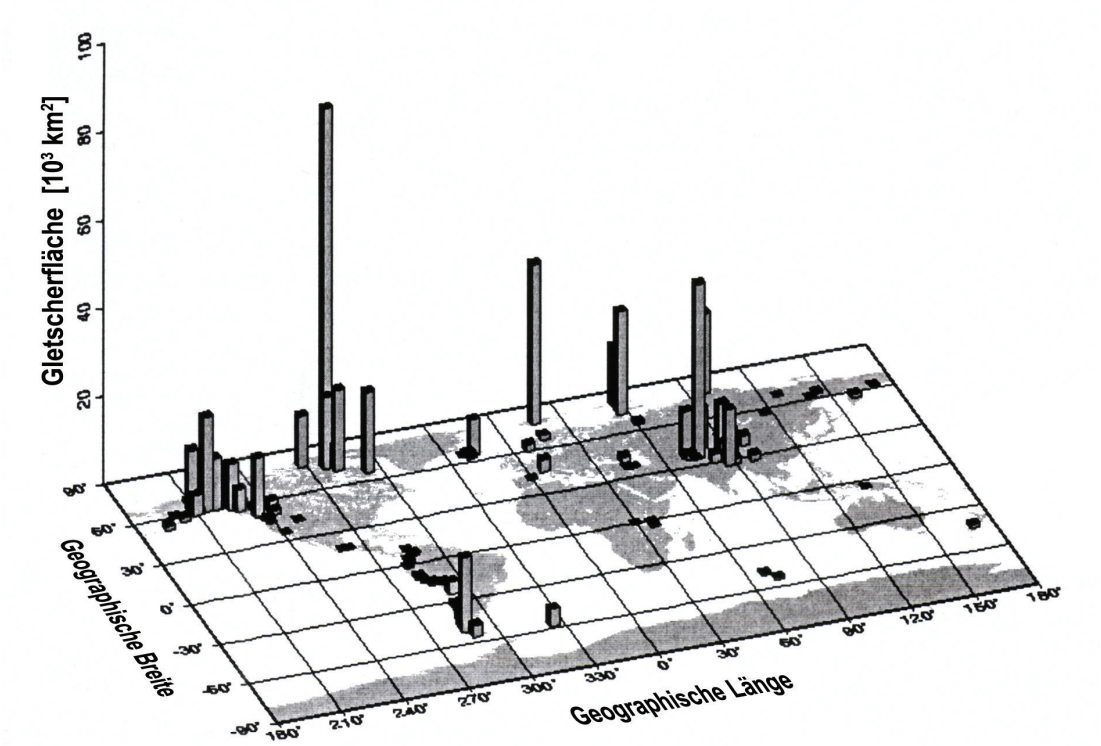


Abb. 1.1: *Globale Verteilung der Vergletscherung außerhalb der Antarktis und Grönland anhand der Gletscherfläche von 100 Regionen, die durch den World Glacier Monitoring Service (WGMS) in Zürich (*Haeberli & Hoelzle*, 1995) ausgewiesen werden. (Aus* Oerlemans*, 2001).*

Diese generelle Bedingung beschränkt das Vorkommen von Gletschern außerhalb der Polargebiete unter den gegenwärtigen klimatischen Bedingungen auf wenige ausgewählte Regionen auf der Welt. Wie anhand der durch den World Glacier Monitoring Service (WGMS) in Abbildung 1.1 ausgewiesenen Beispiele der Gletscherflächen von 100 Regionen verdeutlicht, findet man die größten Gletscherflächen hauptsächlich an der Westseite der hohen Gebirge in Alaska, Zentralasien, Patagonien und Nordkanada. In Europa finden sich Gletscher nur vereinzelt in den Gebirgsketten an der Westküste von Skandinavien und im Alpenraum.

1.1 Vorkommen von Gletschern in den Alpen

Das Verhältnis von Akkumulation zu Ablation und somit das Angebot an festem Niederschlag und die Effizienz der Erosion der Schnee- und Eisbedeckung bestimmen somit überall auf dem Globus die Entwicklung der Gletscher. Der Alpenbogen mit einer West-Ost-Erstreckung von ca. 1000 km und ca. 250 km in Nord-Süd-Richtung befindet sich auf 46° nördlicher Breite in der Klimazone der gemäßigten

Breiten, die durch ausgeprägte Variation des Temperatur- und Niederschlagsregimes geprägt ist. Niederschlag in fester Form und damit die Akkumulationsperiode ist weitgehend auf das Winterhalbjahr von Oktober bis März beschränkt, innerhalb dessen sich in der Regel eine bis in die Niederungen geschlossene Schneedecke ausbilden kann. Der Anteil des festen Niederschlags am Gesamtniederschlag eines Jahres steigt beispielsweise in Österreich von 37% auf 1500 m NN bis auf 83% auf 3000 m NN an (KUHN, 1994). In Hochlagen oberhalb 2500 m NN verlängert sich die Akkumulationsperiode um weitere zwei bis drei Monate. In den Sommermonaten Juli bis September ist Schneefall allenfalls in den Gipfellagen oberhalb von 3000 m NN gelegentlich möglich. Mit Ausnahme dieser Einzelereignisse ist von Juni bis September auch in den Hochlagen die Ablation der dominierende Prozess, in den Tieflagen ist das bereits im Frühjahr der Fall.

Während das Temperaturregime primär durch die Höhenlage bestimmt wird, ist das Niederschlagsangebot zusätzlich regional sehr unterschiedlich. Gletscher sind bevorzugt an den Stellen zu finden, wo das Akkumulationsangebot optimal und die Ablation reduziert ist. Ihre Ausdehnung wird erst nach dem nahezu vollständigen Abbau der Winterschneedecke gegen Ende der Ablationsperiode sichtbar. Dann ist die Situation vergleichbar mit dem Bild einer Strasse nach einem Niederschlagsereignis: Während der Grossteil der Fläche rasch abtrocknet, bleiben an einzelnen meist ortsfesten und tiefer gelegenen Stellen Pfützen übrig. Darin akkumuliert sich das Regenwasser, so dass es erheblich länger dauert, bis es ebenfalls durch die Verdunstung wieder verschwindet.

Die Lage der für den Erhalt von Gletschern begünstigten Regionen in den Alpen ist auf einem Satellitenbildmosaik bestens erkennbar, das im Sommer nach dem Abbau der Winterschneedecke aufgenommen wurde. Auf Grund ihrer gegenüber der Umgebung deutlich erhöhten Reflexion der kurzwelligen Einstrahlung heben sich Schnee- und Eisflächen so kontrastreich ab, dass auch ihre Verteilung und Orientierung sichtbar wird. Kombiniert man ein derartiges Mosaik mit einer hochaufgelösten Kartierung der Verteilung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen wie in *Abbildung A auf Tafel I,* so erkennt man, dass ein überdurchschnittliches Niederschlagsangebot (blaue Färbung), wie es überwiegend in den Randbereichen der Alpen auf Grund der dort verstärkt auftretenden Hebungsvorgänge anzutreffen ist, allein nicht genügt, um Gletscher entstehen zu lassen oder zu erhalten. Vielmehr ist die Höhenlage oberhalb von 3000 m NN und die damit verbundene Verlängerung der Akkumulationsperiode bzw. die Verkürzung der Ablationsperiode das entscheidende Kriterium. Bevorzugt sind Regionen, die sowohl einem hohen Niederschlagsangebot unterliegen als auch reich an Gipfeln sind, die über das Niveau von 3000 m NN hinausragen. Beispiele dafür sind das Berner Oberland in den Westalpen oder die Zillertaler Alpen und die Hohen Tauern in den Ostalpen. Dort findet man die gegenwärtig sowohl bezüglich ihrer Masse als auch ihrer Flächenausdehnung größten Gletscher der Alpen wie den Großen Aletschgletscher mit einer Fläche von 85 km^2 in den Berner Alpen oder das Pasterzenkees (19 km^2) am Großglockner. In den Nördlichen Kalkalpen oder dem Tessin dagegen sind Gletscher sehr selten, da nur sehr wenige Mas-sive bis an die 3000 m-Grenze reichen. Die Gesamtfläche aller Gletscher in Bayern erreicht nicht einmal mehr 1 km^2 (ESCHER-VETTER, 2002).

In den Zentralalpen und speziell in den inneralpinen Tälern ist das Niederschlagsangebot auf Grund von Abschirmungs- und Föhneffekten unterdurchschnittlich (rötliche Färbung). Die dort befindlichen Bergketten reichen aber bis nahe an 4000 m NN, so dass sie dennoch große zusammenhängende Gletscherflächen aufweisen. Beispiele sind die Ortlerregion und die Ötztaler Alpen. Wegen ihrer „mangelhaften Ernährung" verdanken diese Gletscher ihre Existenz jedoch primär den Eisreserven, die unter den klimatischen Bedingungen vor 1850 angesammelt wurden (BRAUN & WEBER, 2002a). Die seit dieser Zeit und insbesondere im letzten Jahrhundert beobachtete globale Erwärmung (IPCC, 2001) und der damit verbundene Anstieg der mittleren Frostgrenze um über 200 m hat vor allem in den Trockengebieten der österreichischen und italienischen Alpen zu Massenverlusten der Gletscher von bis zu 75% der Masse um 1850 geführt.

Zu den Gletschern der Ötztaler Alpen mit hohen Massenverlusten gehört auch der Vernagtferner, an dem die in dieser Arbeit geschilderten detaillierten Untersuchungen zur Eisablation durchgeführt wurden. Er ist mit 8.5 km^2 neben dem benachbarten Gepatschferner (17.5 km^2), dem Mittelbergferner (12 km^2) und dem etwa gleich großen Hintereisferner einer der größten Gletscher in der Region.

1.2 Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung

Sobald sich eine Neuschneedecke gebildet hat, wird sie unmittelbar wieder abgebaut. Der Höhenbereich, in dem die Akkumulation stattfindet ist im Hochgebirge relativ scharf durch das Niveau begrenzt, in dem Schnee in Regen übergeht. In der Realität ist die sogenannte Schneegrenze jedoch wesentlich diffuser. Beispiele zeigen die Abbildungen 1.2 und die Luftaufnahme der Ötztaler Alpen *Abbildung B auf Tafel I.* Über dem heterogen gegliederten Gebirgsrelief wird der Schnee nicht gleichmäßig deponiert.

Die Neuschneedecke besitzt zunächst nur eine geringe Dichte von etwa 100 kgm^{-3}. Sie besteht aus einem lockeren Gefüge von Eiskristallen und ist insbesondere bei tiefen Temperaturen zunächst höchst instabil. Deshalb können Teile durch die Windkräfte verfrachtet und an anderer Stelle deponiert werden. Des Weiteren können im steilen Gelände erhebliche Schneemengen temporär durch Lawinenabgänge verlagert werden. Diese beiden mechanisch bedingten Formen der Ablation sind sehr effizient und insbesondere in den Höhenbereichen wirksam, in denen wegen zu tiefen Temperaturen keine Schmelze stattfinden kann. In den Abbildungen 1.2 und I-B ist deutlich sichtbar, dass steile Gipfelgrate und Wände nahezu schneefrei geblasen wurden. Dieser Schnee wird in den tiefer gelegenen flacheren Karmulden zusätzlich deponiert. Im Bereich der Schneegrenze sind zusätzlich Lawinenbahnen erkennbar, auf denen erhebliche Schneemassen weit unter diese transportiert werden.

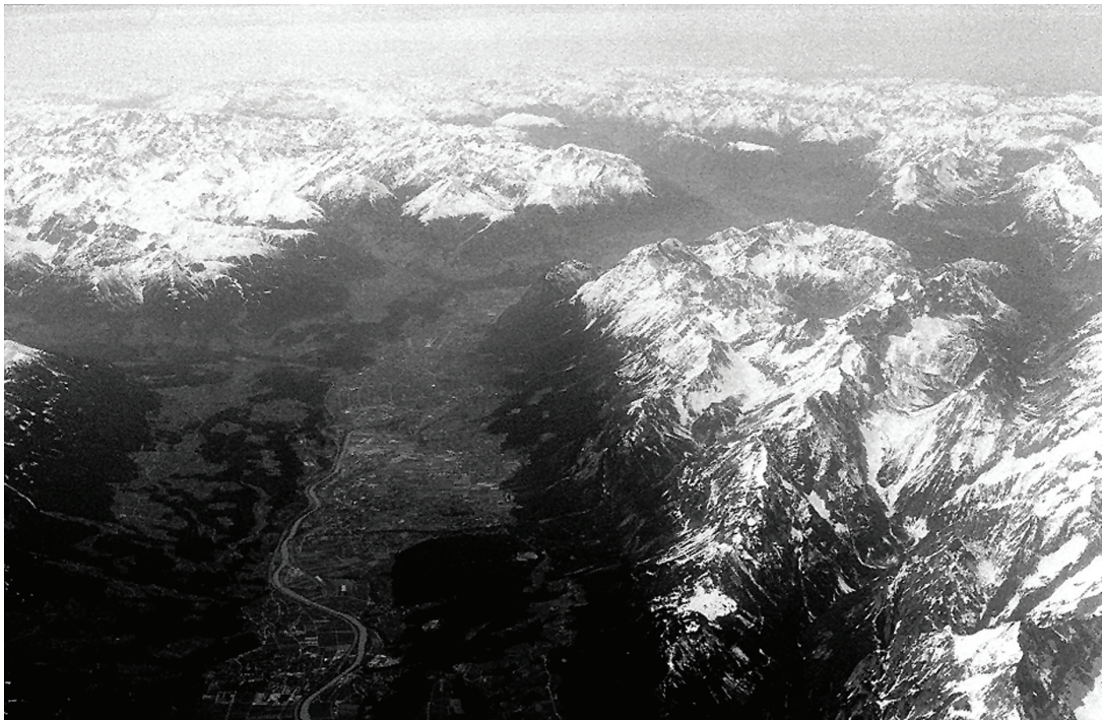


Abb. 1.2: *Blick nach Westen entlang des Inntals auf Innsbruck und die noch mit Winterschnee bedeckte Nordkette 2334 m NN (rechts). Im Hintergrund das Stubai (links) und das Mieminger Plateau mit der Hohen Munde 2659 m NN und dem Gaistal (rechts oben). (Foto: L. Braun, 26.4.2000)*

Dieser Mechanismus der Wind- und Lawinenverfrachtung hat auf die Gletscherbildung erheblichen Einfluss, denn er erhöht an bestimmten bevorzugten Stellen ähnlich dem im vorigen Abschnitt erwähnten „Pfützeneffekt“ die Akkumulation. Unter günstigen Umständen kann genau in diesen Bereichen die Bedingung erfüllt werden, dass die lokale Akkumulation größer als die Ablation ist und ein Teil des Schnees die Ablationsperiode auch in einer Höhenlage überdauert, in der eine freie Schneedecke vollständig abschmelzen würde. Ein typisches Beispiel für einen derartigen Gletscher ist der Höllentalferner an der

Nordseite der Zugspitze, der in einem engen Kessel mit steilen Wänden liegt. Er wird überwiegend von Triebschnee und Lawinen genährt und zusätzlich durch die umgebenden Felswände weitgehend vor der direkten Bestrahlung geschützt. Deshalb hat er trotz seiner ungewöhnlich tiefen Höhenlage von 2250 m NN bis 2500 m NN im Gegensatz zu dem zwischen 2600 m NN und 2800 m NN gelegenen Nördlichen Schneeferner nur wenig an Masse und Fläche verloren (Escher-Vetter *et al.*, 1998).

Die Ablation durch Wind- und Lawinenverfrachtung ist in Lagen oberhalb der permanenten Frostgrenze wie beispielsweise im Himalaya die wesentliche Form des Schneedeckenabtrags. Ohne diesen Mechanismus wären diese Gipfel längst unter einem mehrere Kilometer mächtigen Eispanzer verschwunden.

Die Quantifizierung oder gar modellhafte Beschreibung dieses für die Schnee-, Gletscher- und Abflussmodellierung äußerst wichtigen Prozesses ist noch immer Gegenstand der Forschung. Ein operationell im Hochgebirge verwendbarer physikalisch basierter Modellansatz ist bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht verfügbar (Burlando *et al.*, 2002). In den meisten Fällen verlagert man das der Ablation zugeordnete Problem auf die Dynamik der räumlichen Verteilung der Akkumulation. Anhand der statistischen Analyse von Höhenprofilen der gemessenen Winterakkumulation werden zum Beispiel Korrekturfunktionen für die Höhenverteilung des Niederschlags abgeleitet (Moser *et al.*, 1986). Der Schneeeintrag im eisfreien Gebiet wird auf nur 60% dessen auf dem Gletscher abgeschätzt. Komplexer sind Interpolationsverfahren des räumlichen Akkumulationsmuster auf der Basis von geostatistischen Methoden, wie sie beispielsweise von Balk & Elder (2000) vorgeschlagen werden. Ein alternativer Ansatz wird mit so genannten „Neuverteilungs-Modellen" (z.B. Hartmann et al., 1999) verwendet, die den am Punkt gemessenen Niederschlagseintrag unter Berücksichtigung von Parametern wie Wind, Schwerkraft, Topographie und Vegetation über das Gelände verteilen. Ein inzwischen weit verbreitetes Modell dieser Art ist SnowTrans-3D (Liston & Sturm, 1998).

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Ablationsverhältnisse nur über kurze Zeiträume während der Ablationsperiode unter den jeweiligen Akkumulationsbedingungen untersucht werden, muss auf diesen wichtigen Teilaspekt der Ablation an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Der folgende Abschnitt behandelt daher das zentrale Thema, nämlich das der Ablation durch Schmelzprozesse an der Oberfläche.

1.3 Ablation durch Schmelze – die Oberflächenenergiebilanz

Der Phasenübergang des Wassers von fest nach flüssig und umgekehrt ist jedermann ein vertrauter natürlicher Vorgang. Es handelt sich dabei um einen rein energetischen Prozess, die ursprüngliche Masse wird dabei nicht verändert, lediglich die Dichte wird beim Schmelzen vergrößert oder beim Gefrieren verringert. Allerdings haben Eis und Wasser völlig verschiedene Stabilitätseigenschaften. Einen Eiswürfel mit einer Kantenlänge von 10 cm kann man problemlos auf den Tisch stellen, mit einem Liter Wasser gelingt dies ohne geeignetes Gefäß nicht. Die inneren Kräfte zwischen den Molekülen sind zu gering, als dass sie den äußeren Kräften wie der Schwerkraft standhalten können, folglich fließt das Wasser entweder längs einem Gefälle oder seitlich davon. Erst dieser Transport führt zu einer Massenänderung im ursprünglichen Volumen und damit zu einer Verringerung der Eismasse im Sinne der Ablation. Ein Gletscher oder eine Schneedecke verliert nicht durch den Schmelzprozess allein an Masse, sondern durch den Abfluss des gebildeten Schmelzwassers. Umgekehrt kann gefrorenes Wasser z. B. in Form von Schnee aber auch durch den Vorgang des Gefrierens auf einem Gletscher deponiert werden.

Dennoch ist die Phasenumwandlung von Eis durch Schmelze oder Sublimation bereits für sich allein ein wichtiger Prozess für die Ablation. Jeder Körper ist über seine Oberfläche im ständigen Energie- und im beschränkten Maße auch Massenaustausch mit seiner natürlichen Umgebung. Die wichtigsten Formen des Energieaustauschs sind

- Strahlungsfluss in Form von elektromagnetischen Wellen
- Turbulenter Wärmeaustausch mit der umgebenden Luftmasse
- Latenter Wärmeaustausch über den Wasserdampf aus der umgebenden Luftmasse

- Molekulare Wärmeleitung in den Körper
- Advektion von Wärme z.B. durch den Niederschlag oder eine Kontaktfläche

Jeder dieser Energieflüsse kann für sich einen Gewinn oder Verlust bedeuten. Ihre Summe entspricht der Energie, die dem Körper zugeführt oder entzogen wird. Dies lässt sich einfach in Form der allgemeinen Wärmehaushaltsgleichung oder Energiebilanz der Oberfläche formulieren:

$$\mathbf{[1.2]} \quad R + H + LE + G + PW = S \quad \text{mit}$$

R : *Kurzwellige und langwellige Strahlungsbilanz [Wm^{-2}],*
H : *Turbulenter Strom fühlbarer (sensibler) Wärme [Wm^{-2}],*
LE : *Turbulenter Strom der latenten Wärme (Verdunstung, Kondensation) [Wm^{-2}],*
G : *Wärmefluss in den oder aus dem Körper [Wm^{-2}],*
PW: *Wärmezufuhr durch den Niederschlag [Wm^{-2}],*
S : *der Oberfläche zugeführte oder entnommene Gesamtenergie [Wm^{-2}].*

Die Vorzeichen der Terme werden in der Gleichung [1.2] so gewählt, dass positive Energieflüsse eine Energiezufuhr zur Oberfläche bedeuten. Wird dem Körper Energie zugeführt, so wird sich dessen Temperatur an der Oberfläche $\mathbf{T_0}$ zunächst erhöhen. Da $\mathbf{T_0}$ ein bestimmender Parameter für die Größe der Energieflüsse selbst ist, sich diese somit vergrößern oder verkleinern können, stellt sich nach einiger Zeit ein Gleichgewicht ein, so dass $\mathbf{S} = 0$ resultiert. Für einen Eiskörper oder auch eine Schneedecke ergibt sich nun die Besonderheit, dass sowohl die Oberflächentemperatur als auch der Körper an sich einen Wert von 0° C nicht überschreiten kann. Sobald die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt erreicht, beginnt der Prozess des Phasenübergangs von fest nach flüssig. Dieser verbraucht selbst eine gewisse Wärmemenge pro Masseneinheit, die allgemein als Schmelzwärme für Eis bezeichnet wird. Diese beträgt bis auf eine geringe Druckabhängigkeit konstant $3.337 \cdot 10^5$ Jkg^{-1}. Somit liefert die Energiebilanzgleichung einen direkten Bezug zwischen der externen Energiezufuhr **S** [Wm^{-2}] über die Oberfläche **F** und der innerhalb des Zeitraums **Δt** [**s**] gebildeten Schmelzwassermasse $\mathbf{M_S}$

$$\mathbf{[1.3]} \quad M_S = \frac{S \cdot F \cdot \Delta t}{3.337} \cdot 10^{-5} \quad \text{[kg]}.$$

Die Abhängigkeit von der Oberfläche ist ein aus dem Alltag bekanntes Phänomen. Ein Eisbrocken schmilzt deutlich schneller, wenn man ihn in kleine Stücke zerteilt und damit die schmelzende Oberfläche vergrößert.

Die allgemeine Energiebilanzgleichung [1.2] gilt in dieser Form uneingeschränkt, und kann daher auch auf jede beliebige Schnee- oder Eisoberfläche prinzipiell angewendet werden. Ausführliche Darstellungen und Diskussionen finden sich in der Literatur und Lehrbüchern (z.B. Escher-Vetter, 1980; Kuhn, 1984; Stull; 1988; Kuhn, 1994; Escher-Vetter, 2000). Sie ist zunächst unabhängig von der Größe, Neigung und Orientierung der betrachteten Fläche. Die zur Schmelze verfügbare Energie **S** ergibt sich als Summe der Terme auf der linken Seite der Gleichung. Der Vorgang der Schnee- und Eisschmelze ist eine Senke für Energie. Sie findet daher nur dann statt, wenn sich für **S** numerisch ein positiver Wert ergibt und sich die zunächst in der Energiebilanzgleichung nur implizit enthaltene Eistemperatur $\mathbf{T_0}$ auf dem Schmelzpunkt befindet. Umgekehrt ist dies aber nicht gleichbedeutend damit, dass auch die Temperatur der darüber liegenden Luftschicht **T** zwingend auf dem Schmelzpunkt liegen muss. Kuhn (1987) beispielsweise zeigt in einer Analyse, dass unter den Bedingungen relativ starker Einstrahlung die Schmelze bereits bei Lufttemperaturen von –10°C einsetzen kann, andererseits bei einem niedrigen Strahlungsangebot zusammen mit einem niedrigen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre auch bei +10°C noch unterbleibt. Ist an der Oberfläche flüssiges Wasser vorhanden, kann dieses prinzipiell auch gefrieren. Bei der Phasenumwandlung wird eine mit der Schmelzwärme identische Menge an Gefrierwärme frei,

die durch einen negativen Wert von **S** kompensiert wird. Das Flüssigwasser kann entweder von vorangegangenen Schmelzvorgängen übrig sein oder durch Kondensation von Wasserdampf aus der Luft an der kalten Oberfläche gebildet werden.

Die Energiebilanzgleichung gilt selbstverständlich auch für den Fall, dass keine Schmelze auftritt, weil die Temperatur der Oberfläche unterhalb des Schmelzpunktes verbleibt. Eine solche Situation ist in den Alpen in den Wintermonaten oder in hoch gelegenen außeralpinen Gebirgsregionen, die über die dort bei ca. 5500 m NN liegende Frostgrenze hinausragen, sogar ganzjährig die Regel. Unter diesen Bedingungen ist **S** = 0, die möglicherweise vorhandenen Gewinne aus der Strahlungsbilanz werden dann durch die turbulenten Flüsse der sensiblen Wärme **H** und der Verdunstung **LE** und den Fluss in oder aus dem Eiskörper oder der Schneedecke **G** kompensiert. **H** vermag in effizienterer Weise als die kaum vorhandene molekulare Wärmeleitung Enthalpie aus der Atmosphäre zur Oberfläche hin oder in umgekehrter Richtung zu transportieren. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass über der Oberfläche eine turbulente Strömung herrscht, also mehr oder weniger irreguläre Luftbewegungen in Richtung der Oberfläche oder von ihr weg stattfinden. Weiterhin muss ein Unterschied zwischen der Enthalpie der Atmosphäre und der an der Oberfläche bestehen. Der Mechanismus dieses Prozesses wird im Kapitel 5 ausführlich behandelt. Ohne Luftbewegung ist der Wärmeübergang zwischen der Oberfläche und der umgebenden Atmosphäre bedeutungslos, da Luft eine ausgesprochen schlechte molekulare Wärmeleitung besitzt.

Über den gleichen Mechanismus wird nicht nur eine Eigenschaft wie die Enthalpie, sondern auch der in der Luft enthaltene Wasserdampf an die Oberfläche herangeführt oder von ihr weg transportiert, was durch den Term **LE** ausgedrückt wird. Da auf diesem Wege Phasenübergänge stattfinden können, die im Falle von Kondensation Wärme freisetzen oder im Falle von Verdunstung Energie verbrauchen, handelt es sich auch hierbei um einen Energietransport, wenn auch um einen „verborgenen" oder latenten. Bestimmend für die Richtung des Transportes ist wiederum der Unterschied des Wasserdampfgehaltes an der Oberfläche und der angrenzenden Luftschicht. Ist dort die Luft im Sinne von Gleichung [1.1] gesättigt, kann sie keinen weiteren Wasserdampf mehr aufnehmen, und damit kann auch kein Transport stattfinden.

Unmittelbar an einer Schnee- oder Eisoberfläche herrscht wegen des unbeschränkten Wasserangebotes immer Sättigung. Im Falle einer schmelzenden Oberfläche und $\mathbf{T_0 = 0° C}$ beträgt der lokale Wasserdampfdruck somit nach Gleichung [1.1] 6.11 hPa. Bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt gilt diese Bedingung $\mathbf{e = E(T_0)}$ immer noch, die Koeffizienten in Gleichung [1.1] unterscheiden sich jedoch geringfügig (das Argument der Exponentialfunktion nimmt die Form $22.46 \bullet \mathbf{T}/[272.64+\mathbf{T}]$ an). Ist der tatsächliche Wasserdampfgehalt in der Luft höher als dieser Grenzwert, findet Kondensation statt, wobei Wärme an der Oberfläche freigesetzt wird. Im anderen Fall erfolgt Verdunstung, bei der Energie verbraucht wird. Eine turbulente Luftbewegung ist wiederum erforderlich, um diesen Wasserdampf in die Atmosphäre zu transportieren. Ansonsten wird die Verdunstung unterbunden. Bei sehr niedrigen Temperaturen wird die flüssige Phase umgangen, Schnee und Eis gehen durch Sublimation unmittelbar in den dampfförmigen Zustand über, konsumieren dabei jedoch die höhere Sublimationsenergie (ca. $2.83 \bullet 10^6$ Jkg^{-1}). In diesem Fall kann man statt der Verdunstung auch von einem Sublimationsfluss sprechen. Der Sublimationsprozess bewirkt wie die Verdunstung einen direkten Massenverlust für den Eiskörper oder die Schneedecke, die effektiven Ablationsraten betragen aber pro Energieeinheit nur etwa 10% von denen bei Schmelze, falls das Schmelzwasser unmittelbar abgeführt werden kann. Damit Ablation durch Sublimation effizient ist, ist sowohl ein großes Energieangebot durch die Strahlungsbilanz als auch ein entsprechend hoher Turbulenzgrad in der Strömung erforderlich.

Um die Energiebilanzgleichung zur Berechnung der verfügbaren Schmelzenergie auf Spezialfälle anwenden zu können, müssen die Einzelterme detaillierter betrachtet werden. Der Term **PW** beispielsweise soll die durch den Niederschlag oder einen lateralen Zufluss (z.B. abfließendes Schmelzwasser) der Oberfläche zu- oder abgeführte Wärme beschreiben, falls sich seine Temperatur und die der Oberfläche $\mathbf{T_0}$ signifikant unterscheiden. Tritt kein Wiedergefrieren des Regens oder des Schmelzwassers auf, kann der Term **PW** in der Energiebilanzgleichung in der Regel getrost vernachlässigt werden. Die spezifische Wärme des Regenwassers beträgt um den Gefrierpunkt etwa $4.2 \bullet 10^3$ $J \bullet kg^{-1} \bullet K^{-1}$. Dessen Temperatur liegt im Bereich oberhalb von 0°C, jedoch meist unterhalb der mittleren Lufttemperatur der bodennahen

Grenzschicht. Es muss schon ein deutlicher Temperaturunterschied von einigen K zwischen dem Regen und der Oberfläche bestehen und der Wärmeinhalt vollständig an das Eis abgegeben werden, um an der Oberfläche einen nennenswerten Energiefluß zu erzeugen. Über eine Schnee- oder Eisdecke abfließendes Schmelzwasser erwärmt sich auf seinem Fließweg allenfalls im Bereich von einigen 10tel-Graden. Regen war letztlich kurz vor dem Erreichen der Oberfläche noch in der Eisphase, daher kann er sich auf dem kurzen Fallweg durch die Atmosphäre ebenfalls nur wenig erwärmen. Konkrete Daten zu den tatsächlichen Verhältnissen liegen nicht vor, aber eine Beispielrechnung zeigt, dass 2mm Niederschlag innerhalb einer Stunde mit einer Temperatur von 2°C bei vollständiger Wärmeabgabe lediglich einen zusätzlichen Fluss von ca. 4 Wm^{-2} liefern. Während der für diese Arbeit durchgeführten Untersuchungen fiel kein Niederschlag.

Eine Schneedecke jedoch ist im Unterschied zu massivem Eis durchlässig für Luft und Wasser. Schmelzwasser und flüssiger Niederschlag, aber auch Luft und insbesondere Wasserdampf können in die Schneedecke eindringen und damit deren Wärmeinhalt durch Freisetzen von Gefrierwärme und Kondensation verändern. Somit müssen zusätzlich die Vorgänge innerhalb der Schneedecke betrachtet werden, die beispielsweise KUHN (1984) detailliert beschreibt. Der wichtigste ist die Erwärmung der Schneedecke durch Einsickern von Flüssigwasser und Wiedergefrieren in tieferen Schichten. Da die spezifische Wärme von Schnee mit ca. $2.1 \cdot 10^3$ $J(kgK)^{-1}$ weniger als 1% der Masse an gefrierendem Schmelzwasser pro Kelvin Erwärmung erfordert, kann eine relativ geringe Menge an eindringendem Niederschlag oder Schmelzwasser mächtige Schichten der Schneedecke in kurzer Zeit auch von sehr tiefen Temperaturen auf den Schmelzpunkt heben, was sonst auf Kosten der anderen Flüsse durch **G** bewirkt werden müsste. OERLEMANS (2001) zeigt dies anhand eines einfachen Zahlenbeispiels, nach dem das Schmelzen und Wiedergefrieren von 12.5 cm einer 2 m mächtigen Winterschneedecke genügen, um die gesamte Schicht von einer Temperatur von –10°C auf 0°C zu erwärmen. Dies erklärt, warum nach dem Einsetzen der Schneeschmelze insbesondere nach Regenfällen auch relativ mächtige Schneeschichten rasch von oben her abgebaut werden können. Ansonsten sind die Flüsse innerhalb der Schneedecke, gemessen an der Strahlungsbilanz oder den turbulenten Flüssen, vernachlässigbar klein, sie haben aber eine wichtige Funktion bei der Metamorphose des Schnees (OERLEMANS, 2001) und damit für den Abfluss.

Folglich bleiben im Wesentlichen die Terme **R**, **H** und **LE** als maßgebliche Quellen und Senken für die Schmelzenergie übrig. Ohne auf die ausführlichere Darstellung der Problematik in den Kapiteln 4 bis 6 vorgreifen zu wollen, kann die Strahlungsbilanz als der wichtigste Energielieferant für die Schmelze benannt werden. Hierbei handelt es sich um den Saldo der an der Oberfläche absorbierten, reflektierten und emittierten elektromagnetischen Strahlungsflüsse. Da diese unterschiedliche Quellen und Eigenschaften haben, ist es sinnvoll, **R** in das Integral über den langwelligen ($\mathbf{R_L}$) und den kurzwelligen ($\mathbf{R_S}$) Spektralbereich und die einzelnen Komponenten aufzuspalten:

$$\textbf{[1.4]} \quad R = R_L + R_S = (L\uparrow + L_G) + (S_G + S_R) \quad \text{mit}$$

- $\mathbf{L\uparrow}$: an der Oberfläche emittierte langwellige Strahlung
- $\mathbf{L_G}$: langwellige Gegenstrahlung aus der Atmosphäre
- $\mathbf{S_G}$: Globalstrahlung
- $\mathbf{S_R}$: an der Oberfläche reflektierte Strahlung

Physikalische Details zu den Komponenten werden im Kapitel 6 behandelt. An dieser Stelle sei nur soviel erwähnt, dass die Terme unter unterschiedlichen Verhältnissen unterschiedliche Bedeutung haben. Die Globalstrahlung $\mathbf{S_G}$ beispielsweise hat in der Natur ihre Quellen in der Sonnenstrahlung, die aus dem Anteil der gerichtet ausgesandten direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ und der aus dem restlichen Himmelsgewölbe ungerichtet eintreffenden diffusen Himmelsstrahlung $\mathbf{S_H}$ zusammengesetzt ist. Sie steht nur tagsüber zur Verfügung und stellt immer einen Gewinn an Energie dar. Absorbiert wird an der Oberfläche nur ein Bruchteil, denn die reflektierte Strahlung $\mathbf{S_R}$ stellt immer einen Verlust dar, dessen Größenordnung von den Reflexionseigenschaften der Oberfläche abhängt. Diese sind für eine Schneeoberfläche besser als für massives Eis. Deshalb wird an einer Schneefläche generell weniger kurzwellige Strahlung absorbiert als an

einer Eisfläche. Wie im Kapitel 6 gezeigt, kann $\mathbf{S_G}$ maximale Werte bis zu ca. 1000 Wm^{-2} an wolkenlosen Tagen annehmen, im Tagesmittel sind es dagegen nur ca. 400 Wm^{-2}, an bewölkten Tagen deutlich weniger. Absorbiert wird davon an einer Schneeoberfläche nur ca. 20%, über Eis immerhin zwischen 70% und 80%.

Im langwelligen Bereich haben Eis und Schnee nahezu ideale Emissions- und Absorptionseigenschaften. Sie emittieren quasi wie ein schwarzer Körper mit ihrer Oberflächentemperatur $\mathbf{T_0}$ nach dem STEFAN-BOLTZMANN´schen Gesetz

$$\mathbf{[1.5]} \quad L\uparrow \approx -\sigma_{SB} \cdot (T_0 + 273.15)^4 \quad [Wm^{-2}],$$

wobei die Konstante $\boldsymbol{\sigma_{SB}}$ den Wert $5.67 \cdot 10^{-8}$ $W \cdot m^{-2}K^{-4}$ besitzt. Für eine schmelzende Oberfläche ergibt sich damit ein Verlust von 315 Wm^{-2}, und dieser ist konstant über den Tag wirksam. Reduziert wird er jedoch durch die Absorbtion an langwelliger Strahlung aus der Umgebung. In der Natur ist dies die langwellige Gegenstrahlung der Atmosphäre, in einem abgeschlossenen Raum, z.B. einem geheizten Zimmer, ist es im Wesentlichen die Wärmestrahlung der Decke, Wände, Boden und Möbel. Bei einer angenommenen Raumtemperatur von 22°C beträgt $\mathbf{L_G}$ ca. 430 Wm^{-2}. Die natürliche Gegenstrahlung hat als Quelle die langwellige Emission der Atmosphäre, dabei insbesondere ihrer Bestandteile CO_2 und Wasserdampf. Wie im Abschnitt 6.2.3 genauer erläutert ist $\mathbf{L_G}$ über einem Gletscher zahlenmäßig in etwa vergleichbar mit $\mathbf{L\uparrow}$, in der Regel sogar noch kleiner. In der Natur liefert die langwellige Strahlungsbilanz entweder keinen Beitrag oder sogar einen Verlust zur Schmelze, in einem abgeschlossenen Raum dagegen ist sie die wichtigste Größe. Während die kurzwellige Strahlungsabsorption eine Richtungsabhängigkeit besitzt, wirkt die langwellige Strahlung in einem Raum von allen Seiten. Deshalb ist es nicht verwunderlich, dass ein Eiswürfel in einem geheizten Raum auch ohne solare Bestrahlung sehr viel schneller schmilzt als ein vergleichbares Stück Gletscher in der Natur. Hierbei ist der langwellige Anteil der Strahlungsbilanz die maßgebliche Einflussgröße.

In der *Farbabbildung A auf Tafel II* sind die Komponenten der Energiebilanz und ihre generelle Richtung für die Verhältnisse über einer schmelzenden Eisoberfläche auf einem Gletscher noch einmal schematisch zusammengefasst. Auf die Terme **PW** und **G** wurde gemäß ihrer untergeordneten Beiträge verzichtet. Der Strom latenter Wärme **LE** kann je nach Wasserdampfgehalt der Luft einen Beitrag zur Schmelze liefern oder sie reduzieren.

Um die Vorgänge bei der Ablation eines Gletschers durch die Schmelze quantifizieren zu können, ist deshalb die Untersuchung der Energiebilanz und der Abhängigkeit ihrer Terme von den klimatischen Basisgrößen Strahlung, Temperatur, Wind und Feuchte im Detail erforderlich. Dies erfolgte im Rahmen von zwei mikrometeorologischen Experimenten im Sommer 1998 und 2000 am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen. Deren Durchführung und Ergebnisse werden ab Kapitel 4 detailliert beschrieben.

1.4 Gletscherentwicklung und Klima

Das Verständnis der Beziehung zwischen dem Verhalten eines Gletschers und dem Klima erfordert eine möglichst umfassende modellhafte Beschreibung aller Prozesse, die zu seiner Bildung und Veränderungen führen. In den einleitenden Abschnitten wurden lediglich drei Aspekte, der Aufbau einer Schneedecke, die Ablation durch Windverfrachtung und die durch Schnee- und Eisschmelze angeführt. Bei der Gesamtbetrachtung eines Gletschers sind aber noch unzählige weitere Faktoren von Bedeutung, zu deren Erschließung sehr lange Beobachtungsreihen erforderlich sind. Selbst an sehr intensiv erforschten Gletschern wie dem Hintereisferner oder dem Vernagtferner bestehen erhebliche Datenlücken, die nur durch modelltheoretische Annahmen geschlossen werden können. Eine Vorstellung von der Komplexität der Zusammenhänge gibt OERLEMANS (2001), der auch viele Ansätze zu deren Modellierung beschreibt.

Ein unmittelbarer Bezug zwischen den Schwankungen der Klimaparameter einerseits und den Veränderungen eines Gletschers andererseits besteht nur hinsichtlich der Schwankungen des Massenhaushalts

(Reinwarth & Stäblein, 1972). Zur Bestimmung des Massenhaushalts werden die an der Gletscheroberfläche wirksamen Beiträge der Akkumulation und der Ablation lokal innerhalb eines Haushaltsjahres bilanziert und über die Gletscherfläche integriert:

$$\textbf{[1.6]} \quad B = \int (ac + ab)dxdy$$

Das Haushaltsjahr beinhaltet eine vollständige Akkumulationsperiode und die darauffolgende Ablationsperiode und umfasst in der Regel den Zeitraum vom 1.Oktober bis 30. September.

Während die Veränderung eines Klimaparameters lokal verzögerungsfrei wirksam wird, sind die beobachteten Veränderungen im Erscheinungsbild eines Gletschers erst als Reaktion der gesamten Eismasse auf die Schwankungen der Nettomassenbilanz zu erkennen (Meier & Post, 1962). Sie werden in weitaus stärkerem Maße durch den aktuellen Stabilitätszustand des Systems und individuelle Faktoren wie beispielsweise die Masse und Dicke des Eiskörpers, die Fließgeschwindigkeit des Eises und ihre Verteilung, Form und Neigungswinkel des Gletscherbetts und der Gletscherzunge verursacht. Somit sind Ereignisse wie ein rascher Vorstoß einer Gletscherzunge oder auch deren Stationarität nicht streng an einen Massenzuwachs bzw. Massenerhalt des Gesamtgletschers gekoppelt. Während die Änderung des Nettomassenhaushaltes unmittelbar auf die Änderung der Klimaparameter erfolgt, können bis zu einer merklichen Änderung der Fläche oder der Zungenlänge eines Gletschers je nach Dimension und Zustand noch Jahre bis Jahrzehnte vergehen. Deshalb sind diese leicht bestimmbaren geometrischen Größen nur bei gleichzeitiger Kenntnis der Gletscherdynamik als Indikator für die Beziehung Gletscher – Klima und damit für eine quantitative Beurteilung der Klimaentwicklung geeignet. Es gilt daher eine für unterschiedliche Gletscher einheitliche Bezugsgröße zu finden, in der diese individuellen Faktoren eine eher untergeordnete Rolle spielen.

Das dafür bislang am besten geeignete Maß ist die Nettomassenbilanz, insbesondere die auf die Gletscherfläche $\mathbf{A_G}$ bezogene spezifische Nettomassenbilanz $\mathbf{b = B/A_G}$. Sie zeigt eine hohe Korrelation zu den klimatischen Randbedingungen, da die wesentliche Störung durch die Eisdynamik, nämlich die Veränderung der Flächengeometrie, weitgehend eliminiert wird. Obwohl sowohl die Akkumulationsprozesse als auch die Ablationsprozesse temporär an jedem Punkt des Gletschers wirksam sein können, empfiehlt es sich, zum besseren Verständnis der Problematik die Gletscherfläche zunächst in zwei Areale aufzuteilen: zum einen in das den oberen Bereich des Gletschers einnehmende Akkumulationsgebiet, in dem über einen Jahreszyklus die akkumulativen Prozesse überwiegen; zum anderen in das tiefer gelegene Ablationsgebiet, in dem die Ablationsvorgänge dominieren. Sie werden auch als Nährgebiet und Zehrgebiet bezeichnet. Die absoluten Massengewinne und –verluste des Gletschers sind von der Flächenausdehnung dieser Teilgebiete und der Effizienz der dort stattfindenden Vorgänge abhängig. Getrennt werden sie durch die sogenannte Gleichgewichtslinie. Deren mittlere Höhe (ELA) steht im engen Zusammenhang mit der aktuellen spezifischen Gletschermassenbilanz **b**.

Die tatsächlichen Veränderungen der Gletscheroberfläche erfordern den Einbezug der Gletscherbewegung. Kuhn *et al.* (1999) geben eine auf der Annahme der Massenerhaltung und der Vernachlässigung von Lateralbewegungen basierende Modellgleichung für die Änderung der Dicke des Gletschers $\mathbf{h_G}$, der Bewegungsgeschwindigkeit des Eises V_G und der spezifischen Massenbilanz **b** an.

$$\textbf{[1.7]} \quad \frac{\partial h_G}{\partial t} + \overline{h}_G \frac{\partial V_G}{\partial x} + \overline{V}_G \frac{\partial h_G}{\partial x} = \frac{b}{\rho_{Eis}}$$

Der dritte Term auf der linken Seite beschreibt einen Vorstoß der Gletscherzunge, der erste Term bietet die Grundlage der Bestimmung der Massenbilanz nach der geodätischen Methode, bei der die Massenbilanz über einen längeren Zeitraum anhand der Volumendifferenz aus der Änderung der Höhenlage der Oberfläche des Gletschers bestimmt werden kann. Die Integration über die Gesamtfläche eines stationären Gletschers lässt den 2. und 3. Term verschwinden.

Ob ein Gletscher starken eisdynamischen Veränderungen unterworfen ist, zeigt häufig sein Erschei-

nungsbild. Eine gleichmäßig stark zerklüftete Oberfläche deutet in der Regel auf hohe Fließgeschwindigkeit des Eises hin, lokale Spaltenzonen sind dagegen eher ein Hinweis auf eine Störung (z.B. Steilstufe) am Gletscherbett. Daher gibt es auch hier ein breites Spektrum an Beobachtungen. Alpine Magazine berichten des Öfteren, dass auf bestimmten Gletschern die Spaltenhäufigkeit infolge des Gletscherrückgangs zugenommen habe, während andere eine zunehmend glatte Oberfläche zeigen. Ein eindrückliches Beispiel hierfür ist der in dieser Arbeit untersuchte Vernagtferner in den Ötztaler Alpen, dessen Zungen bis in die 1990er Jahre hinein ein mehr oder weniger durch Gletscherspalten geprägtes Erscheinungsbild boten, wie es die teilweise historischen Aufnahmen den *Tafeln IV-V* vermitteln. Dem auf Grund der positiven Akkumulationsbeträge in den 1970er-Jahren erst mit einer Verzögerung von fast einem Jahrzehnt von 1982 bis 1985 erfolgten letzten Vorstoß ging eine moderate Beschleunigung der Eisbewegung auf ca. 32 m/Jahr voran. Seit dieser Zeit reduzierte sich die oberflächliche Fließgeschwindigkeit des Eises, verbunden mit einer deutlichen Ausdünnung im Zungenbereich (*Tafeln IV-V, D*), auf wenige Meter pro Jahr.

Die Bedeutung des Massenhaushalts für das Gesamtverständnis der Reaktion eines Gletschers auf die Änderung der Klimaparameter unterstreicht die Wichtigkeit der Kenntnis von deren Abhängigkeiten. In Abbildung 1.3 sind die wesentlichen Parameter noch einmal schematisch zusammengefasst. Die Eisdynamik wird dort als ablationsfördernd betrachtet, da Masse aus dem Nährgebiet in das Zehrgebiet verfrachtet wird.

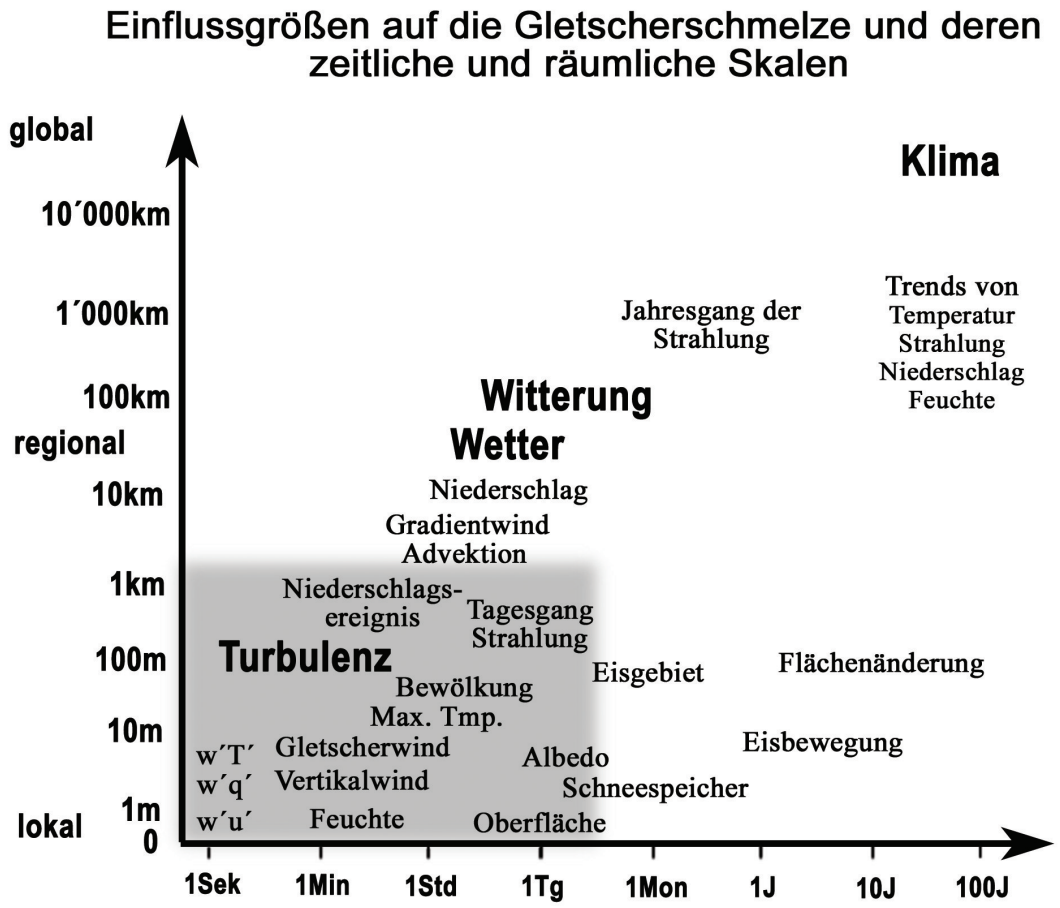


Abb. 1.3: *Gesamtschau aller wesentlichen Zusammenhänge und deren zeitliche und räumliche Skalen, welche die Ablationsraten eines Gletschers und deren Änderung mit dem Klima bestimmen bzw. eine Rolle spielen. Die graue Fläche markiert den in dieser Studie behandelten Bereich.*

Die effizientesten der zur Ablation beitragenden Prozesse, sowohl die Schmelze als auch die Verdunstung bzw. Sublimation sind die Folge des Energieaustausches zwischen der Oberfläche und Atmosphäre, bei dem die Oberfläche selbst als Energiesenke wirkt. Dies führt zu einer Wechselwirkung zwischen einer großen Zahl von Abläufen, verbunden mit ständigen Veränderungen des Zustands. Die Prozesse des Energieaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre können analog zur Organisation der atmosphärischen Prozesse auf der Makroskala einen ähnlich breiten sowohl räumlichen als auch zeitlichen Skalenbereich umfassen. In Abbildung 1.3 sind die wichtigsten Vorgänge und ihre zeitliche und räumliche Ausdehnung zusammengefasst. Um den Zusammenhang zwischen einer Änderung des Klimas und der Reaktion eines Gletschers zu untersuchen, gilt es das gesamte Spektrum der Variation der Klimaparameter und deren Trends zu erfassen, angefangen von einem Zeitraum von mehreren Dekaden bis hinab in den Bereich von Bruchteilen einer Sekunde.

Der eigentliche Konsum von Energie findet unmittelbar an der Oberfläche innerhalb von Sekundenbruchteilen statt. Er wird aber durch das Angebot an Energie bestimmt, das wiederum durch Turbulenzstrukturen in der eisnahen Grenzschicht bereitgestellt wird, von denen die größten Dimensionen von über 100 m aufweisen und eine Lebensdauer von mehreren Minuten besitzen. Wesentliche Änderungen der Randbedingungen durch das Wetter erfolgen z.B. durch einen Frontdurchgang innerhalb von wenigen Minuten bis zu einer Stunde, auf jeden Fall aber innerhalb eines Tages durch den Tagesgang. Sie erfassen dabei mindestens die gesamte Region, in der sich der Gletscher befindet. Mit diesen wetterbedingten Variationen, Neuschneefällen etc. wird die Gletscheroberfläche selbst allmählich über einen mehrere Tage andauernden Witterungsabschnitt verändert. Die Folge ist z.B. ein größeres oder kleineres Eisgebiet, oder auch lokal ein geändertes Reflexionsvermögen der Oberfläche, durch das sich die Energieaufnahme verändert. Die Ablationsvorgänge selbst gestalten die Oberflächenformen um, so dass sich deren aerodynamische Rauhigkeit ändert und damit wiederum die Turbulenzstruktur. Der saisonale Zyklus von Wetter und Witterung ist in erster Linie eine Folge der solaren Einstrahlung. Dieser wird durch die geographische Lage des untersuchten Gletschers bestimmt.

Hier sollen lediglich Teilaspekte des Problems anhand von experimentellen Untersuchungen am Vernagtferner im Hinteren Ötztal ausführlicher behandelt werden. Dabei konzentriert sich die Betrachtung auf den grau unterlegten Quadranten des Skalendiagramms in Abbildung 1.3, abgegrenzt durch einen Höhenbereich von ca. 10 m der eisnahen Grenzschicht, eine Horizontaldistanz von ca. 1.5 km und einen zeitlichen Rahmen von einigen Tagen.

2. Abgrenzung und Ziele der Arbeit

Vor dem Hintergrund der umfangreichen Publikationen zum Problem der Wechselwirkung *Gletscher – Klima* und den bereits bekannten Zusammenhängen könnte leicht der Eindruck entstehen, dass alle wissenschaftlichen Fragen weitgehend gelöst wären oder zumindest kurz vor der Lösung stünden. Dies ist jedoch keinesfalls der Fall, denn jede Untersuchung wirft neue Detailfragen insbesondere zur Allgemeingültigkeit der Erkenntnisse auf. Auch am Vernagtferner sind beispielsweise nur ein Bruchteil der verfügbaren Informationen zum Wasser- und Massenhaushalt in den letzten 150 Jahren durch direkte Messungen belegt, der weitaus größere Zeitraum wird aus teilweise einfachen Modellvorstellungen rekonstruiert (Ellenrieder *et al.*, 2002), die aus den kurzen Zeiträumen mit direkten Messungen entwickelt und dort validiert wurden. Sind dagegen ausreichend Messdaten vorhanden, können auch detaillierte Aussagen zu Teilproblemen erfolgen. So ergibt es z. B. wenig Sinn, sich intensiv mit der Untersuchung des intra- und extraglazialen Entwässerungssystems eines Gletschers zu befassen und gleichzeitig die Quelle, nämlich die oberflächlich gebildete Schmelzwassermenge nur grob abzuschätzen.

Die Vielschichtigkeit des Gesamtproblems erfordert jedoch immer wieder die Einschränkung der Untersuchungen auf Teilaspekte während eines meist kurzen Zeitrahmens an einem geeigneten Ort unter exemplarischen Bedingungen. In der vorliegenden Arbeit werden daher nur die wesentlichen Einflussfaktoren auf die Eisablation während eines sommerlichen heiteren Witterungsabschnitts mit maximalen Schmelzraten grundlagenorientiert experimentell untersucht und dokumentiert, denn letztere kontrollieren nach bisherigen Erkenntnissen gegenwärtig eindeutig den Massen- und Wasserhaushalt der Gletscher.

Die Untersuchung erfolgte auf einem *am Alpenhauptkamm gelegenen Gletscher*, welcher einerseits die für den allgemeinen Gletscherrückgang typischen Merkmale aufweist, andererseits bereits lange Zeit gründlich erforscht wurde und mit den für derartige Untersuchung notwendigen logistischen Einrichtungen ausgestattet ist. Der logistische, personelle und materielle Aufwand erzwingt dennoch die Einschränkung auf eine zwar *typische*, aber nur *beispielhafte Situation* an einem repräsentativen Punkt. Rückschlüsse auf die räumliche Variation und die Bedingungen unter anderen Witterungssituationen sind daher nur in engen Grenzen möglich. Insbesondere wurden die Verhältnisse über einer *Schnee- bzw. Firnoberfläche* oder *während Niederschlagsereignissen* nicht untersucht. Andererseits erlaubt die Durchführung von zwei gleichartigen umfassenden Experimenten unter prinzipiell vergleichbaren, aber im Detail doch unterschiedlichen Randbedingungen die Untersuchung des wechselseitigen Einflusses *mehrerer Klimaparameter* auf die Ablationsvorgänge.

Insbesondere im letzten Punkt unterscheiden sich die neueren Arbeiten von den in früherer Zeit durchgeführten Untersuchungen. Hoinkes & Untersteiner (1952) beispielsweise bestimmten bereits im August 1950 während einer 10 Tage andauernden Intensivmessphase alle Terme der Energiebilanz und berechneten auf diese Weise die Tagesgänge der Ablationsraten. Sie konnten dabei nicht alle Komponenten tatsächlich messen und waren in einigen Fällen auf die Anwendung von auf dem Wissen der damaligen Zeit basierenden empirischen Parametrisierungen angewiesen, welche offensichtlich unter den gegebenen Umständen durchaus befriedigende Resultate lieferten. Den hier vorgestellten neueren Untersuchungen lag dagegen die Prämisse zugrunde, soviel wie möglich direkt zu messen, sofern geeignete Messtechnik zur Verfügung stand. Da letztere nicht in allen Komponenten für den Einsatz unter den besonderen Bedingungen über einem Gletscher entwickelt und dort noch nie getestet wurde, bestand ein wesentliches Ziel auch im Sammeln neuer Erfahrungen bei der Anwendung.

In dieser Arbeit werden daher *explizit* keine neuen Ansätze für numerische Modelle entwickelt, da dies nur in der Synthese mit weiteren Spezialuntersuchungen z.B. zu den Akkumulationsvorgängen wirklich

sinnvoll erscheint. Vielmehr war das Gewinnen von essenziellen empirischen Informationen zur Verbesserung bestehender Ansätze und die Entwicklung zukünftiger Parametrisierungen das oberste Ziel. Zusätzlich wird ein Beitrag zum tieferen Verständnis der Vorgänge bei der Ablation eines Alpengletschers geliefert, auch wenn das Wissen auf diesem Gebiet schon sehr umfassend ist. Das Problem besteht nämlich nicht in der Analyse und Beurteilung von Fallbeispielen, für die umfangreiches Datenmaterial vorhanden ist, sondern in der Rekonstruktion von Details für die langen Zeiträume in der Vergangenheit oder gar der Zukunft, für die eine nur spärliche Datengrundlage zur Verfügung steht. Nicht zuletzt konnten aber auch wertvolle Erfahrungen zur Untersuchungsmethodik gewonnen und hier weitergegeben werden.

3. Bisherige Untersuchungen am Vernagtferner

3.1 Die Forschung am Vernagtferner

Der am südlichen Ende des Ötztals im österreichischen Bundesland Tirol gelegene Vernagtferner gilt als einer der am besten wissenschaftlich untersuchten Alpengletscher, wenn nicht sogar als derjenige, an dem 1601 überhaupt am frühesten wissenschaftliche Dokumentationen erfolgten (HAID, 2000). Er befindet sich in einem Seitental des Rofentals in einer Region am Alpenhauptkamm, die als eine der am stärksten vergletscherten der Alpen gilt. Die Aufmerksamkeit erhielt er durch seine spektakulären, bis in das Rofental reichenden Vorstöße in der Neuzeit. Dabei staute er beinahe regelmäßig hinter der Mündung des Vernagtbaches einen Gletschersee („*Rofener Eissee*") auf, der sich in den Jahren 1601, 1678, 1680, 1773, 1847 und zuletzt 1848 spontan entleerte und dabei das Ötztal mit einer Flutwelle verwüstete. Diese Naturkatastrophen und deren Begleitumstände wurden dank Beschreibungen (WALCHER, 1773), Gemälden (*Abbildung IV/V-A*; und NICOLUSSI, 1990) und Teilkartierungen der Gletscherzunge (SONKLAR, 1860) derartig detailliert dokumentiert, dass zur Masse und Verteilung des Eises in Vernagt- und Rofental zur Zeit des Gletscherhöchststands um 1850 relativ genaue Abschätzungen möglich sind (WEBER, 2002a) und auch Informationen zum Vorstoß- und Rückschmelzverhalten in historischer Zeit davor vorliegen (REINWARTH & RENTSCH, 1994).

Die moderne glaziologische Erforschung des Vernagtferners begann mit der 1897 erschienen Monografie von *Sebastian Finsterwalder* (FINSTERWALDER, 1897), welche auch eine detaillierte Karte des Vernagt- und des Guslarferners im Maßstab 1:10´000 enthält, die als die erste exakte Gesamtaufnahme eines Gletschers überhaupt gilt (BRUNNER, 1993). Wenn diese Karte, die den Gletscherstand von 1889 mit den Mitteln der *terrestrischen Photogrammetrie* dokumentiert, auch nicht 100prozentig die Genauigkeit heutiger Karten erreicht, ermöglicht sie doch zusammen mit der 1912 erfolgten Gesamtaufnahme durch O. v. GRUBER die Bestimmung der Änderung des Massenhaushaltes des Vernagtferners nach der geodätischen Methode (BRUNNER & RENTSCH, 1972).

Im August 1950 wurden die ersten Messungen auf dem Vernagtferner zur Bestimmung der täglichen Ablationsraten mittels mikrometeorologischen Energiebilanzmessungen auf einer Höhe von damals 2973 m NN durchgeführt (HOINKES & UNTERSTEINER, 1952). Erstmals wurden sämtliche wesentlichen Größen wie ein Windprofil in drei Höhen, eine Temperatur- und Feuchtedifferenz zwischen zwei Höhen und die Strahlungsbilanz gemessen. Die Registrierung der Temperatur und der relativen Feuchte erfolgte in einer Wetterhütte kontinuierlich mittels einem Thermohygrographen in 1.5 m über dem Eis und in 0.1 m, die Messung der Strahlungsbilanzkomponenten dagegen sporadisch über den Tag und wurde anschließend extrapoliert. Die Berechnung der turbulenten Flüsse erfolgte nach einem einfachen Austauschansatz (*Siehe Kap. 4.2*). Die aus der Bilanzierung berechneten aufsummierten Ablationsraten ergaben bereits eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit beobachteten Werten.

In den Jahren 1966 und 1967 konnte das unter den Eismassen verborgene Gletscherbett des Vernagtferners mittels refraktionsseismisch Messungen kartiert werden (MILLER, 1972). Damit konnte das Volumen der Eismasse zu diesem Zeitpunkt mit 560.2 Millionen m^3 bestimmt werden, wodurch die Möglichkeit geschaffen wurde, die bislang nur relativ bestimmten Volumenänderungen auch absoluten Werten zuzuordnen. Um diese Zeit begannen auch die regelmäßigen Massenbilanzerhebungen durch die *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (**KfG**).

1973 wurde am Vernagtferner die bislang höchstgelegene Abflussmessstation in den Alpen im Gletschervorfeld mit Förderung der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (**DFG**) eingerichtet. Zusammen mit einer ganzjährig betriebenen Klimastation liefert diese Station seit 1973 nahezu kontinuierlich Abfluss und

Klimadaten zumindest in einer Auflösung von Stundenmittelwerten. Die inzwischen nahezu 30 Jahre umfassende Klimadatenreihe umfasst neben Temperatur, Feuchte, Windmessungen und Niederschlag auch Globalstrahlung und kurzwellige Reflexstrahlung. Die Registrierung erfolgte bis 1985 noch mit Microdaten, ab 1979 mit einer elektronischen Datenerfassungsanlage, die zuletzt im Frühjahr 2001 modernisiert wurde. Die 1975 durch einen Anbau erweiterte Messhütte stellt einen idealen Ausgangspunkt für weitere Feldarbeiten dar (REINWARTH, 1990).

Eine wesentliche Intensivierung der Forschungsarbeiten erfolgte in den Jahren 1974 bis 1985 mit der Einrichtung des Sonderforschungsbereiches **SFB81** „Abfluss in und von Gletschern" durch die **DFG** (MOSER *et al.*, 1986). Im Rahmen dieses bislang umfangreichsten Programms am Vernagtferner wurde zusätzlich zum Standardprogramm der Kommission für Glaziologie (*Massenhaushaltsbestimmung, Abflussmessung, Klimadatenerhebung und geodätische Überwachung*) in Zusammenarbeit mit weiteren Forschungsinstituten eine Vielzahl von Sondermessprogrammen durchgeführt, die ein Gesamtbild der hydrologischen Prozesse des Gletschers und seines Einzugsgebietes lieferten. In Zusammenarbeit mit dem *Institut für Radiohydrometrie* der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung München (**GSF**) wurden unter anderem mittels Tracereingaben Laufzeiten des Schmelzwassers bestimmt, Kernbohrungen und Pumpversuche durchgeführt. Weiterhin wurden Eisdickenmessungen mit elektromagnetischen Reflexionsverfahren (EMR). Meteorologische Untersuchungen zur Ermittlung der Schmelzwasserproduktion (Testfeld, ZUNKE, 1984), Verdunstungsmessungen, Bestimmung der Albedo (KIESLE, 1983) und eine Aufnahme des Gletscherwindregimes (WEBER, 1987) rundeten das neue Bild von den Abflussvorgängen auf einem Alpengletscher ab.

Weiterhin wurden zwei weitere Klimastationen ausgestattet bzw. neu eingerichtet. Die Station „*Gletschermitte*" lag in 3075 m Höhe auf einem Felssporn in unmittelbarer Nähe zum Eis. Sie musste Mitte der 1990er aufgegeben werden, da der Untergrund immer weiter ausaperte und der Messplatz dadurch immer weniger die Verhältnisse auf der Gletscherfläche repräsentierte. Im Jahr 1979 folgte die Klimastation auf dem Schwarzkögele, einer ebenfalls 3075 m hohen steilen Erhebung auf der östlichen Seitenmoräne des Gletschers. Durch ihre exponierte Lage ca. 250 m über der Gletscherfläche, aber dennoch einige 100 m von den Hängen der das Vernagttal seitlich begrenzenden Berge entfernt, sollte sie nahezu die Bedingungen der Atmosphäre oberhalb der Grenzschicht repräsentieren. Beide Stationen wurden mit einer automatischen Kleinbildkamera ausgerüstet, die von Mai bis Oktober täglich die Gletscherfläche fotografiert und die Oberflächenbeschaffenheit und den Ausaperungszustand des Gletschers dokumentiert. An der Station Schwarzkögele ist diese Aufnahmeserie seit 1976 kontinuierlich verfügbar.

3.2 Der Vernagtferner

Dank der im Rahmen der langjährigen Vernagtforschung gewonnenen Erkenntnisse ist die Entwicklung des Vernagtferners innerhalb der Phase der Klimaerwärmung der letzten 150 Jahre bestens bekannt. Mitte des 19. Jahrhunderts besaß der Gletscher noch eine drei Kilometer lange weit in das Tal reichende Zunge, die sich unterhalb des heutigen Standorts der Pegelstation Vernagtbach mit dem Eisstrom des Guslarferners vereinigte und bis in das Rofental erstreckte. Einen Eindruck davon vermittelt die Darstellung des Vernagtferners in einer 360°-Panoramaansicht aus dem Jahr 1869 von der 3457 m hohen Kreuzspitze am Ötztaler Kreuzkamm oberhalb von Vent (*Abbildung IV/V-E*). Zu dieser Zeit, in die bereits die Anfangsphase des Rückschmelzens der Gletscher fällt, reichten die meisten großen Gletscher des Hinteren Ötztals noch bis in die Täler. Das Panorama wurde damals im Auftrag des Alpenvereinsgründers und Kuraten von Vent Pater FRANZ SENN erstellt (WEBER, 2002c) und sollte die Ötztaler Bergwelt möglichst realitätsnah wiedergeben. Der Vergleich mit einer Aufnahme aus der Gegenwart (2005) verdeutlicht den Verlust von gut 50% der Eismasse in der Region seit dieser Zeit.

Ein Aquarell aus dem Jahre 1844 zeigt die deutlich aufgewölbte gemeinsame Zunge des Vernagt- und Guslarferners an der Mündung des Vernagttals in das Rofental (*Abb. IV/V-A*). Der Vergleich mit einem Foto von etwa demselben Standort zeigt, dass von dort heute die Zunge des Vernagtferners überhaupt nicht mehr eingesehen werden kann. Der Flächenanteil des Vernagtferners betrug damals 13.8 km^2, also

deutlich mehr als die Fläche des heutigen Einzugsgebiet der Pegelstation Vernagtbach mit 11.441 km² umfasst.

Nach der aktuellsten kartographischen Aufnahme vom August 2003 beträgt die Gletscherfläche nur noch 8.534 km². Die Luftaufnahmen aus dem Jahre 1999 (*Abbildung III*) zeigen das gegenwärtige Erscheinungsbild des Gletschers. Die Eismassen haben sich nahezu vollständig auf das mit einer durchschnittlichen Neigung von 10° nach Süden orientierte hufeisenförmige Hochplateau zurückgezogen. Von den im letzten Viertel des 20. Jahrhunderts das Erscheinungsbild prägenden drei Gletscherzungen (von West nach Ost) *Schwarzwandzunge*, *Taschachjoch-* oder *Mittlere Zunge* und *Schwarzkögelezunge* reicht nur noch die westliche bis in das Tal.

Gebietsparameter des Vernagtferners 1999	
Geographische Länge	10°49´ E
Geographische Breite	46°52´ N
Höchster Punkt des Einzugsgebiets	3633 m NN
Fläche des Einzugsgebiets	11.441 km²
Mittlere Höhe des Einzugsgebiets	3125 m NN
Niedrigster Punkt des Einzugsgebiets	2635 m NN
Fläche des Gletschers	8.676 km²
Flächenanteil am Einzugsgebiet	76%
Höchster Punkt des Gletschers	3628 m NN
Mittlere Höhenlage des Gletschers	3142 m NN
Niedrigster Punkt des Gletschers	2765 m NN
Bevorzugte Neigungsrichtung	S-SW
Mittleres Gefälle des Gletschers	9.5°
Ausdehnung W-E	5.0 km
Ausdehnung N-S	2.7 km
Gletschertyp	Plateau -Talgletscher
Längsprofil	gleichmäßig
Rückgang der Gletscherzunge	derzeit >20m/Jahr

***Tab. 3.1**: Die Gebietsparameter des Einzugsgebietes der Pegelstation Vernagtbach und des Vernagtferners im Jahr 1999*

Tabelle 3.1 fasst die wesentlichen Parameter des Vernagtferners anhand der Auswertung des Messfluges von 1999 zusammen. Die Veränderung der Fläche beträgt im Mittel ca. 1% pro Jahr. Die Massenverluste haben sich in den letzten 15 Jahren vor allem durch einen Rückgang der Eisdicke bemerkbar gemacht. In diesem Zeitraum betrug die mittlere Abnahme der Eisdicke bezogen auf die Gesamtfläche 12 m, entsprechend einer Reduktion der Masse um 110 Millionen Tonnen. Tiefer gelegene Teile des Gletschers haben über diesen Zeitraum ihre Oberfläche, insbesondere die auf der Westseite gelegene Schwarzwandzunge um über 40 m deutlich abgesenkt (*Abbildung IV/V-D*).

Eine direkte Folge der massiven Rücklagenverluste ist der nachlassende Eisdruck und die damit verbundene Verlangsamung der oberflächlichen Eisbewegung. Die Ableitung der Bewegungsvektoren aus der Einmessung der Positionen der Pegel des Ablationspegelnetzes ergeben in weiten Bereichen Versatzgeschwindigkeiten unterhalb von 2 m/Jahr (Khazaleh, 2002). In den Randzonen ist die Eismasse gar stellenweise zum Stillstand gekommen. Im Erscheinungsbild zeigt sich dies dadurch, dass die Zahl und Größe der Gletscherspalten gegenüber der 1980er-Dekade deutlich abgenommen hat. Das intraglaziale Abfluss-System zeigt kaum mehr eine saisonale Entwicklung und bleibt weitgehend stationär. Seitlich in den Eiskörper einfließende Schmelzwasserbäche konnten riesige Höhlen ausformen, die über Jahre erhalten bleiben (Weber, 2002a).

3.3 Die Massenbilanz des Vernagtferners

Die am Vernagtferner verfügbaren Einrichtungen erlauben in einmaliger Weise die Bestimmung der Massenbilanz nach drei unabhängigen Methoden, die jeweils Vor- und Nachteile besitzen. Sie werden im folgendem kurz beschrieben.

3.3.1 Die geodätische Methode für lange Zeiträume

Die geodätische Methode beruht auf der Bestimmung der Höhenänderung der Gletscheroberfläche über einen längeren Zeitraum. Durch hochgenaue photogrammetrische Vermessung wird ein hochaufgelöstes Höhenmodell der Gletscheroberfläche zu zwei verschiedenen Zeitpunkten erstellt. Durch Subtraktion der Modelle erhält man ein Volumen, das im Idealfall der Volumenänderung des Gletschers in diesem Zeitraum entspricht. Die Zeitspanne zwischen zwei Aufnahmen muss allerdings so groß sein, dass der Fehler bei der Höhenbestimmung gegenüber den tatsächlichen Unterschieden klein wird. Meist sind 5 bis 30 Jahre für die klassische photogrammetrische Methode erforderlich. Inzwischen stehen moderne Verfahren wie das sogenannte *Laser-Scanning* zur Verfügung, bei der die Höhe der Oberfläche durch Abtastung mit einem Laserstrahl während einer Befliegung bestimmt wird. Am Vernagtferner wurde dieses Verfahren im Rahmen des europäischen Verbundprojekts **OMEGA** 2002 getestet. Erste Ergebnisse zeigen eine wesentlich verbesserte Genauigkeit der Höhenbestimmung bei gleichzeitig erheblich gesteigerter räumlicher Auflösung, so dass zukünftig auch Aufnahmen der Höhenverteilung in kürzeren Abständen sinnvoll erscheinen.

Das bestimmte Volumen kann nun durch geeignete Annahmen für die Dichte des abgeschmolzenen oder akkumulierten Materials in einen Massenverlust umgerechnet werden. Meist war nicht nur Eis, sondern auch Schnee und Firn mit einer geringeren Dichte als die bekannten 0.9 g/cm^3 in dem betrachteten Volumen enthalten. Es hat sich bewährt, das mittlere Verhältnis der Größe des Akkumulationsgebietes zum Gesamtareal des Gletschers (**AAR**, siehe auch *Abschn. 3.3.5*) als Richtgröße zur Gewichtung des Firn – und Eisanteils der Masse zu verwenden. Dies sollte jedoch aus anderer Quelle bekannt oder abschätzbar sein. Ein Massenverlust nach einer längeren Akkumulationsphase bedeutet in der Regel eine geringere Dichte als umgekehrt. Als ein praktikabler Richtwert werden Dichten zwischen 0.75 und 0.85 g/cm^3 zur Umrechnung des Volumens in das Wasseräquivalent angenommen.

Zu beachten ist, dass die Volumenänderung zwar ein Maß für den Massenverlust oder Gewinn des Eiskörpers darstellt, nicht aber mit den Beträgen von Ablation und Akkumulation an der Oberfläche identisch ist (Reinwarth & Stäblein 1972). Höhenänderungen werden nicht nur durch Akkumulations- und Ablationsprozesse verursacht, sondern können auch eine Folge der Umlagerung durch die Eisbewegung sein.

Die geodätische Methode ist ein probates Mittel, um Massenänderung in der Vergangenheit zu quantifizieren. Am Vernagtferner liegt Kartenmaterial sehr guter Qualität zurück bis 1889 vor. Deshalb kann der grobe Verlauf der Massenbilanz sehr weit in die Vergangenheit rekonstruiert werden, wie die *Abbildung VIII-A* demonstriert.

3.3.2 Die glaziologische Methode für Detailuntersuchung am Beispiel der Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000

Die glaziologische Methode zur Bestimmung der Massenbilanz ist eines der ältesten und bewährtesten Verfahren. Sie wird in der Regel auf ein Haushaltsjahr angewendet, das durch feste Termine festgelegt wird (*Fixed Date System*, Paterson, 1969; Reinwarth & Stäblein, 1972). Prinzipiell ist es aber auch möglich, das Haushaltsjahr in zwei Abschnitte zur Erstellung einer separaten Massenbilanz für die Sommer- und die Wintermonate aufzuteilen.

Die glaziologische Massenbilanzerhebung erfordert ein je nach den individuellen Eigenschaften des

Gletschers umfangreiches Netz von sogenannten Ablationspegeln im Eisgebiet. Dabei handelt es sich um meist einfache Holzstangen, die einige Meter tief fest in das Eis eingelassen werden und durch die Ablationsvorgänge allmählich ausschmelzen. Am Ende des Haushaltsjahres (30. September) wird anhand der ausgeaperten Länge die Ablationsrate abgelesen. Aus dieser wird mit dem Wert der Dichte von Eis (910 kg m^{-3}) das Wasseräquivalent der abgeschmolzenen Eisschicht berechnet.

Die Werte werden an den jeweiligen Positionen der Pegel (ermittelt durch eine geometrische Einmessung oder neuerdings auch durch Positionsbestimmungen mit GPS) in einen Schichtlinienplan übertragen. Zusätzlich muss die Lage der Firngrenze eingetragen werden, welche auf temperierten Gletschern gut durch den scharfen Übergang zwischen dem Firngebiet und der maximalen Höhe des Eisgebiets innerhalb eines Jahres übereinstimmt (Reinwarth & Stäblein, 1972). Für diese Festlegung sind Luftaufnahmen wie die *Abbildung III-B* durchaus hilfreich, denn die Höhe der Gleichgewichtslinie ist ein sehr empfindlicher Parameter bei der Erstellung der Gletschermassenbilanz. Stehen keine Luftaufnahmen des Gletschers vom Zustand in dem fraglichen Zeitraum (*meist zwischen Ende August und Anfang September*) zur Verfügung, kann die Situation auch aus terrestrischen Aufnahmen oder Beobachtungen abgeschätzt werden. Es ist jedoch zu beachten, dass der meist flache Blickwinkel eine nur sehr ungenaue Ortsbestimmung erlaubt. Während dem Experiment **HyMEX 2000** wurde erstmals getestet, den Koordinatenzug der Linie durch Abwandern mit einem registrierenden GPS-Empfänger zu ermitteln. Das Ergebnis war eine sehr genaue Lagebestimmung, die in einfacher Weise bei der digitalen Analyse verwertet werden konnte. In vielen Fällen verläuft jedoch die Firngrenze in gefährlichen Spaltenregionen, so dass die Lagebestimmung nur von sehr erfahrenen Bergsteigern ausgeführt werden kann.

Schwieriger ist die Bestimmung der Akkumulationsraten. Auch hier sind den Ablationspegeln entsprechende Akkumulationspegel dienlich, deren Wartung jedoch aufwendig ist. Zusätzlich müssen im Frühjahr Schneeschächte oder – löcher gegraben werden, in denen das Niveau des Firnhorizontes des Vorjahres ermittelt wird, um anhand von diesem die Mächtigkeit der Winterschneeauflage bestimmen zu können. Dieser ist in der Regel an der Ansammlung von Schmutzeinlagerungen optisch erkennbar, kann aber auch nur schlecht sichtbar sein. Es ist daher zweckmäßig, im Vorjahr die Firnoberfläche mit Hilfe eines umweltfreundlichen Farbstoffes zu markieren.

Im Bereich eines jeden Akkumulationspegels und in den Schneeschächten muss ein Schneedichtenprofil gemessen werden, um das Wasseräquivalent der Schnee- bzw. Firnauflage zu bestimmen. Im Regelfall ist das Dichteprofil jedoch räumlich weniger variabel als die Höhe der Schneedecke. Ist diese nicht zu mächtig und verdichtet, können räumlich sehr dicht belegte Höhenprofile entlang von Traversen mit Hilfe von bis auf den harten Horizont durchgestoßenen Stangen unter relativ geringem Zeitaufwand erhalten werden. Auch hierbei leistet die Positionsbestimmung per GPS gute Dienste.

Die Wasserwerte der Akkumulationsbeträge werden ebenfalls an den ermittelten Koordinaten in den Analyseplan übertragen. Auf der Basis dieser Messpunkte wird durch Inter- und Extrapolation eine Isoliniendarstellung der Akkumulations- und Ablationsbeträge erstellt. In der Regel ist die Messpunktdichte nicht ausreichend, um dabei ein objektives EDV-gestütztes Verfahren zum Einsatz zu bringen. Die Analyse erfolgt daher meist manuell, erfordert dabei aber ein hohes Maß an Erfahrung und Intuition.

Auf der *Tafel VI* sind drei Beispiele für Resultate der Kartierung der Akkumulations- und Ablationsbeträge für die Haushaltsjahre 1997/98 bis 1999/2000 am Vernagtferner wiedergegeben. Die Bereiche mit unterschiedlicher Akkumulation (*Blau-Töne*) und Ablation (*Dunkelrot bis Grün*) sind farblich hervorgehoben. Somit ist sofort erkennbar, dass die Flächenverteilung der positiven Akkumulations- und der negativen Ablationsbeträge in den einzelnen Jahren durchaus unterschiedlich war, wobei sich aber die am Ende der Gletscherzungen lokalisierten Maximalwerte der Ablation gegenüber denen der maximalen Akkumulation von Jahr zu Jahr nur wenig unterscheiden. Eisverluste von über 3 m w.e. traten in den untersten Höhengürteln während aller drei Haushaltsjahre auf. Im Sommer 1998 erfassten die Ablationsvorgänge bei gleichzeitig sehr niedrigen Akkumulationsraten mit 70% den größten Flächenanteil des Gletschers. 1998/99 überwog dagegen mit 56% der Flächenanteil des Akkumulationsgebietes, im Folgejahr war er mit 48% nur unwesentlich geringer. Die Beträge erreichten in dem schneereichen Winter 1998/99 (Lawinenkatastrophe in Galtür!) ihr Maximum, im Jahr davor und danach waren sie deutlich geringer.

An der Kommission für Glaziologie wurden bis etwa 1985 die in den Plänen durch die Isolinien

begrenzten Flächen in Abhängigkeit von 50m-Höhenstufen mit einem optisch-mechanischen *Planimeter* ausgemessen und integriert. Letzteres wurde 1985 durch ein Digitalisiertablett und eine vom Autor entwickelte Spezialsoftware ersetzt. Seit 2001 erfolgt die Analyse direkt in digitaler Form am PC. Das Ergebnis der Auswertung sind Höhenverteilungen der absoluten und der spezifischen Massenbilanzen, wie sie in den folgenden *Abbildungen 3.1* bis *3.3* für die Kartendarstellungen in *Abbildung VI* wiedergegeben sind.

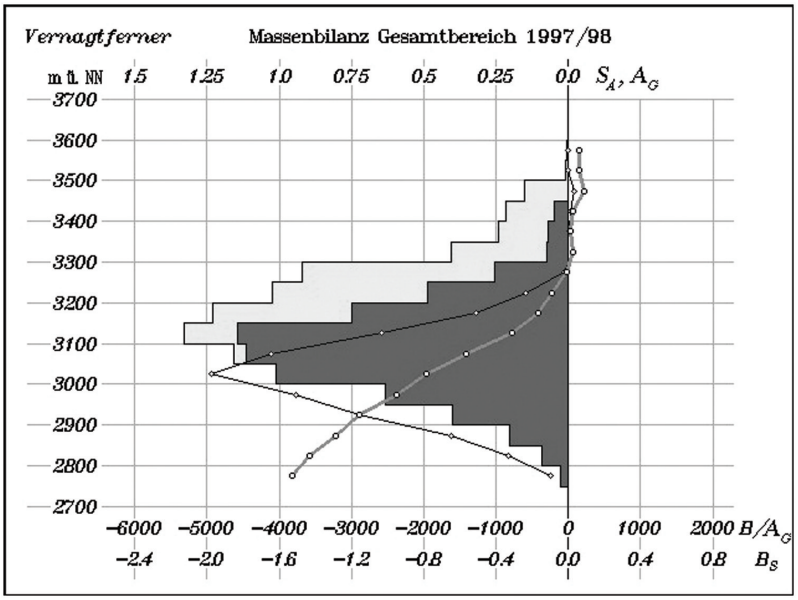


Abb. 3.1: *Höhendiagramm der Massenbilanzbestimmung für das Haushaltsjahr 1997/98 für den Vernagtferner (nach* REINWARTH & ESCHER-VETTER, *1999). Die dunkle Fläche zeigt die Flächen-Höhenverteilung des Ablationsgebietes (***S_A** *[km²]) , die hellere Fläche zusammen mit der dunklen die Flächenverteilung des Gesamtgletschers (***A_G** *km²). Die dünne Linie zeigt die totale Massenbilanz (***B_S** *[10⁶ m³ w.e.]), die dickere Linie die spezifische Nettomassenbilanz (***B/A_G** *mm). Der Schnittpunkt von beiden Kurven mit der 0-Linie markiert die Höhe der Gleichgewichtslinie (**ELA**; engl.* ***E****quilibrium* ***L****ine* ***A****ltitude).*

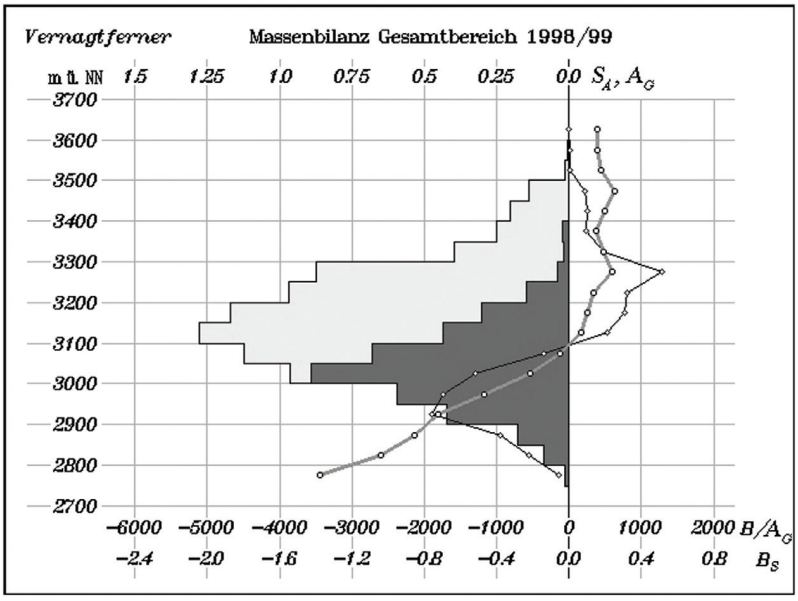


Abb. 3.2: *Dto. für das Haushaltsjahr 1998/99*

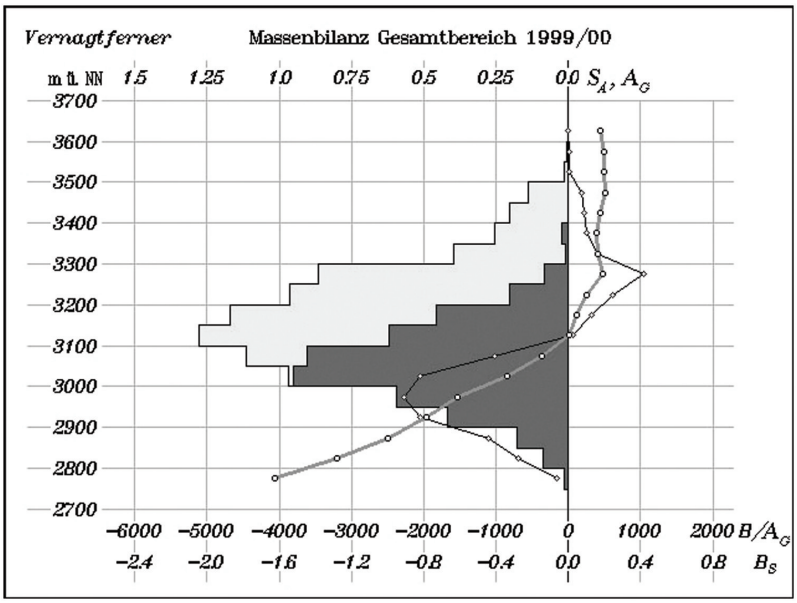


Abb. 3.3: *Dto. für das Haushaltsjahr 1999/2000*

In den Diagrammen ist sowohl in heller Schattierung die Flächen-Höhenverteilung des Gesamtgletschers als auch in dunkler Tönung die des Ablationsgebietes eingetragen. Die bedeutendsten Flächenanteile des Gletschers befinden sich gegenwärtig in dem Niveau zwischen 3000 m und 3300 m NN, also deutlich oberhalb der klimatischen Frostgrenze, die in der Region gegenwärtig in den Sommermonaten bei ca. 3000 m NN und im Jahresmittel bei ca. 2400 m NN liegt. Während die spezifischen Beträge der Ablation und der Akkumulation mit der Höhe ab- respektive zunehmen, finden sich die Maxima des absoluten Massenverlustes und Gewinnes in den Höhenlagen, in denen nennenswerte Flächenanteile vorhanden sind.

Anhand der kumulativen spezifischen Massenbilanz lässt sich das Verhalten individueller Gletscher vergleichen. Diese wird durch fortlaufendes Aufsummieren der jährlichen Beträge gewonnen. *Abbildung VIII-B* zeigt einen derartigen Vergleich der Kurve des Vernagtferners mit denen des unmittelbar benachbarten *Hintereisferners* und des *Kesselwandferners*, an denen bereits seit dem Haushaltsjahr 1951/52 die jährliche Massenbilanz nach der glaziologischen Methode durch das *Institut für Meteorologie* und *Geophysik* der *Universität Innsbruck* erhoben wird. Die Kurven repräsentieren die mittlere Eisdickenänderung der Gletscher anhand des Wasserwertes. Sie zeigen einerseits eine im zeitlichen Verlauf sehr ähnliche Charakteristik episodischer Schwankungen, die sich in ähnlicher Weise bei fast allen Gletschern der Alpen wiederspiegelt (Escher-Vetter, 2002), andererseits aber auch die individuellen Unterschiede, die sich bereits beim Vergleich der beiden Panoramen in *Abbildung IV/V-E* andeuteten. So sind die Massenverluste an dem relativ flachen, weit hinab in das Tal reichenden Hintereisferner am größten, während der Kesselwandferner mit seinem hochgelegenen Nährgebiet und einem nur kurzen und steilen Zungenbereich im eher „gletscherfreundlichen" Zeitraum 1965 bis 1980 sogar beachtliche Massenzuwächse verbuchen konnte und auch in den letzten zwei Dekaden nur eher moderate Massenverluste erdulden musste. Der Vernagtferner zeigt ein Verhalten, dass zwischen den beiden Extremen angesiedelt ist. Alle drei Gletscher liegen auf derartig engem Raum, dass lokalklimatische Unterschiede nur gering ausfallen.

Dieses Beispiel zeigt letztlich den Einfluss individueller topografischer Randbedingungen wie vordergründig die Flächen-Höhen-Expositionsverteilung auf die Massenbilanz und die Unterschiede der Energieumsätze an der Gletscheroberfläche. Eine ähnliche Streuung der Kurven ergibt sich, wenn man den Vernagtferner in die drei Teilbereiche Schwarzwand, Taschachjoch und Brochkogel (*in der Abbildung VI durch eine gelbe Linie abgegrenzt*) aufteilt und für diese die Massenbilanz separat bestimmt. Dabei zeigt sich, dass der Abschnitt der nach Osten exponierten flach geneigten Schwarzwandzunge mit seinem

relativ kleinflächigen steilen Akkumulationsgebiet den größten Massenverlust aufweist, die mittlere Taschachjoch-Sektion mit einem großflächigen und einer nur kurzen Zunge den geringsten (REINWARTH & ESCHER-VETTER, 1999).

3.3.3 Die Änderung der Gesamtmasse des Vernagtferners in Relation zu dem Anstieg der globalen und lokalen bodennahen Lufttemperatur

Die Synthese aller am Vernagtferner in den letzten 150 Jahren erhobenen Daten zur Massenbilanz ermöglicht sowohl eine durchaus vertrauenswürdige Abschätzung der Massenänderungen seit Mitte des 19. Jahrhunderts, als auch durch die Arbeiten von MILLER (1972), der nach eigenen Angaben die Genauigkeit seiner Volumenbestimmung mit einem Fehler von ±15% belegt, eine Abschätzung der noch in Form von Eis gebundenen Ressourcen. Abbildung VIII-A kann entnommen werden, dass diese gegenwärtig noch ca. 250 bis 300 Millionen Tonnen betragen dürften, was in etwa dem Dreijahresverbrauch der Region München an Trinkwasser entspricht. Demgegenüber betrug die Mitte des 19. Jahrhunderts im Gletscher gebundene Süßwassermenge etwa der Hälfte des Volumens des heutigen Ammersee bei München. Das für diesen Ablationsprozess notwendige zusätzliche Energieangebot aus der Energiebilanz beträgt im Mittel über den Zeitraum nur etwa 4.5 bis 5 Wm^{-2}.

Dauerleistung	Juni..Sept	Ø spez. Massenbil.	noch
+2 Wm^{-2}	+6 Wm^{-2}	-210 mm	167 Jahre
+3 Wm^{-2}	+9 Wm^{-2}	-283 mm	124 Jahre
+6 Wm^{-2}	+18 Wm^{-2}	-566 mm	62 Jahre

Tab. 3.2: *Abschätzung des Zeitraums bis zum vollständigen Abschmelzen der gegenwärtig am Vernagtferner verfügbaren Eisreserven ohne Berücksichtigung der Flächenverkleinerung unter der Annahme einer Änderung des Energieumsatzes an der Oberfläche um die in der ersten Spalte angegebenen Beträge. In der zweiten Spalte wird unterstellt, dass die Erhöhung auf den Zeitraum der Ablationsperiode beschränkt ist. Die dritte Spalte enthält die durchschnittlich zu erwartende spezifische Nettomassenbilanz für den Zeitraum von Spalte 4.*

Dass ein Szenario des weiteren Rückschmelzens des Vernagtferners innerhalb dieses Jahrhunderts nicht ganz zu verwerfen ist, zeigt die *Tabelle 3.2*. Demnach ist dazu nur eine geringe Änderung der Oberflächenenergiebilanz erforderlich. Ausgehend von der Fläche von 8.5 km^2 im Jahr 2000 und einer verbleinenden Eisrücklage von 277 Millionen Tonnen ergeben sich auf der Basis von Gleichung [*1.3*] für eine (dauernde) Zunahme des Energieangebotes um wenige Wm^{-2} gegenüber dem gegenwärtigen Zustand bereits erhebliche Massenverluste.

Selbst unter der Annahme, dass dieses Angebot hauptsächlich auf die Sommermonate entfallen muss, wären die resultierenden negativen spezifischen Massenbilanzen durchaus im Bereich dessen angesiedelt, was in den letzten Dekaden und Jahrhunderten beobachtet wurde. Weiterhin verdeutlicht diese einfache Überlegung aber auch, wie genau Energiebilanzen bestimmt werden müssen, um den Vorgang der Gletscherschmelze korrekt beschreiben zu können.

3.4 Das Abflussverhalten des Vernagtferners

Die Veränderungen des Vernagtferners offenbaren sich auch in seinem Abflussverhalten. Mit der Errichtung einer Pegelstation im Gletschervorfeld auf 2635 m NN im Jahre 1973 wurde die höchste derartige Einrichtung zur Messung des Glazialabflusses in den Alpen in Betrieb genommen. In einem betonierten Messgerinne mit einem definierten Querschnitt wird kontinuierlich der Wasserstand in dem Zeitraum aufgezeichnet, in dem das Gerinne eis- und schneefrei ist. Üblicherweise umfasst dieser Zeitraum die

Monate Mai bis Oktober. Seit 1998 wird der Wasserstand parallel zu der mechanischen Erfassung durch Standrohr und Schwimmer mittels eines Ultraschallabstandsmessers bestimmt.

Die Wasserstände werden über eine regelmäßig zu überprüfende Beziehung (*P-Q-Beziehung*) in Durchflussmengen **Q** umgerechnet. Als Datengrundlage dienen dazu Flügelmessungen und Salzverdünnungsversuche. Ständige Veränderungen des Messgerinnes durch Geschiebe sind Hauptursachen für die Instabilität der Funktion. Dies führt zu Unsicherheiten in den Abflussmengen in der Größenordnung von ±10%, die durch Sonderuntersuchungen, wie sie innerhalb des Sonderforschungsbereiches 81 und dem Projekt „Glazialabflüsse" durchgeführt wurden, temporär verbessert werden konnten (SIEBERS, 1999).

Der Abfluss und dessen zeitliche Variation ergeben sich als räumliches Integral einer Prozesskette über die gesamte Fläche des Einzugsgebietes. Die an der Abflussbildung beteiligten Prozesse lassen sich grob in die folgenden Komplexe gliedern:

- *Eintrag und Speicherung des Niederschlags an der Gletscheroberfläche,*
- *Schmelzwasserproduktion durch den Energieaustausch an der Grenzfläche Gletscher-Atmosphäre,*
- *Hydrologische Abflussprozesse an der Gletscheroberfläche und innerhalb des Gletschers sowie im Gletschervorfeld*

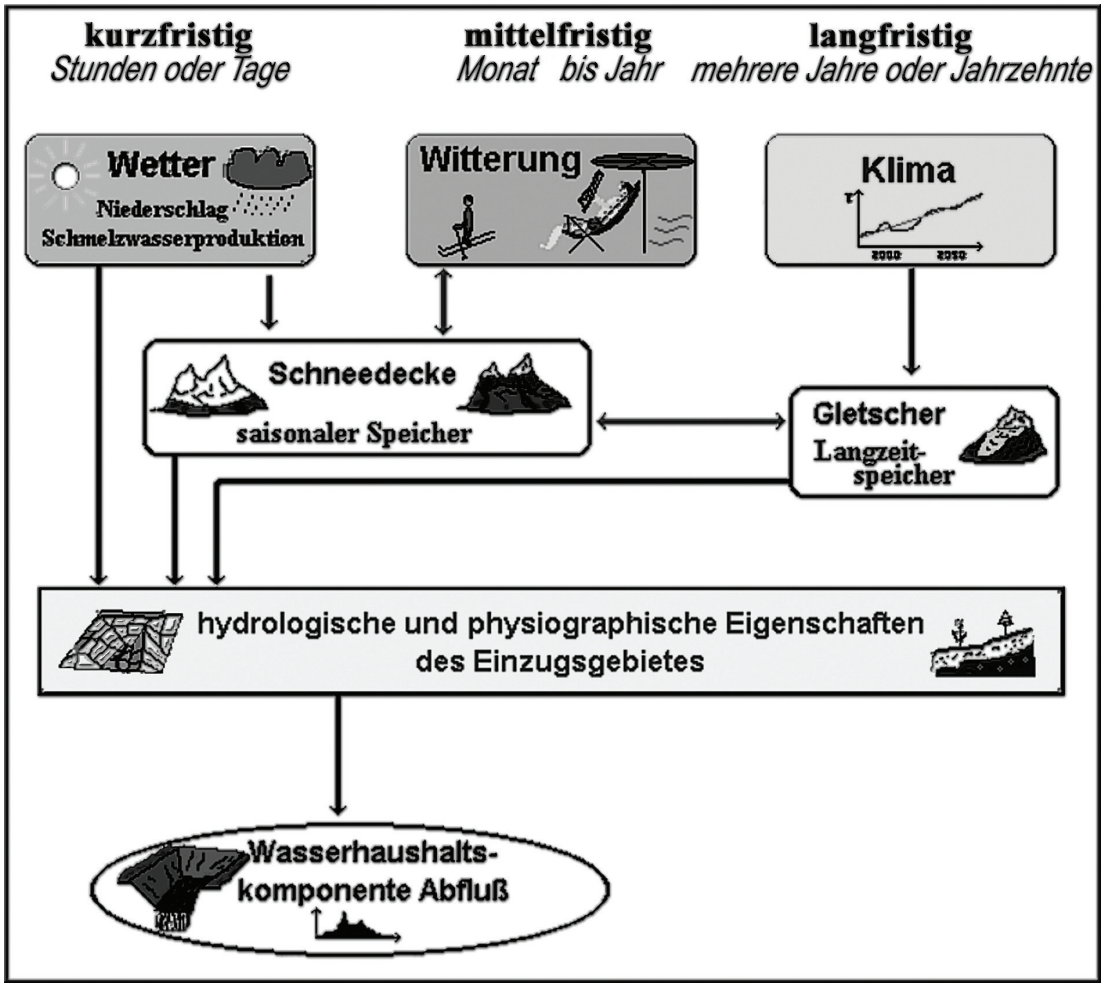


Abb. 3.4: *Grober schematischer Ablauf der an der Abflussgenese in einem vergletscherten Einzugsgebiet beteiligten Prozesse (aus ESCHER-VETTER et al., 1998).*

In der *Abbildung 3.4* werden die wesentlichen Vorgänge in einem hochgelegenen vergletscherten Einzugsgebiet schematisch zusammengefasst. In erster Linie wird der Abfluss kurzfristig durch die infolge des Wetterablaufs gefallenen Niederschläge und eventuell von den unter förderlichen Wetterbedingungen lokal gebildeten Schmelzwassermengen gespeist. Letztere entstammen dem Schnee- und Eisspeicher, der sich an den Orten bildet, wo der Niederschlag oberhalb der entsprechend saisonalen Schwankungen und der Höhenlage variierenden Frostgrenze in fester Form fällt. In der Regel erfolgt der Aufbau des Schneespeichers und die Schmelzwasserproduktion nicht gleichzeitig, so dass der Abflusshydrograph durch einen typischen saisonalen Verlauf charakterisiert ist.

Die Form der Schmelzwasserwelle wird durch die Variation der an der Oberfläche stattfindenden Energieumsätze bestimmt, welcher wiederum den Schwankungen der meteorologischen Parameter infolge von Tagesgang, Wetter und Witterung unterworfen ist. Ein Teil des Regens oder auch des gebildeten Schmelzwassers wird direkt dem Abflusssystem des Einzugsgebietes zugeführt und liefert nach der Modifikation durch dessen hydrologischer und physiographischer Eigenschaften eine wesentliche Teilkomponente des Abflusses. Ist jedoch in Teilen des Einzugsgebietes ein Schneedecken- oder Eisspeicher vorhanden, wird die oberflächlich gebildete Abflusswelle dort zunächst durch die Perkolationsprozesse in die Schnee- und Firnschichten sowie anschließend innerhalb des saisonal unterschiedlich effizient ausgebildeten intraglazialen Abflusssystems modifiziert. In der Summe führen die Prozesse in der Regel dazu, dass eine Schmelzwasserwelle oder ein Niederschlagsereignis in einem vergletscherten Einzugsgebiet nicht spontan als Abfluss in Erscheinung tritt, sondern verzögert und deutlich gedämpft auftritt (Braun & Weber, 2002). Der Grad dieser Dämpfung hängt wesentlich vom Aufbau des Gletschers und von dessen dynamischem Zustand ab.

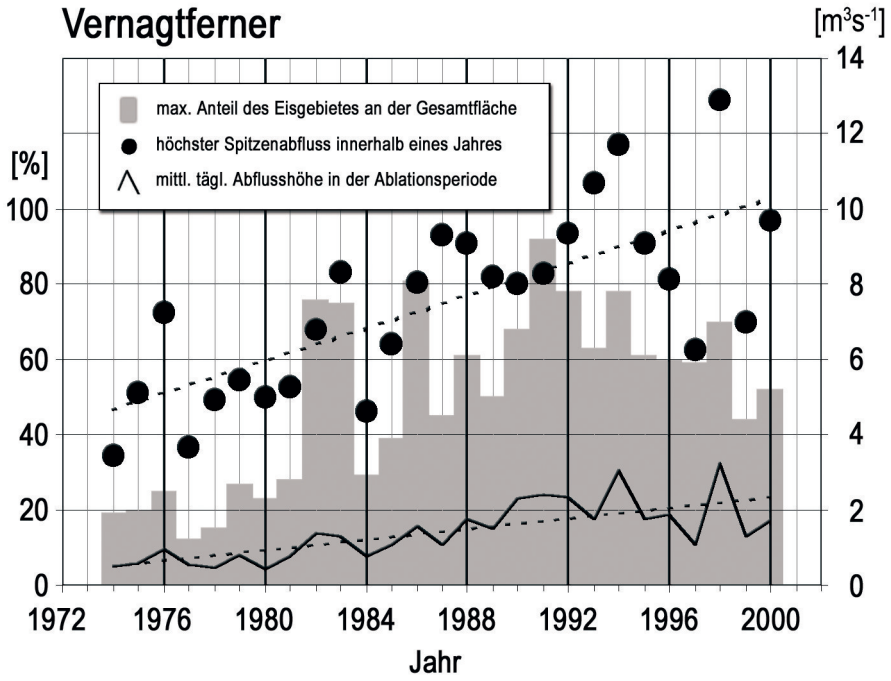


Abb. 3.5: *Veränderung der Charakteristik des Abflusshydrographen des Vernagtbach seit Beginn der Abflussmessungen 1974. Dargestellt ist die mittlere tägliche Abflusshöhe, gemittelt über den Zeitraum der Ablationsperiode und der maximal im Stundenmittel auftretende Spitzenabfluss innerhalb eines Jahres. Grau unterlegt dargestellt ist der prozentuale Anteil der maximalen Ausdehnung des Eisgebietes an der Gesamtfläche des Gletschers.*

Das Zusammenspiel dieser Prozesse führt in der Summe zu einem höchst komplexen Jahresgang des Abflusshydrographen in der Art, wie er für den Vernagtbach beispielhaft für die Jahre 1998 bis 2000 rechts

unten in der *Abbildung VII* wiedergegeben ist. Dort sind sowohl die Tagesmittelwerte der Abflusshöhe als auch die Bandbreite der Tagesschwankungen dargestellt. Charakteristisch ist einerseits der Anstieg der mittleren Abflüsse in den Zeiträumen, in denen sich eine zusammenhängende apere Eisoberfläche ausgebildet hat, andererseits aber auch die damit verbundene Zunahme der Tagesvariation. Letztere ist immer dann besonders ausgeprägt, wenn der überwiegende Anteil des Abflusses dem Eisgebiet entstammt und sich das intraglaziale Entwässerungssystem vollständig entwickelt hat, was in der Regel erst in den Spätsommermonaten Juli und August der Fall ist. Sie ist dagegen vergleichsweise gering in den Phasen der Schneeschmelze am Ende des Frühjahrs und im Frühsommer. Spitzenabflüsse werden dann erreicht, wenn das Eisgebiet seine maximale Ausdehnung annimmt und die Ablationsperiode nicht durch sommerliche Neuschneefälle unterbrochen wird, wie dies beispielsweise im Jahr 1998 der Fall war. 1999 und 2000 dagegen gab es häufig einen Wechsel mit kühleren Witterungsabschnitten, in denen die Intensität der Schmelzwasserproduktion deutlich nachließ. Die extremsten Abflüsse entstehen im Fall der Überlagerung einer hohen Schmelzwasserwelle mit einem Starkregenereignis bei einer deutlich über der Kammlinie liegenden Frostgrenze. Ein Beispiel dieser Art konnte am 4. August 1998 beobachtet werden. Es führte zu dem an der Pegelstation Vernagtbach bislang höchsten beobachteten Spitzenabfluss von 19 m^3/s. Das Ereignis ist in Braun & Weber (2002) im Detailablauf dokumentiert.

Im Rahmen der Untersuchungen des **SFB81** wurden die Zusammenhänge der Abflussgenese am Vernagtferner in der ersten Hälfte der 1980er-Dekade intensiv studiert und die Parameter der zur Dämpfung der Schmelzwasserwelle führenden Prozesse bestimmt (Moser et al., 1986). Den wesentlichen Anteil an der Verzögerung des Abflusses bewirkte damals der noch über 20 m mächtige Firnwasserspeicher im Akkumulationsgebiet. Im Laufe des anhaltenden Gletscherschwunds innerhalb der letzten Dekade ging dieser zunehmend verloren.

Parallel zu dieser Entwicklung veränderte der Vernagtbach in teilweise dramatischer Weise sein Abflussverhalten. In der *Abbildung 3.5* sind die mittleren täglichen Abflusshöhen über die Ablationsperiode (i.d.R. von Juni bis September) zusammen mit den im Laufe eines Jahres auftretenden Spitzenwerten des Abflusses im Stundenmittel seit Beginn der Messungen aufgetragen. Es zeigt sich, dass nicht nur die mittleren Abflusshöhen zugenommen haben, sondern dass sich auch die Spitzenabflüsse innerhalb des 30 Jahre überdeckenden Zeitraums mehr als verdoppelt haben. Die Ende der 1990er Jahre auftretenden Spitzenabflüsse überstiegen mehrfach die ursprünglich auf ca. 10 m^3/s ausgelegte Kapazität des Messgerinnes. Deshalb wurde diese 1996 und 2000 durch intensive Sanierungsmaßnahmen erweitert.

Von einer ähnlichen Entwicklung wurde von anderen Gletschern in der wissenschaftlichen Literatur bislang nicht berichtet. Es handelt sich um ein für den Vernagtferner spezifisches Phänomen, denn zum einen ist die Lage der Pegelstation sehr nah am Gletscher, so dass die in der Regel dämpfende Wirkung des Einzugsgebietes nur wenig zum Tragen kommt, zum anderen befindet sich der Vernagtferner in einer besonderen Phase. Der in *Abbildung 3.5* zusätzlich eingetragene prozentuale Anteil der maximalen Ausdehnung des Eisgebietes zeigt ebenfalls einen Trend der Zunahme bis etwa 1992. Da in enger Proportionalität der Firnspeicher des Vernagtferners abgenommen hat und gegenwärtig nahezu verschwunden ist, ist zunächst eine gute Korrelation zwischen der Eisgebietsgröße und den Maximalabflüssen zu erkennen. Dies bedeutet auch, dass nicht nur die spezifischen Schmelzwasserbeträge und damit die durchschnittlichen täglichen Ablationsraten zugenommen haben, sondern auch die Fläche, aus denen sie stammen.

Innerhalb der letzten Dekade haben sich die Verhältnisse geändert. Das Eisgebiet erreichte nicht mehr dieselbe Ausdehnung wie Anfang der 1990er Jahre, dennoch sind die Maximalabflüsse nicht im gleichen Maße wieder zurückgegangen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich das Abflusssystem des Vernagtferners in seiner Gesamtheit gewandelt haben könnte. Davon betroffen ist nicht nur der weitgehend abgebaute Firnspeicher im Akkumulationsgebiet, sondern auch das intraglaziale Entwässerungssystem. Dieses hat an Effizienz deutlich zugenommen und zeigt nahezu keine Saisonalität mehr. Daher wird die an der Eisoberfläche gebildete Schmelzwasserwelle oder dort auftreffender Niederschlag in flüssiger Form nahezu unverzögert dem Abfluss zugeführt.

Diese Beobachtungen lieferten die Motivation zu dem Projekt „*Glazialabflüsse des Vernagtferners bei anhaltenden Massenschwund*“, in dem diese Zusammenhänge anhand hydrologischer und meteorologischer Feldstudien intensiv untersucht wurden.

3.5 Ansätze zur Abflussmodellierung am Vernagtferner

3.5.1 Das PEV-Modell

Für das Einzugsgebiet des Vernagtbach wurden bislang zwei verschiedene Ansätze zur Modellierung realisiert. Zwischen 1974 und 1986 wurden im Rahmen eines Sonderforschungsprojektes die Zusammenhänge zur Abflussgenese des Gletschers in umfangreichen experimentellen und modelltheoretischen Arbeiten detailliert untersucht. Dabei entstand ein physikalisches Modell (**PEV**: ***P****hysikalisch basiertes* ***E****nergiebilanzmodell für den* ***V****ernagtferner*) zur Abflussberechnung des Gletschers, das in seinem Kern die räumlich verteilte Schmelzwasserproduktion auf der Basis einer teilweise einfachen Parametrisierung der Terme der Energiebilanz der Gletscheroberfläche anhand der auf den Gletscher extrapolierten an der Klimastation Vernagtbach gemessenen meteorologischen Daten bestimmt (ESCHER-VETTER, 1980). Die experimentelle Überprüfung des Verfahrens mit mikrometeorologischen Messungen direkt auf dem Gletscher konnte Ende der 1970er und Anfang der 1980er Jahre mangels geeigneter Verfahren nur begrenzt durchgeführt werden. Insbesondere die turbulenten Flüsse wurden mit stark vereinfachten Gradientansätzen abgeschätzt.

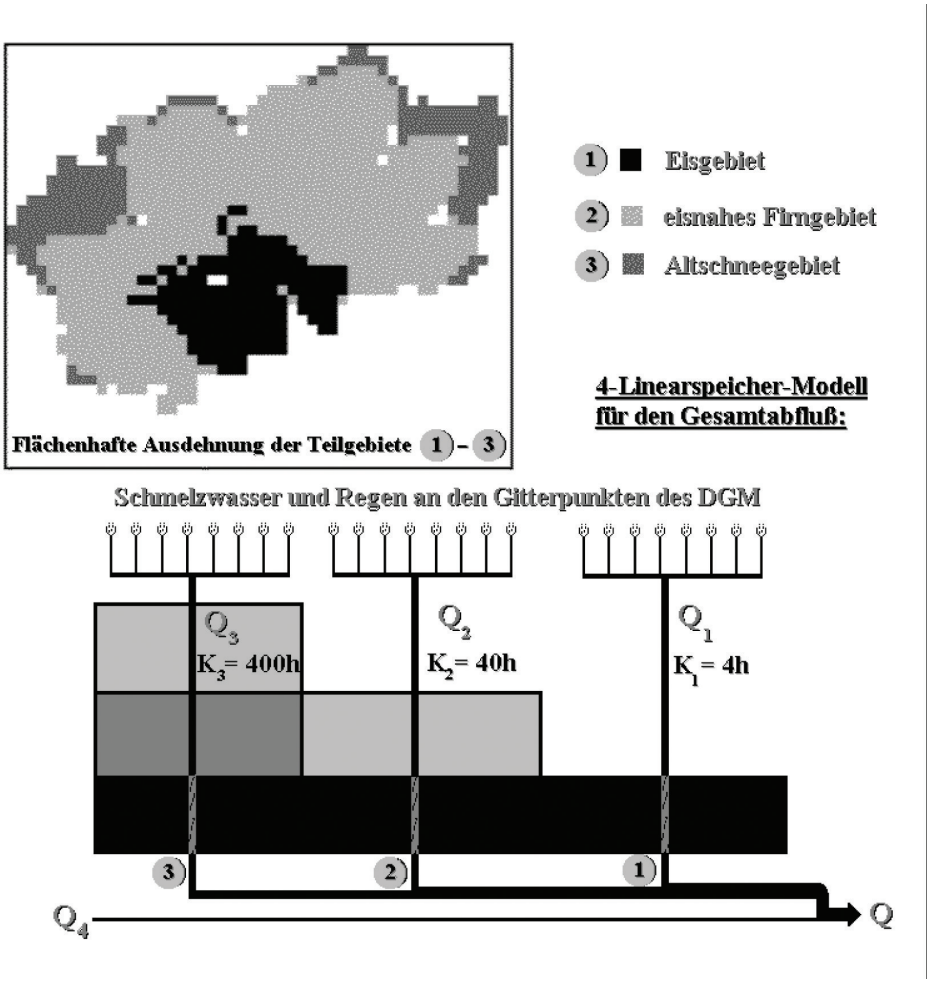


Abb. 3.6: *Schematische Darstellung des für den Vernagtferner eingesetzten 2D-Abflußmodells nach* OERTER *et al. (1981). Die flächenhafte Ausdehnung der Teilgebiete ist hier beispielhaft zur Illustration wiedergegeben und zeigt die Verhältnisse, wie sie für den 12.8.1993 modelliert wurden.*

Der Schwerpunkt des Schmelzwasserproduktionsmodells liegt auf der möglichst realistischen Modellierung der Komponenten der Strahlungsbilanz. Mittels eines digitalen Geländemodells mit einem Gitterpunktsabstand von 100 m werden auch der Einfluss der Hangneigung im Rahmen der Modellauflösung und der Abschattungseffekte in Abhängigkeit vom Sonnenstand berücksichtigt. Die atmosphärische Trübung und die Bewölkung wird anhand von Messdaten der Globalstrahlung an der Pegelstation Vernagtbach ermittelt. Die Albedo wurde ursprünglich für die drei Bereiche Eis, Firn und Schnee vorgeben, inzwischen jedoch auch parametrisiert. Weitere Details finden sich in ESCHER-VETTER (2000).

Aus der in einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde an den einzelnen Gitterpunkten berechneten Schmelzwassermenge und gegebenenfalls dem flüssigen Niederschlag wird durch Nachschalten eines aus 4 Linearspeichern bestehenden mathematischen 2D-Modell der Abflusshydrograph erzeugt. Der prinzipielle Aufbau dieses Modells nach OERTER *et al.* (1981) wird in *Abbildung 3.6* illustriert. Es unterteilt die Oberfläche des Gletschers in drei generelle Areale, das Eisgebiet, das eisnahe Firngebiet und das Altschneegebiet, in denen unterschiedliche Verzögerungsmechanismen wirksam sind, im Modell ausgedrückt durch einen exponentiellen Abfall. Die entsprechenden Zeitkonstanten wurden experimentell im Rahmen der Untersuchungen zum SFB 81 ermittelt (MOSER et al., 1986). Der Gesamtabfluss ergibt sich aus der Linearkombination der drei Komponenten zusammen mit einem konstanten Basisabfluss.

Das Modell wurde inzwischen erweitert (ESCHER-VETTER, 2000) und kann auch auf größere Einzugsgebiete angewandt werden. Der Vorteil liegt in der guten räumlichen Auflösung der Prozesse. Somit lassen sich viele Charakteristiken der Abflussganglinie erklären. Validiert wird es anhand der gemessenen Abflüsse und zusätzlich durch den Vergleich zwischen der Ausdehnung des berechneten und des beobachteten Eisgebiets.

Prinzipiell ist die Wiedergabe der Abflussverhältnisse mit diesem Modell zufriedenstellend. Problematisch ist vor allem, dass es die geänderten Verhältnisse des intraglazialen Abflusssystems und des Firnspeichers nur durch entsprechende Anpassung wiederzugeben vermag. Dies erfordert die kontinuierliche Evaluation des Gletscherzustands. Schwachpunkte sind gegenwärtig weiterhin das relativ einfache Schema zur Extrapolation der an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Eingangsdaten von Temperatur, Feuchte, Wind und Niederschlag auf die Gletscherfläche und die entsprechend einfache Parametrisierung der turbulenten Flüsse. Die Ergebnisse der **HyMEX**-Messungen sollen auch zu diesen Fragen neue Erkenntnisse liefern.

3.5.2 Das konzeptionelle HBV3-ETH9-Modell

Der Betrieb eines physikalischen Energiebilanzmodells wie das im vorangegangen Abschnitt behandelte **PEV**-Modell erfordert umfangreiche und qualitativ hochwertige und zeitlich hochaufgelöste Eingangsdaten, die zwar am Vernagtferner, in der Regel jedoch nicht in allen vergletscherten Einzugsgebieten verfügbar sind. Dieser Umstand rechtfertigt auch den Einsatz einfacherer konzeptioneller Modelle, wie das **HBV3-ETH9**-Modell, das auf einem Konzept von BERGSTRÖM (1976; 1992) in Schweden beruht und an der *Eidgenössischen Technischen Hochschule* in Zürich sowie an der *Kommission für Glaziologie* auf den Einsatz in vergletscherten Einzugsgebieten erweitert wurde (BRAUN *et al.*, 1998).

Das Niederschlag-Abfluß-Modell berechnet die Schmelze anhand einer einfachen *Temperatur-Index-Methode* (*siehe auch Abschnitt 6.6.2*), berücksichtigt jedoch neben der Höhenlage auch Einflüsse der Exposition. Die Geländeinformationen werden in Form einer Flächen-Höhen-Expositionsverteilung eingegeben, wobei vergletscherte Bereiche getrennt ausgewiesen werden. Der konzeptionelle Temperatur-Index-Ansatz beschränkt die zeitliche Auflösung auf Tagesmittelwerte. Benötigt werden zum Betrieb des Modells lediglich tägliche Mittelwerte der Temperatur und Tagessummen des Niederschlags an einer repräsentativen Station, die mittels einem einfachen Regionalisierungsschema, basierend auf vorgegeben Höhengradienten, auf das Einzugsgebiet umgerechnet werden. Das Modell wurde inzwischen in einer Vielzahl von Einzugsgebieten in den Alpen (z.B. Wetterstein, Nationalpark Berchtesgaden, Ötztal, Silvretta, Zillertaler Alpen) und auch außeralpinen Gebieten (z.B. Nepal, Zentralasien) betrieben und

ausgetestet.

Die Kalibrierung der Modellparameter erfolgt in der Regel über zumindest temporär gemessene Abflüsse. Es liefert als Ergebnis sämtliche Terme des Wasserhaushalts sowie weitere Informationen zur Schneedecke. Detaillierte Beschreibungen finden sich bei SCHULZ (1999), ELLENRIEDER (2002) und HAGG (2003). Das Modell selbst ist in einer Version für das Ötztal und den Nationalpark Berchtesgaden auf der CD-Rom KFG1999 (ESCHER-VETTER *et al.*, 1999) enthalten.

In stark vergletscherten Einzugsgebieten liefert das Modell relativ gute Ergebnisse, die eine Erklärung von 80% bis über 90% der Variation der Abflüsse ermöglichen. Die Genügsamkeit gegenüber den Eingangsdaten erlaubt aber insbesondere Studien hinsichtlich der Sensitivität des Wasserhaushaltes eines Einzugsgebietes gegenüber Klimaänderungen. Eine derartige Untersuchung wurde auch für das Ötztal durchgeführt, wobei gezeigt werden konnte, dass eine Klimaerwärmung zunächst die Abflüsse erhöht, nach einiger Zeit mit zunehmenden Gletscherschwund in den Sommermonaten die Abflussspende immer weiter zurückgeht, so dass mit Trockenheit zu rechnen ist (BRAUN *et al.*, 2000).

Neben diesen Untersuchungen zur Klimafolgenforschung wurde das Modell inzwischen auch zur Rekonstruktion der Massenbilanz des Vernagtferners um 1900 angewandt (ELLENRIEDER, 2002). Dabei wurden die notwendigen Eingangsdaten aus langen Messreihen der Stationen Vent und Marienberg anhand statistischer Kenngrößen extrapoliert und das Modell mit Hilfe der nach der geodätischen Methode über 30 Jahre bestimmten Massenbilanz kalibriert. Dadurch konnte gezeigt werden, dass der spektakuläre Vorstoß des Vernagtferners nicht unmittelbar mit den klimatischen Verhältnissen in dieser Zeit verbunden war. Insbesondere für derartige Studien wird das HBV3-ETH9-Modell auch in der Zukunft noch ein wertvolles Werkzeug darstellen.

4. Experimentelle Untersuchungen zur Schmelzwasserproduktion: die HyMEX-Experimente 1998 und 2000

4.1 Das Projekt „Glazialabflüsse“ von 1998 - 2001

Wie bereits im *Kapitel 3* am Beispiel des Vernagtferners gezeigt, wurden parallel zu der in der Studie 2001 des **IPCC** (IPCC, 2001) bestätigten Erwärmung des globalen Klimas im Alpenraum erhebliche Massenverluste des Gletschers beobachtet. Damit verbunden wurde an der seit 1974 betriebenen Pegelstation Vernagtbach im Einzugsgebiet des Vernagtferners im inneren Ötztal ein signifikanter Trend einer starken Erhöhung der Glazialabflüsse registriert (*Kapitel 3.4*), der insbesondere bei Überlagerung mehrerer ungünstiger Faktoren zu einer verschärften Hochwasserdisposition in den Uferbereichen der Rofenache und der Ötztaler Ache führen kann (Braun & Weber, 2002). Die Hochwassergefährdung resultiert insbesondere durch ein überdurchschnittliches Anwachsen der Tagesspitzen der Abflussganglinie. Während in den 1970er bis Ende der 1980er Jahre das Überschreiten eines Maximalwertes von 10 m^3/s ein äußerst seltenes Ereignis darstellte, wurde dies in der 1990er-Dekade eher die Regel.

Vor diesem Hintergrund wurde eine über den Zeitraum vom April 1998 bis Juli 2001 laufende von der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (**DFG**) geförderte Studie durchgeführt, welche auf der Basis einer grundlagenorientierten experimentellen Untersuchung dieser Prozesskette die Verbesserung der modellhaften Beschreibung der Abflussgenese des Vernagtferners und damit ein besseres Verständnis der beobachteten Veränderungen in den Abflusscharakteristika zum Ziel hatte.

Die Untersuchungen sind zwar generell mit denen im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches 81* in den 80er Jahren (Moser *et al.*, 1986) vergleichbar, wurden aber unter den veränderten Randbedingungen und insbesondere mit seit dieser Zeit weiter entwickelten Methoden durchgeführt. Zum ersten Mal sollten auf dem Vernagtferner insbesondere auch die turbulenten Wärmeflüsse ohne den Umweg über Parametrisierungen gemessen werden, die in entfernten Regionen unter abweichenden Bedingungen abgeleitet wurden. Dies ist eine elementare Voraussetzung, um die Eignung der bislang verwendeten modelltheoretischen Ansätze überprüfen und eventuelle Verbesserungen entwickeln zu können. Ein weiterer Aspekt war die Bereitstellung von möglichst vollständigen und umfassenden Datensätzen der Mikrometeorologie und Hydrologie über einem schmelzenden Alpengletscher, die sowohl weltweit als auch in den Alpen sehr selten, aber für die Entwicklung und Validierung von neuen Modellen dringend erforderlich sind.

Da die einzelnen Glieder der Prozesskette der Abflussgenese, nämlich die Schmelzwasserproduktion an der Oberfläche und der Transport des Wassers innerhalb des Eiskörpers und in den Gerinnen bereits für sich maßgeblich das Abflussgeschehen beeinflussen, saisonal aber von unterschiedlicher Bedeutung sind, wurden die experimentellen Studien je nach logistischer Durchführbarkeit in mehrere Schwerpunkte unterteilt:

- zwei intensive Energiebilanzstudien um den Zeitpunkt mit maximaler Schmelzwasserproduktion,
- intensive hydrologische Prozessstudien zu den Abflussprozessen auf und innerhalb des Gletschers über drei vollständige Ablationsperioden von Mai bis Oktober,
- Sensitivitätsstudien auf der Basis von physikalischen und konzeptionellen Modellen anhand der Messergebnisse.

Die räumliche Variation wurde untersucht, indem die Standorte, an denen die Messungen erfolgten, im sinnvollen Rahmen variiert wurden. Weiterhin wurden die Detailstudien durch klimatologische Un-

tersuchungen, Massenbilanzbestimmungen und Beobachtungen des Gletscherstatus über den gesamten Projektzeitraum flankiert.

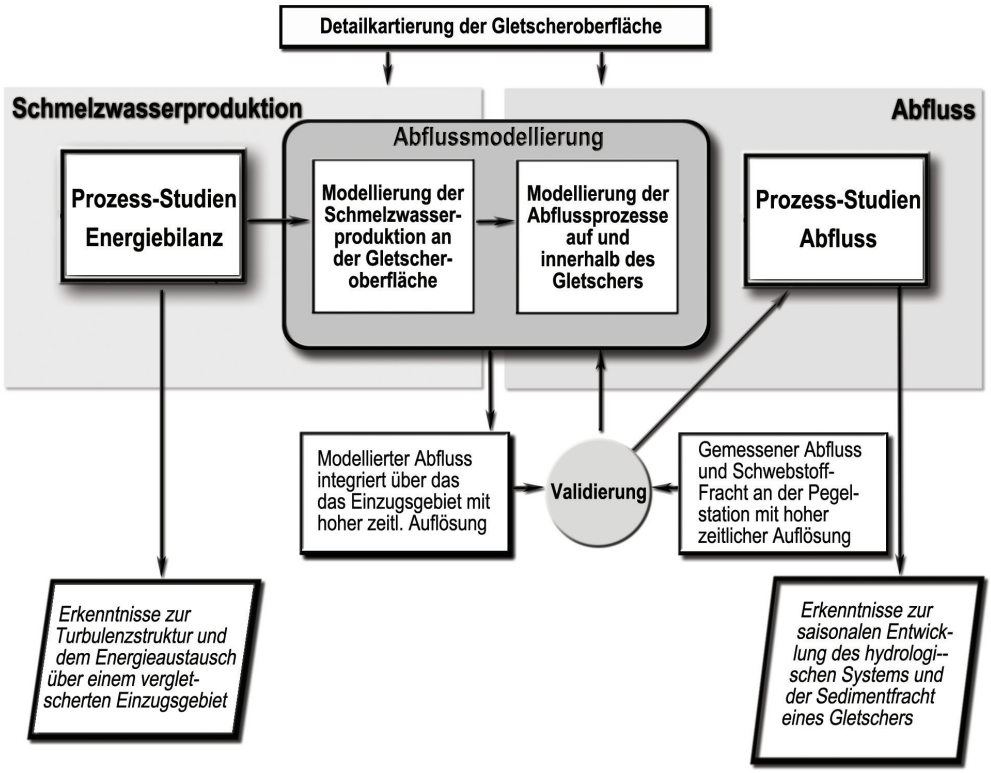


Abb. 4.1: *Schematische Darstellung der generellen Vorgehensweise zur experimentellen Untersuchung der Abflussgenese am Vernagtferner unter den gegenwärtigen Bedingungen mit erheblichem Massenschwund.*

Die *Abbildung 4.1* verdeutlicht die generelle Vorgehensweise innerhalb des Projektes, welche die Arbeiten zunächst in zwei unabhängige experimentelle Schwerpunkte gliedert, die mit den Begriffen *Schmelzwasserproduktion* und *Abfluss* gekennzeichnet sind. Im Rahmen von diesen wurde eine Reihe von Prozessstudien realisiert, die zwar möglichst gleichzeitig durchgeführt werden sollten, aber aus logistischen und sonstigen Gründen unterschiedliche Zeiträume überdeckten. Jedes dieser Experimente sollte ergänzende grundlagenorientierte Erkenntnisse zu untersuchten Prozessen liefern, die in der Zukunft weiteren wissenschaftlichen Arbeiten dienlich sein können. Da experimentelle Untersuchungen an Objekten mit den Dimensionen eines Alpengletschers wegen des damit verbundenen logistischen Aufwands immer nur räumlich und zeitlich begrenzt erfolgen können, ist die Ausweitung der Erkenntnisse auf den Gesamtgletscher und längere Zeiträume nur über Modellstudien möglich, die anhand der gewonnenen Daten in Zukunft durchgeführt werden können.

Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf den Untersuchungen der Schmelzwasserproduktion liegt, kann auf die Prozesse und die Ergebnisse der hydrologischen Arbeiten nicht im Detail eingegangen werden. Die wichtigsten Aspekte werden daher in dem nachfolgenden Abschnitt stichwortartig aufgeführt.

Die Ansammlung von Wasser an der Gletscheroberfläche durch flüssigen Niederschlag oder durch das Schmelzwasser generiert sofort einen Oberflächenabfluss, welcher zunächst in komplexer Weise durch den Gletscher transportiert und dabei durch mehrere Prozesse verzögert wird. In der Summe aller dieser Prozesse wird die eigentliche Ganglinie des Glazialabflusses im Gerinne gebildet. Im hydrologischen Schwerpunkt des Projektes wurde angestrebt, Teilprozesse der Abflussgenese in und auf dem Gletscher so

weit als möglich zu isolieren, experimentell zu untersuchen und zu quantifizieren.

Gemessen wurde unter anderem auf ca. 3200 m die *Perkolation von Schmelzwasser in Schnee und Firn*. Anhand von Messungen mittels eines Mikrowellenradars wurde die räumliche Ausdehnung des Firnkörpers vermessen und die *Speicherung in der wassergesättigten Zone des Firn* untersucht. Einblick in die *Abflussprozesse an der Eisoberfläche* sollte die Erfassung des Zuflusses in Mühlen vermitteln. Anhand von nahezu 100 Tracer-Experimenten mit Fluoreszensfarbstoffen an unterschiedlichen repräsentativen Punkten auf der Gletscheroberfläche wurden anhand von *Fliesszeitbestimmungen* der *Zustand des intraglazialen Entwässerungssystems* untersucht und Quellgebiete des Abflusses abgegrenzt. Ferner wurden zur Gewinnung von *Abflussganglinien der Teileinzugsgebiete* provisorische Pegelmessanlagen in den Hauptgerinnen des dendritisch verzweigten Gletscherbachsystems eingerichtet. *Trübungsmessungen* an der Pegelstation Vernagtbach dienten der Untersuchung des *Sedimenttransports* und durch Salzverdünnungsversuche wurde die *Pegelstand-Abflussbeziehung* der Pegelstation abgeleitet.

Basierend auf den Erkenntnissen aus dem **SFB81** wurde bei den hydrologischen Untersuchungen Neuland betreten, so dass diverse Rückschläge leider nicht ausbleiben konnten. Ferner veränderte sich der Gletscher in der Rückzugsphase der letzten Dekade so stark, dass viele aus der Literatur und den Untersuchungen des **SFB81** bekannte Sachverhalte keine Gültigkeit mehr besitzen. Die Messungen haben einen umfangreichen Datensatz ergeben, dessen abschließende Analyse sowie die Darstellung und Synthese der Ergebnisse noch aussteht. Sie erfolgt sukzessive in diversen Diplomarbeiten und Dissertationen. Eine Zusammenfassung der vorläufigen Resultate ist in dem Schlussbericht zum Vorhaben (Weber *et al.*, 2002) enthalten. Weitere Details finden sich bei Siebers (1999) und in den Diplomarbeiten von Naeser (2002) und Khazaleh (2002).

4.2 Methodik zur experimentellen Untersuchung der Schmelzraten

Ein vordergründiger Teilaspekt der experimentellen Arbeiten im Schwerpunkt *Schmelzwasserproduktion* des Projektes „*Glazialabflüsse*“ ist die zeitlich möglichst hoch aufgelöste Bestimmung der in einem definierten Areal in Abhängigkeit von den meteorologischen Randbedingungen an der Eisoberfläche gebildeten Schmelzwassermenge. Diese Aufgabe erscheint auf den ersten Blick trivial und in der Praxis einfach zu bewerkstelligen, denn die Schmelzwassermenge entspricht der Masse des durch die Ablation abgetragenen Eisvolumens. Bei genauerer Betrachtung jedoch ist die Mikrotopografie der Eisoberfläche durch die sich bildenden Ablationsformen höchst heterogen strukturiert. Deren Standardabweichung variiert über typische Werte von 0.1 bis 0.5 m (Oerlemans, 2001) und die Veränderungen der Oberflächenstruktur erfolgen so langsam, dass die tatsächliche Abnahme des Eisvolumens innerhalb eines Zeitraums von beispielsweise einer Stunde kaum mit der notwendigen Genauigkeit gemessen werden kann.

4.2.1 Direkte Messung der Ablation

Um die Ablationsbeträge zu ermitteln, wurden daher vielfältige, mehr oder minder komplexe Verfahren entwickelt. Sie haben aber alle gemein, dass sie nur zur Erlangung von integralen Werten über Zeiträume von mehreren Tagen sinnvoll einsetzbar sind. In das Eis eingelassene Ablationspegelstangen beispielsweise, die einfachste Methode zur Bestimmung der Ablation, beeinflussen einerseits den Ablationsvorgang selbst, liefern andererseits aber nur höchst ungenaue punktuelle Werte, die erst über Zeiträume von einigen Stunden bis Tagen für größere Flächen repräsentativ sind. Etwas genauer sind Verfahren, welche über Flächen von einigen Quadratdezimetern integrieren, wie z.B. die inzwischen häufiger zur Ablations- und

Akkumulationsmessung auf Gletschern eingesetzten Ultraschall-Abstandsmesser, mit deren Hilfe die Variation des Abstandes zwischen dem in einer fixen Höhe montierten Gerät und der Schnee- oder Eisoberfläche kontinuierlich gemessen wird. Beispiele für derartige Messungen finden sich in OERLEMANS (2001), OERLEMANS & KLOK (2002) und BRAUN *et al.* (2004). Da jedoch die Absolutgenauigkeit der Momentanwerte der Abstandsmessung im Bereich von ca. 5 cm liegt, liefert sie keine detaillierte Information zu den Tagesvariationen der Menge des gebildeten Schmelzwassers, sondern allenfalls gute Referenzwerte über die saisonale Entwicklung, die zur Überprüfung der Ergebnisse aus anderen Verfahren herangezogen werden können (OERLEMANS, 2000).

Es wurde unter anderem auch am Vernagtferner im Rahmen der Arbeiten zum **SFB81** der Versuch unternommen, die gebildete Schmelzwassermenge aus künstlich abgegrenzten Arealen zu sammeln und kontinuierlich zu messen (ZUNKE, 1984; MOSER *et al.*, 1986). Wegen der mit derartigen Messungen verbundenen technischen Schwierigkeiten konnten nur über Zeiträume von einigen Stunden brauchbare Werte für den Tagesgang der Ablation erhalten werden. Neuere Ansätze, bei denen der Zulauf zu Spalten und Mühlen erfasst werden sollte, erwiesen sich überhaupt als untauglich bzw. nicht praktikabel, da sich die Quellareale des oberflächlich abfließenden Schmelzwassers nicht eindeutig abgrenzen ließen (WEBER *et al.*, 2002).

Derartige direkte Messungen der Ablation bzw. Schmelzwasserproduktion liefern unter günstigen Umständen verwertbare punktbezogene Informationen, diese sind aber nicht beliebig in die Fläche übertragbar. Um dieses zu bewerkstelligen, gibt es grundsätzlich zwei unterschiedliche Ansätze:

1. Die *Inter-* und *Extrapolation* der *Punktmessungen auf die Fläche*. Liegen die Messwerte der Ablation in ausreichender Dichte vor, können die Daten mittels statistisch abgeleiteter Algorithmen auf die Gesamtfläche des Gletschers umgerechnet werden. Dies gelingt jedoch allenfalls für saisonale Mittelwerte und erfordert in der Regel weitere empirische Erhebungen. Ein Beispiel für diese Vorgehensweise ist die im Abschnitt 3. beschriebene Erhebung der Massenbilanz des Vernagtferners mittels der glaziologischen Methode.

2. Die *Bestimmung der flächenhaften Ablation mit Modellansätzen*, die auf einem empirisch zu ermittelnden Zusammenhang zwischen den Schmelzraten und meteorologischen Daten beruht. Das einfachste Beispiel für eine derartige Vorgehensweise ist das häufig in konzeptionellen Niederschlags-Abflussmodellen wie z.B. dem *HBV3-ETH9* (BRAUN, 1985; BRAUN & RENNER, 1992; ELLENRIEDER, 2003; HAGG, 2003) oder OEZ (KUHN & BATLOGG, 1999) verwendete Temperatur-Index-Verfahren, bei dem die tägliche Ablation in mm aus dem Produkt der (positiven) Tagesmitteltemperatur und einer empirisch ermittelten, proportional zur Lufttemperatur in 2 m Höhe wachsenden mittleren Ablationsrate (Einheit [mm d^{-1} K^{-1}]) berechnet wird (KUHN, 1984). Der Vorteil dieser allgemein als unphysikalisch bezeichneten Parametrisierung liegt sicherlich in der trotz der einfachen Handhabung und des geringen Bedarf an Messdaten erreichbaren Genauigkeit. Im übrigen zeigen neuere Untersuchungen (OHMURA, 2001), dass wesentlich mehr physikalische Argumente für die Anwendbarkeit des Verfahrens sprechen, als bislang angenommen, denn die bodennahe Lufttemperatur ist sehr eng an die bei der Schnee- und Eisschmelze beteiligten Prozesse gekoppelt. In den Kapiteln 6 und 7 wird dieser Fragenkomplex anhand der hier erhaltenen Ergebnisse noch eingehender diskutiert. Ein klarer Nachteil ist jedoch die geringe zeitliche Auflösung von maximal einem Tagesschritt und die nur beschränkte lokale Gültigkeit der sogenannten Grad-Tag-Faktoren.

4.2.2 Indirekte Bestimmung der Ablation anhand der Energiebilanz der Eisoberfläche

Einen direkten Bezug zwischen den energetisch bedingten Ablationsvorgängen pro Flächeneinheit und den meteorologischen Parametern erhält man, wenn man die im *Kapitel 1* aufgeführte Energiebilanz der Gletscher- oder Schneeoberfläche nach Gleichung [*1.2*] betrachtet. Die dort sich aus der Bilanzierung sämtlicher Quellen- und Senkenterme ergebende Energiemenge ist der Menge des gebildeten Schmelzwassers direkt proportional, da die pro Masseneinheit aufzuwendende Schmelzwärme bis auf eine geringe

Druckabhängigkeit konstant $3.337 \bullet 10^5$ Jkg^{-1} beträgt.

Zur experimentellen Bestimmung von **S** müssen entweder die Einzelterme auf der linken Seite der Gleichung [*1.2*] oder die tatsächliche Ablation auf der rechten Seite möglichst exakt bestimmt bzw. gemessen werden. Hierin besteht die eigentliche messtechnische Herausforderung.

In der allgemeinen Form der Energiebilanzgleichung wird **S** als sogenannter Speicherterm bezeichnet (z.B. STULL, 1988). Da eine Fläche kein Speichervermögen für Energie besitzt, sollte **S** theoretisch den Wert Null annehmen. In diesem Fall wird die Energiebilanz als „*geschlossen*" bezeichnet. Da aber in der Realität Messungen immer fehlerbehaftet sind, wird **S** meistens einen von Null verschiedenen Wert annehmen, da er nicht nur die Terme der linken Seite der Gleichung selbst, sondern auch sämtliche darin enthaltenen Messfehler bilanziert. Für Energiebilanzmessungen über einer aperen Oberfläche ohne komplexe Vegetationsbedeckung (z. B. ein brach liegendes Feld oder eine Wiese) könnte daher die Güte der Schließung der Energiebilanz, sprich die Abweichung von **S** vom idealen Wert Null in Relation zur Größenordnung der Einzelterme, zur Qualitätssicherung und –kontrolle der Messungen herangezogen werden (BEIER *et al.*, 1994; OHMURA, 2001). In der Praxis ist davon jedoch eher abzuraten, da nach neueren Untersuchungen die Energiebilanz einerseits nicht immer geschlossen sein muss, andererseits die Gefahr der Fehlerkompensation sehr groß ist (FOKEN, 2003). Über einem schmelzenden Gletscher fehlt selbst diese Option zur Überprüfung der Resultate, dort gilt es folglich die Fehlerbreite der einzelnen Terme in verstärktem Maße zu untersuchen und die aus der Energiebilanz berechnete Gesamtablation integriert über einen längeren Zeitraum mit den anhand der im *Abschnitt 4.2.1* beschriebenen Verfahren gewonnenen Messwerten zu vergleichen.

Ein weiteres praktisches Problem besteht darin, dass keiner der Terme der Energiebilanz direkt an der Oberfläche gemessen werden kann, sondern im Falle der Flüsse aus der Atmosphäre in einem Niveau in ca. 2 m Höhe und im Falle des Wärmestroms in und aus dem Eis **G** einige cm unter der Oberfläche (MÜLLER *et al.*, 1991; FOKEN, 2003). Eine „*direkte Messung*" einer Komponente der Energiebilanz im engeren Sinn, also die Anwendung eines Verfahrens, das keine komplexe Modellvorstellung der Prozesse benötigt, ist allenfalls im Falle der Strahlungsbilanz **R** möglich. Strahlungsmessgeräte erlauben durch das Prinzip der Umwandlung der auf eine ebene Fläche auftreffenden Strahlungsenergie in Wärme deren absolute Bestimmung als Integral über einen Halbraum. Das den unteren Halbraum abdeckende Instrument darf jedoch nicht zu nahe an der Oberfläche montiert werden, da sonst der durch die Messung erfasste Bereich nicht mehr für größere Flächen repräsentativ wird.

Für die Messung der Gesamt- oder Nettostrahlungsbilanz sind sogenannte Strahlungsbilanzmesser verfügbar, welche den Term **R** prinzipiell direkt liefern können, allerdings nur in dem Messniveau, in dem sie montiert werden. In der Theorie wird **R** an der Oberfläche aus der Kombination von mindestens vier Komponenten gebildet, die jeweils unterschiedliche Quellen und Senken besitzen und durch die meteorologischen Randbedingungen unterschiedlich beeinflusst werden. Wesentlich ist dabei die Auftrennung des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung in den energetisch bedeutsamen langwelligen (4.5..45 μm) und den kurzwelligen (300..3000 nm) Bereich. Auf die Komponenten der Strahlungsbilanz und ihre Bedeutung wird in den *Abschnitten 4.3.4* und *6.1* noch weiter im Detail eingegangen. An dieser Stelle sei lediglich angemerkt, dass nur die kurzwelligen Komponenten der in 2 m Höhe über dem Eis gemessenen Strahlungsflüsse problemlos auf die Oberfläche übertragen werden können, da sie innerhalb der dünnen Schicht außer im Falle der Bildung von flachem Bodennebel nicht wesentlich modifiziert werden. Für die langwelligen Komponenten existieren dagegen in der 2 m dicken Schicht noch bedeutsame Quellen, die in der Größenordnung durchaus im Bereich der turbulenten Flüsse **H** und **LE** liegen können (OHMURA, 2001). Deshalb genügt es zur experimentellen Bestimmung der Strahlungsbilanz der Schnee- oder Eisoberfläche nicht, eine Messung der Nettostrahlungsbilanz allein durchzuführen, sondern es müssen sämtliche Strahlungsströme sowohl im lang- als auch kurzwelligen Spektralbereich separat gemessen werden.

Neben der Bestimmung der turbulenten Energieflüsse **H** und **LE**, die im nachfolgenden *Abschnitt 4.2.3* noch genauer erörtert wird, müssen auch die Wärmetransporte in und aus der obersten Schicht des Eiskörpers betrachtet werden, die in der allgemeinen Energiebilanzgleichung unter dem Term **G** zusammengefasst werden. Im Falle von solidem Gletschereis beschränken sich diese auf den durch die mole-

kulare Wärmeleitung verursachten Wärmefluss. Dieser steht analog den Wärmeströmen in der obersten Bodenschicht mit der Temperaturverteilung im Eiskörper im Zusammenhang. Ist diese bekannt, kann **G** unter Vernachlässigung aller horizontalen Wärmeflüsse prinzipiell nach der sogenannten Tautochronenmethode (BERZ, 1969) mittels

$$\textbf{[4.1]} \quad G = -\int_0^Z \rho_{Eis} c_{Eis} \frac{\partial T_E}{\partial t} dz \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}],$$

wobei

$\boldsymbol{\rho}_{Eis}$: *Dichte des Eises [kg m^{-3}]*
$\mathbf{c}_{Eis}$: *spezifische Wärme des Eises [J kg^{-1} K^{-1}]*
$\mathbf{T}_E$: *Temperatur des Eises in der Tiefe z [m]*
$\mathbf{Z}$: *Tiefe, ab der Isothermie herrscht [m].*

berechnet werden. Es gilt allgemein die Annahme, dass der Eiskörper unter Schmelzbedingungen homogen den Wert 0°C annimmt und damit **G** verschwindet. In Zeiträumen jedoch, in denen die Oberfläche eine Temperatur unter dem Schmelzpunkt annimmt, z.B. durch nächtliche Ausstrahlung im langwelligen Spektralbereich, kann sich zumindest die oberflächennahe Schicht des Eiskörpers unter den Gefrierpunkt abkühlen (AMBACH, 1955). Wird die Energiebilanz an der Oberfläche nach Sonnenaufgang wieder positiv, wird ein Teil dieser Energie zunächst in das Eis fließen, um den Zustand der Isothermie herzustellen. Die Schmelze setzt damit gegenüber dem Fall **G = 0** erst mit Verzögerung ein.

Es ist daher sinnvoll, die vertikale Temperaturschichtung bis in ca. 50 cm Tiefe im Eis zu kennen. In der Praxis ist diese jedoch außerordentlich schwierig zu messen, da der Eiskörper angebohrt werden muss und dadurch Risse erhält, in die Schmelzwasser einsickern kann, welches die Messungen verfälscht. Unter Schmelzbedingungen apern die nahe der Oberfläche gelegenen Thermometer rasch aus, so dass sie den Strahlungseinflüssen ungeschützt ausgeliefert sind und dadurch viel zu hohe Messwerte oder allenfalls die Temperatur des Schmelzwassers liefern. Derartige Messungen sind daher meist nur innerhalb kurzer Intervalle in den Nachtstunden, in denen die oberste Schicht des Gletschers vollständig gefroren ist, auswertbar. Dennoch ist dieser „Bodenwärmestrom" keinesfalls vernachlässigbar, entspricht doch eine angenommene Abkühlung einer 20 cm dicken Eisschicht um durchschnittlich 1 K innerhalb von 5 Stunden bereits einem Wärmefluss von ca. 20 Wm^{-2} an der Oberfläche.

Um den Tagesgang des Wärmeflusses in oder aus dem Eis tatsächlich berechnen zu können müssen die Dichte und die spezifische Wärmekapazität des Eises in der jeweiligen Tiefe bekannt sein. Diese variieren mit Eigenschaften wie etwa Porosität ähnlich wie bei einem Humusboden. Es gibt eine Reihe von Verfahren, mit denen diese Parameter mit Hilfe des Tagesganges und des Eindringens der Temperaturwelle in das Eis bestimmt werden können (BERZ, 1969; STULL, 1988: FOKEN, 2003). Voraussetzung dafür ist eine annähernde Sinusform der Temperaturwelle und ein homogener Boden, die jedoch speziell im Eis aber auch in Humusböden nicht immer gegeben ist, da Lufteinschlüsse und Verunreinigungen einen Einfluss auf die Dichte und die Wärmekapazität haben. Eine Alternative bietet die Bestimmung repräsentativer Profile der tatsächlichen Dichte und der Wärmekapazität im Labor anhand der Analyse von repräsentativen Probenahmen.

Ist die Gletscheroberfläche schneebedeckt, gewinnt die Beschreibung der Vorgänge des Energie- und Massentransportes in und aus der Schneedecke beträchtlich an Komplexität, da diese auch bei relativ hoher Dichte noch durchlässig für Wasser- und Gastransporte ist. Eine detaillierte Darstellung der Verhältnisse in der Schneedecke findet sich z.B. bei KUHN (1984) oder BRUN et al. (1989). Da während der **HyMEX**-Experimente keine Messungen über Schnee über durchgeführt wurden, muss die Thematik an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden.

4.2.3 Die turbulenten Energieflüsse zwischen Oberfläche und Atmosphäre

Die Eisoberfläche kann Energie mit der angrenzenden Atmosphäre prinzipiell durch zwei Prozesse austauschen: 1. *direkt* über die Abgabe oder Aufnahme von Enthalpie an der Grenzfläche (**H**, *Strom der fühlbaren oder sensiblen Wärme*), 2. *indirekt* durch den Transport von Wasserdampf an die Oberfläche oder von dieser weg unter Freisetzung oder Verbrauch von Energie bei einer Phasenumwandlung (**LE**, *latenter Wärmestrom*). Beide Vorgänge, sowohl der Eigenschaftstransport durch den fühlbaren Wärmestrom als auch der Transport von Wasserdampf werden durch die thermischen Bedingungen an der Oberfläche und in der angrenzenden Grenzschicht limitiert. Die wichtigste Steuerungsgröße ist dabei die Lufttemperatur. Um einen Austausch von Enthalpie aufrecht zu halten, muss sich diese von der Oberflächentemperatur unterscheiden. Ist die Oberfläche wärmer als die Luft, kann sie Wärme abgeben, ist sie dagegen kälter, kann sie Wärme aus der Luft empfangen.

Die Lufttemperatur ist auch diejenige Größe, die über den *Sättigungsdampfdruck* **E** die Menge an Wasserdampf begrenzt, die maximal von der Luft aufgenommen werden kann. An der schmelzenden Oberfläche beträgt der Wasserdampfpartialdruck $\mathbf{E_0}$ gemäß Gleichung [1.1] maximal 6.11 hPa. Wird ein Paket mit wärmerer Luft und einem Partialdruck $\mathbf{e>E_0}$ zur Oberfläche herangeführt und auf 0°C abgekühlt, dann kondensiert dort unter Freisetzung der entsprechenden Verdampfungswärme soviel Wasserdampf, bis der Partialdruck in dem Paket nur noch 6.11 hPa beträgt. Dieser Vorgang ist gleichbedeutend mit einem Wärmetransport zur Oberfläche und einer Intensivierung der Schmelze. Ist dagegen **e** in der Luftschicht über dem Eis niedriger als $\mathbf{E_0}$, wird ein Teil der an der Oberfläche verfügbaren Energie dazu verwendet, das anfallende Schmelzwasser zu verdunsten und die unmittelbar angrenzende Luftschicht maximal bis zu dem ihrer Temperatur entsprechenden Sättigungsdampfdruck mit Wasserdampf anzureichern. Die turbulente Durchmischung transportiert diesen dann in höhere Schichten, was durch eine mit der Höhe abnehmende Wasserdampfkonzentration belegt wird.

Auch der Verdunstungsvorgang ist ein Ablationsprozess, der zu einem Massenverlust an der Oberfläche führt. Da jedoch die Verdunstung gegenüber dem Schmelzen etwa den 8fachen Betrag erfordert (bei 0°C: $2.500 \bullet 10^6$ J/kg gegenüber $0.334 \bullet 10^6$ J/kg) und außerdem je nach Effizienz des turbulenten Transportes zusätzlich limitiert ist, sind die Ablationsverluste durch Verdunstung bzw. die Akkumulationsgewinne durch Kondensation in Relation zu den Beträgen durch die Schmelze und die Niederschlagsakkumulation von untergeordneter Bedeutung. Diese liegt vielmehr in der Umverteilung der verfügbaren Energiebeträge: mit steigendem *Sättigungsdefizit* in der Grenzschicht steigt prinzipiell der Anteil des Energieverbrauchs durch die Verdunstung, so dass netto deutlich weniger Energie zur Schmelze verfügbar ist. Umgekehrt kann die durch Kondensationsprozesse zusätzlich zugeführte Energie die Schmelzrate beachtlich erhöhen. Im Vergleich dazu ist der Gewinn an Wärme durch Wiedergefrieren ebenfalls eine Größenordnung kleiner. Für die Massenbilanz bedeutet dies, dass unter sonst bezüglich dem Energieangebot aus der Nettostrahlungsbilanz und dem Wärmeinhalt der Grenzschicht gleichen Bedingungen ein Gletscher bei niedrigem Wasserdampfgehalt weniger Ablationsverluste erleidet als in einem feuchten Klima.

Demnach wäre der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre eine wesentliche, den Massenhaushalt eines Gletschers kontrollierende Größe. Deren Einfluss zu quantifizieren, ist aber keineswegs trivial. Die **HyMEX**-Experimente zeigen vielmehr, dass eine Vielzahl von Einzeleffekten des Wasserdampfes auf die einzelnen Terme der Energiebilanz zusammen wirken. Im Falle der energetischen Reduktion der Schmelze durch die Verdunstung ist vor allem die Effizienz des Transports von Wassermolekülen in die Atmosphäre entscheidend. Und diese hängt nicht nur vom Sättigungsdefizit zwischen Oberfläche und Grenzschicht ab, sondern auch von der Effektivität des turbulenten Austausches. Letzterer wird jedoch in der sich üblicherweise über einer schmelzenden Oberfläche ausbildenden stabilen Schichtung eher behindert. Somit ist die Größenordnung der Flüsse gegenüber denen in der konvektiven Grenzschicht a priori nach den bisherigen Beobachtungen auf maximal etwa 100 bis 150 Wm^{-2} begrenzt, was den Einfluss der die Ablation reduzierenden Wirkung des Verdunstungsflusses auf 10 bis 20% des Nettoumsatzes der Energiebilanz beschränkt. Im Einzelfall kann diese Aussage nur durch gezielte Messungen verifiziert werden.

Die Entwicklung von Verfahren zur experimentellen Bestimmung der turbulenten Eigenschafts- und

Stoffflüsse in der bodennahen Grenzschicht begann bereits vor über 75 Jahren mit der Definition des *Austauschkoeffizienten* durch SCHMIDT (1925), der den Wärmeübergang in Analogie zur wohlbekannten molekularen Wärmeleitungstheorie formulierte. Seitdem wurde weltweit in der Mikrometeorologie nach immer besseren und vor allem allgemeingültigeren Algorithmen gesucht. Allen ist jedoch noch heute gemeinsam, dass die Flüsse nur *indirekt* in einem gewissen Abstand über der betrachteten Fläche bestimmt werden können und prinzipiell auf dem Modell des turbulenten Transports beruhen. Dieses wurde zwangsläufig entwickelt, weil sich die beobachtete Größenordnung des Wärmeübergangs zwischen der Oberfläche und den darüber befindlichen Luftmassen nicht mit den deutlich kleineren molekularen Wärmeleitungseigenschaften der Luft in Einklang bringen ließen. Das Modell vom turbulenten Wärmeaustausch beschränkt den Wärmeübergang über die molekulare Wärmeleitung auf eine unmittelbar an der Oberfläche anliegende, wenige Moleküle messende laminare Grenzschicht und eine daran angrenzende ca. 1 cm dicke zähe Unterschicht, in der turbulenter und molekularer Austausch gleichzeitig stattfinden (FOKEN, 2003). Darüber wird der Transport von Enthalpie und Luftbeimengungen über einen komplexen Massenaustausch und Durchmischungsprozess mittels Luftpaketen mit Ausmaßen über einen Bereich von wenigen Zentimetern bis zu mehreren Hektometern bewerkstelligt. Die Form dieser Elemente und die Art ihrer Bewegungen ist irregulär, auch wenn sie im englischen Sprachraum als *Eddy* (Wirbel) bezeichnet werden. Sie werden in der klassischen Turbulenztheorie auch nicht explizit beschrieben, sondern lediglich in ihrer Wirkung betrachtet. Erst im Zusammenhang mit der Anwendung des *Eddykorrelationsverfahrens* (*Abschnitt 5.2*) kann auch eine Aussage zu den Prozessen selbst und deren Skalen auf statistischer Basis erfolgen.

In Analogie zur Bedeutung der Molekülbewegungen bei dem molekularen Wärmeübergang ist auch in der Theorie der turbulenten Wärmeleitung die Bewegung der Luftpakete, speziell die Vertikalbewegung, von grundlegender Bedeutung. Als generelle Ursache für diese kleinskaligen Luftbewegungen dient einerseits eine *dynamische Anregung* durch die infolge der aerodynamischen Rauhigkeit der Oberfläche und der Viskosität des Mediums Luft auftretenden Reibungskräfte im Grundstrom, andererseits auch ein *thermischer Antrieb* durch die temperaturbedingt auftretenden Dichteunterschiede und die damit verbundenen Auftriebskräfte.

Obwohl die theoretische Basis für die mathematische Beschreibung dieser Vorgänge anhand von Freilandbeobachtungen und Laboruntersuchungen ständig erweitert wurde, kann man noch nicht davon sprechen, dass das „Ei des Kolumbus“ inzwischen gefunden worden sei. Die Vielzahl von Feldexperimenten und modelltheoretischen Untersuchungen brachte zwar durchaus Verbesserungen der Genauigkeit bei diversen Ansätzen, jede neue Anwendung warf dagegen mehr neue Fragen auf, als Lösungen gefunden wurden.

Insgesamt kristallisierten sich drei Gruppen von praktikablen Verfahren heraus:

- *Methoden, bei denen die turbulenten Flüsse in erster Linie als Restglieder der Energiebilanzgleichung bestimmt wurden,*
- *Methoden, die auf den Austauschansatz von SCHMIDT (1925) zurückgehen und den Austauschkoeffizienten durch eine empirisch ermittelte Funktion in Abhängigkeit von meteorologischen Grundgrößen berechnen*
- *Verfahren, bei denen unter teils drastischen Annahmen, Vereinfachungen und Parametrisierungen Formeln aus den meteorologischen Grundgleichungen und den Erhaltungssätzen abgeleitet werden, deren Terme experimentell bestimmbar sind.*

Natürlich sind auch Mischformen vertreten. Zur ersten Gruppe gehören z.B. Anwendungen, bei denen z.B. die Nettostrahlungsbilanz, der Bodenwärmestrom und die aktuelle Verdunstung unabhängig bestimmt und $\mathbf{S} = 0$ angenommen werden kann. Der sensible Wärmestrom ergibt sich dann einfach als Restglied aus der Energiebilanzgleichung. Diese Bedingungen sind auf einem Gletscher in der Regel nur bei gefrorener Oberfläche erfüllt. Die Verdunstung kann entweder mit einem *Lysimeter* (KASER, 1982, 1983) gemessen werden oder bei Beschränkung auf Tageswerte durch eine Reihe von Schätzformeln,

z.B. nach HAUDE (1955), WENDLING *et al.* (1991), TURC (1961) oder PENMAN (1948) – MONTEITH (1965) mit Messwerten der Temperatur, der relativen Feuchte und gegebenenfalls der Globalstrahlung mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden.

Ebenfalls zu dieser ersten Klasse gehört auch die Bowen-Ratio-Methode, bei denen zusätzlich das BOWEN-Verhältnis $\beta = H/LE$ bekannt ist, der Quotient zwischen dem fühlbaren und dem latenten Wärmestrom. In Kombination mit einem einfachen Austauschansatz unter Annahme der Gleichheit der turbulenten Austauschkoeffizienten für den Wärme- und Wasserdampftransport kann β durch das Verhältnis der Differenzen der Temperatur der Luft und der Oberfläche zur Differenz der dort gemessenen Wasserdampfpartialdrücke bestimmt werden (BOWEN, 1926; KUHN, 1984). Sind zusätzlich R und G bekannt, sind **H** und **LE** berechenbar, sofern β nicht zu nahe am Wert –1 liegt. Der Vorteil der Methode liegt darin, dass bei Kenntnis der Oberflächentemperatur bereits eine Messhöhe zur Bestimmung der turbulenten Flüsse ausreicht. Sind die Bedingungen für ihre Anwendung gegeben, liefert sie auch dann ein Ergebnis, wenn andere Methoden versagen. Über einem schmelzenden Gletscher ist sie dagegen nicht unmittelbar anwendbar.

Die zweite Gruppe von Verfahren baut auf der *SCHMIDT'schen* Austauschformel auf, bei welcher der molekulare Austauschkoeffizient der Wärmeleitungsgleichung durch einen turbulenten ersetzt wird und sich der fühlbare Wärmestrom ergibt zu (z.B. MÖLLER, 1973)

$$\mathbf{[4.2]} \quad H = c_p A \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{C_p}$: *spezifische Wärmekapazität der Luft* [J kg^{-1} K^{-1}]
$\mathbf{A}$: *turbulenter Austauschkoeffizient* [kg m^{-1} s^{-1}]
$\partial\mathbf{\Theta}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der potentiellen Temperatur* [K m^{-1}].

Diese einfache Beziehung beschreibt nicht etwa einen Massenstrom, sondern den Austausch der Eigenschaft „*Enthalpie*", hier in Form der konservativen Größe der *potentiellen Temperatur* $\mathbf{\Theta}$. Der resultierende Wärmefluss kann generell auch eine Höhenabhängigkeit besitzen. Es wird jedoch unterstellt, dass innerhalb der bodennächsten Schicht bis ca. 10..50 m die turbulenten Flüsse als nahezu *höhenkonstant* betrachtet werden können, also sich innerhalb der Schicht keine Quellen und Senken für Enthalpie befinden, damit die Energiemenge in diesem Bereich von der Oberfläche nach oben bzw. aus höheren Schichten nach unten praktisch unverändert „durchgereicht" wird. Dies impliziert einen *stationären* Zustand der Schicht, der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur darf sich innerhalb des betrachteten Zeitraums nicht oder nur sehr geringfügig ändern. Dies ist in der Realität aber nur über einer ebenen, weitgehend homogenen Fläche der Fall, wo horizontale advektive Prozesse gegenüber dem vertikalen Austausch deutlich untergeordnet sind.

Der Austauschkoeffizient **A** kann als das Produkt aus der Luftdichte $\mathbf{\rho_L}$ und dem sogenannten turbulenten Diffusionskoeffizienten für Wärme $\mathbf{K_H}$ dargestellt werden. Außerdem ist die vertikale Änderung der vom Luftdruck abhängigen potentiellen Temperatur über eine Höhendifferenz von weniger als 10 m gegenüber dem Gradienten der gemessenen Temperatur im Rahmen der üblichen Messgenauigkeit von ca. 0.1 K nur unwesentlich verschieden, so dass man für den fühlbaren Wärmestrom die allgemein bekannte Beziehung erhält

$$\mathbf{[4.3]} \quad H = c_p \rho_L K_H \frac{\partial T}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{C_p}$: *spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck* [J kg^{-1} K^{-1}]
$\mathbf{\rho_L}$: *mittlere Luftdichte der Schicht* [kg m^{-3}]
$\mathbf{K_H}$: *Diffusionskoeffizient für Wärme* [m^2 s^{-1}]
$\partial\mathbf{T}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der Temperatur* [K m^{-1}].

In analoger Weise kann die Beziehung für den latenten Wärmestrom abgeleitet werden. Da die latente Energie der Masse des Wasserdampfes über die Verdampfungswärme $\mathbf{l_v}$ direkt proportional ist, eignet sich als Feuchtemaß am besten die spezifische Feuchte $\mathbf{q} = \boldsymbol{\rho}_w/\boldsymbol{\rho}_L$, das Verhältnis der Dichte des Wasserdampfes $\boldsymbol{\rho}_w$ zur Dichte der feuchten Luft $\boldsymbol{\rho}_L$. Ist deren Dichte $\boldsymbol{\rho}_L$ bekannt, erhält man direkt die Masse des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes. Damit ergibt sich die Beziehung für die Energieflussdichte **LE** zu

$$\mathbf{[4.4]} \quad LE = l_V \rho_L K_{LE} \frac{\partial q}{\partial z} \quad [\mathrm{W\ m^{-2}}] \text{ mit}$$

$\mathbf{l_V}$: *Verdampfungswärme von Wasser* [J kg^{-1}]
$\boldsymbol{\rho}_L$: *mittlere Luftdichte der Schicht* [kg m^{-3}]
$\mathbf{K_{LE}}$: *Diffusionskoeffizient für Wasserdampf* [m^2 s^{-1}]
$\partial\mathbf{q}/\partial\mathbf{z}$: *vertikale Änderung der spezifischen Feuchte* [m^{-1}].

Abgesehen von den vielen Vereinfachungen und diversen Vernachlässigungen sind die Gleichung [*4.3*] und [*4.4*] in dieser Formulierung sehr universell und können zur experimentellen Bestimmung des Flusses der sensiblen und der latenten Wärme in einer beliebigen Höhe über Grund z herangezogen werden, sofern die turbulenten Diffusionskoeffizienten $\mathbf{K_H}$ bzw. $\mathbf{K_{LE}}$ bekannt sind. Das Vorzeichen des resultierenden Flusses ist allein durch das der Temperatur- bzw. Feuchteänderung mit der Höhe bestimmt. Nimmt beispielsweise die Temperatur mit der Höhe zu, ist der Fluss zur Oberfläche hin gerichtet, nimmt sie dagegen ab, wird Wärme von der Oberfläche in die Atmosphäre transportiert. Analoges gilt für die Vertikalverteilung des Wasserdampfes und den latenten Wärmestrom. Streng genommen gilt Gleichung [*4.4*] nur über einer schmelzenden Oberfläche. Ist diese gefroren, muss statt der Verdampfungswärme $\mathbf{l_V}$ bei 0° C die für die jeweilige Temperatur erforderliche *Sublimationswärme* $\mathbf{l_S}$ angesetzt werden. Dies führt zu einer Erhöhung von **LE** um ca. 13% unter ansonsten gleich angenommenen Bedingungen.

Auf der Basis der Gleichungen [*4.3*] und [*4.4*] wurden eine große Zahl von einfachen Ansätzen entwickelt, mit denen die Flüsse auf der Basis von meteorologischen Mittelwertsmessungen in einem oder mehreren Messniveaus abgeschätzt werden können. Das Problem besteht in der Bestimmung der Diffusionskoeffizienten, die keine universelle Konstanten, sondern in der Regel komplexe Funktionen in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit, der thermischen Stabilität der Schichtung und den Oberflächeneigenschaften, insbesondere der Rauhigkeit sind (Stull, 1988; Foken, 2003). Gelegentlich auch als $\boldsymbol{\alpha}_L$- Ansätze bezeichnete Formeln der allgemeinen Form

$$\mathbf{[4.5]} \quad H = k_1 \cdot f(U)(T_2 - T_1) \quad \text{oder} \quad LE = k_2 \cdot f(U)(e_2 - e_1),$$

wie sie häufig in einfachen Energiebilanzmodellen (z.B. Escher-Vetter, 1980, 2000; Brun *et al.*, 1989) verwendet werden und bei der **f** eine einfache Funktion der horizontalen Windgeschwindigkeit **U** ist, können daher nur eine sehr beschränkte Allgemeingültigkeit besitzen. Die individuellen Koeffizienten $\mathbf{k_1}$ bzw. $\mathbf{k_2}$ und **f(u)** werden empirisch aus experimentellen Datensätzen, bei dem die Flüsse mit einem unabhängigen Verfahren ermittelt wurden, für eine wohldefinierte Oberfläche abgeleitet. Die Bezeichnung „$\boldsymbol{\alpha}_L$-Ansatz" entstammt der Analogie zur einfachen Beschreibung der Wärmeleitung in einem Medium durch das Produkt aus einem Wärmeleitungskoeffizienten $\boldsymbol{\alpha}_L$ und der Temperaturdifferenz. Das Produkt $\mathbf{k \cdot f(U)}$ kann in diesem Sinne als windgeschwindigkeitsabhängiger turbulenter Wärmeleitungskoeffizient der Luft betrachtet werden. Physikalisch betrachtet berücksichtigen sie in dieser Form nur den dynamisch erzeugten Anteil der Turbulenz und gelten daher nur für neutrale Schichtung (*$\partial\theta/\partial z=0$, gleichbedeutend mit $H=0$!*) oder für einen vorgegebenen Schichtungstyp, der stationär bleibt. In der Literatur (z.B. Escher-Vetter, 2000) finden sich auch Varianten, bei denen für **f** im Falle der stabilen Schichtung eine Wurzelfunktion der Windgeschwindigkeit gewählt wird. Ein physikalischer Hintergrund für speziell diese Wahl ist eigentlich nicht gegeben, sie ist das Ergebnis einer Regressionsanalyse. In Relation dazu sind vereinfachende Annahmen wie die Gleichsetzung der Diffusionskoeffizienten für Wärme und Wasser-

dampf und die Annäherung des Gradienten durch die Differenz der Messwerte in zwei Niveaus geradezu vernachlässigbar. Besonders einfach wird die Beziehung, wenn das tiefere Niveau mit der Oberflächentemperatur gleichgesetzt wird, die aus den Messwerten der langwelligen Ausstrahlung berechnet werden kann. An einer schmelzenden Gletscheroberfläche beträgt die Temperatur in der Regel konstant 0°C und der Dampfdruck 6.11 hPa.

Eine weitere Variante von diesem Typ sind die sogenannten Bulk-Ansätze, bei denen für **f(U)** direkt die horizontale Windgeschwindigkeit **U** in der Referenzhöhe 10 m über Grund durch eine Funktion mit den Bulk-Koeffizienten $\mathbf{k_a}$, $\mathbf{k_b}$ und $\mathbf{k_c}$ in der Form

$$f(U) = k_a + k_b \cdot (U_{10m} - k_c) \qquad [4.6]$$

angegeben wird (FOKEN, 2003; *in einer weiteren Variante auch bei* KUHN, 1984). Die Koeffizienten werden ebenfalls durch Regression aus experimentellen Daten gewonnen und haben damit keinen universellen Gültigkeitsbereich, da die Stabilitätsabhängigkeit nicht berücksichtigt werden kann.

Auch wenn die Fehlerbreite derartiger „Primitivansätze" häufig 50% und mehr beträgt, können sie in Energiebilanzmodellen dennoch gute Dienste leisten, sofern sie im Rahmen ihrer Gültigkeit angewandt werden, insbesondere dort, wo die Stabilitätsverhältnisse einen nur geringen Variationsbereich aufweisen. Sie erfordern in der Regel nur wenige Eingangsdaten und eignen sich daher vorzüglich dann, wenn nur Extrapolationen von Messdaten verfügbar sind. Allerdings sollten die Ergebnisse unbedingt in anderer Weise validiert werden. Im *Abschnitt 6.6.2* wird anhand der experimentellen Messergebnisse gezeigt, dass die einfachen Schätzformeln zumindest unter der Bedingung der stabilen Schichtung über einem Gletscher durchaus auch eine Beziehung zur komplexeren Turbulenztheorie besitzen.

Von teilweise erheblicher Komplexität, aber wesentlich universeller sind die Methoden der dritten Gruppe, welche auf der Basis der *meteorologischen Grundgleichungen* und der Erhaltungssätze abgeleitet werden. Diese sind

1. die *Bewegungsgleichung* in vektorieller Schreibweise

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P - \vec{\Omega}\times\vec{v} + \vec{g} + \vec{F}_R\,, \qquad [4.7]$$

bei der die zeitliche Änderung des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ eines Luftteilchens durch die Summe aus der Wirkung der *Druckgradientkraft* (1. Term auf der rechten Seite, $\vec{\nabla}\mathbf{P}$ beschreibt das 3-dimensionale Druckfeld), der Coriolis-Kräfte (2. Term mit $\vec{\Omega}$, dem Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation), der Schwerebeschleunigung $\vec{\mathbf{g}}$ und der Reibungskräfte $\vec{\mathbf{F_R}}$ bewirkt wird,

2. die *Kontinuitätsgleichung*

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\vec{\nabla}\cdot\vec{v}\,, \qquad [4.8]$$

welche die zeitliche *Dichteänderung* in einem sich mit $\vec{v}$ bewegendem Luftpaket beschreibt und die Massenerhaltung garantiert,

3. der *erste* Hauptsatz der Thermodynamik

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p\rho}\frac{dp}{dt} + \frac{1}{c_p}\dot{H}_{ext}\,, \qquad [4.9]$$

welcher die Temperaturänderung eines sich bewegenden Luftpartikels durch eine Druckänderung (*1. Term*) und die Erwärmungsrate durch externe Strahlungszufuhr, aber auch Phasenübergänge oder Reibungsvorgänge (*2. Term*, $\dot{\mathbf{H}}_{\mathbf{ext}}$) beschreibt.

Da der in der Luft enthaltene Wasserdampf durch Freisetzung und Konsum von Energie bei der Phasenumwandlung ebenfalls von energetischer Bedeutung ist, muss noch die in analoger Weise formulierte Haushaltsgleichung für den Wasserdampf herangezogen werden

$$\mathbf{[4.10]} \quad \frac{d\rho_w}{dt} = -\rho_w \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \dot{W} \,,$$

welche die Änderung der Dichte des Wasserdampfes $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{w}}$ in einem sich bewegenden Luftpaket beschreibt. $\dot{W}$ beschreibt die Massenumsätze bei Phasenumwandlungen.

Die Bewegungsgleichung ist auch als *Navier-Stokes-Gleichung* bekannt. Sie wurde schon im 19. Jahrhundert formuliert und dient der Beschreibung der Bewegung von Teilchen in einem Fluidum oder Gas. Eine universelle Lösung für das Gesamtsystem partieller nichtlinearer Differentialgleichungen (z.B. Stull, 1988; Foken, 2003) zu finden, ist Gegenstand der Forschung in der Disziplin der theoretischen Meteorologie. Da es in der allgemeinen Form sämtliche Bewegungen in der Atmosphäre von der planetaren Welle bis zur Schallwelle beschreibt, müssen die Gleichungen anhand von Skalenanalysen und Vernachlässigungen in eine Form gebracht werden, die dem betrachteten Problem angemessen erscheint. Der Gleichungssatz für die turbulente Bewegung wird aus der allgemeinen Bewegungsgleichung gewonnen, indem man zunächst sämtliche Basisvariablen **u, v, w** (Komponenten des Windvektors in einem kartesischen Koordinatensystem) und **ρ** (Luftdichte) mittels der *Reynolds´schen* Zerlegung in einen mittleren (*überstrichenen*) und einen fluktuierenden (*mit Apostroph*) Anteil aufspaltet, z.B. $u = \overline{u} + u'$ oder $\rho = \overline{\rho} + \rho'$, und zwar in der Form, dass die Fluktuation im Mittel verschwindet, also $\overline{u'} = 0$ oder $\overline{\rho'} = 0$. Ferner wird ein in Schichten unterteilter Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht angenommen, in dem die Terme der Gleichungen unterschiedliche Gewichtungen erfahren. Verbindende Elemente zwischen den Zustandsvariablen beruhen auf allgemeinen Gesetzen, wie beispielsweise die *Zustandsgleichung* der Luft, die einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Druck, der Dichte und der Temperatur in einem Gasvolumen beschreibt.

Der mathematische Formalismus muss an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden, da er in Standardwerken wie Stull (1988) in allen Einzelheiten oder auszugsweise auch in Foken (2003) vorgeführt wird.

Als Ergebnis ergeben sich einfache Ausdrücke für die turbulenten Flüsse in der bodennahen Grenzschicht in der bekannten Form für den *Impulsfluss* bzw. die als Skalierungsgröße eingeführte *Schubspannungsgeschwindigkeit*

$$\mathbf{[4.11]} \quad u_*^{\,2} = \overline{u'w'} \,,$$

dem Fluss fühlbarer Wärme

$$\mathbf{[4.12]} \quad H = -\overline{\rho} \cdot c_p \overline{w'T'} \,,$$

und für den latenten Wärmestrom

$$\mathbf{[4.13]} \quad LE = -\overline{\rho} \cdot l_v \overline{w'q'} \,.$$

Die Produkte zwischen den Fluktuationen der vektoriellen Komponenten und den skalaren Größen **u´w´**, **w´T´** und **w´q´** werden über einen definierten Zeitraum gemittelt und stellen im mathematischen

Sinne Kovarianzen dar. In dieser Reinform werden sie allgemein auch als kinematische Flüsse bezeichnet. Erst die Multiplikation mit der mittleren Luftdichte **ρ** und der spezifischen Wärmekapazität der Luft $\mathbf{c_p}$ im Falle von **H** bzw. der Verdampfungswärme im Fall von **LE** ergibt die Energieflussdichte in der Einheit Wm^{-2}. Die Flüsse sind per Definition entlang der Vertikalkoordinate gerichtet und tragen in der beschriebenen Form die Einheit Wm^{-2}.

Diese Gleichungen bilden die Grundlage für die Bestimmung der Flüsse nach der *Eddykorrelationsmethode (aus dem englischen „eddy correlation method")*, die im *Kapitel 5* ausführlich behandelt wird. Dabei werden die kinematischen Flüsse gewissermaßen direkt gemessen. Der Vergleich der Gleichungen *[4.12]* und *[4.13]* mit denen weiter oben in *[4.3]* und *[4.4]* angegebenen zeigt, dass bei dem klassischen Austauschansatz genau die kinematischen Flüsse durch den Austauschkoeffizienten und die Gradienten parametrisiert werden. Man ist trotz der komplexen Ableitung der Gleichungen letztlich der Lösung des Problems der Bestimmung der Flüsse nicht sehr viel näher gekommen, außer dass man jetzt eine zusätzliche Vorschrift besitzt, nach der man theoretisch die Flüsse „exakt" bestimmen könnte.

Zu der umständlichen Herkunft der eigentlich sehr einfachen Ausdrücke muss trotzdem erwähnt werden, dass bei ihrer Herleitung teilweise dramatische Vereinfachungen und Annahmen vorgenommen wurden. Dies impliziert, dass ihre praktische Anwendung auch nur unter der weitestgehenden Erfüllung dieser Voraussetzungen nutzbare Resultate liefert. Deshalb soll nachfolgend auf die wichtigsten davon eingegangen werden.

In den Definitionsgleichungen für die turbulenten Flüsse erscheint die Luftdichte nur noch als mittlere Größe, obwohl lokale Druck- bzw. Dichteschwankungen ein wesentliches Kennzeichen der realen Atmosphäre sind. Das Phänomen der Schallausbreitung beispielsweise beruht im Wesentlichen sogar darauf. Andererseits können turbulente Bewegungen aber auch in ähnlicher Weise in Flüssigkeiten beobachtet werden, so dass die Kompressibilität der Luft keine Voraussetzung für deren Auftreten darstellt (Großmann, 1990). Die Kontinuitätsgleichung vereinfacht sich beträchtlich, wenn die turbulente Strömung als inkompressibel betrachtet wird (Stull, 1988; Foken 2003).

Eine vollständige Vernachlässigung der Dichtefluktuationen würde aber die Auftriebskräfte nicht mehr beschreiben. Einen Kompromiss stellt in diesem Fall die Anwendung der sogenannten *Boussinesq-Approximation* dar, bei der die Dichtefluktuationen in allen Termen mit Ausnahme des Auftriebsterms vernachlässigt werden. Dadurch genügt es, nur die mittlere Luftdichte als Variable zu erhalten und die Dichtefluktuation im Auftriebsterm durch Temperaturfluktuationen auszudrücken (Stull, 1988). Dies hat durchaus praktische Vorteile, denn die hochfrequenten Schwankungen der Luftdichte respektive des Luftdrucks lassen sich im Infraschallbereich kaum messtechnisch erfassen.

Weitere Vereinfachungen betreffen die *räumliche Struktur des Turbulenzfeldes*. Es wird als Oberfläche eine homogene ebene Fläche angenommen, über der sich die Turbulenz *isotrop* ausbildet, also unabhängig von der Richtung der Strömung bezüglich des Untergrundes ist. Diese Annahme ist sicherlich nur in engen Grenzen realistisch. Zwar besitzt das Eisgebiet und das Firngebiet eines Gletschers jeweils für sich betrachtet eine ähnliche Oberflächenhomogenität wie beispielsweise eine Wasserfläche, große Teile sind aber in der Regel um mehrere Grad gegen die Horizontale in eine Vorzugsrichtung geneigt. Nahezu horizontal ausgerichtete und im obigen Sinne homogene Flächen sind auf realen Gletschern eher selten zu finden. Bei geneigten Strömungen sind advektive Einflüsse nicht vernachlässigbar.

Weitere bedeutsame Vereinfachungen der klassischen Turbulenztheorie betreffen die *Vertikalstruktur der bodennahen Grenzschicht*. Durch die innere Reibung und die Impulsabgabe an die Oberfläche wird ständig kinetische Energie verbraucht, so dass die turbulente Strömung nur durch externe Energiezufuhr aufrechterhalten werden kann (Großmann, 1990). Diese erfolgt durch äußere Kräfte, die auf übergeordneten Skalen wirken. Eine solche Kraft wird z.B. durch ein großräumiges Druckgefälle bewirkt, das durch weiträumige horizontale Temperaturunterschiede hervorgerufen wird. Die durch die turbulenten Flüsse transportierte Energiemenge dagegen wird quasi nur durch die turbulente Schicht in vertikaler Richtung „durchgereicht" und ändert deren Energieinhalt nicht. Dementsprechend dürfen sich die Flüsse innerhalb der bodennahen Schicht mit der Höhe nicht ändern, was eine weitere wesentliche Vereinfachung der Gleichungen erlaubt. Die Höhenkonstanz der Flüsse ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass es innerhalb dieser Schicht keinerlei Quellen oder Senken für Enthalpie oder Wasserdampf gibt.

Im Falle der konventionellen Landoberfläche ist dies einleuchtend, denn dort ist als Wärmequelle klar der durch Strahlungsabsorption erhitzte Boden identifizierbar, während die Senke in Form der freien Atmosphäre zwar nicht eindeutig abgrenzbar ist, sich aber in einem gegenüber den Dimensionen der Turbulenzelemente großen Abstand befindet. Damit kann die bodennahe Grenzschicht in der Tat als reines Durchgangs- und Transportmedium betrachtet werden, die Wärmenge wird praktisch „durchgereicht" und entfaltet ihre Wirkung erst in der ca. 20 m über der Oberfläche beginnenden Oberschicht, in der sich die Turbulenzelemente zu größeren Thermikblasen vereinigen, die durch die Auftriebskräfte bis zur Obergrenze der in der Regel 1000 m und mehr mächtigen Mischungsschicht aufsteigen können. Dort sind die Flüsse dann zwar höhendivergent, in der bodennahen turbulenten Schicht sind diese Vorgänge von untergeordneter Bedeutung. In der Realität ist jedoch auch die Bodenschicht nicht völlig divergenzfrei, da sich die Temperaturschichtung immer mit einer gewissen Trägheit den Flüssen anpasst. Auch bei relativ großen Flüssen sind die vertikalen Temperaturänderungen außer in unmittelbarer Bodennähe klein, der Unterschied zwischen der 2 m Temperatur und der in 20 m Höhe beträgt in der Regel weniger als 1 Kelvin. Die damit verbundene Änderung des Energieinhaltes ist daher im Verhältnis zu der in der gesamten Grenzschicht klein, so dass die Flüsse im untersten Bereich nicht mehr als 10% variieren.

Über einem schmelzenden Gletscher zeigt die Grenzschicht völlig andere Charakteristiken. Hier ist die Oberfläche eindeutig als Senke für die Enthalpie definiert. Für den latenten Wärmestrom kann sie je nach Sättigungsgrad der Luft an Wasserdampf sowohl als Quelle als auch als Senke dienen. Im Unterschied zur oben beschriebenen konvektiven Grenzschicht ist das Quellgebiet für die Enthalpie diffus. Es umfasst theoretisch die gesamte Mächtigkeit der an die Oberfläche angrenzenden Luftschicht, sofern dort eine Temperatur von über 0° C herrscht. Je nach Lage der Frostgrenze in der freien Atmosphäre kann diese auch über einem Alpengletscher eine Mächtigkeit von 1000 m und mehr erreichen. Während jedoch in der konvektiven Grenzschicht die Auftriebskräfte den Vorgang unterstützen, muss über einem Gletscher die gesamte Transportarbeit durch die turbulente Strömung verrichtet werden. Sie wirkt quasi wie eine *Wärmepumpe*, die aus einem mehr oder weniger unerschöpflichen Wärmereservoir schöpft. Durch den Wärmeentzug werden die eisnahen Luftschichten deutlich abgekühlt, was zu einer Temperaturinversion und damit einer thermisch stabilen Schichtung mit Gradienten von mehr als 1 K/m führt. Diese dämpft die turbulenten Vertikalbewegungen, so dass die Wirkung der Wärmepumpe auf den Bereich der turbulenten Strömung beschränkt bleibt.

Deren Mächtigkeit hängt von dem Zusammenwirken des äußeren Druckgefälles und den Verlusten durch die Reibungsvorgänge ab, so dass sie wenige Dekameter nur selten übersteigt. Sie lässt sich lokal relativ einfach durch das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur $\boldsymbol{\theta}$ abgrenzen, einer gegenüber Vertikalverschiebungen höheninvarianten Größe. Im Sommer 1983 wurden unweit des Messplatzes von **HyMEX2000** im Rahmen einer dreitägigen Studie zur Untersuchung des Lokalwindregimes am Vernagtferner zeitlich dichte Vertikalsondierung bis in 300 m über Grund mit einem Fesselballon durchgeführt (WEBER, 1987). Dabei konnten detaillierte Informationen zum Tagesgang der Temperaturschichtung eines Alpengletschers gewonnen werden. Ein Beispiel zeigt die *Abbildungen 4.2a/b*.

Die Messungen Ende Juli 1983 wurden unter vergleichbaren Bedingungen wie das Experiment **HyMEX2000** durchgeführt. Die dichte Drängung der Linien von $\boldsymbol{\theta}$ = *konst.* markiert eine relativ deutlich gegenüber der maßgeblich von den Gradientwinden beeinflussten Mischungsschicht abgrenzbare eisnahe Schicht, die im Mittel etwa 20 m dick ist. Sie ist im Tagesverlauf in den Mittagsstunden und am frühen Nachmittag nur wenige Meter mächtig und kann in den Nachtstunden bis auf über 100 m anwachsen. Obwohl die Verteilung der Isolinien eng mit der im *Abschnitt 6.3* behandelten Ausbildung der Gletscherwindschicht verbunden ist, ist sie gleichsam über einem Gletscher unter Schmelzbedingungen charakteristisch. Ohne die Prozesse in der turbulenten eisnahen Grenzschicht wäre die Schichtung der potentiellen Temperatur nahe der Oberfläche ähnlich isotherm wie oberhalb der Grenze. Aus dem Verlauf der Vertikalprofile von $\boldsymbol{\theta}$ lässt sich relativ einfach die Energiemenge $\mathbf{W}$, die einer Luftsäule mit der Grundfläche von 1 m^2 bis zu einer definierten Obergrenze $\mathbf{h_s}$ entnommen wurde, durch Integration über die Schicht berechnen:

$$[4.14] \quad W = c_p \int_0^{h_s} \rho(z) \cdot (\theta(h) - \theta(z)) dz .$$

Damit lässt sich in relativ einfacher Weise die an der Untergrenze zu erwartende Enthalpieflussdichte abschätzen. Unter den in *Abbildung 4.2a* beobachteten Bedingungen ergeben sich im Stundenmittel hypothetische Wärmeflüsse, die in diesem speziellen Beispiel in erster Näherung dem Zahlenwert von $\mathbf{h_s}$ entsprechen. Die als Gewinn für die Gletscheroberfläche zu verbuchenden und damit generell positiven Beträge überdecken eine Bandbreite von ca. 10 Wm^{-2} in den Mittagsstunden bis zu knapp über 120 Wm^{-2} in der Nacht. Die Wärmeänderung des Luftvolumens ist jedoch nicht allein durch den turbulenten fühlbaren Wärmestrom hervorgerufen, sondern das Resultat mehrerer Prozesse, in erster Linie Strahlungsverluste und -gewinne im langwelligen Spektralbereich und Erwärmung und Abkühlung durch Phasenumwandlung des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes. Der Fluss ist also nicht identisch mit dem sensiblen Wärmestrom **H**.

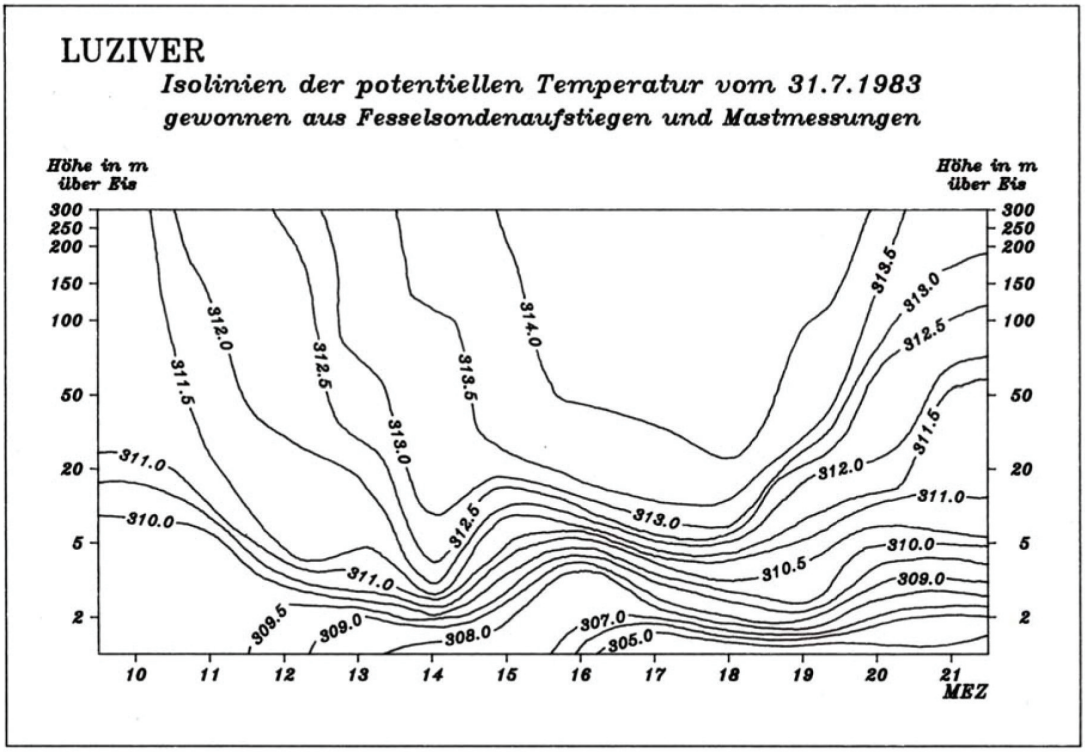


Abb. 4.2a): *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der potentiellen Temperatur* $\boldsymbol{\theta}$ *in Kelvin über dem Vernagtferner an einem ca. 250 m südöstlich der Position des Messplatzes von* ***HyMEX2000*** *auf 2979 m NN gelegenen Punkt nach Messungen mit einem Fesselballon und an einem 5 m Mast im Jahre 1983. Die Darstellung verdeutlicht anhand der dichten Drängung der Isolinien die zeitliche Variation der Mächtigkeit der durch die turbulente Durchmischung beeinflussten Luftschicht. Die ca. 30 Minuten dauernden Aufstiege wurden in stündlichen Intervallen durchgeführt. Die Höhenkoordinate ist anders als bei den Zeit-Höhenschnitten auf den Tafeln XIX und XX, welche nur die untersten 9 m überdecken, in einem logarithmischen Maßstab angegeben. (aus* WEBER, *1987).*

Die bei Phasenübergängen verbrauchten oder frei werdenden Energiebeträge werden bei der Berechnung der äquivalentpotentiellen Temperatur berücksichtigt. Diese Größe ist ein Maß für den Gesamtgehalt der Luft an fühlbarer und latenter Wärme. In *Abbildung 4.2b* ist ein der *Abbildung 4.2a* entspre-

chender Zeit-Höhenschnitt wiedergegeben. Sie zeigt eine noch deutlichere Abgrenzung der vertikal turbulent durchmischten Schicht an der Gletscheroberfläche, gekennzeichnet durch steile Gradienten von der überwiegend durch Horizontaladvektion und Strahlungsdivergenz kontrollierten Oberschicht. Das Niveau der Schichtgrenze ähnelt dem in *Abbildung 4.1*, Phasenübergänge modifizieren den Energiegehalt der Schicht primär in den Nachtstunden.

Die Ergebnisse der 1983 am Vernagtferner durchgeführten Messungen zeigen anschaulich, dass der überwiegende Anteil der an der Eisoberfläche verfügbaren Energie aus der unmittelbar angrenzenden turbulent durchmischten Schicht stammt, obwohl das Reservoir darüber nahezu unerschöpflich erscheint. Die dämpfende Wirkung auf die turbulenten Luftbewegungen ist jedoch wegen der sich ausbildenden Inversion so groß, dass die vertikale Mächtigkeit der Schicht in der Regel beschränkt bleibt. Deren Obergrenze ist ein diffuser Bereich. Dort können temporär große Luftpakete aus höheren Schichten eingemischt werden (*Entrainment*), die kurzzeitig die Stabilität der Schichtung verringern und den Wärmeaustausch erhöhen. Diese Vorgänge sind hochgradig instationär und deshalb kaum quantitativ zu erfassen.

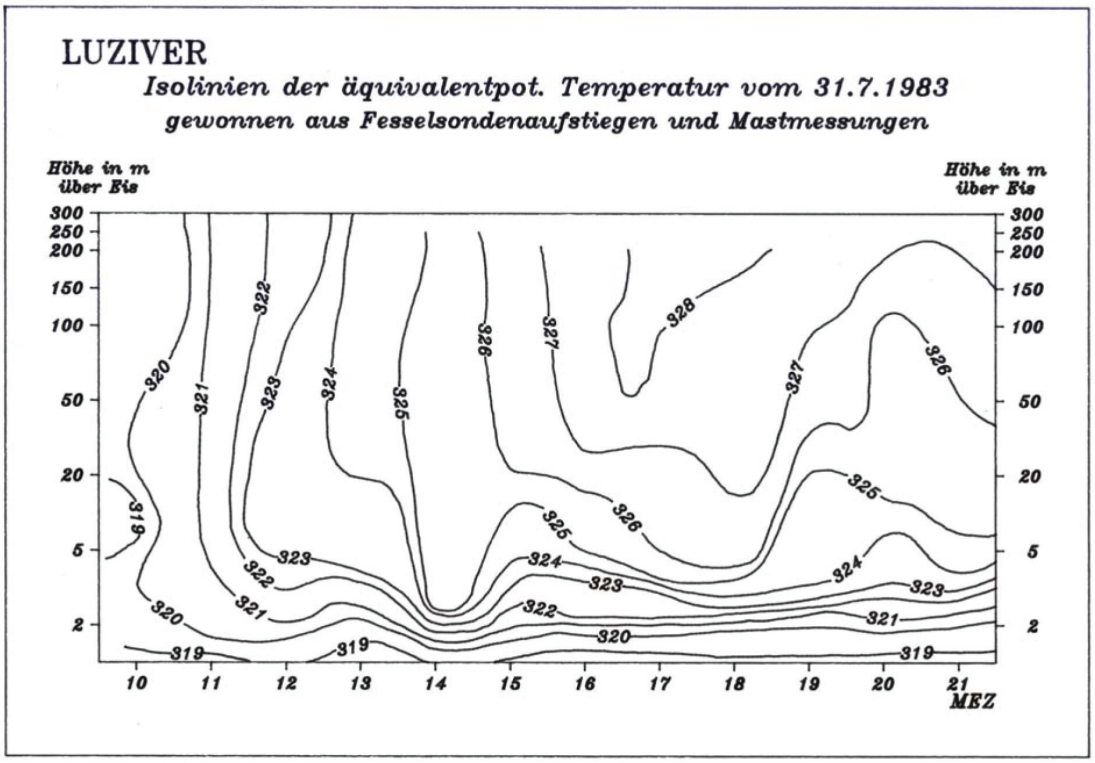


Abb. 4.2b: *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der äquivalentpotentiellen Temperatur $\theta_{ä}$ in Kelvin für denselben Zeitraum wie in Abbildung 4.2a, ebenfalls aus der Analyse von Fesselsondendaten. Die äquivalentpotentielle Temperatur ist auch bei Phasenumwandlungsprozessen höheninvariant und stellt damit ein Maß für den Gesamtgehalt der Luft an fühlbarer und latenter Wärme dar (aus* WEBER, *1987).*

Stationarität im statistischen Sinne ist jedoch eine weitere wichtige Voraussetzung bei der Ableitung der Beziehungen für die klassische Turbulenztheorie. Die relativ komplexe *MONIN-OBUKHOV-Theorie* (**MO**-*Theorie*; MONIN & OBUKHOV, 1958) versucht anhand eines Schließungsansatzes nach Art der Gleichung *[4.3]* die Stabilitätseinflüsse mit Hilfe von empirischen Funktionen in universeller Art zu berücksichtigen. Diese Funktionen besitzen aber nur einen beschränkten Gültigkeitsbereich, der außerdem streng an die Voraussetzungen bei ihrer Ableitung gekoppelt ist. Dabei gilt der Bereich von schwach stabil über neutral bis stark labil geschichteter Grenzschicht inzwischen sowohl theoretisch als auch empirisch relativ gut abgesichert. Eine Übersicht zu den Methoden und den gefundenen universellen Stabilitätsfunktionen

findet sich u.a. bei KUHN (1984), STULL (1988) und FOKEN (2003), Details zur **MO**-*Theorie* bei MÜLLER *et al.* (1991) und FOKEN (2003). Der Fall der extrem stabilen Grenzschicht ist dagegen mit dieser Methode schwer zu behandeln, da nahezu alle Bedingungen, insbesondere die der Stationarität und der Höhenkonstanz der Flüsse nicht erfüllt werden können. Außerdem fehlt die Absicherung der empirischen Stabilitätsfunktionen, deren Gültigkeitsbereich unter diesen Bedingungen deutlich überschritten wird.

Deshalb sind über Gletschern bislang einfache Schließungsansätze nullter Ordnung, wie die bereits erwähnten *Bulk*-Ansätze, zur Bestimmung der turbulenten Flüsse aus Mittelwertsgrößen erfolgreicher (OERLEMANS & GRISOGONO, 2002). Im Kapitel 6 wird anhand der Ergebnisse der Analyse der Daten der **HyMEX**-Messungen gezeigt, dass eine Parametrisierung dieser Art durchaus mit der Beschreibung der physikalischen Prozesse im Einklang steht und die wahren Verhältnisse zufriedenstellend annähert. Die oben beschriebene Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangs aus der Atmosphäre anhand der Zeithöhenschnitte der potentiellen und der äquivalentpotentiellen Temperatur stellt zwar ein sehr gutes Hilfsmittel zur Validierung der Resultate von Flussmessungen dar, ist aber in der Regel schwer zu realisieren. Auch Mastmessungen bis in Höhen bis 50 m über Grund stellen ein logistisch nahezu unlösbares Problem dar. Andererseits zeigen die Ergebnisse sowohl des **LUZIVER**-Experiments von 1983 als auch andere Messungen (DENBY & SMEETS, 2000), dass Profilmessungen bis in 10 m Höhe bereits den bedeutsamsten Teil der Schicht abdecken, so dass zumindest die Plausibilität der mit mikrometeorologischen Verfahren erhaltenen Resultate überprüft werden kann.

Mittels der *Eddykorrelationsmethode* können die kinematischen Flüsse bzw. die Kovarianzen prinzipiell direkt gemessen werden. Allerdings ist auch dieses Verfahren mit einer Fülle von Unsicherheiten behaftet *(näheres dazu im Kapitel 5)*. Bei der Interpretation der Ergebnisse als die an der Oberfläche wirksamen Beiträge zur Schmelze sind jedoch sämtliche zuvor beschriebenen Voraussetzungen und Einschränkungen zu beachten. Prinzipiell müssen die Messungen so nah wie möglich an der Oberfläche vorgenommen werden, um auch die Vorgänge in den bodennächsten Schichten mit erfassen zu können. Dem sind aber verfahrensbedingte Grenzen gesetzt, so dass die untersten 2 m messtechnisch nicht mehr erfasst werden können und dort die Einflüsse entweder vernachlässigt oder abgeschätzt werden müssen.

Eine weitere interessante Fragestellung betrifft die Bestimmung des latenten Wärmestroms. Die klassische Turbulenztheorie setzt für den Transport von Enthalpie und Wasserdampf identische Austauschkoeffizienten an. Auch in der **MO**-*Theorie* wird bei den universellen Stabilitätsfunktionen und den wesentlichen Parametern wie beispielsweise der Rauhigkeitslänge nicht unterschieden (FOKEN, 2003). Diese Vorgehensweise ist zunächst nicht widersprüchlich, denn die Transportprozesse erfolgen zweifellos in ähnlicher Weise. Dennoch kamen immer wieder Zweifel an der These der prinzipiellen Gleichheit der Parametrisierung auf, begründet mit deutlicher Unter- bzw. gelegentlicher Überschätzung der mit der Profilmethode bestimmten latenten Wärmeflüsse. Bei der Anwendung der Eddykorrelationsmethode zur Bestimmung der Flüsse muss auf die Gleichheit der Austauschparameter keine Rücksicht genommen werden, so dass deren Gültigkeit prinzipiell experimentell nachgewiesen werden kann. Dennoch sind derartige Untersuchungen sehr selten (FOKEN, 2003). Sie waren beispielsweise Gegenstand der **SANA**-Experimente in den 1990er-Jahren (BEIER *et al.*, 1994; 1996). Dort wurde die Gültigkeit der Stabilitätsfunktionen nach DYER (1974) über unterschiedlichem meist homogen gegliederten Untergrund und über umfangreiche Datensätze *(Abschnitt 4.3.1)* explizit untersucht. Signifikante Aussagen konnten jedoch nur bezüglich labiler bis schwach stabiler Schichtung getroffen werden. Unter diesen Verhältnissen konnten die DYER-HICKS-Beziehungen über niedriger Vegetation mit großer Sicherheit bestätigt werden. Im Rahmen der Messgenauigkeit der Experimente war ein Unterschied der universellen Stabilitätsfunktion für Wasserdampf gegenüber der von Enthalpie in den Arbeiten nicht nachweisbar (BEIER *et al.*, 1994). Die beobachteten Abweichungen bei der Bestimmung der Flüsse sind im Wesentlichen auf die heterogene Quellen- und Senkenverteilung des Wasserdampfflusses über bewachsenem Boden zurückzuführen. Diese ist dagegen auf schmelzenden Gletschern wegen der gleichmäßigen Temperatur und der immer potentiellen Rate der Verdunstung nahezu ideal homogen.

4.2.4 Design und Untersuchungsziele der Messungen

Angesichts des bisherigen wissenschaftlichen Kenntnisstands wurde ein Experiment geplant, das die Messung der vertikalen Wind-, Temperatur- und Feuchteverteilung mit der maximal verfügbaren Genauigkeit bis in 10 m Höhe innerhalb der eisnahen Grenzschicht sowie der Komponenten der kurzwelligen und langwelligen Strahlungsbilanz vorsah. Ergänzend wurden Fluktuationsmessungen der Komponenten des Windvektors, der Temperatur und der absoluten Feuchte in einem Messniveau durchgeführt, um die turbulenten Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode bestimmen zu können. Weiterhin wurden die Temperatur der Eisoberfläche und das Temperaturprofil im Eis sowie der Luftdruck gemessen. Eine Übersicht über sämtliche verfügbaren Messgrößen und die verwendeten Verfahren zeigt die *Tabelle 4.1.*

Die Fortschritte in der Messtechnik in den 1990er-Jahren erlaubte die Durchführung der umfangreichen mikrometeorologischen Experimente kontinuierlich über einen Zeitraum von bis zu 5 Tagen direkt im Eisgebiet an zwei unterschiedlich hoch gelegenen repräsentativen Messstellen, an denen sowohl Anforderungen an die Geländeneigung als auch die horizontale Homogenität weitestgehend erfüllt werden konnten. Die meteorologischen Bedingungen außerhalb der eisnahen Grenzschicht konnten anhand intensivierter Messungen an den beiden festinstallierten Klimastationen, d.h. an der Pegelstation Vernagtbach im Gletschervorfeld und auf dem Gipfel des Schwarzkögele, sowie aus den Klimadaten der meteorologischen Dienste abgeleitet werden.

Symbol:	Parameter	Δt	Messhöhe(n)	Gerätetyp	Bez.:
$\mathbf{T_0}$	Oberflächentemperatur	5Hz	0 m	Strahlungsterm.	KT15
$\mathbf{S_G}$	Globalstrahlung	1min	2 m	Albedometer	CM11
$\mathbf{S_R}$	kurzw. Reflexstrahlung	1min	2 m	Albedometer	CM11
$\mathbf{S_G+L_G}$	Globalstr.+ Gegenstr.	1min	2 m	Str-Bilanzmesser	MIM
$\mathbf{S_R+L\uparrow}$	Reflexstr. + langw. Ausstr.	1min	2 m	Str-Bilanzmesser	MIM
$\partial\mathbf{T}/\partial\mathbf{z}$	Temperaturprofil	1min	0.5..9 m, 6x	Thermometer	PT100
$\partial\mathbf{e}/\partial\mathbf{z}$	Dampfdruckprofil	1min	0.5..9 m, 6x	Psychrometer	PT100
$\partial\mathbf{U}/\partial\mathbf{z}$	Horizontalwind-Profil	1min	0.5..9 m, 8x	Schalenkreuz	Siggelk.
Dir	Windrichtung	1min	9.5 m	Windfahne	Siggelk.
$\mathbf{S_H}$	diffuse Himmelsstrahlung	1min	2 m	Schattenring	CM11
$\partial\mathbf{T_E}\partial\mathbf{z}$	Eistemperatur	1min	-2..-50cm, 5x	Thermometer	PT100
P	Luftdruck	1min	0.5 m	Barometer	PA11
$\mathbf{u'}$	Horizontalwindfluktuation N	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{v'}$	Horizontalwindfluktuation W	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{w'}$	Vertikalwindfluktuation	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{T'}$	Temperaturfluktuation	21Hz	1.5..2.6 m	Sonic-Anemom.	R2A
$\mathbf{q'}$	Fluktuation der spez. Feuchte	10Hz	1.5..2.6 m	Absorbtionshygr.	KH20

Tab. 4.1: *Übersicht der bei den* ***HyMEX****-Experimenten gemessenen Größen mit ihren Symbolen, der zeitlichen Auflösung der Messung, den Messniveaus und Messverfahren bzw. -geräten.*

Der Messaufbau diente der Untersuchung und Klärung der folgenden grundlegenden Fragestellungen:

1. *Wie groß sind die Strahlungsströme und wovon hängen sie ab?*
2. *Wie funktioniert der turbulente Wärmetransport über einem Gletscher und welche Bedeutung hat er in der Energiebilanz an der Gletscheroberfläche?*

3. *Welche Modifikation erfährt die Grenzschicht über dem Eis in Abhängigkeit vom Tagesgang und den meteorologischen Randbedingungen?*
4. *Gibt es lokale Unterschiede in der Effizienz des turbulenten Transports?*
5. *Welche Bedeutung hat der Gletscherwind bei diesem Prozess?*
6. *Existiert eine vertikale Flussdivergenz?*
7. *Mit welcher Genauigkeit können die turbulenten Flüsse über einem Gletscher mit diesen Methoden überhaupt gemessen werden?*
8. *Welche Güte haben gängige Parametrisierungen für die Komponenten der Energiebilanz?*
9. *Gibt es eine Obergrenze für die maximalen Ablationsraten am Vernagtferner und damit für die Maximalabflüsse?*

Zur Validierung der Ergebnisse der Schmelzwasserproduktion wurden parallel herkömmliche Ablationsmessungen durchgeführt. Die Aufzeichnung sämtlicher Messdaten zur anschließenden Analyse und Kalibrierung erfolgte digital in Form der Rohwerte. Der Umfang des gewonnenen Datensatzes umfasst ca. 2Gbyte an Binärdaten.

4.3 Messaufbau, Besonderheiten des Messsystems und der Geräte

Die Anschaffung einer mikrometeorologischen Messanlage zur Messung der Komponenten der Energiebilanz mit hoher Genauigkeit stellt eine erhebliche Investition dar. Sollen wie in diesem Fall Profilmessungen mit der Eddykorrelationsmethode kombiniert werden, addieren sich die Kosten nur für die Anschaffung der Hardware pro Systemeinheit schnell auf einen Betrag zwischen 100´000 € und 150´000 € (Foken, 2003). Kommerzielle Angebote von kompletten Systemen (z.B. *Campbell Inc.*) sind für die Anwendung im Gebirge ohne Modifikation bislang ungeeignet. Die mitgelieferte Softwareausstattung beschränkt sich in der Regel auf einige wenige Hilfsprogramme zur Gerätesteuerung und Datenerfassung. Die wissenschaftliche Auswertung der Daten nach dem gegenwärtigen Wissensstand erfordern daher zusätzlich umfangreiche Softwareentwicklungen, die inzwischen immer umfassendere EDV-Kenntnisse erfordern.

Keinesfalls darf die notwendige Erfahrung mit den Messsystemen zur sinnvollen Durchführung derartiger Messungen unter nicht standardisierten Bedingungen unterschätzt werden. Es handelt sich bei einer Eddy-Anlage – um es mit den heute üblichen Anglizismen auszudrücken - in keiner Weise um „*Plug & Play*"-Geräte, die nur einfach angeschlossen und angeschaltet werden und damit die gewünschten Resultate liefern. Eine ungefähre Vorstellung von den Problemen bei der praktischen Durchführung von Energiebilanzmessungen, dem Umgang mit den Messgeräten und eine Zusammenfassung des gegenwärtigen Wissens zu den Verfahren vermittelt die Darstellung von Foken (2003). Sie behandelt jedoch den Themenkreis „*Messung in der stabilen Grenzschicht*" oder gar im Hochgebirge nur am Rande und zeigt den erheblichen Forschungsbedarf in diesem Bereich auf.

Bei der Mehrzahl der bislang über schmelzenden Hochgebirgsgletschern durchgeführten Messungen beschränkten sich die Experimentatoren auf die Verwendung einfacher *Bulk*-Systeme mit Messungen in einer Höhe oder seltener Profilmasten, um turbulente Flüsse mittels K-Ansätzen abschätzen zu können. Die Vorgehensweise war dabei überwiegend pragmatisch bestimmt, ungeachtet dessen, dass die Verfahren unter den besonderen Bedingungen in der eisnahen Grenzschicht im heterogen gegliederten Hochgebirge nur beschränkte Gültigkeit besitzen oder überhaupt nicht anwendbar sind. Dass die Ergebnisse in den meisten Fällen dennoch plausibel erscheinen, ist wohl der ausgeprägten Dominanz der Strahlungsterme in der Oberflächenenergiebilanz zu verdanken, die noch am ehesten direkt erfasst werden können.

Zum Zeitpunkt der Planung der **HyMEX**-Aktivitäten im Jahre 1997 waren dagegen Ergebnisse von Eddykorrelationsmessungen nur sehr selten in der Literatur zu finden, obwohl diese die

wichtigste Grundlage bei der Gewinnung der empirischen Zusammenhänge bei den Profilmethoden bildeten. Die wohl erste Untersuchung dieser Art wurde von MUNRO (1989) publiziert, der Eddy-Messungen 1987 und 1988 in 1 m Höhe (!) im Eisgebiet des *Peyto-Gletschers* in den USA zur Untersuchung insbesondere der Oberflächenrauhigkeit im Zusammenhang mit einfachen Austauschansätzen praktizierte. Die bislang umfangreichste mit **HyMEX** vergleichbare Untersuchung war das Experiment **PASTEX**, welches im Sommer 1994 auf der *Pasterze* am Großglockner in Gemeinschaft von der Fakultät für Geowissenschaften der Universität Amsterdam (**VAI**) und dem Institut für Meeres- und Atmosphärenforschung an der Universität Utrecht (**IMAU**) durchgeführt wurde (GREUELL *et al.*, 1995). Dort wurden gleichzeitig entlang einer Traverse an insgesamt 6 Punkten Energiebilanzmessungen mit der Profilmethode durchgeführt und diese an einer Station nahe dem Zungenende durch Turbulenzmessungen ergänzt, die sogar in zwei Niveaus erfolgten. Da gleichzeitig auch die Erfassung der Randbedingungen durch Instrumentarien wie beispielsweise Fesselsonden und Pilotballonsondierungen in dichter Folge erfolgte, konnte mit großem Aufwand ein dichter Datensatz gewonnen werden, der sowohl einen ersten Einblick in die Charakteristiken der Turbulenz in der eisnahen Grenzschicht bot (SMEETS *et al.*, 1998), als auch das Testen einiger durch theoretische Überlegungen an die Verhältnisse angepasste Modellansätze ermöglichte (OERLEMANNS & GRISOGONO, 2002).

Obwohl ein ähnlich umfassendes Großexperiment den Fragestellungen des Projekts „*Glazialabflüsse*" durchaus angemessen gewesen wäre, konnte es mit den verfügbaren Mitteln am Vernagtferner unmöglich realisiert werden. Um jedoch zeitlich hochaufgelöste Daten der lokalen Schmelzwasserproduktion für die hydrologischen Untersuchungen bereit zu stellen, waren auch hier Messungen der Energiebilanzterme mit unabhängigen Methoden unverzichtbar. Da weder der erforderliche Zeitrahmen, noch die finanziellen Mittel zur Anschaffung einer für den Einsatz auf dem Gletscher geeigneten Messanlage zur Verfügung standen, wurden für die Messungen wesentliche Komponenten einer im Zeitraum von 1987 bis 1995 im Rahmen mehrerer vom damaligen *Bundesministerium für Forschung und Technologie* (**BMFT**) geförderten Projekte am *Meteorologischen Institut der Universität München* (**MIM**) entwickelten Anlage zur Bestimmung der Terme der Energiebilanz an der Erdoberfläche eingesetzt. Dies war möglich, da einerseits das **MIM** die benötigten Komponenten dankenswerter Weise der *Kommission für Glaziologie* für Dauer der Experimente als Leihgabe überlies, andererseits der Autor dieser Arbeit maßgeblich an der Entwicklung der Anlage und der Auswertesoftware beteiligt war.

Für den Betrieb auf einem Alpengletscher mussten die Komponenten teilweise angepasst, modifiziert und nachgerüstet werden. Dies galt insbesondere auch für die Messgeräte-Träger, die im Gegensatz zu den früheren Anwendungen auf relativ festem bewachsenem ebenem Untergrund auf der geneigten, sich durch die Ablationsvorgänge ständig verändernden Oberfläche installiert werden mussten.

4.3.1 Das PS89/ES89-System des MIM

Die Mikrometeorologie als Teildisziplin zur Erforschung der Vorgänge in der bodennahen Grenzschicht hatte am Meteorologischen Institut der Universität München eine lange Tradition. Auch heute noch gilt das von R. GEIGER (1927) verfasste Lehrbuch über das Klima der bodennahen Luftschicht als eines der Standardwerke und ist in einer erweiterten Form wieder aufgelegt worden (GEIGER *et al.*, 1995). Obwohl die grundlegenden praktischen Anwendungen wie beispielsweise die **MO**-*Theorie* (MONIN & OBUKHOV, 1958) ebenso wie die Grundlagen für das Eddykorrelationsverfahren hauptsächlich in Russland und den USA geschaffen wurden, wurde auch am MIM bis zum Ende des 20. Jahrhunderts intensive Grundlagenforschung zu den Eigenschafts- und Stoffflüssen zwischen Atmosphäre und Erdoberfläche betrieben. Ein Relikt aus dieser Zeit ist die seit Mitte der 1960er-Jahre betriebene Energiebilanzstation in Garching bei München, an der an einem 50 m hohen Turm Temperatur-, Feuchte und Windgeschwindigkeitsprofile kontinuierlich gemessen werden (BERZ, 1969).

In den 1970er und 1980er Jahren wurde eine Reihe von Feldexperimenten durchgeführt, bei denen Energiebilanzen auf der Basis einfacher Austauschansätze mit mobilen, einfacheren *Mastsystemen* gemessen wurden. Für Projekte im Rahmen des *Landoberflächen-Traverse-Experiments* (**LOTREX**) im Jahre 1988

und 1989 wurde eine größere Anlage entwickelt, die genauere Daten zur Bestimmung der Energiebilanz über kleineren homogenen Flächen nach der **MO**-Theorie liefern sollte (MÜLLER *et al.*, 1991).

Gleichzeitig wurde im Rahmen des BMFT-Förderprogramms „*Physikalisch-chemische Prozesse in der Atmosphäre*" das Forschungsvorhaben „*Turbulente Austauschprozesse in der Grenzschicht*" (**TUAREG**) bewilligt, das unter anderem die Untersuchung des turbulenten Vertikaltransports von Eigenschaften und Stoffen in der Grenzschicht experimentell über homogen und heterogen gegliedertem Gelände zum Ziel hatte (BEIER & WEBER, 1992). Insbesondere sollten auch chemische Umwandlungsprozesse auf dem Transportweg berücksichtigt werden. Dies erforderte die Entwicklung eines hochgenauen portablen Instrumentariums zusammen mit entsprechenden Auswerteverfahren, welches den zu erwartenden Problemen hinsichtlich nichtstationärer Vorgänge und advektiver Einflüsse gerecht werden sollte und mit dem alle wesentlichen Grenzschichtparameter erfasst werden konnten. Soweit Messgeräte zur hochfrequenten Erfassung der Basisgrößen zur Verfügung standen, wurde das Eddykorrelationsverfahren eingesetzt. Gleichzeitig wurden aber auch Profilansätze daraufhin getestet, ob sie auch unter Bedingungen, unter denen die Gültigkeit der klassischen Theorien stark eingeschränkt ist, mit entsprechender Modifikation brauchbare Ergebnisse liefern.

Die Vorgehensweise bestand dabei in der Bereitstellung von möglichst vollständigen Datensätzen der maßgeblichen Basisgrößen mit einer entsprechend den zur Verfügung stehenden Mitteln erreichbaren maximalen Genauigkeit. Die Messung der Fluktuationen beispielsweise wurde in mehreren Messniveaus an verschiedenen Punkten absolut synchron ausgeführt, so dass nicht nur zwischen den Größen die zeitliche, sondern auch die räumliche Korrelation bestimmt werden konnte. Außerdem sollte die Anlage nicht nur innerhalb einiger, wenige Stunden währender Episoden, sondern zumindest über einige Tage sämtliche Rohdaten kontinuierlich aufzeichnen. Dies war zumindest Anfang der 1990er Jahre mittels der damals verfügbaren Massenspeichermedien und EDV-Technologie keine Trivialität.

Bei den Sensoren wurde auf kommerziell verfügbare und bewährte Modelle zurückgegriffen, die für das Gesamtsystem adaptiert und teilweise zur Erweiterung der Empfindlichkeit und zur Verkürzung der Reaktionszeit umgebaut wurden. Je nach Bauart und Ausstattung liefern sie analoge oder digitale Ausgangssignale, die unterschiedlich weitergeleitet und verarbeitet werden müssen. Der Nachteil der analogen Datenleitungen besteht vor allem in der extremen Empfindlichkeit gegenüber hochfrequenten Einstreuungen und kapazitiven Effekten. Die verwendeten Kabel müssen sehr hochwertig und mit umfangreichen Abschirmungen gegen elektromagnetische Felder versehen sein, weshalb sie sehr voluminös und schwer sind. Außerdem können trotz aller Maßnahmen nur beschränkte Distanzen von maximal 100 m zwischen Messturm und Datenerfassung überbrückt werden. Vor der Digitalisierung sind komplexe Tiefpassfiltersysteme notwendig, deren Aufgabe es ist, die verbliebenen hochfrequenten Einstreuungen weitestgehend zu eliminieren. Der Vorteil jedoch lag eindeutig in den Möglichkeiten zur genauen zeitlichen Synchronisation der Messungen durch eine zentrale Stelle. Als gemeinsame Zeitbasis für alle Messungen wurde bereits damals ein aus dem Signal des *DCF*-Funkuhrsenders in *Mainflingen* bei Frankfurt abgeleiteter Zeittakt mit 100Hz bis zu 1Hz bereitgestellt.

Digitale Übertragungsnetze hatten Anfang der 1990er-Jahre noch nicht die Übertragungsleistung heutiger *Ethernet*- bzw. *USB*-Systeme. Zur digitalen Kommunikation wurde das System mit einem relativ leistungsfähigen *HP-RS-485*-Bussystem ausgestattet, in welches auch die Signale des in der Regel üblichen *RS-232*-Schnittstellenprotokolls mit bis zu 9600Baud eingespeist werden konnten. Das strombasierte Übertragungssystem erlaubt auch die problemlose digitale Übertragung von großen Datenmengen über Distanzen von mehreren 100 m, während die Leitungslänge der *RS232*-Systeme in der Regel auf wenige Meter beschränkt ist.

Die Datenerfassung erfolgte auf zuletzt 5 gemeinsam mit der Steuer- und Auswerteelektronik in einem Kleinlaster oder gelegentlich auch einem Bauwagen in möglichst großer Distanz untergebrachten PC-Systemen. Diese waren mit den erforderlichen Ergänzungskomponenten (*AD*-Wandlerkarten, digitale *IO*-Karten etc.) ausgestattet und wurden mit einer in Eigenentwicklung erstellten, damals noch MS-DOS-basierten Steuerungs- und Überwachungssoftware ausgestattet. Die Datenspeicherung erfolgte kontinuierlich auf *SYQUEST*-Wechselplattensystemen, die jeweils eine Kapazität von 40MB und 80MB und eine mittlere Zugriffzeit aufwies, die der von langsamen, Anfang der 1990er-Jahre verfügbaren Fest-

plattensystemen entsprach. Das System war so programmiert, dass die Wechselspeichersysteme ohne Unterbrechung des Messbetriebes ausgetauscht werden konnten und damit theoretisch die Speicherung aller Rohdaten über eine beliebig lange Zeitperiode möglich war. In der Praxis funktionierte dies jedoch maximal über einige Tage, da die Sensorik häufig durch Witterungseinflüsse gestört wurde.

Im Rahmen der anwendungsbezogenen „*wissenschaftlichen Begleitprogramme und Verbundforschungsprojekte zur Sanierung der Atmosphäre auf dem Gebiet der ehemaligen DDR*“ (**SANA**) von 1990 bis 1994 wurde das System in insgesamt 4 mehrwöchigen Messepisoden eingesetzt, beständig weiterentwickelt und ergänzt (Beier *et al.*,1994A; 1996). Wesentliche Komponenten wurden auch im Rahmen des Aufbaus einer Dauermessstation nahe Melpitz (Sachsen) zur Reife gebracht (Beier *et al.*, 1994B). Den maximalen Entwicklungsstand erreichte es 1994, als es neben dem auf Profilanalyse basierenden Verfahren zur Bestimmung von Enthalpie- und Stoffflüssen mit drei Eddykorrelationsmesssystemen zur Bestimmung von Flussdivergenzen in drei Messniveaus ausgestattet war. *Abbildung 4.3* zeigt eine Schemazeichnung der Anlage ohne die zugehörige Datenerfassung. Die Vertikalverteilung der Konzentrationen chemischer Beimengungen wurde mit einem *Bypass*-System (**CS93**) gemessen, bei dem über ein komplexes Ventil-Pumpen-System Luftproben aus 8 Messniveaus den hochgenauen Analysatoren zugeführt wurden.

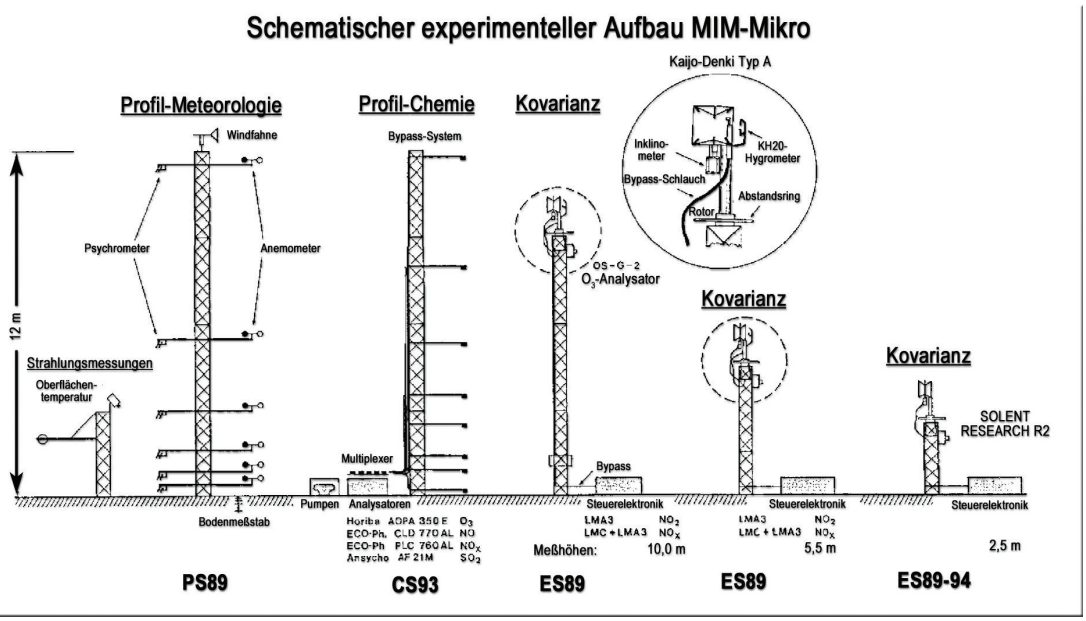


Abb. 4.3: *Schemazeichnung der vollständigen grenzschichtmeteorologischen Messanlage des Meteorologischen Instituts der Universität München (MIM) zur Messung des Energie- und Stoffaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre, wie es zuletzt 1994 als teilmobiles System während der* ***SANA****-Untersuchungen eingesetzt wurde. Nicht enthalten ist die PC-basierte Datenerfassung. Auf dem Vernagtferner wurden lediglich die Komponente für die Profil-Meteorologie* ***PS89*** *(links) und das Kovarianzsystem* ***ES89-94*** *(ganz rechts) eingesetzt.(aus Beier et al., 1996)*

Der für das asymmetrische Ultraschallanemometer von *Kaijo-Denki* Typ A ausgelegte Messaufbau **ES89** ist mit einem Rotorsystem zur automatischen Ausrichtung in die mittlere Windrichtung ausgestattet, um Störungen der Anströmung zu minimieren. Ein reaktionsschnelles Inklinometer (*Neigungsmesser*) mit einer nominellen Auflösung von 0.05° ermöglicht auch dann die korrekte Bestimmung des Windvektors bezüglich des Geopotentials, wenn das System durch Wartungsarbeiten, Windböen oder Eigenbewegungen schwanken sollte. Spezielle Abstandsringe verhindern das Verdrillen von Kabelanschlüssen oder Ansaugschläuchen für die Luftprobennahmen.

Wegen seiner spektralen Übertragungseigenschaften (Dimension der Messstrecken, zeitliche Auflösung 10Hz, Signal-Rauschverhältnis) kann das Kaijo-Denki-Ultraschallanemometer bei Windgeschwindigkeiten unter 5 m/s nicht tiefer als 4 bis 5 m über dem Boden betrieben werden. Daher wurde für Messungen

in diesem Bereich das ebenfalls asymmetrische Instrument **R2** von **SOLENT**-Research beschafft, das kleinere Abmessungen und maximale Messfrequenzen bis zu 60Hz besitzt. Der Messkopf wurde entsprechend modifiziert, entspricht aber in der Funktion dem bewährten ES89-System. Vergleichsmessungen während dem Experiment SADE94 in Melpitz (Sachsen) zeigten vergleichbare Ergebnisse von sehr guter Qualität, obwohl erhebliche Modifikationen an der Hardware- und Softwaresteuerung sowie den Auswerteverfahren erforderlich waren (BEIER *et al.*, 1996).

Im Endstadium konnte bei der Anlage von „Mobilität" kaum mehr die Rede sein. Das Gesamtgewicht von Turmelementen, Kabeln, Sensoren, Steuerelektronik und Datenverarbeitung erreichte über 6 Tonnen und musste zum Transport auf mehrere Kleinlastwagen verteilt werden. Die Rüstzeiten betrugen bei einer 8- bis 10-köpfigen Mannschaft immerhin 5 bis 7 Tage. Für den Dauerbetrieb waren zur Wartung und Überwachung immerhin noch 4 bis 5 Betreuer erforderlich.

In der Anfangsphase, bei der sich die Messungen auf die Terme der Energiebilanz und die Eddykorrelationsmessung in einem Niveau beschränkten, konnte die Anlage noch mit einer Leistungsaufnahme von 1 kW bei 220V Wechselstrom betrieben werden. Dazu wurden robuste Kleingeneratoren von Honda eingesetzt, die wechselweise für den Betrieb mit Benzin oder mit Flüssiggas ausgerüstet waren. Später musste auf große Leihaggregate mit bis zu 35KW Leistung ausgewichen werden, welche aber durch ihre unvermeidlichen Emissionen die Schadstoffmessungen stark beeinträchtigten. Deshalb wurde die Anlage in der letzten Ausbauphase nur noch mit Netzstrom betrieben.

Auf dem Vernagtferner war an einen Aufbau in dieser Größenordnung aus logistischen Gründen nicht zu denken. Obwohl direkte Flussmessungen in mehreren Niveaus durchaus wünschenswert wären, verbietet sich der Einsatz mehrerer **ES89**-Systeme wegen des hohen Gewichts und dem Energiebedarf. Außerdem zeigten die Erfahrungen früherer Messungen, dass vertikale Flussdivergenzen unbedingt mit gleichartigen Systemen gemessen werden müssen. Angesichts dieser Probleme beschränkte man die Ausrüstung auf dem Gletscher auf das vollständige Energiebilanzsystem **PS89** für die Messungen der Strahlungsströme und der Temperatur-, Wind- und Feuchteprofile, sowie das Kovarianzsystem **ES89-94** zur direkten Messung des sensiblen und latenten Wärmestroms. Das verbleibende Gesamtgewicht der Ausrüstung von 1.3 Tonnen sowie der Energiebedarf von ca. 1kW schienen auch unter den schwierigen logistischen Bedingungen auf einem Gletscher praktikabel.

4.3.2 Das Messgelände – Geländeneigung

Die praktische Auswahl einer optimalen Ortes zur Durchführung der Messung auf der Gletscherfläche, welcher einerseits die wissenschaftlichen Anforderungen erfüllt, andererseits den logistischen Möglichkeiten genügt, entspricht dem häufig zitierten Problem der Quadratur eines Kreises. Die ursprüngliche Planung beinhaltete Messungen sowohl über der Firnfläche als auch im Eisgebiet. Dazu sollte die Anlage zunächst im Frühsommer im zentralen Teil des Gletschers etwa auf dem mittleren Niveau der Gleichgewichtslinie über Schnee installiert werden, wie bereits von OHMURA *et al.* (1992) vorgeschlagen. Nach einer mehrtägigen Messphase über Schnee sollte abgewartet werden, bis das Gelände schneefrei würde, um dann den zweiten Teil der Messungen unter den Bedingungen einer aperen Eisoberfläche durchzuführen.

Diese Vorgehensweise wäre zwar vom wissenschaftlichen Standpunkt wünschenswert, ließ sich aber aus logistischen Gründen nicht realisieren. Unter den zeitweise rauen Witterungsbedingungen auf dem Gletscher sind umfangreiche Wartungs- und Sicherungsarbeiten an der Anlage zu verrichten. Diese erfordern den uneingeschränkten Zugang zu den Masten, wobei der natürliche Zustand der Schneedecke nicht erhalten werden kann. Mit dieser Art von Messanlagen sind daher Messungen über Schnee prinzipiell problematisch. Weiterhin erwies es sich als äußerst schwierig, die empfindliche Elektronik ohne aufwändige Schutzmaßnahmen über einen längeren Zeitraum auf dem Gletscher zu betreiben oder auch nur zu belassen. Man hätte zumindest nach der ersten Intensivmessphase die sensibelsten Komponenten temporär bergen und später die Station erneut aufrüsten müssen. Dazu waren aber die verfügbaren Mittel unzureichend. Deshalb wurde der Entschluss gefasst, die Messungen auf schneefreien Untergrund unter

optimalen Ablationsbedingungen zu beschränken.

Die Gesamtanlage ist für den Einsatz im heterogenen Gelände konzipiert und dafür mit einigen „Extras“ ausgestattet. Sie ist jedoch nur teilweise mobil und enthält zwar bewährte, aber hinsichtlich der rauen Bedingungen über einem Gletscher zu schwere und empfindliche Komponenten, die besonders geschützt werden müssen. Das Gesamtgewicht der Anlage liegt deutlich über einer Tonne. Die Elektronik und Ausstattung ist hinsichtlich der Energieökonomie veraltet, es musste 220V- Wechselstrom mit einer Gesamtleistung von 0.5 bis 1KW bereitgestellt werden.

Die Anforderungen an den Messplatz sind daher sehr hoch:

- *Die Geländeneigung darf nicht mehr als maximal 3° bis 5° betragen.*
- *Das Umfeld sollte im Umkreis von 300 m einigermaßen homogen sein.*
- *Aus Sicherheitsgründen durften sich weder in der unmittelbaren Umgebung des Messplatzes selbst als auch im Bereich des Zugangs gefährliche Spalten oder Mühlen befinden.*
- *Das Gelände muss für eine Landung des Transporthelikopters in unmittelbarer Nähe geeignet sein, um die Transportkosten zu minimieren.*
- *Die Anlage muss über die gesamte Messperiode fest im Eis verankert werden können.*

Da sich die Gletscheroberfläche in kurzer Zeit sehr stark wandelt, kann die endgültige Position der Station erst unmittelbar vor dem Transport per Helikopter festgelegt werden. Wegen der Ausbildung von bis zu einem Meter hohen Ablationsformen ist auch eine eben ausgerichtete Fläche nicht immer für eine Hubschrauberlandung geeignet. Für das Experiment **HyMEX98** wurde ein geeigneter Messplatz auf 3045m NN im zentralen Bereich des Gletschers gefunden, der sich knapp unterhalb der Position der mittleren Gleichgewichtslinie befindet (*Tafel III, Abbildung B*). Da das Eisgebiet im Sommer 1998 sehr weit hinaufreichte, war die Firngrenze gut 500 m weiter nördlich lokalisiert. Das Areal ist innerhalb der 1990er Jahre sehr stark eingesunken, so dass sich eine nahezu ebene Fläche bildete, die eine nur geringe Neigung von 2.5° nach Süden aufwies. In der *Abbildung A* (*Tafel X*) ist die Oberfläche anhand einer 3D-Visualisierung eines 1x1 km^2 großen Ausschnittes eines digitalen Höhenmodells (**DHM**) mit einer Gitterpunktsweite von 20 m wiedergeben, dem die mittlere Hangneigung und –orientierung besser entnommen werden kann als punktbezogenen Vermessungsdaten in der Wirklichkeit. Das DHM beruht auf der Auswertung eines Messfluges vom 9.9.1999, ist daher von ausreichender Aktualität. Auffallend ist eine 300 m nördlich der Station gelegene Senke, in der sich temporär ein kleiner Schmelzwassersee bildete. In diesem Bereich befinden sich eine Anzahl von Gletschermühlen und tief eingeschnittene Schmelzwasserkanäle, die sich zur Tracer-Einspeisung für Laufzeitmessungen eigneten. 400 m nördlich der Station steigt das Gelände mit einer Neigung von ca. 15° um 25 Höhenmeter an. Der obere wieder abflachende Bereich des Anstiegshanges ist von einer Querspaltenzone durchzogen. Diese Kante kann unter ungünstigen Bedingungen zur Verwirbelung der Luftströmung führen, die sich teilweise auch noch im Bereich der Station bemerkbar machen.

Das zwischen der Station und dem See befindliche Eisfeld zeigt dagegen eine ausgezeichnete Homogenität, so dass es als Anlaufstrecke für die mikrometeorologischen Messungen bestens geeignet ist. Ein Nord-Süd-Schnitt durch das DGM vermittelt das Längsprofil der Gletscheroberfläche, die im Bereich der Station eine leicht konvexe Form aufweist. Der nördliche Felskamm östlich des Taschachjochs (3235 m) ist 1200 m entfernt und überragt die Station um 250 Höhenmeter.

Abbildung A auf *Tafel IX* zeigt das Messareal anhand einer Luftaufnahme vom 5. August 1998 aus ca. 70 m über Grund mit Blickrichtung nach NNE. Im Hintergrund ist deutlich die Einsenkung mit dem Gletschersee zu erkennen. Die Oberfläche wirkt optisch sehr homogen strukturiert und ist für weite Bereiche des Eisgebietes repräsentativ. Auf der Aufnahme ist weiterhin ein dendritisch verzweigtes Netz oberflächlich verlaufender Schmelzwasserkanäle zu erkennen, über welche das in der Umgebung des Messplatzes gebildete Schmelzwasser sehr effizient abgeführt wird. Dieser Aspekt ist durchaus bedeutsam, denn nicht selten kann über ebenen Gletscherflächen unter Schmelzbedingungen eine erhebliche Ansammlung von

Wassermassen festgestellt werden, welche nicht nur aus logistischer Sicht unangenehm ist, sondern auch zu erheblichen Veränderungen der Oberfläche führt. Die nach allen Seiten leicht aufgewölbte Oberflächenform förderte die rasche Entwässerung des Geländes ohne jedoch die Luftströmung maßgeblich zu beeinflussen.

Um nach Abschluss der Messungen über ein virtuelles Abbild des Geländes zur Unterstützung der Auswertung der Messdaten zu verfügen, wurde die Umgebung der Station durch mehrere zusammenhängende Serien von farbigen Kleinbildaufnahmen dokumentiert, die nach hochaufgelöster Digitalisierung per Bildverarbeitung zu nahtlosen Weitwinkel-Panoramen kombiniert werden konnten. Der in *Abbildung C* auf *Tafel X-XI* reproduzierte Ausschnitt eines solchen Panoramas überdeckt den für den Luvbereich der Anströmung maßgeblichen Sektor von NW bis E. Das Originalpanorama liegt in einer Auflösung von 1´800x15´000 Pixel vor und zeigt Details der Oberfläche mit Abmessungen von wenigen Zentimetern. In Anlehnung an die Veröffentlichung der 3D-„*Monster*"-Panoramen der *Pathfinder Mission* der NASA im Jahre 1997 (Heuseler *et al.*; 1998) wurde ebenfalls ein Verfahren zur stereoskopischen Wiedergabe mittels einem verbesserten *Farbanaglyphen-* und *Shutter-Brillen-Verfahren* entwickelt. Diese dank moderner EDV relativ einfach zu realisierende Form der Visualisierung ermöglicht auch im Nachhinein eine äußerst plastische Wahrnehmung und Beurteilung der Geländeformen und der Oberflächenbeschaffenheit. Eine Dokumentation des 3D-Verfahrens und der Herstellung der Panoramen (Weber, 2002b) sowie die hochaufgelöste 3D-Version der Panoramen (Weber, 2002c) selbst sind in der CD-Rom „Glaziologie in 3D" der *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (Weber, 2002d) enthalten.

Die 3D-Version des Panoramas, aber auch bereits die *Abbildung C* zeigt, dass das gewählte Gelände trotz der im größeren Maßstab unvermeidlichen morphologisch stark heterogen gegliederten Gebirgslandschaft in der unmittelbaren Umgebung der Messeinrichtung dennoch homogene Züge aufweist. Sowohl nach Osten (*im Panorama rechts*) als auch nach Westen (*links*) fallen die Hänge zwar moderat ab, nach Norden ist der Anstieg dafür gering und sehr gleichmäßig. Die Oberfläche weist ein relativ gleichmäßig verteiltes Muster von etwa 15 bis 30 cm hohen, einige Quadratmeter umfassenden ovalen Ablationsformen auf, die mit hellem porösem Eis bedeckt sind. Dazwischen wird die Oberfläche von bis zu einem Meter breiten Schmelzwasserkanälen durchzogen, in denen sich dunkle Verunreinigungen ansammelten. Die Komponenten der Messanlage sind auf einer Linie senkrecht zur Hauptwindrichtung angeordnet, um eine Störung der Messung durch Wirbelbildung an den teilweise massiven Aufbauten weitestgehend auszuschließen. Die Strahlungsmessgeräte wurden zur Vermeidung von Schattenwurf der anderen Türme auf das Messfeld oder Reflexionen auf einem ca. 12 m nach Süden versetzten separaten Mast installiert. Im Vordergrund des Panoramas ist gerade noch einer von 5 Holzpegeln in einem ca. 10 Quadratmeter abdeckenden Areal zu erkennen, die zur Beobachtung der täglichen Ablationsraten in das Eis eingelassen wurden. Der Grundriss des Aufbaus war 1998 und 2000 (*Abbildung 4.4*) nahezu identisch.

Der Messplatz für das zweite Experiment im Jahr 2000 sollte deutlich näher an der Gletscherzunge liegen. Da in unmittelbarer Verlängerung der Falllinie ausgehend vom Messplatz 1998 die Neigung des Gletschers erheblich zunimmt, andererseits sich eine talförmige Vertiefung mit einem reißenden oberflächlichen Gletscherbach oberhalb des Zungenendes befindet, musste in flacheres Gelände oberhalb des in den 1980er Jahren markanten Gletscherbruches weiter östlich ausgewichen werden. Der am 21. August 2000 festgelegte Ort befindet sich am westlichen Rand des als Schwarzkögelezunge bezeichneten Areals des Vernagtferners auf 2995 m Höhe (*Tafel III, Abbildung B*).

Das anhand des DHM von 1999 visualisierte Blockbild der Messplatzumgebung (*Tafel X Abbildung A*) vermittelt eine gegenüber 1998 deutlich ausgeprägtere Gliederung des Geländes. In etwa 500 m Entfernung in südöstlicher Richtung befinden sich die Seitenmoräne und der ca. 80 m hohe Anstieg zum Felskopf des Schwarzkögele, in südwestlicher Richtung die bereits erwähnte ehemals vereiste und inzwischen apere Felsstufe. Beide Geländeformen beeinflussen die Messungen jedoch nicht unmittelbar, da sie im Lee der Anströmung liegen. Im Luv-Bereich dagegen ist die Oberfläche ähnlich flach und weitgehend homogen wie an der ca. 500 m nordwestlich gelegenen Messstelle von **HyMEX98**. Dies verdeutlicht sowohl der Ausschnitt einer Luftaufnahme vom 26.8.2000 (*Tafel IX, Abbildung B*), auf der die Station am linken Rand erkennbar ist, als auch der Geländeschnitt in *Abbildung A auf Tafel X*.

Die Umgebung der Station wurde ebenfalls durch Panorama-Aufnahmen dokumentiert, von denen

zwei Sektorausschnitte auf den *Tafeln X-XI* reproduziert sind (*Abb. D und E*). Dort wird allerdings wegen Bildverzerrungen eine deutlich steilere Geländeneigung suggeriert als in der Realität. Die Masten erscheinen übertrieben schief, da die Aufnahmen mit einem Objektiv kurzer Brennweite erfolgten. Tatsächlich standen die Masten mit einem Toleranzbereich von etwa 2.5° im Lot, während die Geländeneigung anhand einer exakten Vermessung (PUSCH & KASTNER, 2000) mit zwei Hauptexpositionsrichtungen jeweils zu 3.5° (SW) und 2.1° (SO) bestimmt wurde (*Abbildung 4.4*). Demnach wurde die Station anders als in 1998 auf einer flachen Kuppe errichtet. Dies hatte ebenfalls den Vorteil eines raschen Abfließens des gebildeten Schmelzwassers, es musste aber mit einer Modifikation der Luftströmung durch die Geländeform gerechnet werden.

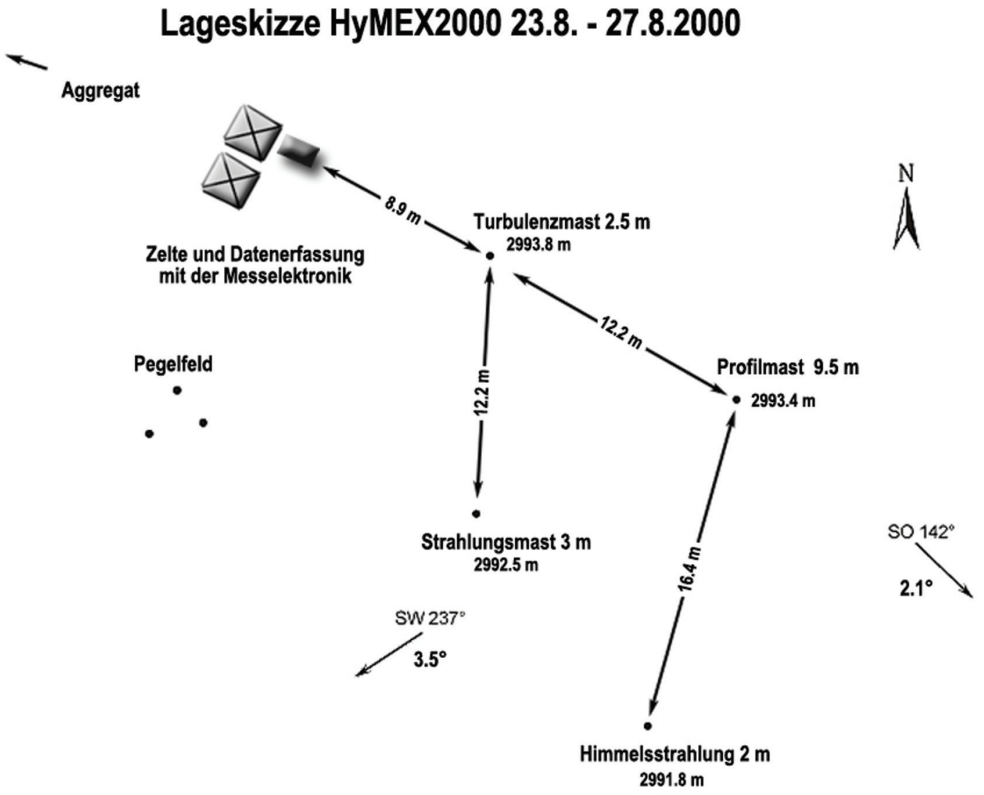


Abb. 4.4: *Grundriss des Experimentalaufbaus während* ***HyMEX2000*** *nach PUSCH & KASTNER (2000), ergänzt um zusätzliche Informationen.*

Beim Betrachten der 3D-Version der Panoramen (WEBER, 2002c, 2002d) wird jedoch deutlich, dass die Station nicht auf dem höchsten Punkt der Kuppe, sondern am Rand errichtet wurde. Im nordöstlichen Sektor ist in ca. 300 m Entfernung eine Einsenkung erkennbar, in der sich Schmelzwasser ansammelt, das über große Gletschermühlen in den Eiskörper eindringt. Dieser von den Experimentatoren als „*Höllloch*" benannte Abfluss wurde ebenfalls zur Bestimmung der Fließzeiten mit *Lumineszenztracern* beprobt (SIEBERS, 1999).

Der Grundriss des experimentellen Aufbaus ist maßstäblich in *Abbildung 4.4* dargestellt. Er ähnelt bis auf die Ergänzung durch einen Mast zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung prinzipiell dem von 1998, war aber nicht gleichermaßen optimal senkrecht zur dominierenden Windrichtung orientiert, da zum Zeitpunkt des Aufbaus am 21. und 22.8.2003 bedecktes Wetter mit starken südwestlichen Gradientwinden vorherrschte und die Basislinie pragmatisch senkrecht zur Richtung der parallel verlaufenden Schmelzwasserrinnen ausgerichtet wurde. Dennoch war der unter Strahlungswetterbedingungen von

NW bis NO reichende Hauptsektor der Anströmung weitgehend ungestört.

Sowohl das auf den *Tafeln X - XI* wiedergegebene Panorama von **HyMEX98** als auch die beiden von **HyMEX2000** wurden gegen 12^{30} MESZ fotografiert, also etwa zum Zeitpunkt der minimalen Zenitdistanz der Sonne. Obwohl Fotografien je nach Art des verwendeten Filmmaterials, Blendeneinstellung und Belichtungszeit die Helligkeit der Reflexion nur beschränkt als objektives Maß wiedergeben (KIESLE, 1983), erscheint die Eisoberfläche im Jahr 2000 deutlich heller, was durch die Albedomessungen bestätigt werden konnte. Die Eisfläche ist gegenüber 1998 zu einem größeren Anteil von lufthaltigem Oberflächeneis bedeckt und wirkt insgesamt homogener. Auch auf der Luftaufnahme in Abbildung *B Tafel IX* erscheint die Fläche an der Station geringfügig heller als die unmittelbare Umgebung, die Stelle ist aber dennoch repräsentativ für große Bereiche des Gletschers.

4.3.3 Thermometer, Psychrometer und Anemometer

Der *auf der Tafel XII* im Detail wiedergegebene zentrale mikrometeorologische 9 m hohe Mast wurde in 6 Höhenniveaus mit Sensoren für die Luft- und Feuchttemperatur, sowie in 8 Höhen zur Messung der Windgeschwindigkeit ausgerüstet. Die Messgeber wurden im Minutentakt seriell durch die Datenerfassung abgefragt und registriert. Diese Messungen dienten nicht nur der detaillierten Erfassung des mittleren Zustands der eisnahen Grenzschicht, sondern bildeten auch die absolute Referenz für die nicht in gleicher Weise stabilen Kalibrierungen der weiteren Messgrößen, insbesondere der hochfrequenten turbulenten Schwankungsgrößen. Daher sind die Anforderungen an die Absolutgenauigkeit der Referenzmessungen außerordentlich hoch.

Die Anlage ist zur Messung der vertikalen Änderungen der meteorologischen Parameter unter überwiegend neutraler bis labiler Schichtung ausgelegt, die unter diesen Bedingungen beispielsweise bei der Temperatur zwischen einem mittleren und dem obersten Messniveau nur wenige 10tel Kelvin betragen. In der in der Regel stabilen Grenzschicht über einem schmelzenden Gletscher beträgt dagegen der Temperaturunterschied zwischen der obersten und der untersten Messhöhe mehrere Kelvin, so dass die Messeinrichtung für diese Verhältnisse sogar optimal geeignet ist. Zahlreiche Untersuchungen und Vergleichsexperimente im Rahmen der **SANA/SADE**-Experimente (BEIER *et al.*, 1996) haben ergeben, dass die absolute Genauigkeit der verwendeten Platindraht-Widerstands-Thermometer mit 0.05 bis 0.08K angegeben werden kann (MÜLLER *et al.*, 1991).

Die akkurate Messung der Lufttemperatur ist eine häufig unterschätzte Aufgabe. Insbesondere über stark reflektierenden Schnee- und Eisflächen jedoch mutieren herkömmliche Thermometer je nach Bauart zu Strahlungsmessgeräten (FOKEN, 2003). Der durch um mehrere Kelvin überhöhte Temperaturwerte gekennzeichnete *Strahlungsfehler* ist primär eine Folge der an der Oberfläche der Messfühler absorbierten kurzwelligen Strahlungsenergie. Abhilfe schafft eine stark reflektierende Schutzabdeckung des Sensors, die aber den Luftaustausch nicht behindern darf. Das klassische Beispiel dafür ist die mit Lamellen versehene, weiß lackierte Wetterhütte. Sie schützt das Thermometer vor der direkten Sonnenstrahlung, erwärmt sich unter den Bedingungen von hoher Einstrahlung und schwacher Luftbewegung aber dennoch über die mittlere Lufttemperatur, so dass im Inneren durch die Abgabe von langwelliger Strahlung dennoch eine bis zu einem Grad zu hohe Temperatur gemessen werden kann. Dieser im operationellen Betrieb der Wetterdienste eingesetzte Strahlungsschutz ist damit zwar nicht umfassend, dafür aber weltweit standardisiert, so dass die Messergebnisse klimatologisch vergleichbar sind. Wetterhütten sind jedoch sehr voluminös und eignen sich daher weniger für Profilmessungen. HOINKES *et al.* (1952) verwendete sie dennoch bei seinen frühen Messungen am Vernagtferner.

Spezielle kleinere Konstruktionen, wie etwa der als Baumbachhütte bekannte Kalottenschutz sind jedoch über Gletscherflächen immer noch unzureichend. Dies zeigten beispielsweise die Energiebilanzmessungen über dem Vernagtferner 1979 und 1981, die bei niedrigen Windgeschwindigkeiten mit einem Fehler von bis zu 6 K behaftet waren (ZUNKE, 1984). Der Strahlungsfehler ist nicht nur von der Strahlungsbilanz der Sensoroberfläche sondern auch vom Wärmeübergangsverhalten abhängig (FOKEN, 2003). Minimiert werden kann er auch durch die Verwendung von besonders dünnen Platindrähten, was aber zu

Problemen bei der praktischen Anwendung der Systeme führt. Dünne Drähte sind nicht besonders haltbar und haben außerdem sehr kurze Reaktionszeiten. Letztere bestimmen jedoch die Trägheit des Sensors und damit die Filtereigenschaften gegenüber hochfrequenten Schwankungen der Temperatur. Die Abtastrate und die Trägheit müssen aufeinander abgestimmt sein, sonst ergeben sich sogenannte *Aliasing*-Fehler (*siehe auch Abschnitt 5.3.3*).

Auch andere Forschergruppen hatten bei Messungen im Hochgebirge Probleme mit dem Strahlungsfehler, sofern sie bei den Temperaturfühlern auf besondere Strahlungsschutzvorkehrungen aus logistischen Gründen verzichteten. Eine umfassende Studie zu dieser Problematik veröffentlichten erst in jüngster Zeit GEORGES & KASER (2002). Strahlungsschutz in Form von Verkleidungen allein ist nicht ausreichend, da diese den Wärmeaustausch im Inneren der Konstruktion behindern. Es wurden auch Korrekturmodelle entwickelt, die aber zumindest gleichzeitige Strahlungsmessungen erfordern (ARCK & SCHERER, 2001). Der Strahlungsfehler kann anhand der Aufstellung der Energiebilanz an der Sensoroberfläche theoretisch berechnet werden (MIM, 2003; FOKEN 2003). Dennoch sind die Zusammenhänge in der Realität erheblich komplexer als sie in den Korrekturmodellen beschrieben werden können (GEORGES & KASER, 2002). Es werden dazu eine Fülle von für das individuelle System empirisch zu bestimmende Parameter benötigt mit dem letztendlichen Resultat, dass die für mikrometeorologische Flussmessungen erforderliche Genauigkeit von 0.1 K durch die Korrekturen doch nicht erreicht werden kann.

Daher ist es wesentlich vorteilhafter, den Strahlungsfehler durch geeignete instrumentelle Vorkehrung von vorne herein zu minimieren. Die beste Lösung dafür besteht in der Verwendung eines doppelten, hochglanzvernickelten Strahlungsschutzrohr und einer künstlichen Belüftung des Sensors durch ein Ventilatorsystem mit einem konstanten Luftstrom im Bereich von 2.0 m/s bis 3.5 m/s (GEORGES & KASER, 2002; MIM, 2003).

Die kontinuierliche Belüftung ist ein wesentliches Konstruktionsmerkmal des bewährten *Aspirationspsychrometers* nach ASSMANN, welches immer noch das zuverlässigste Messgerät zur Feuchtemessung ist (FOKEN, 2003; MIM 2003). Als Messprinzip wird ein zweites Thermometer verwendet, das mit einem speziellen saugfähigen Docht (Strumpf) ständig befeuchtet wird. Die dort in Abhängigkeit von der Wasserdampfsättigung der Luft zur Verdunstung des Wassers verbrauchte Energie führt an diesem Feuchtthermometer zu einer entsprechend erniedrigten Temperaturanzeige, der sogenannten *Feuchttemperatur* $\mathbf{T_f}$. Wichtig sind jedoch auch für die korrekte Messung der Feuchttemperatur die Verwendung eines Strahlungsschutzrohres und eine ausreichende Ventilation des Messfühlers. Durch Aufstellung der Wärmehaushaltsgleichung an der Oberfläche des benetzten Thermometers kann die folgende Gleichung zur Berechnung des Partialdrucks des Wasserdampfes

$$e = E(T_f) - \frac{p \cdot c_p}{0.623 \cdot l_v} \cdot (T - T_f) \qquad \textbf{[4.15]}$$

für das ideale Psychrometer abgeleitet werden (MIM, 2003), wobei **E** der z.B. nach der *Magnusformel* bestimmte Sättigungsdampfdruck bei der Feuchttemperatur, **p** der Luftdruck, $\mathbf{c_p}$ die Wärmekapazität der Luft und $\mathbf{l_v}$ die Verdampfungswärme ist. Ideal bedeutet in diesem Fall, dass der zuvor diskutierte Strahlungsfehler nicht vorhanden und der Wärmeübergang am Sensor optimal ist. Diese Formel ist in vereinfachter Form auch als *SPRUNG'sche Psychrometerformel* bekannt. Da jedoch $\mathbf{c_p}$ und $\mathbf{l_v}$ ebenfalls eine leichte Temperaturabhängigkeit aufweisen (STULL, 1988), gibt der Deutsche Wetterdienst (**DWD**) die folgende spezielle Psychrometerformel (*nach* MIM, 2003)

$$e = E(T_f) - 0.00066 \cdot (1 + 0.00115 \cdot T_f) \cdot p \cdot (T - T_f) \qquad \textbf{[4.16]}$$

an, die zur Berechnung des Dampfdrucks anhand der Messung des Luftdrucks **p**, der Lufttemperatur **T** und der Feuchttemperatur $\mathbf{T_f}$ gegenwärtig der Standard ist. Vorausgesetzt wird ein wirksamer Strahlungsschutz und eine ausreichende Ventilation.

Das Aufrechterhalten eines kontinuierlichen Luftstroms in der Größenordnung von 3 m/s ist mit einen beachtlichen Energieaufwand von einigen Watt Dauerleistung pro System verbunden. Diese kann durch die üblicherweise verwendeten Stromquellen in Form von Batterien und/oder Solarzellen auf Dauer nicht bereitgestellt werden oder erfordert nicht unerhebliche finanzielle Investitionen. Deshalb wird bei Feldexperimenten auf Gletschern und bei ohne Netzanschluss betriebenen Klimastationen im Hochgebirge häufig auf die künstliche Ventilation der Thermometer verzichtet. Man hofft vielmehr auf ausreichende Belüftung der Strahlungsschutzhütten durch die vorherrschenden Lokalwinde.

Der Messturm bei **HyMEX** dagegen diente Forschungszwecken und wurde mit einer elektrischen Version des ASSMAN´schen Psychrometers ausgerüstet, welches ein Nachbau des Psychrometers von FRANKENBERGER von der *Fa. Friedrichs* ist. Statt der Quecksilberthermometer werden Platindraht-Widerstandsthermometer vom Typ *PT100* verwendet, die sich wegen ihrer hohen Genauigkeit und Kalibrierstabilität bewährt haben. In der *Abbildung auf Tafel XII* ist das System, das mit einem verchromten, polierten Doppelrohr und einem elektrisch betriebenen Ventilationssystem zum Strahlungsschutz ausgestattet ist, in einer Detailaufnahme wiedergegeben. Der Ventilator verbirgt sich unter der glockenförmigen Metallverkleidung. Dessen Energiebedarf ist im Verhältnis zu dem der restlichen Komponenten der Anlage, insbesondere gegenüber dem der Datenerfassung und Computer, vernachlässigbar. Weiterhin erkennbar ist auf dem Detailfoto ein relativ großzügig dimensioniertes Vorratsgefäß, welches mit destilliertem Wasser zur Benetzung des Feuchtthermometers gefüllt ist. Eine Besonderheit der Systementwicklung des **MIM** ist die Ausstattung mit einer Vorrichtung, welche über ein spezielles Schlauch- und Pumpsystem das Füllen der Gefäße vom Turmfuß aus ermöglicht. Dadurch ist theoretisch eine sehr lange Betriebsdauer ohne aufwändige Wartung möglich. Bei den Einsätzen in der Vergangenheit traten jedoch häufig Probleme wegen Verschmutzung und Verstopfung der Strahlungsschutzrohre durch angesaugte Staubpartikel und Insekten auf, welche nur durch manuelle Reinigung behoben werden konnten. Die außerordentlich reine Höhenluft über dem Gletscher ließ diese Störungen jedoch völlig in den Hintergrund treten.

Das elektrisch betriebene belüftete Psychrometer mit Strahlungsschutz ist zwar das genaueste Instrument zur Feuchtemessung, unterliegt aber erheblichen Betriebseinschränkungen. Eigentlich ist es nur bei Temperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt funktionstüchtig. Dabei ist das Gefrieren des Wassers an der Sensoroberfläche das geringere Problem, denn es muss unter diesen Bedingungen bei Berechnung des Dampfdrucks in Gleichung *[4.15]* lediglich die Sättigungsdampfdruckkurve über Eis statt der über Wasser verwandt werden. Eine wirkliche Störung der Messung tritt nur im Augenblick des Gefrierens auf, da dabei die Gefrierwärme freigesetzt wird. Dieser Vorgang ist auf den Vorzeichenwechsel der Feuchttemperatur beschränkt und kann daher bei der Auswertung der Messdaten leicht erkannt und korrigiert werden. Das eigentliche Problem ist langfristiger und mehr technischer Art, denn das Gefrieren des Wassers in den Vorratsgefäßen unterbricht irgendwann zwangsläufig die Wasserzufuhr zum feuchten Thermometer. Dies ist ein weiterer Grund, weshalb Psychrometer zur Feuchtemessungen in Klimastationen im Gebirge nicht operationell eingesetzt werden, denn neben dem hohen Energieverbrauch ist zusätzlich mit längeren Ausfallzeiten zu rechnen. Auf Gletschern ist der Einsatz sicherlich auf kurze Perioden von einigen Tagen unter extensiven Schmelzbedingungen beschränkt.

Als Alternative für die Feuchtemessung auch unter den Bedingungen von dauerhaften Minusgraden bieten sich lediglich *Haarhygrometer* oder *kapazitive Feuchtefühler* z.B. auf der Basis von Lithiumchorid an. Beide Arten von Sensoren messen die *relative Luftfeuchte*, also das Verhältnis des aktuellen Dampfdrucks zum Sättigungsdampfdruck. Zu der Bestimmung der turbulenten Flüsse sind jedoch immer absolute Feuchtemaße erforderlich. Bei den zuvor genannten Sensoren müssen diese anhand des Absolutwertes der Lufttemperatur berechnet werden, was zu einer zusätzlichen starken Abhängigkeit des Ergebnisses von der Güte der gemessenen Lufttemperatur (FOKEN, 2003) führt. In der Psychrometergleichung *[4.15]* dagegen geht im Wesentlichen die direkt gemessene Feuchttemperatur ein, die Lufttemperatur erscheint nur in Form der Differenz. Demnach ist die direkt mit einem Psychrometer gemessene Feuchte den Alternativen immer vorzuziehen.

Als weitere Option zur Absolutmessung des Wasserdampfpartialdrucks käme auch ein *Taupunktspiegel* in Frage. Derartige Geräte sind einerseits sehr kompliziert und dementsprechend teuer, andererseits entspricht die Genauigkeit der auf dem Markt befindlichen Geräte insbesondere beim Betrieb unter dem

Gefrierpunkt jedoch nicht den Erwartungen (MIM, 2003).

Unter den Voraussetzungen der zeitlichen Limitierung auf eine Messdauer von einigen Tagen und der Beschränkung auf eine Witterungsperiode mit extensiver Schmelze konnte bei den **HyMEX**-Experimenten davon ausgegangen werden, dass die Psychrometermessung der Feuchte als Mittelwertsgröße auch auf einem Gletscher realisierbar ist. Redundante Methoden waren weder verfügbar noch vorgesehen. Die tagsüber kontinuierliche Anwesenheit von Wartungspersonal sicherte ständig einen so hohen Füllstand der Vorratsgefäße, dass es in den kurzen Zeiträumen mit Minusgraden nicht zu einem vollständigen Gefrieren des Inhalts kam. Bei den Messungen 1998 war während der gesamten Messperiode kein Einfrieren der Feuchtthermometer feststellbar. Die große Trockenheit während **HyMEX 2000** führte dagegen in allen Messhöhen doch zu längeren Zeiträumen mit einer Feuchttemperatur unterhalb des Gefrierpunkts. Der Anteil der Messdaten, die wegen des Einfrierens des Feuchtthermometers nicht oder nur eingeschränkt auswertbar waren, blieb dennoch glücklicherweise auf einzelne Messniveaus (0.89 m und 1.68 m) und wenige Stunden am 25.8. und 26.8. beschränkt. Mit dieser Ausnahme waren sämtliche Psychrometer während der gesamten Intensivmessphase funktionstüchtig.

Unter diesen Randbedingungen dürften die während der **HyMEX**-Experimente mit einem optimalen Strahlungsschutz und künstlicher Ventilation in 6 Niveaus über einem Gletscher durchgeführten Psychrometermessungen weltweit ziemlich einmalig sein. Das Studium der wissenschaftlichen Fachliteratur vermittelt den Eindruck, dass der akkuraten Feuchtemessung wegen der weiter oben angesprochenen Probleme bislang nur wenig Aufmerksamkeit geschenkt wurde. Andererseits muss man sich darüber im Klaren sein, dass kontinuierliche Langzeitmessungen über Wochen und Monate mit einem derartigen System kaum möglich sind. In diesem Fall ist wohl nur die Messung der relativen Feuchte erfolgversprechend, denn die Psychrometer würden unter rauen Witterungsbedingungen nach kurzer Zeit ausfallen. Es wäre jedoch sinnvoll, wenigstens eine Psychrometermessung in Redundanz zur Gewährleistung der optimalen Kalibrierung beispielsweise von kapazitiven Systemen zu betreiben.

Zur Messung des Profils der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit wurden konventionelle Schalensternanemometer verwendet. Der Vorteil dieses für die Meteorologie häufig als Sinnbild stehenden Instrumentes ist seine Einfachheit und Robustheit, sowie die weitgehende Unabhängigkeit von der Anströmungsrichtung. Eine Konstruktion mit in diesem Fall drei sternförmig angeordneten kugelförmigen Halbschalen (*Tafel XII*) wird durch den Staudruck des Windes in eine zur Windgeschwindigkeit proportionale Drehbewegung versetzt, die durch das Erzeugen von digitalen Impulsen an elektrischen Kontakten von der Datenerfassung registriert wird.

Im Gegensatz zu dem im *Abschnitt 4.3.5* beschriebenen *Ultraschallanemometer* sind Messungen mit mechanischen Schalensternanemometern nicht trägheitsfrei. Es treten sowohl Reibungskräfte an der Drehachse auf als auch Trägheitskräfte auf Grund der Masse des Schalensterns. Deshalb ergibt sich zur Umrechnung der gemessenen Anzahl der Umdrehungen pro Sekunde in die Windgeschwindigkeit in der Realität keine einfache Gerade durch den Ursprung wie in der theoretischen Ableitung (MIM, 2003), sondern eine komplexe als Übertragungsfunktion, deren Parameter durch Vergleichsmessungen in einem Windkanal mit möglichst laminarer Strömung ermittelt werden müssen. Als Vergleichsinstrument dient ein *Pitotrohr*, ein Staudruckmesser nach dem *Bernoulli-Prinzip*, wie er auch an Flugzeugen zur Messung der Geschwindigkeit gegenüber der Luft verwendet wird.

Die Reibungskräfte an den Lagern und die Massenträgheit führen im Bereich niedriger Windgeschwindigkeiten zu Abweichungen von der Linearität, die durch eine exponentielle Abhängigkeit (Foken, 2003) oder auch ein Polynom beschrieben werden kann. Ein wesentlicher Grenzparameter ist die sogenannte *Anlaufgeschwindigkeit*, unterhalb der keine Windgeschwindigkeit gemessen werden kann, da die Staudruckkräfte zur Überwindung der Reibungs- und Trägheitskräfte nicht mehr ausreichen. Hinzu kommt bei der speziellen Bauart der verwendeten Instrumente der *Fa. Siggelkow* noch die durch die Elektronik bestimmte minimale digitale Auflösung der Drehbewegung, die einen Kontakt pro Sekunde beträgt. Nach den individuellen Eichkurven der Anemometer entspricht dies einem Windweg von 0.3 bis 0.54 m.

Die Abfrage des Zählerstandes durch die Datenerfassung erfolgte dagegen im Minutentakt. Damit können für das Minutenmittel der Windgeschwindigkeit unterhalb des Schwellenwertes von 60 Kontak-

ten pro Intervall nur grobe Schätzungen angegeben werden, da die Windgeschwindigkeit während der Standzeit oder einer Umdrehungsgeschwindigkeit von weniger als einem Kontakt pro Sekunde nicht bestimmbar ist.

Neben diesem den Messbereich begrenzenden Faktor sind auch noch die dynamischen Eigenschaften des Instruments bedeutsam. Damit es möglichst kurzfristig auf Änderungen der Windgeschwindigkeit reagieren kann, muss insbesondere die Lagerreibung gering gehalten werden. Ein typisches Charakteristikum in der turbulenten Strömung ist der langsamere Anstieg der Windgeschwindigkeit als deren Abnahme. Die Massenträgheit des Schalensterns führt sowohl zu einer verzögerten Beschleunigung der Drehbewegung als auch zu einem Nachlauf bei Abfall der Windgeschwindigkeit. Dies führt zu einer Glättung der Zeitreihe ähnlich der durch die Anpassungszeiten eines Thermometers, was zunächst nicht weiter stört, da die Messungen ohnehin der Bestimmung des mittleren Windfeldes dienen.

Kritischer ist dagegen die asymmetrische Reaktion des Instruments bei ansteigenden und abfallenden Windgeschwindigkeiten, das den gemeinhin als „*Overspeeding*“ (Foken, 2003) bezeichneten Fehler einer Überschätzung der mittleren Windgeschwindigkeit bewirkt. Insbesondere bei niedrigen Windgeschwindigkeiten erfolgt die Beschleunigung der Drehbewegung des Schalensterns bei ansteigender Windgeschwindigkeit schneller als die Verzögerung bei abflauendem Wind. Dadurch liegt bei böigem Wind - durchaus ein Charakteristikum der über Gletschern häufig auftretenden Gletscherwindschicht - der berechnete Mittelwert der Windgeschwindigkeit etwas über dem wahren Mittelwert. Wegen der Windscherung in der Nähe der Oberfläche ist der Fehler in den untersten Messniveaus am größten, was stärkere Gradienten im Windprofil vortäuscht.

Der tatsächliche Betrag des Fehlers durch den Overspeeding-Effekt ist allgemein schwer quantifizierbar, hängt er doch sowohl von den individuellen Eigenschaften des Messgerätes als auch von der Turbulenzstruktur ab (Maccready, 1966). Da sich das Windspektrum im Labor im Windkanal nicht naturgetreu nachbilden lässt, kann er nur im Freiland anhand dem direkten Vergleich mit Messungen ermittelt werden, die mit trägheitsfreien Instrumenten wie beispielsweise Ultraschallanemometer oder Hitzdrahtinstrumenten in unmittelbarer Nachbarschaft gewonnen wurden. Anhand von solchen Vergleichsmessungen kann der sogenannte *Overspeedingfaktor* bestimmt werden, das Verhältnis zwischen der „wahren“ Windgeschwindigkeit und der sich anhand der im Labor gewonnenen Kalibrierfunktion mit dem Schalenkreuzanemometer ergebenden. Dieser ist nicht universell. Er umfasst eine Spanne, die in der Literatur zwischen 0.9 (z.B. Foken, 2003) und 0.85 (Izumi & Barad, 1970) angegeben wird. Manche Autoren korrigieren ihre Profile zur Berechnung der Flüsse nach der **MO**-Methode mit diesen Faktoren. Eigene Untersuchungen mit dem später auf dem Gletscher eingesetzten System während längerer Messperioden ergaben wesentlich kleinere Werte, die bei Messungen über einem Weizen- und einem Rübenfeld bei maximal 0.95 (Müller *et al.*, 1991), über einer Wiese nur bei 0.985 lagen (Beier *et al.*, 1994). Gegenseitige Störungen der Strömung durch die Masten wirkten sich dagegen wesentlich gravierender aus.

Deshalb ist auch die Anwendung eines Korrekturmodells fraglich, sofern dies sich auf einen konstanten „Overspeedingfaktor“ beschränkt. Bessere Verfahren müssten zumindest eine Abhängigkeit von der Turbulenzintensität $\boldsymbol{\sigma_u/U}$ (Foken, 2003) und eine Höhenabhängigkeit (Schroers *et al.*, 1990) berücksichtigen. Testrechnungen (Müller *et al.*, 1991; Beier *et al.*, 1994) ergaben bei labiler Schichtung eine Variation der Flüsse von weniger als 5 Wm^{-2}, welche deutlich unter der Genauigkeit des Verfahrens selbst liegt. Die bessere Strategie liegt sicherlich in der Minimierung des Overspeeding-Fehlers durch die Verwendung von möglichst leichten Schalensternen.

Die Beschränkung der vertikalen Auflösung des Temperatur- und Feuchteprofiles auf 6 Messniveaus ist technisch bedingt. Es standen lediglich 6 Psychrometer zur Verfügung, deren Ventilationssystem mit Gleichspannung betrieben werden konnten. Die weiteren am MIM verfügbaren Psychrometer hätten dagegen 220V-Wechselstrom als Betriebsspannung benötigt. Weniger aus Sicherheitsgründen, als wegen der Gefahr einer induktiven Einstreuung von Störungen in die Signalleitungen sollte keine Wechselspannung näher als bis zu den Zelten mit der Datenerfassung herangeführt werden. Die Anordnung der Messniveaus wurde entsprechend der klassischen Profilmessung zur Anwendung der Monin-Obukhov-Theorie streng logarithmisch gewählt, welche im Falle eines Log-Profiles einen linearen Zusammenhang zur Berechnung der Gradienten ergibt. Die in den einzelnen Experimenten verwendeten mittleren Messhöhen

über dem Eis können *auf Tafel XII* entnommen werden. Im Bereich zwischen 1.7 m und 5.5 m über dem Eis wurde die Messung des Profils der Windgeschwindigkeit um zwei zusätzliche Messniveaus verdichtet, um die in diesem Bereich zu erwartende Höhe des Gletscherwindmaximum besser lokalisieren zu können. Die Wahl ergab sich anhand der Ergebnisse einer Studie der Gletscherwindschicht im Jahre 1983 (WEBER, 1987) und bewährte sich auch bei den **HyMEX**-Experimenten.

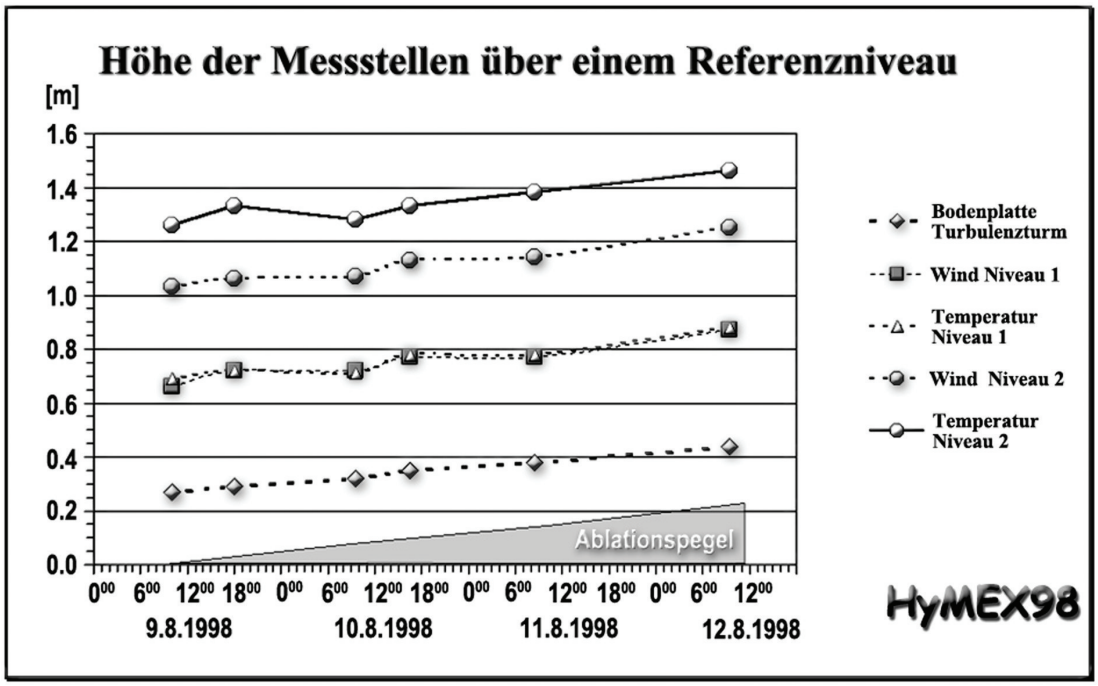


Abb. 4.5: *Variation der Messhöhe über einer Referenzebene nach temporären Messungen während* ***HyMEX98****. Als Referenz wurde ein auf die Eisfläche gelegtes Brett verwendet. Die graue Fläche zeigt zum Vergleich die mit einem Pegelfeld gemessene mittlere Ablation an der Station.*

Durch die ständigen Veränderung der Oberfläche wegen der Ablationsprozesse blieb der Abstand der Messniveaus während der Experimente nicht konstant, sondern stieg allmählich an. Im Gegensatz zu dem perspektivisch bedingten Eindruck auf manchen Fotos konnte der Mast durch regelmäßige Nachjustierung im Toleranzbereich von ±2° im Lot gehalten werden. Somit war die Neigung des Turmes für die Lage der wahren Messniveaus von geringerer Bedeutung. Durch die Abschattung schmolz das Eis direkt unter dem Turmfuß nicht bzw. nur sehr viel langsamer als in der Umgebung. Dies führte zu einem relativen Anstieg der Messhöhen, der tagsüber stärker war als in den Nachtstunden. Da eine Anpassung der Messniveaus technisch nicht möglich war, wurden die Veränderungen lediglich anhand der unteren Messstellen zweimal im Laufe eines Tages vermessen. In der *Abbildung 4.5* sind die absoluten Höhen von 4 Messstellen sowie der Basisplatte des Turbulenzturms gegenüber einer Referenzfläche im Verlauf des **HyMEX98**-Experiments wiedergegeben. Zum Vergleich ist die aus täglichen Messungen an einem Feld von vier Ablationspegeln bestimmte mittlere Ablation in der Darstellung als graue Fläche eingetragen. Es ist natürlich schwierig, ein geeignetes Referenzniveau zu finden, da die Eisoberfläche ein ausgeprägtes Relief zeigt. Man entschied sich, dessen mittlere Höhe durch die Auflage eines ca. 1 m langen Holzbrettes festzulegen, das als ungefähre Referenz dienen sollte. Der Vergleich mit den an einem speziell eingerichteten Pegelfeld bestimmten täglichen Ablationsbeträge zeigt, dass die Änderung der Messhöhe nicht allein auf die Ablation zurückzuführen ist, sondern zeitweise eine Setzung des über 100 kg schweren Mastes in Abhängigkeit von den Kräften in den Abspannseilen beobachtet werden konnte. Letztere waren zu Anfang des Experimentes stärker gespannt, mussten dann aber nachgelassen werden, um den Mast weiter im Lot halten zu können. Der deutlich leichtere Turbulenzmast war davon weniger betroffen. Für die Aus-

wertungen der Messdaten stellt die langsame Veränderung der absoluten Messhöhen im Bereich von ca. 20 cm über 4 Tage kein wirkliches Problem dar, da sie im Rahmen der sowieso erforderlichen Inter- und Extrapolationen der Messwerte auf einheitliche Niveaus berücksichtigt wird. Während **HyMEX2000** war die Mastsetzung derartig ausgeprägt, dass die untersten Messhöhen im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu konstant blieben.

Die 9.1 m hohe Mastspitze wurde mit einer *Windfahne* der *Fa. Siggelkow* bestückt, deren aktuelle Stellung über einen *Grey-Code-Geber* digital abgefragt wurde. Die sehr leichte Styroporwindfahne zeigt auch in turbulenter Strömung kurze Einschwingzeiten und hat sich bewährt. Die absolute Nordrichtung wurde sowohl durch Kompassmessungen als auch nach dem Einmessen der Mastposition über das Anpeilen von Geländemarken festgelegt. Die Genauigkeit lag dabei bei ca. 0.2 Winkelgraden. Wegen der besonderen Charakteristiken der Gletscherwindschicht wären zwar prinzipiell weitere Messungen der Windrichtung in tieferen Niveaus wünschenswert gewesen, waren aber in der Konfiguration der Anlage nicht realisierbar. Eine unabhängige Messung der Windrichtung steht jedoch durch die Messungen mit dem Ultraschallanemometer zur Verfügung.

Vor den Experimenten wurden die Widerstandsthermometer im Labor sowohl im Eisbad als auch in der Klimakammer sorgfältig individuell kalibriert und die Eichkurven als Polynom 2. Grades bestimmt. Analog wurden für die Anemometer Anlaufgeschwindigkeit und die Funktion der Windgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Kontaktzahl im Windkanal des Meteorologischen Instituts der Universität München ermittelt.

4.3.4 Strahlungsmessgeräte

Es ist hinlänglich bekannt, dass während des Sommers im Eisgebiet eines Gletschers ca. 80% der zur Ablation verfügbaren Energie durch die Strahlungsbilanz **R** bereitgestellt wird. Deshalb muss dieser bei den Energiebilanzmessungen besonderes Augenmerk geschenkt werden. Für die Bestimmung der verfügbaren Schmelzenergie ist die Kenntnis von **R** an der Oberfläche für sich bereits ausreichend, für Prozessstudien und Validierung von Schmelzwasserproduktionsmodellen dagegen ist es sinnvoll, auch die einzelnen Komponenten der Strahlungsbilanz zu kennen. Da sowohl die Absorptions- als auch die Reflexionsvorgänge an der Eisoberfläche Abhängigkeiten von der Wellenlänge des Lichtes aufweisen, werden die Energieflussdichten in der Meteorologie in zwei separaten Spektralbereichen betrachtet, die als *solare* und *terrestrische* Strahlung bezeichnet werden. Außerdem wird noch zwischen den Strahlungsströmen aus dem oberen Halbraum, welcher primär den Bereich der Atmosphäre umfasst, und dem unteren Halbraum, der überwiegend Emissionen von der Oberfläche abdeckt, unterschieden. Die solare (kurzwellige) Strahlung deckt die energetisch relevanten Anteile des Spektrums des Sonnenlichts über den Wellenlängenbereich von 0.3 bis 3.0 μm (MIM, 2003; Foken, 2003) ab. Darin eingebettet ist auch der Empfindlichkeitsbereich des menschlichen Auges von ca. 0.4 bis 0.75 μm, also das Spektrum des sichtbaren Lichts, welches aber nur ca. 50% der Energie der Sonnenstrahlung beinhaltet. Integriert über die gesamte Himmelsfläche wird die solare Strahlung auch als *Globalstrahlung* $\mathbf{S_G}$ bezeichnet. Das Integral über den unteren Halbraum, das im Wesentlichen die an der Oberfläche reflektierte kurzwellige Strahlung umfasst, wird daher als *Reflexstrahlung* $\mathbf{S_R}$ bezeichnet.

Die terrestrische oder langwellige Strahlung umfasst den an die solare Strahlung anschließenden infraroten Wellenlängenbereich von 3.0 bis 100 μm. Im Gegensatz zur solaren Strahlung, die im wesentlichen von der Sonne emittiert wird, entstammt die terrestrischen Strahlung überwiegend irdischer Materie, also Bestandteilen der Atmosphäre oder der Erdoberfläche, die bekanntermaßen nach dem *Stefan-Boltzmann-Gesetz* proportional zur 4. Potenz ihrer Oberflächentemperatur Energie in Form von langwelliger elektromagnetischer Strahlung abgeben. Auch hier wird zwischen dem Integral über den oberen Halbraum, der sogenannte atmosphärische Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$, und dem über den unteren Halbraum $\mathbf{L\uparrow}$ unterschieden. In der Summe ergibt sich die Nettostrahlungsbilanz zu

$$R = S_G + S_R + L\uparrow + L_G \qquad [4.17]$$

wobei die zur Oberfläche gerichteten Strahlungsflüsse ($\mathbf{S}_G$ und $\mathbf{L}_G$) positiv gezählt werden, die energetisch einen Verlust für die Oberfläche bewirkenden $\mathbf{S}_R$ und $\mathbf{L}\uparrow$ dagegen negativ.

Zur Messung der Terme in Gleichung *[4.17]* sind bewährte Messgeräte verfügbar, die auf dem Prinzip der strahlungsbedingten Erwärmung einer optimal geschwärzten Empfängerfläche beruhen. Als Messsignal dient die mittels einer Thermosäule in eine Spannung umgewandelte Temperaturdifferenz der Detektorfläche und einer Vergleichsfläche. Diese wird durch eine transparente Kalotte vor Umwelteinflüssen geschützt, wobei das Material der Schutzhaube durch seine spektralen Filtereigenschaften gleichzeitig den zu erfassenden Wellenlängenbereich bestimmt. Mit Glashauben ausgestattete sogenannte *Pyranometer* messen den über einen halbkugelförmigen Raum integrierten Strahlungsfluss im Bereich der solaren Strahlung. Mit diesen Geräten kann durch Ausrichtung nach oben die Globalstrahlung und nach unten die Reflexstrahlung gemessen werden. Das Analogon zur Messung der Strahlungsströme im terrestrischen Spektralbereich ist das *Pyrgeometer*. Eine weitere Alternative sind die mit einer Haube aus dem Kunststoff Polyethylen (oder auch *Lupolen*) ausgestatteten *Pyrradiometer*, die über den gesamten energetisch wirksamen Wellenlängenbereich von 0.29 bis 100 µm empfindlich sind. Sie liefern mit Ausrichtung nach oben die Summe aus Globalstrahlung und langwelliger Gegenstrahlung, nach unten gerichtet die Summe aus der Reflexstrahlung und der langwelligen Ausstrahlung des Bodens. Durch Parallelmessungen zusammen mit einer Kombination zweier Pyranometer können durch Differenzbildung auch die langwelligen Komponenten der Energiebilanz bestimmt werden.

Gelingt die Messung der vier Komponenten der Gleichung *[4.17]* mit hoher Genauigkeit, stehen die wesentlichen Informationen einerseits als Eingangsgröße in der Energiebilanz, andererseits auch zur Interpretation der Strahlungsbilanz zur Verfügung. Obwohl in den letzten 5 bis 10 Jahren erhebliche Fortschritte hinsichtlich der Genauigkeit von Strahlungsgebern erzielt wurden (FOKEN, 2003), bleibt die Strahlungsmessung insbesondere unter den Bedingungen über einer geneigten, stark reflektierenden Gletscherfläche keinesfalls eine triviale Aufgabe. Die Schwierigkeiten sind sowohl mit den methodischen Eigenschaften der verwendeten Geräte verbunden als auch rein mechanischer Art bei Aufrechterhaltung einer konstanten Ausrichtung über einer sich permanent verändernden Fläche.

Für die **HyMEX**-Experimente stand eine Kombination zweier Pyranometer vom Typ *CM11* des niederländischen Herstellers *Kipp & Zonen* als *Albedometer* und ein *Strahlungsbilanzmesser* der Bauart *Schulze* als Pyrradiometer zur Verfügung. Die Geräte wurden vom MIM Anfang der 1990er-Jahre angeschafft, sind damit nicht unbedingt auf dem neuesten Stand der Technik, gelten aber immer noch als Präzisionsmessgeräte und wurden durch den Vergleich mit Standardgeräten des *Weltstrahlungszentrums* in Davos geeicht.

Das *CM11* gilt nach den Qualitätsrichtlinien der WMO (*World Meteorological Organisation*) und der BSRN (*Basic Surface Radiation Network*) nach dem Standard ISO9060 als Vertreter des *Secondary Standard*. Dieser erfordert u.a. eine Zeitkonstante (99%) besser als 25s, einen Offset von weniger als $\pm 10\,Wm^{-2}$, eine Auflösung von $\pm 1\,Wm^{-2}$, eine Stabilität und Temperaturabhängigkeit von besser als ±1% und eine Nichtlinearität von ±0.5% (FOKEN, 2003). Die absolute Genauigkeit liegt bei etwa 5 bis $10\,Wm^{-2}$, was hinsichtlich der erreichbaren Güte bei der Messung der anderen Terme der Energiebilanz tolerabel erscheint. Die spektrale Empfindlichkeit überdeckt den Wellenlängenbereich von 305 bis 2800 nm, also nahezu den gesamten in der bodennahen Atmosphäre relevanten Anteil des Spektrums der Solarstrahlung. Der Vorteil besteht unter anderem in der geringen Temperaturquerempfindlichkeit, der Langzeitstabilität und der Robustheit. In der *Abbildung A oben auf Tafel XIII* ist deutlich die doppelte halbkugelförmige Verglasung zu erkennen, welche auch bei flacher Einstrahlung eine Totalreflexion an der Haube vermeiden soll und eine gute thermische Isolation des Sensors gegenüber der Umgebung ermöglicht. Damit im Gehäuse keine großen Temperaturunterschiede auftreten, wird dieses mit einer angeschlossenen Lüftereinheit (*Abbildung A*) ventiliert. Das Gerät wird vom Hersteller mit einem Zertifikat geliefert.

Der Strahlungsbilanzmesser nach Schulze ist ebenfalls mit einer separaten Lüftereinheit versehen, die das Gehäuse und die Lupolenhauben zur Vermeidung von Taubildung belüftet (*Abbildung B, Tafel XIII*). Die spektrale Empfindlichkeit überdeckt den Wellenlängenbereich von 0.3 bis 100µm und damit sowohl den der solaren als auch der terrestrischen Strahlung. Da bei Pyrradiometern auch die Temperaturstrahlung des Gehäuses berücksichtigt werden muss, wird dessen Temperatur kontinuierlich mit einem PT100-

Thermometer gemessen. Die Trägheit des Gerätes liegt mit einer 99%-Zeitkonstante von 52s deutlich über der des CM11, die Genauigkeit liegt ebenfalls etwa im Bereich von 10 Wm^{-2}. Für den kurzwelligen und den langwelligen Abschnitt der Eichkurve liegen separate Kalibrierfaktoren vor.

Die Qualität der Messungen könnte durch Ermittlung der im Wesentlichen vom relativen Azimut- und Zenitwinkel der einfallenden Sonnenstrahlung sowie der Temperatur abhängigen Fehler verbessert werden. Dies zeigte beispielsweise KUHN (1973) anhand von Vergleichsmessungen und Spezialuntersuchungen in der Antarktis. Obwohl die optimale Genauigkeit der Messgeräte bei experimentellen Untersuchungen immer angestrebt werden soll, waren diesen Wünschen im Rahmen des Projektes „Glazialabflüsse" doch erhebliche zeitliche und finanzielle Grenzen gesetzt, so dass im wesentlichen auf die vorhandenen Erfahrungen aus früheren Untersuchungen und Kampagnen zurückgegriffen werden musste. Dort wurde auch eine ganze Reihe von Instrumentenvergleichen mit Arbeitsgruppen von anderen Institutionen durchgeführt, die den Strahlungsmessungen ein hohes Niveau bescheinigten. Man muss sich allerdings über die Fehlergrenzen im Klaren sein und darf daher nicht jede Struktur in den Messreihen als spezielles Phänomen auf einem Alpengletscher interpretieren.

Dies gilt insbesondere für L_G und die Temperaturstrahlung der Eisoberfläche $\mathbf{L}\uparrow$, die anhand von Differenzen der Messungen mit Geräten mit unterschiedlichen Reaktionszeiten und Empfindlichkeiten abgeleitet wurden. Aber hinsichtlich des generellen offensichtlichen Mangels an Messungen der langwelligen Komponenten der Strahlungsbilanz über Gletschern (OERLEMANS, 2001) ist ihre Durchführung durchaus auch in dieser Weise sinnvoll.

In diesem Zusammenhang ist auch die korrekte Ausrichtung der Instrumente von größter Bedeutung. Die Gleichung *[4.17]* beschreibt Flüsse, welche die Oberfläche senkrecht durch eine horizontal ausgerichtete Tangentialebene erreichen oder von ihr ausgehen. Tatsächlich absorbiert wird jedoch die Komponente des Strahlungsflusses in Richtung der Hangnormalen. Die Ausrichtung der Messgeräte senkrecht dazu ist jedoch kaum praktikabel, da diese einerseits zu Begin des Experimentes nur unzureichend bekannt ist, andererseits im weiteren Verlauf mangels geeigneter Referenz nur schwer nachjustiert werden kann. Die Messungen sollten außerdem repräsentativ und mit denen an den permanenten Klimastationen im Einzugsgebiet vergleichbar sein. Ein Neigungsfehler bei den Strahlungsmessgeräten wirkt sich nicht nur auf den Tagesgang der Globalstrahlung und der Reflexstrahlung, sondern auf sämtliche weitere abgeleiteten Größen aus, insbesondere auch auf den Tagesgang der Albedo, dem Verhältnis zwischen Reflexstrahlung und Globalstrahlung. Wie im *Abschnitt 6.2.2* gezeigt, weist dieses bei klarem Himmel einen markanten Tagesgang mit einer Zunahme bei niedrigen Sonnenstand auf, der jedoch auch die Folge eines Neigungsfehlers (OERLEMANS, 2001) oder einer nicht exakt dem Kosinus der Sonnenhöhe folgenden Empfindlichkeit des Pyranometers sein kann (KUHN, 1984; FOKEN, 2003).

Zur Montage der Strahlungsmessgeräte steht ein 3 m hoher Gittermast zur Verfügung, an dem in 2 m Höhe ein 1.5 m langer V-förmiger Ausleger waagrecht aufgehängt wird, an dessen Enden die Instrumente angebracht sind (*siehe auch die Abbildungen auf den Tafeln X-XI und XIII*). Der Ausleger wird mit diversen Stellschrauben grob in der Waagerechten ausgerichtet und durch Spannseile in dieser Stellung fixiert. Die horizontale Feinjustierung erfolgt mit Hilfe von an der Oberseite der Geräte angebrachten Libellen anhand von Stellvorrichtungen an den Instrumentenhaltern. Aufgestellt über stabilem Untergrund hat sich diese Konstruktion bei früheren Experimenten bewährt.

Bei **HyMEX98** wurde noch davon ausgegangen, dass diese einerseits stabile, andererseits flexibel einsetzbare Konstruktion auch auf der Gletscheroberfläche ihre Dienste leisten würde. Es zeigte sich jedoch rasch, dass unter den vorherrschenden Ablationsbedingungen und den Kräften auf die Abspannseile die horizontale Ausrichtung für nur wenige Stunden im tolerierbaren Bereich blieb und wesentlich häufiger als erwartet nachjustiert werden musste. Der Effekt wird im Rohdatensatz insbesondere im Verlauf der Globalstrahlung deutlich sichtbar, allerdings nur unter den Bedingungen eines nahezu wolkenlosen Himmels, wie er während der Intensivmessphase des Experimentes nur am 9.8.1998 und an den Folgetagen nur in den Vormittagsstunden herrschte. In der *Abbildung 4.6* sind die Auswirkungen des Nachspannens der Abspannung des Mastes und der Feinjustierung der Instrumente auf den Verlauf der Strahlungsströme anhand von zwei zeitlich hoch aufgelösten Ausschnitten des Rohdatensatzes dokumentiert. Die systematischen Abweichungen sind bei der Globalstrahlung in einer Größenordnung, die mit 40 bis 50 Wm^{-2}

deutlich über der nominalen Messgenauigkeit des Albedometers liegt. Sie müssen daher unbedingt nachträglich korrigiert werden. Dazu wurden die zeitliche Folge der Überprüfungsintervalle der horizontalen Ausrichtung verdichtet. Dies konnte jedoch nicht in beliebigem Maße erfolgen, da Wartungsarbeiten immer eine Störung der Messung bedeuten.

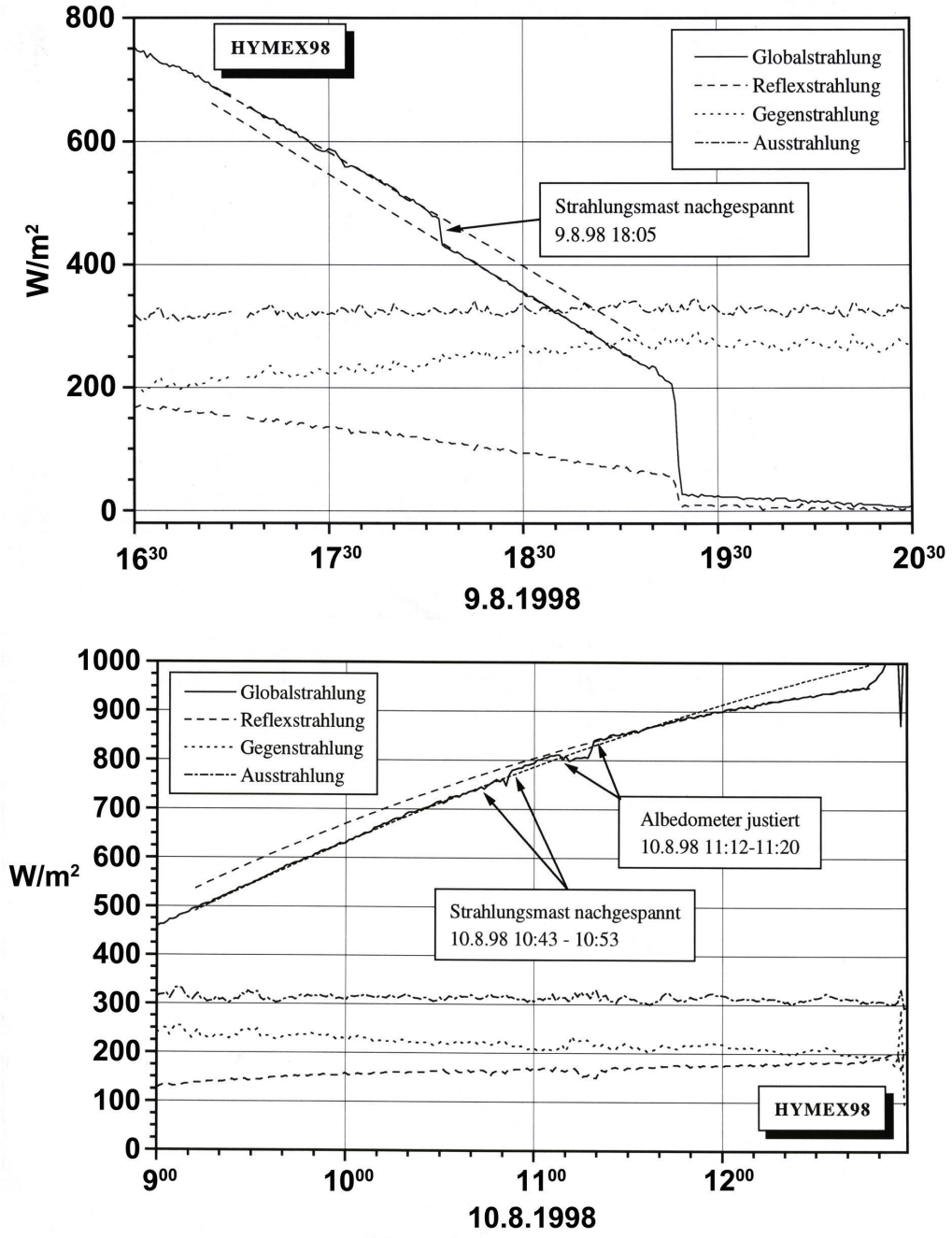


Abb. 4.6: *Zwei Beispiele für die Auswirkung fehlerhafter horizontaler Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte und deren Nachjustierung auf die Rohdaten der Strahlungsströme bei nahezu wolkenlosem Himmel während HyMEX98. Sie treten am deutlichsten in der Globalstrahlung zutage. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf einer polynomischen Regression der Daten vor und nach der Neujustierung.*

Da es sich bei dem Neigungsfehler im Wesentlichen um ein geometrisches Problem handelt, ist eine Korrektur der Messreihen prinzipiell möglich. Dazu ist aber sowohl die Kenntnis des Verkippungswinkels als auch das Verhältnis zwischen dem gerichteten und dem ungerichteten Anteil der Globalstrahlung erforderlich. Diese kann in zwei Anteile

$$S_G = S_D + S_H \quad \textbf{[4.18]}$$

zerlegt werden, wobei $\mathbf{S_D}$ die unmittelbar in Richtung der Verbindungslinie zwischen der Himmelsposition der Sonne und dem aktuellen Standort ausgesandte *direkte Sonnenstrahlung* umfasst, $\mathbf{S_H}$ dagegen die *diffuse Himmelsstrahlung*, welche aus dem durch Streuung an den Luftmolekülen aufgehellten restlichen Himmelgewölbe stammt. Nur der gerichtete Anteil $\mathbf{S_D}$ unterliegt einer Winkelabhängigkeit. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ variiert in der Regel zwischen 0.15 an klaren Tagen und 0.85 bei vollständig bedeckten Himmel. Es konnten für den Wert von $\mathbf{S_D}$ unter wolkenlosen Bedingungen im Wesentlichen Abhängigkeiten vom Abstand zwischen der Sonne und der Erde, dem Wasserdampfgehalt und Staubgehalt der Luft sowie der Albedo am Boden festgestellt werden (MÜLLER, 1985). Er zeigt damit sowohl eine saisonale und räumliche Variation als auch einen Tagesgang.

Bereits leichte Cirrus-Schleier lassen die diffuse Himmelsstrahlung auf Kosten der direkten Sonnenstrahlung ansteigen. Es ist zu erwarten, dass unter diesen Randbedingungen die Bedeutung von $\mathbf{S_H}$ gegenüber $\mathbf{S_D}$ wächst, auch wenn das Angebot durch die Globalstrahlung insgesamt sinkt. Bei durchbrochener Bewölkung gewinnt die Mehrfachreflexion zwischen den Wolken und zwischen der Wolkenunterseite und der Oberfläche zunehmend an Bedeutung. Dann muss als zusätzlicher Faktor auch die Reflektivität (*Albedo*) des Untergrundes mit in das Kalkül gezogen werden (MÜLLER, 1985). Alle Faktoren können derart zusammenwirken, dass der auf die Oberfläche treffende Strahlungsstrom lokal kurzzeitig sogar die Solarkonstante am Rand der Atmosphäre übertrifft.

Da bei **HyMEX98** weder Messungen von $\mathbf{S_H/S_G}$, noch konkrete Anhaltspunkte über den Verkippungswinkel vorlagen, wurde ein Korrekturverfahren für klaren Himmel unter Einbeziehung der Messungen der Globalstrahlung an der Klimastation Vernagtbach (*PVB*) abgeleitet. Dabei muss die durch den Höhenunterschied von 405 m bedingte zusätzliche Trübung in erster Näherung mit Hilfe des Extinktionsgesetzes berücksichtigt werden. Es ergibt sich für die Korrektur $\mathbf{\Delta S_G}$ an der **HyMEX98**-Station (*HS*) in Abhängigkeit vom extraterrestrischen Einstrahlung $\mathbf{S_E}$ (*siehe auch Abschnitt 6.2.1*):

$$\Delta S_G = S_E \left(\frac{S_{D-PVB}(1 - S_H / S_G)_{PVB}}{S_E} \right)^{\frac{P_{HS}}{P_{PVB}}} - S_{D-HS}(1 - S_H / S_G)_{HS} \quad \textbf{[4.19]}$$

mit **P** dem Luftdruck an der jeweiligen Station. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ wurde konstant aus den Messungen an den Stationen in Zeiträumen am Vormittag abgeschätzt, in denen die Station durch die umliegenden Berge abgeschattet wurde. Es ergaben sich an beiden Orten nahezu übereinstimmende Werte zwischen 0.13 am 9.8.1998 und 0.2 am 11.8.1998. Eine Tagesvariation konnte nach diesem Verfahren nicht abgeleitet werden. Für die Zeiträume mit Bewölkung konnten keine Angaben gemacht werden.

Die Korrekturen liegen in etwa in der erwarteten Größenordnung von $\pm 30 \mathrm{Wm}^{-2}$ in der vermuteten Richtung, das Verfahren ist aber nicht wirklich befriedigend, da es in Zeiträumen mit Bewölkung nicht anwendbar ist. Dort bleiben die Daten fehlerbehaftet. Unter diesem Aspekt wurde der Entschluss gefasst, die Messungen des Folgeexperimentes **HyMEX2000** um ein *Instrument zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung* und um eine kontinuierliche *Neigungsmessung* am Instrumententräger zu ergänzen. Bei letzterem handelt es sich um eine Art elektronische Wasserwaage. Das Gerät ist erheblich kostengünstiger und nicht vergleichbar mit dem im *Abschnitt 4.3.5* als Präzisionsinstrument zur Registrierung der Orientierung eingesetzten Inklinometer von Kaijo-Denki. Anhand der Änderung des Flüssigkeitsstandes in einem Gefäß wird der Neigungswinkel der X- und der Y-Koordinate gegen die Horizontale kapazitiv mit einer Genauigkeit von ca. 0.5° angegeben. Bei **HyMEX2000** konnte damit lediglich die Änderung

der Neigung des V-förmigen Auslegers mit der Zeit registriert werden (*Tafel XIII*). Für die Justierung der einzelnen Instrumente reicht die Genauigkeit dagegen nicht aus. Dies liegt vor allem auch daran, dass dazu noch zusätzliche Stellschrauben an den Gerätehaltern selbst zur Verfügung stehen. Somit eignet sich diese Art von Inklinometer noch nicht direkt zur Korrektur von Fehlern der horizontalen Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte, liefert aber wichtige Informationen dazu. Zu diesem Problem sind daher noch wesentliche technische Weiterentwicklungen wünschenswert.

Kontinuierliche Messungen der Himmelsstrahlung in den Alpen sind relativ selten (MÜLLER, 1985). Als Messgerät wurde auf einem separaten Mast ein zusätzliches Pyranometer CM11 installiert, das mit einem Schattenring versehen ist, durch welchen die direkte Sonne ausgeblendet wurde. Das vom Hersteller *Kipp & Zonen* mit Zubehör gelieferte Instrument ist in *Abbildung A* auf *Tafel XIII* wiedergegeben. Der Schattenring wurde täglich auf die scheinbare Bahn der Sonne am Himmel ausgerichtet und erforderte die regelmäßige präzise Justierung und Kontrolle der Apparatur. Dies ließ sich aber wesentlich einfacher realisieren, als es nach den Erfahrungen bei **HyMEX98** zu erwarten war. Insgesamt standen nämlich sämtliche Aufbauten diesmal wesentlich stabiler, was sowohl auf die geringeren Ablationsraten als auch die Unterbrechung der Schmelze in den Nachtstunden zurückführbar ist. In diesen Zeiträumen konnten die Verankerungen wieder festfrieren.

Da das Pyranometer mit dem Schattenring und das Albedometer baugleich und in der Kalibrierung abgeglichen waren, kann aus der Differenz beider Messungen auch die direkte Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ bestimmt werden. Die auf diese Weise gewonnenen Messergebnisse der Globalstrahlung, der direkten und der diffusen Sonnenstrahlung sind für zwei aufeinanderfolgende Tagen beispielhaft in der *Abbildung B* auf der *Tafel XIV* wiedergegeben. Sie zeigen, dass unter den außergewöhnlichen Bedingungen während **HYMEX2000** mit einem niedrigen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre (Dampfdruck zwischen 2 bis 3 hPa) an klaren Tagen nur noch ein Bruchteil von 5 bis 10% der Globalstrahlung auf die diffuse Himmelsstrahlung entfällt. Das Verhältnis $\mathbf{S_H/S_G}$ zeigt außer in den 3 Stunden nach und vor Sonnenaufgang eine nur geringe Tagesvariation von insgesamt etwa 2 bis 3 % der Globalstrahlung. Der Anteil der direkten Sonnenstrahlung beträgt dagegen im Maximum über 90%. Messungen an bedeckten Tagen liegen nicht vor. Es traten lediglich dünne Cirruswolken an wenigen Stellen des Himmelsgewölbes auf, die sich nur in den Mittagsstunden des 26.8.2000 merklich verdichteten. Dies hatte kurzzeitig den Anstieg der Himmelsstrahlung auf maximal 11% der Globalstrahlung zur Folge.

Die Zusatzmessungen lieferten wichtige Informationen zum gerichteten Anteil der kurzwelligen Strahlung, die auch zur Interpretation der Albedo (*Abschnitt 6.2.2*) sehr hilfreich sind. Die günstigen Bedingungen erlaubten eine sehr viel dauerhaftere horizontale Ausrichtung der Instrumente, so dass nur wenige und unbedeutende Korrekturen erforderlich sind. Dadurch zeichnet sich der im August 2000 gewonnene Satz der Strahlungsdaten gegenüber dem von 1998 durch eine wesentlich höhere Qualität aus.

Die Messgeräte müssen aus praktischen und funktionellen Gründen in ca. 2m über der Eisoberfläche montiert werden. Für die kurzwelligen Strahlungsströme ist dies von relativ untergeordneter Bedeutung, da innerhalb der dünnen Schicht keine bedeutenden Strahlungsdivergenzen auftreten. Bei den terrestrischen Strahlungsströmen ist dies jedoch anders. Die atmosphärische Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$ wird zum wesentlichen Anteil durch die Temperaturverhältnisse und den Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre oberhalb des Messplatzes bestimmt, wobei die Quelle von 90% des Flusses an der Oberfläche in den untersten 1000 m, gut 66% in den untersten 100 m und 5 bis 10% in den untersten 2 m liegt (KUHN, 1984; OHMURA, 2001). Dieser letzte Anteil kann von der nach oben gerichteten Komponente des Strahlungsbilanzmessers nicht mehr erfasst werden.

Umgekehrt entspricht auch der in 2 m Höhe gemessene langwellige Fluss des nach unten gerichteten Pyrradiometers $\mathbf{L\uparrow}$ nicht allein der thermischen Ausstrahlung der Eisoberfläche. Diese müsste unter Schmelzbedingungen unter der Annahme eines Emissionskoeffizienten $\boldsymbol{\varepsilon}$ von 1.0 als Schwarzkörperstrahler mit einer Temperatur von 0°C konstant 315.6 Wm^{-2} aussenden. Der gemessene Wert liegt jedoch in der Regel um gut 25 Wm^{-2} höher, eine Differenz, die wegen der Kompensationseffekte nicht allein als die Fehler durch die Differenzbildung der Pyranometer- und der Pyrradiometermessung erklärt werden kann. Vielmehr muss auch hier die oben erwähnte langwellige Ausstrahlung der 2 m dicken Luftschicht zwischen Messgerät und der Oberfläche mit in das Kalkül einbezogen werden, deren mittlere Tempera-

tur je nach Situation um einige Grad über dem Gefrierpunkt liegt (OERLEMANS, 2001). Außerdem kann die Eisoberfläche nur bedingt als idealer Schwarzkörperstrahler angesehen werden, der liegt im Bereich $0.97<\boldsymbol{\varepsilon}<1$. Damit kann ein Betrag von bis zu 3% der Gegenstrahlung, also nahezu 10 Wm^{-2}, an der Oberfläche reflektiert werden (KUHN, 1984), welcher ebenfalls den nach oben gerichteten Strahlungsfluss erhöht. Während dieser Anteil im Bereich der Messgenauigkeit liegt, ergibt sich als Summe aus dem zu niedrigen Wert der Gegenstrahlung und der erhöhten Ausstrahlung eine Reduktion der langwelligen Strahlungsbilanz in der Größenordnung von 30 bis 50 Wm^{-2}.

Tatsächlich ist die Quantifizierung dieser Vorgänge angesichts der verfahrensbedingten Fehlerbreite der Messungen schwierig. Um jedoch zumindest Informationen über die wahre Oberflächentemperatur zu erhalten, wurde am Strahlungsmast zusätzlich ein *Infrarotthermometer* **KT15** des Herstellers *Heitronics* installiert, welches unter einem 45°-Winkel zur Oberfläche gerichtet ist (*siehe auch die Abbildungen auf der Tafel XIII*). Im Gegensatz zu der integralen Charakteristik des Pyrradiometers erfolgt die Messung mit dem KT15 in einem relativ schmalbandigen Fenster des langwelligen Spektrums von 9.5 bis 11.5 μm. Dieses beinhaltet auch das Maximum der von Schnee bzw. Eis emittierten Strahlungsstärke bei ca. 10μm. Mit der verwendeten Optik wurde eine elliptische Fläche von ca. 6x3 cm^2 vermessen. Da die räumliche Temperaturverteilung der Gletscheroberfläche im Gegensatz zu einer Oberfläche mit Vegetation als relativ homogen betrachtet werden kann, wurde das Instrument anders als in früheren Experimenten fest montiert und nicht mit einem Motor kreisförmig für eine integrale Abtastung bewegt. Um das Rauschen zu minimieren, wurde das Ausgangssignal mit einer Frequenz von 10Hz digitalisiert und tiefpassgefiltert. Die absolute Genauigkeit des Instruments liegt je nach Gehäusetemperatur zwischen 0.5 und 0.6 °C, so dass die Eistemperatur und damit die langwellige Ausstrahlung genauer bestimmt werden kann als aus der Differenz der nach unten gerichteten Pyrradiometer und Pyranometer.

4.3.5 Ultraschallanemometer-Thermometer und Rotor

Die Datenbasis der Eddykorrelationsmessung bilden Zeitreihen der Komponenten des Windvektors, der Temperatur und der absoluten Feuchte mit möglichst hoher Genauigkeit und zeitlicher Auflösung. Das Verfahren, wie anhand von diesen Basisdaten turbulente Flüsse berechnet werden, wird im Kapitel 5 genauer erläutert. In diesem Abschnitt werden zunächst nur die technischen Aspekte der Messung behandelt.

Seit den 1960er Jahren haben sich zur trägheitsfreien Messung der Windgeschwindigkeit und -richtung Ultraschallanemometer bewährt. Das Funktionsprinzip dieser Instrumente beruht auf der Laufzeitmessung eines entlang einer geradlinigen Messstrecke gepulst ausgesandten hochfrequenten (ca. 100kHz) Ultraschallsignals. Unter der Annahme, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle in ruhender Luft während der Messung konstant bleibt, kommt es zu einer Addition der Schallgeschwindigkeit **c** und der Komponente des Windvektors $\mathbf{u}_l$ entlang der Messstrecke der Länge **l**. Anhand einer zweiten Messung in der entgegengesetzten Laufrichtung lassen sich die beiden Geschwindigkeitsanteile in einfacher Weise isolieren, indem die Laufzeiten der Pulse

$$\textbf{[4.20]} \quad t_{hin} = \frac{l}{c + u_l} \quad \text{und} \quad t_{rück} = \frac{l}{c - u_l}$$

gemessen werden. Aus den beiden Gleichungen ergibt sich die Geschwindigkeitskomponente $\mathbf{u}_L$ direkt zu

$$\textbf{[4.21]} \quad u_l = 0.5 \cdot l \left(\frac{1}{t_{hin}} - \frac{1}{t_{rück}} \right),$$

die Schallgeschwindigkeit **c** zu

$$[4.22] \quad c = 0.5 \cdot l \left(\frac{1}{t_{hin}} + \frac{1}{t_{rück}} \right).$$

Auf den ersten Blick erscheint das durch die Gleichungen *[4.20]* bis *[4.22]* beschriebene Verfahren trivial. Eine wesentliche Voraussetzung ist jedoch, dass sowohl die Windkomponente $\mathbf{u}_l$ als auch die Schallgeschwindigkeit **c** während der beiden Messungen konstant bleiben. Außerdem unterscheiden sich **c** mit ca. 300 m/s und ul mit in der Regel 1 bis 10 m/s um gut zwei Größenordnungen. Um den Unterschied der Laufzeiten mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmen zu können, darf die Länge der Messstrecke **l** nicht zu knapp bemessen sein. Es handelt sich hier also um ein Optimierungsproblem, welches jedoch dank der gegenwärtigen technischen Möglichkeiten zur Messung von Zeitdifferenzen lösbar ist. Die kommerziell verfügbaren Instrumente verwenden heute Messstreckenlängen von 15 bis 20 cm, Pulsraten von 1 Millisekunde und eine Auflösung der Laufzeitmessung von 10^{-5} Sekunden (SOLENT RESEARCH, 1992). Diese Leistungsdaten ermöglichen Windmessungen auch unter Bedingungen von niedrigen Windgeschwindigkeiten.

Werden drei dieser Messstrecken linear unabhängig im Raum angeordnet, sind alle drei Komponenten des Windvektors relativ zur Orientierung des Instruments getrennt messbar. Die Komponenten müssen nacheinander gemessen werden, was die Problematik der Stationaritätsvoraussetzung noch weiter verschärft. Die Anordnung der Messstrecken im Raum ist ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal der am Markt befindlichen Bauformen von Ultraschallanemometern. Die Geber und Empfänger für das Ultraschallsignal selbst können zwar relativ klein konstruiert werden, erfordern aber Halterungen, die zur Gewährleistung der Orientierung und Abstände der Messstrecken eine entsprechende Stabilität aufweisen müssen. Insbesondere diese Halterungen üben jedoch erhebliche Ablenk- und Verwirbelungseinflüsse auf die Strömung aus, welche zusammen das Messergebnis beträchtlich verfälschen. Bei den ersten Bauformen der Instrumente (z.B. Kaijo-Denki) waren die Messstrecken meist kartesisch und Empfänger und Geber sogar parallel angeordnet, inzwischen hat sich jedoch allgemein eine 45° gegen die Vertikale geneigte und eine um 120° in der Horizontalen gedrehte Orientierung durchgesetzt (LAUBACH, 1996; FOKEN 2003). Diese auch bei dem während der **HyMEX**-Experimente eingesetzten Anemometer von Solent Research verwendete Anordnung ist in der *Abbildung* auf *Tafel XV* deutlich zu erkennen und soll Störungseinflüsse der Strömung gegenüber früheren Bauarten deutlich minimieren.

Die Hersteller von 3-Achs-Ultraschallanemometern bieten in der Regel eine von der Anströmrichtung abhängige Korrekturfunktion für ihre Instrumente an, welche in Windkanaluntersuchungen gewonnen wurde. Üblicherweise wird diese Korrektur als unabhängig von der Windgeschwindigkeit betrachtet und unter den Bedingungen einer laminaren Anströmung ermittelt. Ein Beispiel einer derartigen empirischen Funktion zeigt die *Abbildung 4.7*, welche in unmittelbarer Umgebung einer Halterung des symmetrischen Messkopfes des Anemometers R2 von *Solent Research* gültig ist. Sie verdeutlicht, dass durch die zwangsweise Umströmung der Strebe die Luft beschleunigt wird und deshalb eine um bis zu 8% zu hohe Horizontalwindgeschwindigkeit gemessen wird. Diese Abhängigkeit kann optional in der Betriebssoftware des Instruments bei der Datenausgabe unmittelbar berücksichtigt werden. Ein derartiges einfaches Korrekturmodell verbessert bei operationellem Einsatz des Instrumentes sicherlich die Statistik der Ergebnisse, kann aber den Einfluss unter individuellen turbulenten Bedingungen und unterschiedlichen Windgeschwindigkeitsbereichen nicht korrekt beschreiben.

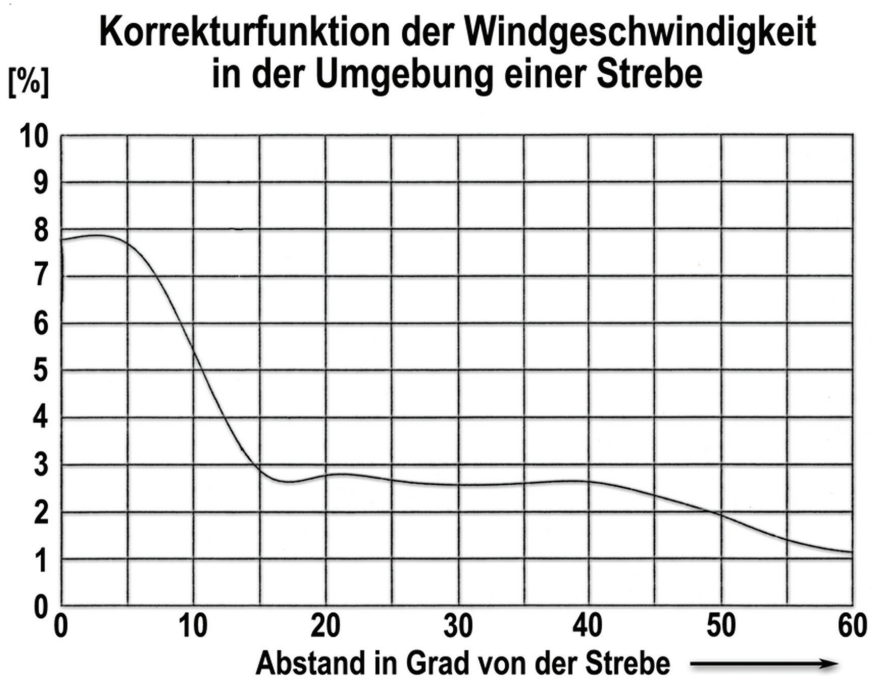


Abb. 4.7: *Ausschnitt der im Windkanal bestimmten Korrekturfunktion für Messungen des Horizontalwindes mit dem symmetrischen Messkopf des Ultraschallanemometer R2 von Solent Research in der Umgebung einer Verstrebung. Unmittelbar an der Strebe wird die Strömung um ca. 8% beschleunigt, während der Einfluss mit zunehmendem azimutalen Abstand abnimmt. (nach* SOLENT RESEARCH, *1992).*

Wird das Anemometer lediglich für die Messung des sensiblen Wärmestroms und des Impulsflusses verwendet (z.B. LAUBACH, 1996), sind die Herstellerinformationen unter Umständen dienlich. Sollen dagegen zusätzlich der latente Wärmefluss und gegebenenfalls noch weitere Stoffflüsse gemessen werden, ist der Aufbau eines Messkopfsystems mit weiteren Instrumenten erforderlich. Diese besitzen teilweise beachtliche Abmessungen und stören zusammen mit den unentbehrlichen Haltevorrichtungen den Strömungsverlauf teilweise drastisch, da die Messung der vektoriellen und der skalaren Größen möglichst im gleichen Volumen erfolgen sollte. Somit ergeben sich für ausgewählte azimutale Anströmrichtungen sowohl deutliche Abschattungseffekte mit einer Reduktion der Windgeschwindigkeit als auch Sektoren mit einer Beschleunigung. In der *Abbildung 4.8* wird das Resultat einer Vermessung des kompletten **ES89**-Messkopfes in einem großen Windkanal der *Technischen Universität München* bei laminarer horizontaler Anströmung für den gesamten 360° -Winkelbereich wiedergegeben. Als Ultraschallanemometer wurde der Messkopf von *Kaijo-Denki Typ TR 61A* mit asymmetrischer Charakteristik zusammen mit einem Campbell *Absorptions-Hygrometer KH20* in ähnlicher Weise wie in der *Abbildung auf Tafel XV* auf einem V-förmigen Auslegersystem montiert. Zwar ist der *TR 61A* in den Abmessungen nahezu doppelt so groß wie das bei den Experimenten auf dem Gletscher installierte Instrument, der Störeinfluss insbesondere durch das Hygrometer ist bei beiden Aufbauten jedoch ähnlich.

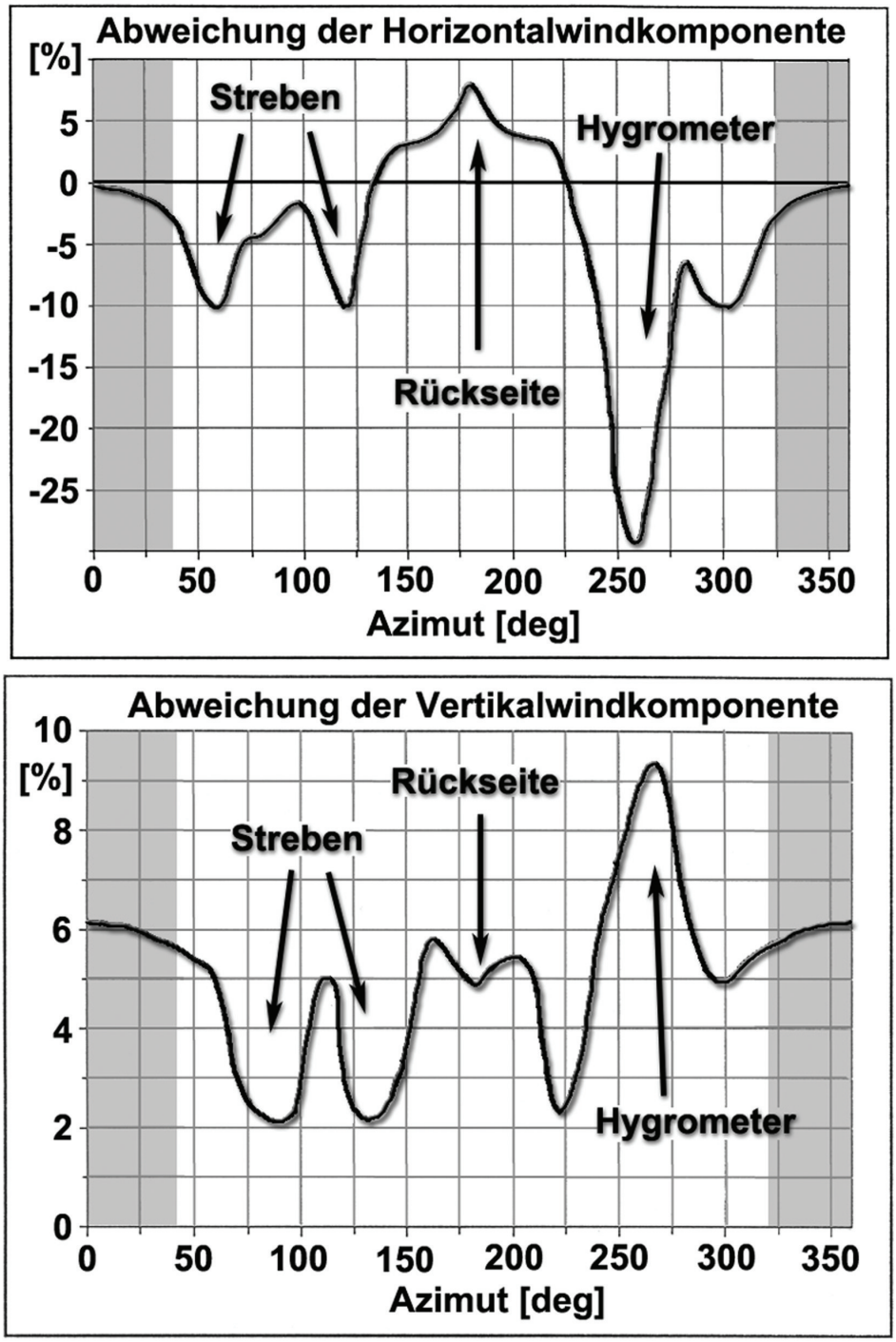


Abb. 4.8: *Ergebnisse der Vermessung des* ***ES89****-Turbulenzmesskopfes mit Kaijo-Denki DAT100 Ultraschallanemometer Typ TR 61A und dem Campbell Absorptionshygrometer KH20 für alle azimutalen Anströmrichtungen im Windkanal. Genutzt werden kann nur der grau unterlegte Winkelbereich (ergänzt nach* Beier & Weber, *1992).*

Die Abschattungswirkung durch das massige Hygrometer ist derartig groß, dass die Messungen in dessen Windschatten nicht mehr auswertbar sind. Auffallend ist weiterhin der deutliche Störeinfluss des Mess-

kopfes in seiner Gesamtheit auf die Vertikalkomponente des Windes. Sie wird generell zwischen 2% und 6% und bis zu über 9% in der Umgebung des Hygrometers überhöht. Dieser als „*Speed-up*"-Faktor auch durch andere Untersuchungen (MORTENSEN *et al.*, 1987) nachgewiesene Effekt täuscht eine Neigung des Windvektors vor, welche ohne Korrektur zwangsweise zu einem Fehler bei der Flussberechnung führt (DILLMANN, 1991). Zwar kann anhand von Windkanaluntersuchungen auch für das Gesamtsystem in ähnlicher Weise wie die Hersteller für ihr Instrument eine empirische Korrekturfunktion in Abhängigkeit von der Anströmrichtung abgeleitet werden, diese gilt jedoch streng genommen nur für die untersuchte Konfiguration des Messsystems bei laminarer Anströmung mit einer definierten Windgeschwindigkeit und -richtung. Dagegen lässt sich das Verhalten unter den Bedingungen mit natürlicher Turbulenz im Labor nicht untersuchen. Im turbulenten Stromfeld sind die Abweichungen jedoch zumeist geringer, so dass die aus Laboruntersuchungen abgeleiteten Korrekturen in der Regel überschätzen (FOKEN, 2003).

Da einerseits die Störung der Strömung durch die notwendigen Messaufbauten nur in beschränktem Maße vermieden werden kann, andererseits aber kleine Änderungen am System den beträchtlichen Aufwand einer Neubestimmung der eher zweifelhaften empirischen Korrekturfunktion nach sich ziehen würde, kam man bei der Entwicklung des **ES89**-Systems zu dem Schluss, dass der Messkopf generell mit einem Anemometer in asymmetrischer Bauweise bestückt und dieses möglichst kontinuierlich in die Hauptwindrichtung ausgerichtet werden sollte. Denn nahezu jedes am Markt verfügbare Ultraschallanemometer ist sowohl in einer *omnidirektionalen* Bauform als auch in der zuvor angesprochenen *asymmetrischen* Ausführung lieferbar. Erstere ist vor allem für operationelle Dauereinsätze geeignet, da sie theoretisch aus allen Richtungen angeströmt werden kann. Die Messwerte müssen jedoch in der Umgebung der Verstrebungen empirisch korrigiert werden, so dass die Genauigkeit nicht den höchsten Ansprüchen genügt. Bei der zweiten Bauform befinden sich alle Verstrebungen auf der Rückseite, so dass auf der Vorderseite ein schmaler Winkelbereich in der Größenordnung von 60° bis 90° vorhanden ist, in dem das Strömungsfeld nahezu ungestört ist bzw. die Zusammenhänge der Störung physikalisch-mathematisch beschrieben werden können. Dies ist beispielsweise in dem in *Abbildung 4.8* untersuchten Messkopf *Kaijo-Denki TR61A* in dem grau unterlegten Winkelbereich der Fall, dessen empirisches Verhalten ausgezeichnet mit einer von WYNGAARD & ZANG (1985) theoretisch abgeleiteten Funktion übereinstimmt. Es handelt sich hierbei um eine Kosinus-Beziehung, welche die Abschattungseffekte der Geber beschreibt. Instrumente dieser Art wurden für den Einsatz zur Grundlagenforschung entwickelt.

Ein großer Anteil der Störung der Vertikalkomponente wird jedoch auch durch die Mastkonstruktion verursacht. Der insgesamt 1.20 m hohe Messkopf des **ES89**-System mit dem KAIJO-DENKI-Anemometer wurde aus diesen Gründen möglichst filigran aus Leichtmetall konstruiert, muss aber trotzdem wegen der Gesamtmasse von ca. 15 kg auf einen entsprechend stabilen Unterbau montiert werden, der für Wartungszwecke zudem begehbar sein sollte.

Für die Wahl, bei den Messungen auf dem Gletscher nicht das bewährte *Kaijo-Denki DAT300* einzusetzen, sondern das modernere Ultraschallanemometer *R2A* (*Revision 2, Typ A*) von *Solent Research*, spielte die Gewichtsfrage der Ausrüstung eine untergeordnete Rolle. Vielmehr waren die engeren Einsatzgrenzen des größeren Gerätes ausschlaggebend. Eingangs wurde bereits erwähnt, dass sich der Messwert der Windgeschwindigkeit als Mittelwert über die Messstrecke **l** ergibt. Somit können räumliche Turbulenzstrukturen, die kleinere Dimensionen als **l** bzw. sogar **2 • l** besitzen, nicht mehr explizit aufgelöst werden. Wie in *Kapitel 5* noch näher ausgeführt, muss zur Bestimmung der turbulenten Flüsse nach dem Eddykorrelationsverfahren das gesamte Größenspektrum der Turbulenzelemente erfasst werden. Dieses variiert in erster Linie mit der Messhöhe über Grund, bei Annäherung an die Oberfläche werden die Turbulenzelemente immer kleiner. Nach einer an dieser Stelle nicht näher erläuterten Faustformel von KAIMAL (1988) muss die Messung daher mindestens in der Höhe

$$h \geq 4\pi l \qquad [4.23]$$

durchgeführt werden, um die Voraussetzung der Erfassung des gesamten Spektrums der Wirbeldimensionen zu erfüllen. Für den Messkopf *TR61A* mit einer Messstreckenlänge von 20 cm ergibt sich nach

[4.23] eine Mindestmesshöhe von 2.5 m über Grund. Experimentelle Untersuchungen (BEIER & WEBER, 1992) haben jedoch gezeigt, dass diese Minimalbedingung insbesondere bei stabil geschichteter Grenzschicht nicht hinreichend ist, da auch die zeitliche Auflösung des Instruments von nur 0.1 Sekunden berücksichtigt werden muss. Demnach ist die minimale Messhöhe eher bei 5 m bis 5.5 m Höhe anzusiedeln. Die Besonderheiten des sich über einem Gletscher einstellenden Windprofils erfordern aber in der Regel eine Messhöhe, welche deutlich unter 3 m über dem Eis liegt.

Die in der *Tabelle 4.2* angegebenen Spezifikationen des *Solent-Anemometers* kommen diesen speziellen Anforderungen wesentlich mehr entgegen. Die Messstreckenlänge von 149 mm erlaubt nach der Faustformel *[4.23]* nominell eine Untergrenze der Messhöhe von 1.87 m. Die gegenüber dem *DAT300* mehr als doppelt so hohe Abtastfrequenz ermöglicht theoretisch sogar ein noch tieferes Messniveau. Die Messgenauigkeit ist mit der des Instruments von *Kaijo-Denki* vergleichbar. Es muss jedoch zwischen der Präzision des Sensors einerseits und der der Datenerfassung andererseits unterschieden werden. Intern werden die Daten in der Auswerteeinheit des DAT300 mit einer Digitalisierungstiefe von 12 Bit verarbeitet, unabhängig von der gewählten Verstärkung (Messbereichseinstellung). Damit ist theoretisch eine Auflösung der Windgeschwindigkeit von 0.01 m/s erreichbar. Die Ausgabe des Wertes über einen Digital-Analog-(DA)-Wandler führt zu einem zwangsläufigen Verlust an Genauigkeit von 3 Bit, der durch die anschließend notwendige erneute Digitalisierung der Ausgangsspannung noch weiter erhöht wird. Dies ist mit den Qualitätsverlusten beim Kopieren einer analogen Tonaufzeichnung vergleichbar, bei dem der Rauschpegel ständig anwächst und wesentliche Details des Originals verloren gehen. Das *R2A* arbeitet bei einem gegenüber dem DAT300 verdoppeltem Messbereich mit einer Digitalisierungstiefe von ebenfalls 12Bit, besitzt daher eine nominale Auflösung von nur ca. 0.03 m/s. Diese bleibt jedoch wie bei der digitalen Kopie einer *Audio*-CD auch nach der Datenerfassung vollständig erhalten. Folglich ist die Genauigkeit des Messergebnisses sogar geringfügig besser als die des DAT300. Man hat zudem die Wahl zwischen einer Aktualisierungsrate der Ausgabe von ca. 21 Hz mit einer durch Mittelung über 8 Einzelmessungen verbesserten statistischen Genauigkeit („*Oversampling*“) oder einer relativ hohen Abtastfrequenz von ca. 56 Hz, bei der über nur drei Einzelmessungen gemittelt wird.

Messstreckenlänge **l**	149 mm
Zeittakt pro Messung	1 ms
Taktfrequenz für die Laufzeitmessung	29.4912 MHz
Abtastrate	168 Hz *(166.67 Hz)*
Aktualisierungsrate der Ausgabe	21 Hz *(20.82 Hz)*, Mittel über 8 Messungen
Alternativ	56 Hz *(55.55 Hz)*, Mittel über 3 Messungen
Messbereich Windgeschwindigkeit	0 .. 60 m/s
Offset Windgeschwindigkeit	±0.02 m/s
Genauigkeit (Momentanwert)	±3% *(Mindestabstand von den Streben ±10°)*
Genauigkeit 10s-Mittelwert	±1.5% *(<30 m/s, Neigung*) ±10°)*
Genauigkeit der Laufzeitmessung (<30m/s)	±0.5 %
Richtungsfehler 10s-Mittelwert	±2%
Messbereich Analogeingänge ($\mathbf{aV_{1..5}}$)	ca. 0.0 ..+5 V *(-1.0 .. 5.5 V)*
Genauigkeit der Analogeingänge	11 Bit
Abtastrate für die Analogeingänge	10 Hz
Ausgabe **u,v,w,c +** $\mathbf{aV_1}$**-**$\mathbf{aV_5}$	Digital seriell *RS422* auf *RS232* (9600Bd)

**) Die maximale mögliche Winkelabweichung des Vektors des mittleren Strömungsfeldes gegen die Horizontale beträgt ± 35°*

Tab. 4.2: *Daten und Spezifikationen des Ultraschallanemometer* ***R2A*** *von* **Gill Instruments Ldt.** *Die Daten be-*

ruhen auf Angaben des Herstellers SOLENT RESEARCH (1992). Die in Klammern kursiv angegebenen Werte sind die tatsächlich während der Experimente ermittelten Daten des Gerätes.

Prinzipiell kann das bewährte Konzept der Konstruktion des Instrumententrägers des **ES89**-Systems für das *Solent Research R2A* übernommen werden. Dazu sind hardwareseitig nur geringfügige Modifikationen an der V-förmigen Halterung erforderlich. Die asymmetrische Bauform des Messkopfes erlaubt bei einer geeigneten Ausrichtung ebenfalls die Minimierung der Störungseinflüsse durch Wirbelbildung an den Halterungen. Die *Abbildung 4.9* zeigt in einer Skizze des Instrumentes in der Aufsicht die Anordnung der Messstrecken und der Positionen der unvermeidlichen Halterungen. Sofern sich letztere im Leebereich der Strömung befinden, sind die Messfehler in einem 90°-Sektor um die „Instrumenten-Nordrichtung" von 330° bis 60° relativ klein. Sowohl die Ultraschallgeber und Empfänger als auch die Verstrebungen bewirken je nach Anströmungsrichtung eine Reduktion oder Vergrößerung und zudem eine Richtungsablenkung der gemessenen gegenüber der wahren horizontalen Windgeschwindigkeit. Den maximalen Fehler in der Vertikalkomponente des Windes erhält man dagegen parallel zu den um 45° gegen die Vertikale geneigten Messstrecken.

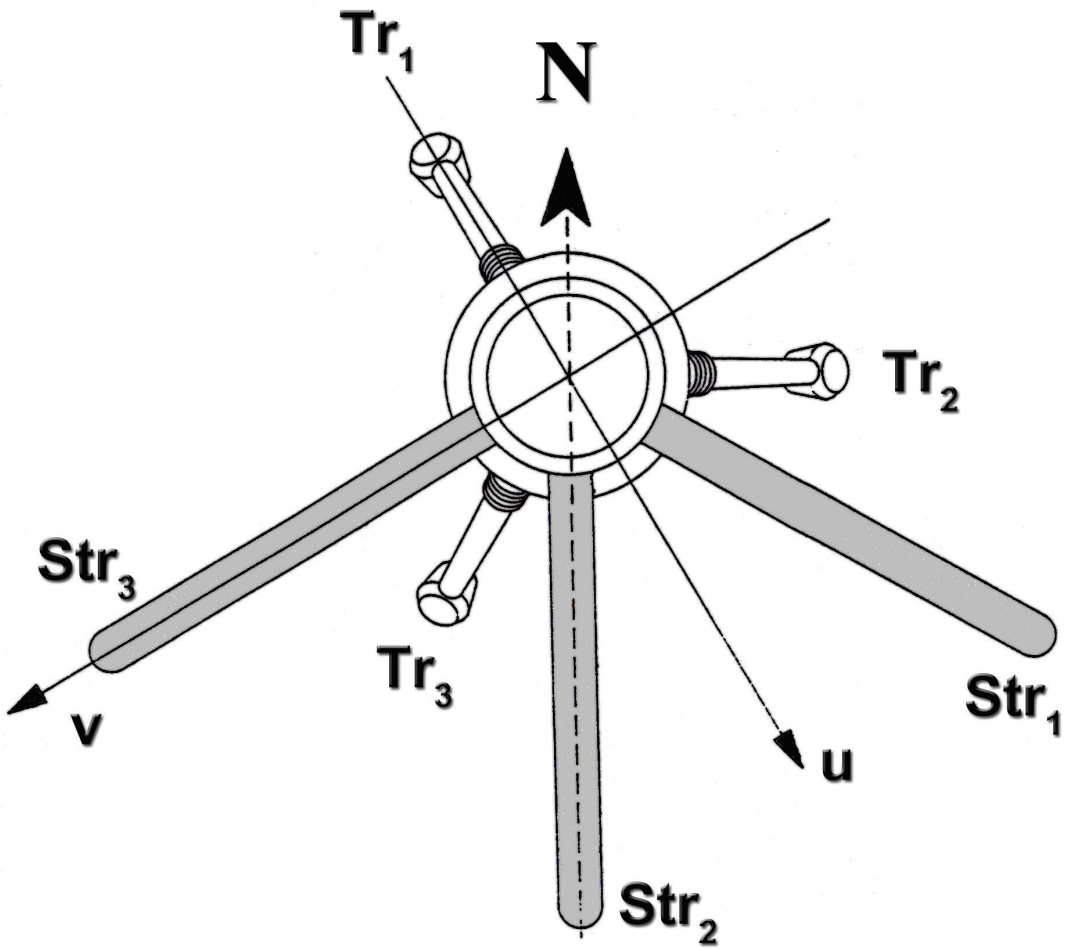


Abb. 4.9: *Der Messkopf des Ultraschallanemometers Gill Solent R2A in der Aufsicht mit den 3 Streben Str1 bis Str3. Die Messstrecken mit den Schallgebern und Empfängern Tr1 bis Tr3 sind jeweils um 120° versetzt angeordnet und um 45° gegen die Vertikale geneigt. Die Ausgabe des horizontalen Windvektors erfolgt bezüglich des eingezeichneten kartesischen Koordinatensystems. Es wird die Ausrichtung des Instrumentes in die Strömung in Richtung des mit N bezeichneten Pfeils empfohlen. (Skizze nach SOLENT RESEARCH, 1992)*

Die vom Hersteller gelieferte Korrekturfunktion in Abhängigkeit der Anströmrichtung wird für jedes ausgelieferte Gerät individuell im Windkanal bestimmt. Die des hier verwendeten Instruments ist in dem Originalzertifikat in *Abbildung 4.10* wiedergegeben. Anhand der dort ergänzten zusätzlichen Angaben zur Position der Streben und Messstrecken in Luv- (oben) und Leerichtung (unten) wird deren Einfluss auf die Strömung sichtbar. Die erforderliche Korrektur ergibt sich in der Größenordnung von nur ±1% der tatsächlichen Windgeschwindigkeit, ist aber in Wahrheit zusätzlich vom turbulenten Zustand und der mittleren Windgeschwindigkeit abhängig. Diese Kurve gilt eigentlich nur für eine weitgehend laminare Strömung von 20 m/s. Die Abweichung ist aber über den gesamten Winkelbereich des aerodynamisch optimierten Messkopfes deutlich kleiner als die in *Abbildung 4.7* gezeigte für die symmetrische Konstruktion.

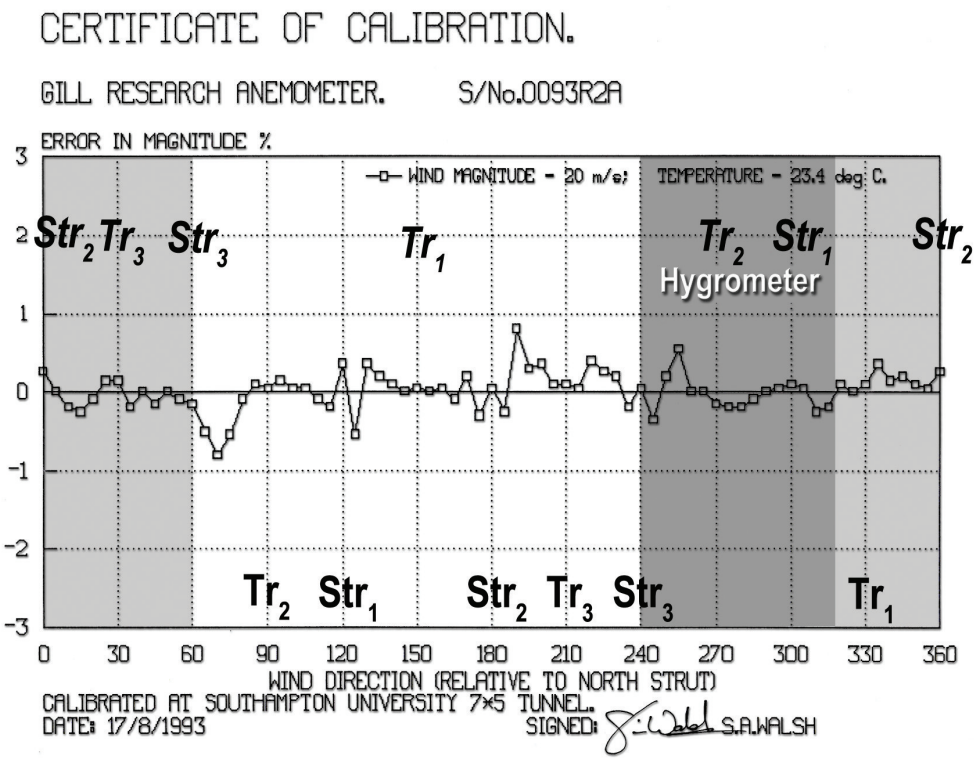


Abb. 4.10: *Korrekturfunktion des Herstellers für das während der* ***HyMEX****-Experimente eingesetzte Ultraschallanemometer mit der Seriennummer 0093R2A, bestimmt durch Messungen in einem Windkanal in Abhängigkeit von der horizontalen Anströmung, bezogen auf die Normalrichtung des Pfeils in Abbildung 4.9. Das Originalzertifikat ist um die Positionen der Streben und Messstrecken in Luv- (unten) und Leerichtung (oben) ergänzt. Dunkelgrau ist der Sektor auf der linken Seite des Instruments markiert, der wegen der Abschattung durch das Absorptionshygrometer gestört ist. Hellgrau markiert wurde dagegen der auch ohne Korrekturfunktion nutzbare Sektor. (nach* SOLENT RESEARCH, *1993).*

Die Stützpunkte der Korrekturfunktion werden von *Solent Research* in diskreter Form als Zahlenmatrix mit einer Winkelauflösung von 1° mitgeliefert. Der notwendige Algorithmus auf der Basis dieser Werte ist zusammen mit der Matrix in die Firmware des Gerätes implementiert und ermöglicht optional die unmittelbare Korrektur der Ausgabewerte. Wie aber bereits weiter oben gezeigt, wird der wahre Fehler jedoch in noch höherem Maße durch die aerodynamischen Eigenschaften des Messaufbaus in seiner Gesamtheit bestimmt. Somit unterscheidet sich die wahre Korrekturfunktion für das System deutlich von der des Gerätes ohne zusätzliche Anbauten. Eine ganze Reihe von Untersuchungen zeigt außerdem, dass sich die Resultate durch die alleinige Anwendung des Korrekturverfahrens durch den Hersteller nur

unwesentlich verbessern (LAUBACH, 1996). Deshalb besteht die bessere Strategie darin, möglichst nur den als weitgehend ungestört ausgewiesenen Sektor des Instrumentes zu verwenden. Da jedoch der Zweck der Messung nicht nur in der Bestimmung von Korrelationen zwischen den Windkomponenten und der Temperatur, sondern auch noch weiteren skalaren Größen besteht, müssen letztere ebenfalls möglichst dicht an den Messstrecken des Anemometers erfolgen. Das zur Messung der Wasserdampffluktuation eingesetzte Hygrometer beispielsweise hat jedoch ähnliche Dimensionen wie das Anemometer selbst und stört damit in hohem Maße das Strömungsfeld. Messungen in dessen Leebereich können praktisch nicht korrigiert werden, weshalb diese Situation präventiv weitgehend vermieden werden sollte.

Als geeignete Maßnahme zur Reduktion der Störungen der Windkomponenten durch Stauwirkungen an den Mastaufbauten kommt zunächst die möglichst aerodynamisch günstige Gestaltung des Instrumententrägers in Betracht. Dazu wird der Sensor deutlich oberhalb der Mastspitze auf einem nach Luv gerichteten V-förmigen Ausleger montiert. Bei **HyMEX98** wurde noch ein Originalsegment des begehbaren Gittermastes des ES89-Systems mit dreieckiger Grundfläche verwendet (*Abbildung auf Tafel XV*), das jedoch ein beträchtliches Strömungshindernis darstellt. Bei den in früheren Experimenten gewählten Messhöhen zwischen 5 und 12 Metern war die Begehbarkeit des Mastes für Wartungsarbeiten noch eine notwendige Vorausetzung, für die Messungen über dem Gletscher in 2 bis 2.5 m Höhe kann dagegen darauf verzichtet werden. Deshalb wurde bei **HyMEX 2000** eine deutlich filigranere Konstruktion für den Instrumententräger realisiert (*Abbildung A, Tafel XVI*), die einerseits eine ausreichende Stabilität besitzt, andererseits sogar die unkomplizierte Variation des Messniveaus ohne Unterbrechung des Messbetriebs ermöglichte.

Bei einer Anordnung des Messgeräteträgers wie in der *Abbildung auf Tafel XV* ist die Störung der Strömung insgesamt dann am geringsten, wenn die Anströmung innerhalb eines engen Winkelbereichs um die in *Abbildung 4.9* mit „N“ bezeichnete Achse erfolgt. Die genauesten Messwerte würde man daher bei einer kontinuierlichen Nachführung des Messkopfes in die aktuelle Windrichtung erhalten. Diese könnte mit einem azimutalen Rotorsystem bewerkstelligt werden. Obwohl derartige Konstruktionen z.B. für astronomische Instrumente sogar zweiachsig und mit hoher Präzision weit verbreitet sind, ist bislang noch kein ausgereiftes kommerzielles System für die azimutale Nachführung eines Ultraschallanemometers verfügbar. Der Verzicht wird im Allgemeinen mit dem hohen Aufwand, der beträchtlichen zu bewegenden Masse und der komplexen Datenverarbeitung begründet (LAUBACH, 1996).

Die wirkliche Problematik besteht jedoch in der erzielbaren Stellgenauigkeit sowie den durch die zwangsläufigen Eigenbewegungen des Gerätes induzierten Windkomponenten. Die Bewegung des Instruments setzt sich aus einer über die Winkelgeschwindigkeit der Drehung und dem Abstand zur Drehachse wohl definierten Kreisbewegung und überlagerten Trägheitsschwingungen zusammen, die ihre maximale Amplitude während des Beschleunigungsvorganges zu Beginn beim Start der Drehung und der Verzögerung am Ende erreichen. Erfolgt die Drehbewegung mit einem leistungsstarken Präzisionsmotor, kann sie genau bestimmt werden. Sind deren Bewegungskomponenten bekannt, können leicht Korrekturen der Windkomponenten mittels einer zweidimensionalen Rotationsmatrix berechnet werden. Diese sind in der Regel klein gegenüber den Windkomponenten. Bei einem Radius von 1 m und einer Winkelgeschwindigkeit von üblicherweise 5°/s beträgt die Tangentialkomponente 8.7 cm/s, liegt also in der Größenordnung des in *Tabelle 4.2* angegebenen Fehlers für den Momentanwert bei einer Windgeschwindigkeit von 2 m/s bis 4 m/s.

Schwieriger zu korrigieren sind die durch die Beschleunigung ausgelösten hochfrequenten Schwingungen im Bereich von mehreren Hz. Diese treten zwar auch durch die Windkräfte auf und sind daher immer den wahren Windgeschwindigkeiten überlagert, können aber nur unzulänglich messtechnisch erfasst werden. Dieses Problem ist bei einer kontinuierlichen Nachführung kaum in den Griff zu bekommen. Untersuchungen im Rahmen des **TUAREG**-Projektes 1988 zeigten, dass die Datenreihen im hochfrequenten Bereich durch Schwingungen des Messgeräteträgers bis zur Unbrauchbarkeit kontaminiert wurden. Diese Störungen konnten durch digitale Filterung nur unzureichend entfernt werden. Es ist daher eine stabile statische Montierung unbedingt erforderlich und Bewegungen des Systems müssen auf ein Minimum beschränkt werden.

Obwohl hochfrequent gemessene meteorologische Parameter in der turbulenten Strömung in der

Regel eine breite Variation zeigen, übersteigt diese im Falle der Windrichtung innerhalb relativ kurz bemessener Zeiträume selten mehr als einen Winkelbereich von maximal 90°. Bei ausreichend hohen Windgeschwindigkeiten oberhalb von 3 m/s ist sie innerhalb von Zeitintervallen von maximal 5 Minuten in der Regel sogar auf weniger als 60° beschränkt. Über einem Gletscher begünstigt die durch den katabatischen Antrieb bedingte Vorzugsrichtung der Strömung die Situation, so dass der Messkopf problemlos sogar über längere Zeitintervalle ohne Nachführung optimal ausgerichtet bleibt. Die *Abbildung 4.11* zeigt für die frühen Nachtstunden des 26.8.2000 die Variation der Windrichtung anhand von über 10 Minuten berechneten Häufigkeitsverteilungen mit einer Klassenbreite von 10°. Es zeigt sich, dass bis auf wenige Ausnahmen die Richtungsschwankung eine Sektorenbreite von 60° nicht übersteigt und die häufigste Windrichtung teilweise über mehrere Stunden praktisch konstant bleibt. Damit können Nachführbewegungen auf ein Minimum beschränkt werden.

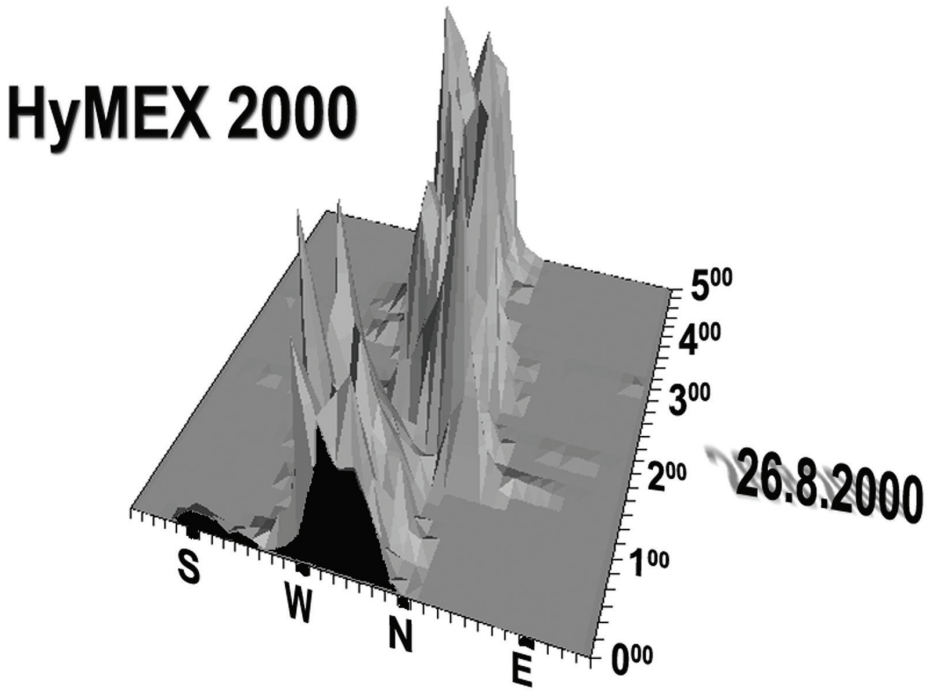


Abb. 4.11: *Variation der Windrichtung im Tagesverlauf an der Messstelle von* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner, verdeutlicht anhand von über einen Zeitraum von 10 Minuten berechneten Häufigkeitsverteilungen mit 10°-Klassen der aus den 21Hz-Daten ermittelten momentanen Windrichtung.*

Diese Erkenntnis wurde allerdings auch schon bei früheren Messungen im Flachland gewonnen, die ebenfalls eine Erhaltungsneigung der häufigsten Windrichtung über längere Zeiträume zeigten. Deshalb wurde bereits in den Messungen bei **HIBE89** in der *Hildesheimer Börde* ein Verfahren konzipiert, mit dem der Turbulenzmesskopf durch gelegentliche Nachführung überwiegend im günstigsten Anströmsektor gehalten werden konnte. Die Vorgehensweise entspricht der manuellen Nachführung, bei der man lediglich auf grobe Abweichungen der Hauptwindrichtung reagieren würde. Da eine Kurzzeitprognose der häufigsten Windrichtung vor allem bei windschwachen Verhältnissen unmöglich ist, muss dabei auf die Erhaltungsneigung der Windrichtung vertraut werden.

Als Basis zur Bestimmung der optimalen Windrichtung eignet sich besser eine über ein den Bedingungen angepasstes Zeitintervall erstellte Häufigkeitsverteilung der Windrichtung als der vektorielle Mittelwert. Dieser setzt in der Regel eine Normalverteilung der Windrichtung voraus, die über wenige Minu-

ten selten gegeben ist. Bei schwacher Luftbewegung sind Häufigkeitsverteilungen mit mehreren Maxima eher die Regel als die Ausnahme. Da sich weiterhin technisch für genau definierte Positionen gegenüber einem beliebigen azimutalen Winkel eine wesentlich bessere Stellgenauigkeit realisieren lässt, wurde der Vollkreis in 10° Sektoren unterteilt, die mittels einer digitalen Steuerung angefahren werden können.

Als Basis für die Rotorsteuerung wurde ein kommerzielles System zur Ausrichtung einer Antennenanlage G 600 RC der Firma *Yaesu* verwendet (Beier *et al.*, 1994b). Es wurde ursprünglich so modifiziert, dass die vorhandene analoge Steuerung durch einen digitalen Fahrbefehl angesprochen werden konnte und die Stellung über das in der zugehörigen Anzeigeeinheit ausgewertete Geberpotentiometer analog ausgelesen werden konnte. Die auf diese Weise erreichbare Stellgenauigkeit erwies sich jedoch als völlig unzureichend, zumal die mitgelieferten Analogkabel erhebliche Kapazitätsschwankungen bei Temperaturänderungen und Nässe zeigten. Die analoge Steuerung wurde 1993/94 daher durch eine digitale Steuerung ersetzt, bei der die Stellposition durch den Einbau eines 12-Bit-Winkelkodierers im Rotor selbst ermittelt wird. Eine speziell entwickelte Steuerelektronik regelt den Original-Drehstrommotor. Durch Abgleich der Ist-Stellung mit dem in ein Register eingegebenen Sollwert kann im Rahmen der maximalen digitalen Auflösung jede Position auf dem Vollkreis automatisch angefahren werden. Die aktuelle Stellung kann jederzeit durch Auslesen des Registers des Winkelkodierers bestimmt werden. Die Kommunikation erfolgt über ein *Digitalboard*. Die ausführlichen technischen Details zu der Anlage finden sich bei Beier *et al.* (1994b).

Die gewünschte Position kann sowohl rechts- als auch linksdrehend angefahren werden. Bedingt durch eine mechanische Untersetzung wird der 360°-Bereich des Winkelkodierers auf einen Drehwinkel von ca. 491° abgebildet. Der tatsächliche Drehbereich ist jedoch durch einen mechanischen Endschalter auf 400° beschränkt. Dies ist auch gut so, denn die Anschlusskabel zu den Sensoren würden sich bei ständiger Drehung in eine Richtung allmählich am Messgeräteträger aufspulen, was zu Problemen führen könnte. Zwar wird der gesamte Winkelbereich von 400° softwareseitig ausgenutzt, die dennoch erforderliche Änderung des Drehsinns verhindert das Aufwickeln der Kabel. Ein großzügig bemessener Abstandsring (*Tafel XV*) garantiert die freie Beweglichkeit der Kabel. Allerdings können Situationen eintreten, bei denen die erforderliche Stellposition jenseits der Endstellung liegt, so dass der Rotor statt des kurzen Weges nahezu einen Vollkreis zurücklegen muss. Dem kann durch günstige Wahl der Lage des Endpunktes in Bezug auf die vorherrschende Windrichtung entgegengewirkt werden. Neben dem rechnergesteuerten Betriebsmodus ist zusätzlich in der Steuereinheit eine manuelle Bedienung des Rotors über einen Fahrschalter integriert, mit dem Fehlstellungen auf Grund der Programmlogik notfalls manuell korrigiert werden können. Obwohl nach der Erfahrung bei früheren Einsätzung die Automatik die Einhaltung der optimalen Ausrichtung des Messkopfes in der gewünschten Weise gewährleistete, kam es doch in Einzelfällen bei stark umlaufender Windrichtung zu „sinnlosen Suchfahrten“ des Rotors und daher übermäßiger Aktivität der Anlage, die sowohl die Ausführung des Datenerfassungsprogramms als auch die Stromversorgung unnötig belasteten. Obwohl unter diesen Bedingungen die Auswertbarkeit des Datenmaterials ohnehin stark eingeschränkt ist, wurde zur Schonung des Systems in die Software eine Funktion integriert, welche dann den Rotor in eine zuvor fest gewählte Richtung fährt und anschließend in den manuellen Betriebsmodus schaltet. Dadurch kann das System auch gefahrlos in der Nacht unbeaufsichtigt betrieben werden.

Das System ist somit in der Lage, die Windrichtung direkt und genauer als mit einer zusätzlichen Windfahne zu bestimmen, da das Ultraschallanemometer die Windkomponenten trägheitsfrei ohne Verfälschung durch die aerodynamische Charakteristik einer Windfahne messen kann. Voraussetzung ist natürlich, dass die durch den Sensor selbst erzeugten Fehler minimiert werden können. Die Winkelgenauigkeit der Stellung beträgt $\pm 0.24°$ bei einer Auflösung von absolut 0.48° (Beier *et al.*, 1994). Dementsprechend genau sollte die absolute Ausrichtung des Systems beispielsweise anhand terrestrischer Sichtmarken eingemessen werden. Die Verwendung eines Kompasses allein genügt nicht den Anforderungen. Über dem Gletscher ist diese Bedingung leicht zu erfüllen, da kein Mangel an geeigneten Landmarken herrscht.

Die eigentliche Rotorsteuerung funktioniert als einfacher Regelkreis. Ausgehend von der aktuellen Position auf dem Vollkreis wird anhand der kontinuierlich eingehenden Daten über ein geeignet bemessenes Zeitintervall eine Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen erstellt, wie sie in

Abbildung 4.12 beispielhaft wiedergegeben ist. Die Länge des Zeitintervalls kann bei relativ stationärer Windrichtung ausgedehnt werden, bei stärkerer Variation auf wenige Minuten verkürzt werden. Im Gletscherwind sind 10 Minuten völlig ausreichend. Die Häufigkeitsverteilung wird daraufhin im nächsten Schritt ausgewertet, und die Lage des Maximums mit der aktuellen Stellung verglichen. Weichen diese ab, wird ein Fahrbefehl zur Position des Sektors mit der maximalen Häufigkeit der Windrichtung gegeben, wobei zuvor noch eine Abwägung erfolgt, ob der Fahrtweg in Relation zur Größe der Abweichung nicht unverhältnismäßig groß wäre. Die automatische Fahrt dauert maximal ca. 1 Minute. Anschließend wird durch Auslesen des Registers des Winkelkodierers mehrfach geprüft, ob die gewählte Position tatsächlich erreicht wurde. Falls ja, wird die nächste Häufigkeitsverteilung erstellt. In der Regel sind die Fahrwege kurz bemessen und überstreichen maximal 1 bis 2 Sektoren, wie das Beispiel in *Abbildung 4.13* während des **HyMEX 2000** –Experimentes verdeutlicht. Dort kam es zu einer 10°-Korrektur nach rechts. Wegen der außerordentlichen Stabilität der Windrichtung in den Nachtstunden, ergaben sich praktisch überhaupt keine Rotorfahrten. Lediglich in den Mittagsstunden waren Korrekturen im Bereich bis zu 50° erforderlich. Da die Station tagsüber durchgehend überwacht wurde, konnte in dieser Zeit gelegentlich auch eine manuelle Korrektur durchgeführt werden.

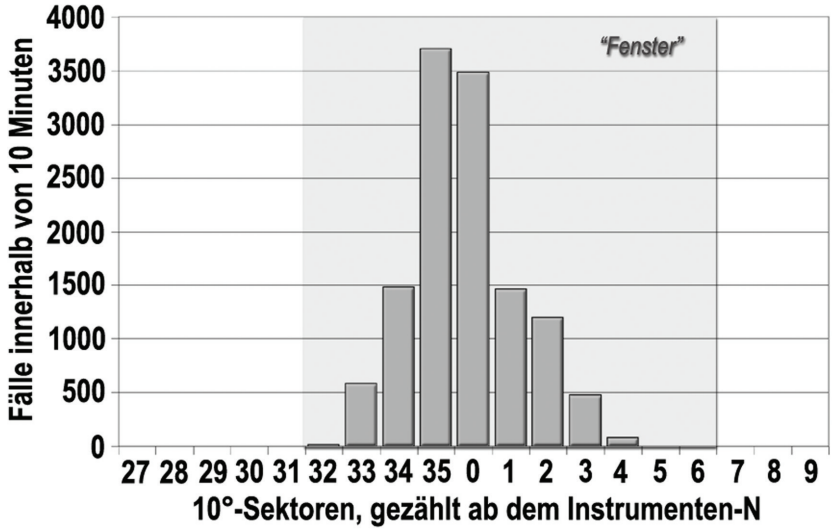


Abb. 4.12: *Beispiel einer Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen, wie sie das System zur Überprüfung der Position des Rotors in 10-Minutenintervallen erstellt. Grau unterlegt ist das gegenwärtig aktive „Fenster". Diese Verteilung beispielsweise hat eine Fahrt um 10° nach links zum Sektor 35 zur Folge, um das Instrumenten-Nord mit der häufigsten Windrichtung abzugleichen.*

Insbesondere über einer Gletscheroberfläche mit ihren kontinuierlichen Veränderungen kann eine konstante Orientierung des Anemometers gegenüber dem Lot nicht gewährleistet werden. Deshalb ist es wichtig, die Absolutlage des Instrumentes im Raum permanent zu überwachen und die Komponenten des Windvektors bezüglich der Bewegungen zu korrigieren. Der Hersteller KAIJO-DENKI hat für seine Messköpfe ein Inklinometer (Typenbezeichnung IC-05D, Auswerteeinheit CM100) entwickelt, mit welchem die temperatur- und windlastabhängigen Schwankungen direkt und kontinuierlich gemessen werden können. Das zuvor beschriebene Rotorsystem und die durch die Rotorfahrten zwangsläufig herbeigeführten Lageänderungen machen den Einsatz eines derartigen Zusatzes unentbehrlich. Die Kenntnis der exakten Orientierung des Windvektors im Raum ist über einem Gletscher umso wichtiger, da hier wegen der zu erwartenden katabatischen Winde nicht von einer horizontalen Orientierung der mittleren Strömung ausgegangen werden kann.

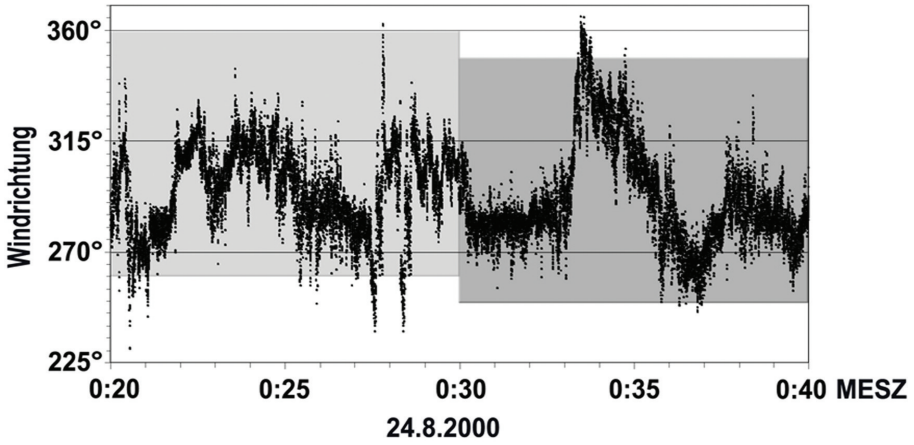


Abb. 4.13: *Beispiel der Wirkungsweise der Rotorsteuerung kurz nach Mitternacht am 24.8.2000. Die Rotorposition wechselt nach 10 Minuten auf Grund der Häufigkeitsverteilung um 10° nach rechts. Dadurch konnte auch im folgenden Abschnitt (dunkelgrau unterlegt) die Anströmung im optimalen Bereich gehalten werden.*

Das Inklinometer von *Kaijo-Denki* ist fest mit dem Messkopf des Ultraschallanemometers verbunden. Es arbeitet nach dem Prinzip eines gefesselten Pendels und gibt die Neigungswinkel der horizontalen Achsen des Anemometers mit einer hohen Winkelauflösung (0.05°) bei einer Trägheitszeit von 0.5 Sekunden an. Spezielle Laboruntersuchungen konnten die Spezifikationen des Herstellers bestätigen (Beier & Weber, 1992). Bedingt durch seine Bauart liefert es jedoch nicht nur statisch den Winkel gegen das Lot, sondern registriert auch Beschleunigungen des Systems, wie sie etwa bei Schwingungen des Messturms auf Grund von Windlaständerungen oder Wartungsarbeiten auftreten. Es ist letztlich das einzige System, mit dem die asynchron stattfinden Rotorbewegungen sowohl bezüglich der Drehrichtung als auch der Zeitpunkte für den Beginn und das Ende der Fahrt eindeutig bestimmt werden können. Letztere zeigen sich durch nach unten bzw. nach oben gerichtete Spitzen in der Signalregistrierung (Weber, 1995). Zur absoluten Bestimmung der Lage der Windvektoren müssen daher die Rohsignale des Inklinometers zunächst gefiltert werden, um die nur durch Beschleunigungen bedingten Signaländerungen zu eliminieren. Die exakte Bestimmung der Koordinaten des Windvektors in einem kartesischen Koordinatensystem mit der Z-Achse parallel zur Richtung des Geopotentials erfolgt anhand einer 3D-Koordinatentransformation, welche auf der modifizierten Form eines Algorithmus von Mitsuta & Fujitani (1974) basiert. Letztere haben die Transformation zur Korrektur von Eddykorrelationsmessungen an einem Mast auf einem stampfenden Schiff entwickelt. Der Kern besteht aus einer dreidimensionalen Drehmatrix, bei welcher sich der Drehpunkt nicht im Koordinatenursprung befinden muss. Die daraus resultierende Koordinatentransformation ist nicht identisch mit jener, die allgemein als „*Neigungs-Korrektur*" bekannt ist (z.B. Foken, 2003). Hierbei wird das Verschwinden der mittleren Vertikalkomponente erzwungen, was in der abwärts gerichteten Strömung über einem Gletscher nicht unbedingt gelten muss, da hier advektive Prozesse eine bedeutende Rolle spielen.

Da für das Ultraschallanemometer *R2* kein dem *IC-05D* vergleichbares Inklinometer auf dem Markt angeboten wird, wurde letzteres am *MIM* mit präziser Feinmechanik so umgebaut, dass es auch in Kombination mit dem Solent verwendet werden kann (*Tafel XV*). Damit ist das Messsystem mit den wesentlichen Komponenten ausgerüstet, die eine möglichst genaue Erfassung der Variationen der Windkomponenten erlauben.

Auf den ersten Blick wirkt der Vergleich der 10-Minuten-Mittelwerte der US-Messungen mit den aus dem Mastprofil auf die gleiche Messhöhe interpolierten Werten in *Abbildung 4.14* unbefriedigend, aber man muss sich darüber im klaren sein, dass ein solcher Vergleich unter den Bedingungen über dem Gletscher schwierig ist. Beide Systeme besitzen einerseits unterschiedliche Transferfunktionen, andererseits können sich, wie im *Kapitel 5* anhand spektraler Untersuchungen noch eingehender gezeigt, die

Windgeschwindigkeiten auf eine Distanz von wenigen Metern erheblich ändern.

Zur Messung der Fluktuation der Lufttemperatur wurde kein zusätzliches Messgerät eingesetzt, sondern diese aus den Messungen der Schallgeschwindigkeit an der Vertikalstrecke des Ultraschallanemometers in Verbindung mit den Referenzmessungen des Luftdrucks, der Feuchte und der Temperatur abgeleitet. Eine wichtige Voraussetzung dazu ist, dass sämtliche Einzelmessungen in der vollen Auflösung als Rohdaten abgespeichert und erst nach dem Experiment vollständig ausgewertet werden. Der Einsatz direkter Methoden, wie beispielsweise Thermoelemente oder Hitzdrahtinstrumente bietet demgegenüber nicht unbedingt einen Vorteil, denn Sensoren dieser Art sind extrem anfällig gegenüber Kondensation, Niederschlag oder gar Eisansatz bei tiefen Temperaturen. Ein weiteres Problem kann die in unterschiedlichen Volumen stattfindende Messung bedeuten (*Kapitel 5*). Andererseits ist die Temperaturmessung mit dem Ultraschallanemometer ebenfalls problematisch, wie die folgenden Ausführungen verdeutlichen.

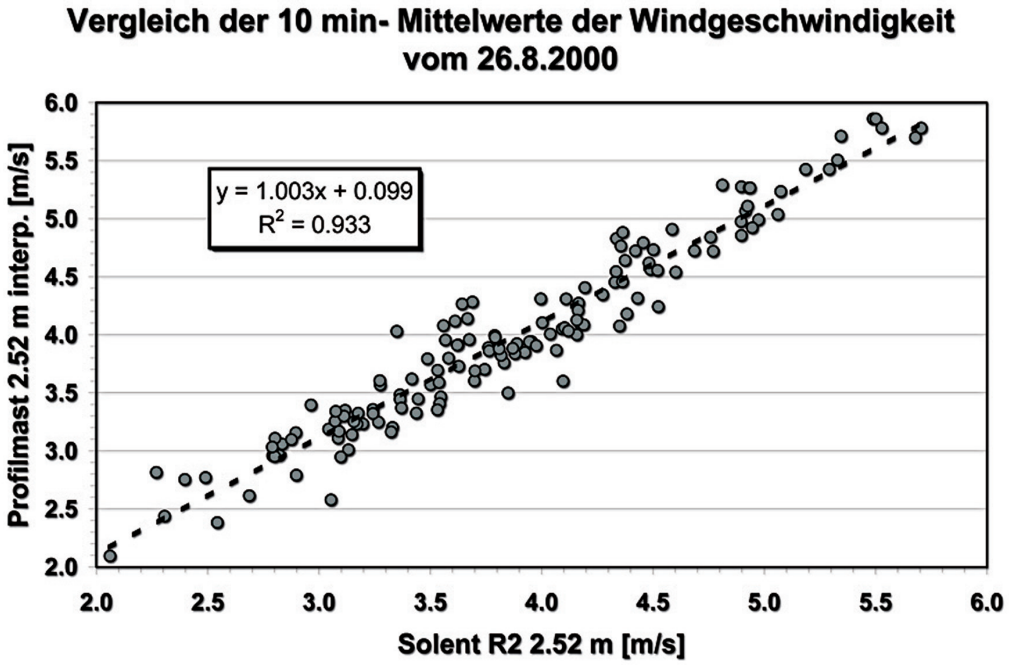


Abb. 4.14: *Streudiagramm des Vergleichs der 10-Minuten-Mittelwerte der horizontalen Windgeschwindigkeit, gemessen mit dem Ultraschallanemometer in 2.52 m über dem Eis, und den aus dem mit Schalenkreuzanemometern gemessenen Vertikalprofil auf das identische Messniveau interpolierten Werten.*

Die nach Gleichung *[4.22]* bestimmte Schallgeschwindigkeit c ist unter der Annahme eines adiabatischen Prozesses bei der Schallausbreitung von der absoluten Temperatur $\mathbf{T_a}$ [K], dem Wasserdampfpartialdruck **e** [hPa] und dem Luftdruck **p** [hPa] abhängig:

$$\textbf{[4.24]} \quad c^2 = 402.7 \cdot T_a (1 + 0.3192 \cdot \frac{e}{p}) .$$

Unter Nutzung der vom Ultraschallanemometer bereitgestellten Schallgeschwindigkeit erhält man damit die sogenannte akustische Virtuelltemperatur $\mathbf{T_{av}}$ [K]:

$$\textbf{[4.25]} \quad T_{av} = \frac{402.7}{c^2} = T_a (1 + 0.3192 \frac{e}{p}) ,$$

welche sich lediglich durch die Konstante von der in der Meteorologie herkömmlich verwendeten virtuellen Temperatur unterscheidet. $\mathbf{T_{av}}$ ist unter den Bedingungen über dem Gletscher ($\mathbf{e} \approx 3$ bis 8 hPa, $\mathbf{p} \approx$ 720 hPa) ca. 1.5 bis 3 K höher als die reale Lufttemperatur. Die sich ergebende Varianz ist zusätzlich durch die hochfrequenten Feuchte- und Druckschwankungen beeinflusst. Sind **e** und **p** zeitsynchron bekannt, kann T direkt aus Gleichung *[4.25]* berechnet werden. In der Praxis ist dies in der Regel jedoch nicht der Fall. Zur Messung der Schwankungen des Luftdrucks im Bereich von 20 Hz gibt es überhaupt kein praktikables Messverfahren, und bei der mit dem Absorptionshygrometer gemessenen spezifischen Feuchte ist zunächst nicht sichergestellt, ob sie wirklich für das vermessenen Luftvolumen repräsentativ ist. Deshalb kann die tatsächliche Lufttemperatur leider nur sehr ungenau direkt berechnet werden.

Sollen nur Zeitreihen visuell analysiert werden, ist die Berechnung der Temperatur mit der Gleichung

$$\textbf{[4.26]} \quad T \approx \frac{T_{av}}{(1+0.3192\cdot \overline{e}/\overline{p})} - 273.15,$$

unter Verwendung von Mittelwerten des Dampfdrucks und des Luftdrucks als grobe Näherung zulässig, da die Varianz von **e** in der Regel deutlich kleiner ist als die der Temperatur und daher das Bild der Fluktuation von **T** dem der wahren Lufttemperatur ähnelt.

Flüsse sollten allerdings mit **T** nicht direkt berechnet werden. Hierbei ist es wesentlich praktikabler, zunächst mit der akustischen Virtuelltemperatur $\mathbf{T_{av}}$ weiterzurechnen und erst bei der Bestimmung der Flüsse die erhaltenen Kovarianzen anhand der psychrometrisch ermittelten Mittelwertsmessungen von Luftdruck und Feuchte und - falls vorhanden - mittels der Fluktuationsmessungen der Feuchte zu korrigieren. Ein praktikabler allgemein anerkannter Korrekturansatz wurde von SCHOTANUS *et al.* (1983) entwickelt (FOKEN, 2003). Er lautet

$$\textbf{[4.27]} \quad \overline{w'T'} = \overline{w'T_{av}'} - 0.51\overline{T}\,\overline{w'q'} + 2\frac{\overline{T}\,\overline{u}}{\overline{c}^2}\overline{u'w'},$$

hier formuliert für die spezifische Feuchte **q**. Mit dem letzten Term wird zudem noch eine Korrektur des sogenannten Querwindfehlers angeboten, welcher aus der Ablenkung des Schallsignals normal zur Messstrecke resultiert. Im Verhältnis zur Differenz zwischen **T** und $\mathbf{T_{av}}$ ist dieser Effekt in der Regel deutlich kleiner in der Wirkung. Der Ansatz *[4.27]* gilt streng genommen jedoch nur für Ultraschallanemometer mit einer senkrecht orientierten Messstrecke, die gegenwärtig nicht mehr üblich ist. Inzwischen wurde er jedoch für die gängigen Modelle der Ultraschallanemometer unter unterschiedlichen Stabilitätsbedingen erweitert, darunter auch das **Solent R2A** (FOKEN, 2003). Dank der Rotation in die vorherrschende Windrichtung wird die Anfälligkeit des Systems für den Querwindfehler weiter reduziert.

Als ein wesentliches Qualitätskriterium für eine Messung wird die Reproduzierbarkeit von unabhängig gewonnenen Referenzmessungen herangezogen. Leider werden insbesondere bei der Temperaturbestimmung mit dem Ultraschallanemometer erhebliche Abweichungen gefunden, die allein mit den zuvor behandelten physikalischen Zusammenhängen nicht erklärbar sind. Die *Abbildung 4.15* zeigt einen Vergleich der Zeitreihen der 10-Minutenmittelwerte der aus den Referenzmessungen mit dem rechten Term von Gleichung *[4.25]* bestimmten akustischen Virtuelltemperatur und der mittels der Ausgabe der Schallgeschwindigkeit des Ultraschallanemometers mit dem linken Term von *[4.25]* bestimmten Größe. Abgesehen von geringen Abweichungen durch den räumlichen Abstand der Messungen sollten diese übereinstimmen. Dies ist jedoch nicht der Fall, vielmehr zeigen sich systematische Abweichungen zwischen Tag und Nacht in einer Größenordnung, die durch keine der beschriebenen Korrekturen ausgeglichen werden können. Dieses Problem trat jedoch keinesfalls als Einzelfall während der **HyMEX**-Messungen auf, sondern wurde auch von anderen Experimentatoren beschrieben, welche das **Solent R2** verwendeten. Bei LAUBACH (1996) beispielsweise wurde die Differenz in vergleichbarer Messhöhe in nahezu identischer Form und Größenordnung dokumentiert und mögliche Ursachen diskutiert und untersucht.

Auffallend ist, dass der Fehler überwiegend in den Nachtstunden auftritt. Weiterhin besteht der allge-

meine Konsens (LAUBACH, 1996), dass er mit Ungenauigkeiten bei der Bestimmungen der Laufzeit des Ultraschallimpulses in Verbindung steht, welche zusammen mit dem Abstand von Sender- und Empfängereinheit gegenüber der einfachen Ableitung der Windgeschwindigkeit in weitaus bedeutenderem Maße bei der Temperaturbestimmung eingehen. Im ersteren Fall handelt es sich nur um eine Differenz, bei letzterem gehen die Größen nach den Gleichungen *[4.22]* und *[4.25]* als Absolutwerte und sogar quadratisch in die Berechnung ein. Es genügen also bereits geringe Schwankungen bei der Genauigkeit der Laufzeitbestimmung, um Fehler in der beobachteten Größenordnung zu erzeugen.

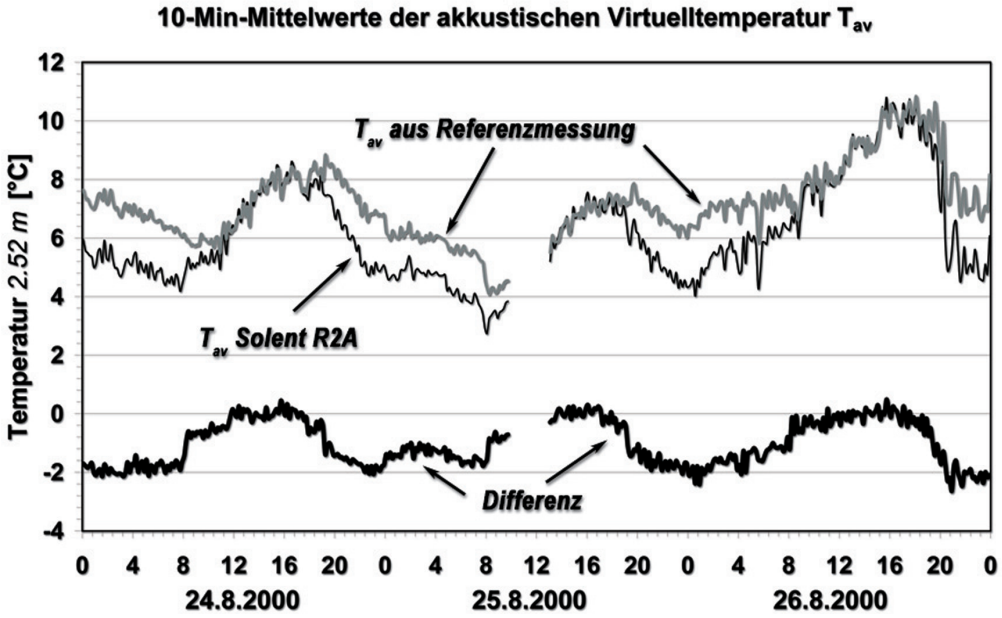


Abb. 4.15: *Zeitreihen der nach Gleichung [4.25] aus den Referenzmessungen von Temperatur, Luftdruck und Dampfdruck abgeleiteten akustischen Virtuelltemperatur und der mit dem Ultraschallanemometer direkt gemessenen während der Intensivmessphase von* ***HyMEX 2000****. Zusätzlich ist die Differenz der Messwerte aufgetragen. In der Lücke sind wegen Ausfall der Psychrometer keine gesicherten Referenzwerte verfügbar.*

Der charakteristische Tagesgang veranlasste LAUBACH (1996) zu der Spekulation, dass als Ursache Tröpfchen- oder gar Reifbildung an den Mikrofonen durch Kondensationsprozesse in Frage kommen könnte, welche die Empfangs- und Sendecharakteristik zeitweise beträchtlich verändern würde. Dass die Ausbildung einer Wasser- oder Reifschicht tatsächlich zu Fehlern zwischen 0.7 bis 2 K führen, zeigt er anhand von entsprechenden Abschätzungen. Dass auch während der Messungen über dem Gletscher Reifbildung an den Sensoren stattgefunden hat, ist sehr wahrscheinlich. Dafür spräche auch das sprunghafte Einsetzen der Störung bei Sonnenuntergang sowie die stufenförmige Regeneration bei Sonnenaufgang. Zunächst wird der Reif geschmolzen und es verbleibt eine Wasserschicht, welche allmählich verdunstet wird. Der Effekt ist sicherlich von der Bauart des Sensors abhängig. Instrumente mit kurzen Messstrecken, wie das hier beschriebene **Solent R2** sind stärker betroffen als Geräte mit längeren Schallstrecken (z.B. *Kaijo-Denki*).

Unabhängig von der letztendlichen Klärung der Ursache des Fehlers ist das Fazit, dass es sich um eine Drift der Kalibrierstabilität des Messgerätes handelt, der mittels physikalisch basierter Korrekturverfahren bislang nicht beizukommen ist. Dies ist aber bei den sogenannten „schnellen" Sensoren keine Seltenheit, wie auch das im nächsten Abschnitt behandelte Kalibrierverfahren des Absorptionshygrometers zeigt. Geräte mit instabilen Kalibrierkoeffizienten müssen abschnittsweise regressiv durch den Vergleich mit einer absoluten Referenz kalibriert werden, wobei die unterschiedlichen Reaktionszeiten zu berücksichtigen sind. Dies gilt auch für die Temperaturmessung mit dem Ultraschallanemometer, wobei zu beachten

ist, dass die Referenz nicht die gemessene Lufttemperatur, sondern die akustische Virtuelltemperatur ist. Unter der Bedingung einer ausreichenden zeitlichen Variation der Messgröße, lässt sich auch hier eine Genauigkeit von ca. 5% im Mittelwert erreichen, was zumindest befriedigend ist. An dieser Stelle wird jedoch erneut deutlich, dass Geräte zur Messung nach dem Eddykorrelationsverfahren niemals eigenständig betrieben werden können, sondern immer eine möglichst akkurate „träge" Referenzmessung erfordern. Außerdem müssen sämtliche Rohdaten kontinuierlich aufgezeichnet werden, um anhand dieser nachträglich die erforderlichen Korrekturen überhaupt durchführen zu können. Die Speicherung von Mittelwerten und sonstigen statistischen Kenngrößen genügt nicht und führt letztlich nur zu ungenauen Ergebnissen oder sogar nutzlosem Datenmüll. Dass auch die Auswertung den Rückgriff auf die Originalregistrierung erfordert, wird im nachfolgendem Kapitel noch ausführlicher behandelt.

Der Einsatz des Solent-Ultraschallanemometers mit seinem digitalen Datenverarbeitungskonzept erforderte eine Neukonzeption der Steuerungssoftware, die für das *DAT300* entwickelt wurde. Letzteres liefert kontinuierliche analoge Spannungssignale, die zusammen mit denen der zusätzlichen Messgeräte im Erfassungsrechner mittels einer schnellen 32-Kanal 16-Bit-AD-Wandlerkarte digitalisiert und weiterverarbeitet wurden. Der Messtakt von 10 Hz wird durch die Erfassungssoftware vorgegeben und dadurch gleichzeitig auch die Synchronisation der Messungen gewährleistet.

Das *R2A* besitzt dagegen eine eigenständige Taktung, welche zudem zu einer nicht ganzzahligen Abtastrate von 20.823 Hz führt, die nur schwer mit den weiteren externen Messsignalen z.B. des Absorptionshygrometers synchronisiert werden kann. Zur Lösung dieses Problems ist das Gerät mit einer eigenen Einheit zur Wandlung von analogen Spannungssignalen ausgestattet, an die bis zu 5 Spannungssignale angeschlossen werden können, die mit einer Abtastfrequenz von 10 Hz digitalisiert und synchron in den Datenstrom des Anemometers eingefügt werden. Da im Fall der **HyMEX**-Messungen diese 5 externen Kanäle für die zeitlich hoch aufgelöst zu registrierenden Analogsignale ausreichten, war kein weiterer Bedarf an Digitalisierungshardware vorhanden. Für die Datenqualität hat dieses Verfahren nur Vorteile, denn bei der Digitalisierung der Messsignale innerhalb der Computer ließ sich die Einstreuung hochfrequenter Störsignale auch durch umfangreiche Vorkehrungen zur Abschirmung und aufwändige Filtersysteme nie ganz vermeiden. Das *R2A* ist dagegen mit einem leistungsfähigen Wandlersystem ausgestattet, welches sehr rauscharme Datenströme liefert.

Die serielle digitale Datenübertragung ist auch über größere Distanzen sehr sicher und schließt Fehler durch externe Einstreuung nahezu vollständig aus. In ihr wurzelt letztlich der Siegeszug der modernen Telekommunikationstechnik. Der Nachteil gegenüber der analogen Technik ist, dass es zwischen der Datenaufnahme und deren Empfang und Verarbeitung zu erheblichen Verzögerungen kommt, das Resultat damit in „Echtzeit" nie zur Verfügung steht.

4.3.6 Das Krypton-Hygrometer und dessen Einsatzgrenzen

Zur Messung der turbulenten Schwankungen des Wasserdampfgehaltes der Luft wurde bei den **HyMEX**-Experimenten ein optisches Absorptionshygrometer eingesetzt. Dessen Messverfahren nutzt die Absorbtion von Licht einer bestimmten Wellenlänge durch Wasserdampfmoleküle entlang einer Absorberstrecke. Dafür geeignete Spektrallinien finden sich sowohl im ultravioletten als auch infraroten Bereich des Spektrums. Messgeräte nach diesem Prinzip sind mehr oder weniger einfach aufgebaut. Während im UV-Bereich arbeitende Instrumente im allgemeinen nach dem „*Open-Path*"-Prinzip konstruiert sind, d.h. die Messstrecke frei der Luftzirkulation ausgesetzt ist, werden IR-Geräte häufig als „*Closed-Path*"-Versionen angeboten. Bei letzteren wird eine Luftprobe über ein Schlauchsystem in eine geschlossene Messkammer gesaugt und dort analysiert. Der Vorteil liegt in der Option, die Schläuche auf ein konstantes Temperaturniveau zu beheizen und daher den Einfluss temperaturbedingter Dichtefluktuation minimieren zu können. Andererseits handelt es sich um dynamisch sehr komplexe Systeme, die zudem eine ausgeprägte Tiefpasscharakteristik aufweisen. Ein häufig eingesetzter Vertreter dieser Geräteklasse ist der Gasanalysator der Fa. **LI-COR Inc.**, der gleichzeitig die Konzentration von H_2O und CO_2 messen kann (LAUBACH, 1996). Eine Übersicht über die gegenwärtig kommerziell erhältlichen Geräte zur Messung der Feuchte-

fluktuation auf optischer Basis findet sich bei FOKEN (2003).

Für die Absorption von Wasserdampf im ultravioletten Spektralbereich werden entweder die Linie des atomaren Wasserstoffs mit einer Wellenlänge von 121.56 nm (auch bekannt als *Lyman-α-Linie*) oder die benachbarten Kryptonlinien bei 123.58 und 116.47 nm genutzt. Bei letzteren gibt es noch eine geringe Querempfindlichkeit gegenüber Sauerstoff und Ozon. Kommerziell realisiert wurde das Messverfahren bislang in Form des Lyman-α-Hygrometers (der bekannteste Vertreter ist das *LA-1* der *Fa. AIR*) und des Krypton-Hygrometers (*KH 20, Fa. Campbell Scientific*). Beide Instrumente sind ähnlich aufgebaut. Als Strahlungsquelle dient eine möglichst stabil leuchtende UV-Lampe, deren Licht durch ein Filterfenster über eine 3-10 mm (Lyman-α) oder 5 – 15 mm (Krypton) lange freie Messstrecke auf einen Detektor geleitet wird. Dort wird die verbliebene Intensität in eine Spannung umgewandelt, die über eine Verstärkerstufe als analoges Messsignal ausgegeben wird. Die ursprüngliche Intensität $\mathbf{I_0}$ wird nach dem Gesetz von Lambert-Beer exponentiell nach

$$I = I_0 \cdot e^{-k_w \cdot l \cdot \frac{C}{C_o}} \qquad [4.28]$$

proportional zum Absorptionskoeffizienten $\mathbf{k_{w,}}$ der Länge der Messstrecke **l** und der Absorberkonzentration **C** in Relation zu einem Referenzwert $\mathbf{C_0}$ abgeschwächt. Damit ergibt sich theoretisch zwischen der Wasserdampfkonzentration und dem Logarithmus des Ausgangssignals bei linearer Verstärkung eine einfache lineare Beziehung. Je schwächer die Lampe, je länger die Messstrecke und je höher die Wasserdampfkonzentration, desto kleiner wird die Ausgangsspannung.

Am **MIM** hatte man sich 1988 nicht allein aus Kostengründen für den Erwerb des damals noch weniger bekannten Krypton-Hygrometers *KH 20* von *Campbell Scientific* entschieden (BEIER & WEBER, 1992). Es versprach gegenüber dem LA-1 eine anwenderfreundlichere Handhabung, eine längere Lebensdauer der Lampenröhre, eine größere Stabilität des Messsignals sowie einfache Kalibrierungsverfahren. Der prinzipielle Aufbau des Sensors kann der *Abbildung 4.16* entnommen werden.

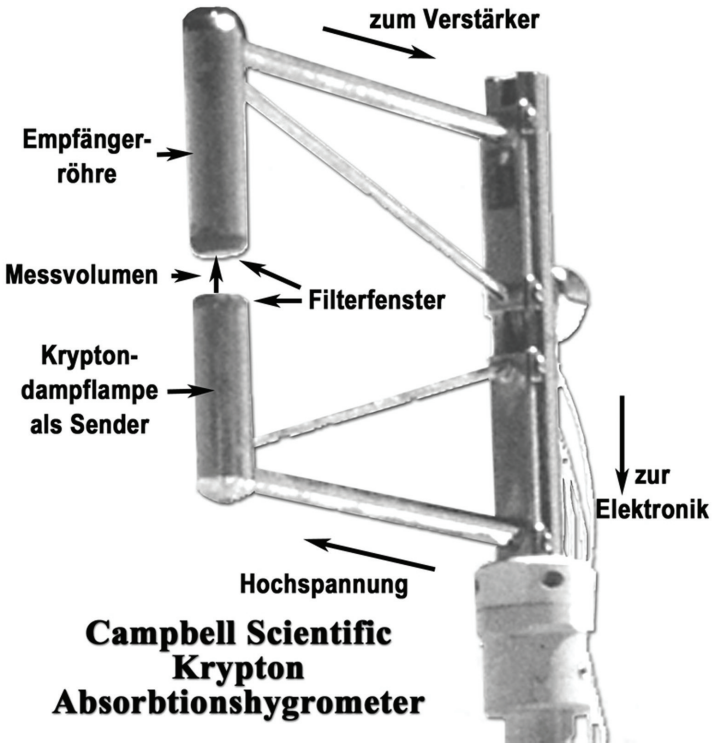


Abb. 4.16: *Aufbau des Krypton-Absorptionshygrometer KH 20 der Fa. Campbell Scientific.*

Bereits bei dessen Einsatz während der ersten Experimente offenbarten sich Probleme mit den Krypton-UV-Lampen, welche eine Lebensdauer von nur wenigen Tagen zu haben schienen. Eine Untersuchung des Problems ergab jedoch, dass die Hochspannungsversorgung des Gerätes in der Leistung nur sehr knapp bemessen war und daher die Stromregelung bei älteren Röhren zu Schwingungen führte. Entsprechende Modifikationen und Verbesserungen im Bereich der Steckerverbindungen konnten das Problem weitgehend beheben und die Betriebsdauer der Röhren auf mehrere Monate erweitern. Allerdings konnte mit zunehmender Alterung der Röhre ein kontinuierlicher Abfall der Lichtintensität festgestellt werden (BEIER & WEBER, 1992).

Im Rahmen des Budgets für die **HyMEX**-Experimente konnte angesichts der mit ca. US$ 1000.- relativ hohen Kosten für die als Einzelstücke angefertigten Röhren kein Ersatz beschafft werden, was ein gewisses Risiko barg. Das 1998 eingesetzte System zeigte leider ebenfalls nach einiger Zeit die Tendenz zu charakteristischen Schwingungen im Ausgangssignal, wie sie beispielhaft für einen Ausschnitt der Messungen vom 11.8.1998 anhand der Darstellung der Originaldaten auf *Tafel XX* (4. Reihe rechts) sichtbar werden. Da sich deren Frequenz jedoch als sehr stabil erwies, konnte das ursprüngliche Signal (*in der Abbildung durch eine dickere Linie gekennzeichnet*) durch digitale Filterung in befriedigender Weise rekonstruiert werden. Für die Messungen im August 2000 wurde auf ein anderes System ausgewichen, dessen Röhre in besserem Erhaltungszustand war und einen weitgehend ungestörten Signalverlauf aufwies.

Nicht nur wegen der abnehmenden Lichtemission der Röhre zeigt das Instrument deutliche Empfindlichkeitsschwankungen. Ähnlich wie bei dem *Lyman-α-Hygrometer* von *AIR* wird auch beim *KH 20* das Licht durch ein Filterfenster geleitet, dessen Durchlässigkeit für UV-Licht sich wegen seiner hygroskopischen Eigenschaften mit der relativen Feuchte ändert (BEIER & WEBER, 1992; FOKEN, 2003). Bis zu einem Grenzwert von 95% relativer Feuchte bleibt die Empfindlichkeit bis auf ±10% einigermaßen konstant, bei höherer Feuchte wird das Fenster praktisch blind. Bei Benetzung durch Niederschlag ist das Instrument über einen Zeitraum von Stunden unbrauchbar, sofern man die Fenster nicht künstlich abtrocknet. Besonders kritisch sind Zeiträume mit Kondensation, da sich die Feuchtigkeit an dem metallenen Sensor sehr früh niederschlägt. Es handelt sich bei dem *KH 20* somit um ein typisches „Schönwetter-Instrument", mit dem eine lückenlose Messreihe unter rauer Witterung kaum erhältlich ist. Unter günstigen Bedingungen ohne Niederschlag und weitgehend trockener Luft können dagegen erfahrungsgemäß 60% bis 80% des Zeitraums sinnvoll ausgewertet werden.

Eine weitere Ursache für die Abnahme der Empfindlichkeit liegt in einer Anlagerung von Staubteilchen und Aerosolen an den Filterfenstern. Durch die anliegende Hochspannung ist dessen Umgebung sehr stark aufgeladen und damit magnetisch. Die bezüglich von Schwebteilchen „saubere" Hochgebirgsluft reduziert dieses Problem gegenüber Messungen im Flachland drastisch, so dass es während der **HyMEX**-Experimente praktisch nicht in Erscheinung trat. Es genügte vollkommen, die Fenster einmal täglich mit reinem Alkohol zu reinigen.

Wegen der ausgeprägten Schwankungen der Empfindlichkeit war die vom Hersteller zusammen mit dem Instrument gelieferte Werkskalibrierung nicht anwendbar. Da es sich um ein offenes System handelt, ist die Reduktion der Lichtenergie bei sonst konstanten Bedingungen primär vom Abstand zwischen dem Sende- und dem Empfängerfenster und der Anzahl der sich dazwischen befindlichen Wasserdampfmoleküle abhängig. Gemessen wird somit die Masse H_2O pro Volumeneinheit, also die absolute Feuchte **af** in g/m^3. Nach *Gleichung [4.28]* ergibt sich zwischen **af** und dem Logarithmus des Ausgangssignals eine lineare Beziehung. Deren Steigung entspricht der Empfindlichkeit, die vom Abstand **l** zwischen Sender und Empfänger und der Durchlässigkeit der Filterfenster abhängt. Um die auf Grund der oben beschriebenen Ursachen auftretende zeitliche Drift des Signals eliminieren zu können, müssen Nullpunkt und Steigung der Kalibrationsgeraden abschnittsweise durch Regression gegen eine Referenzmessung neu bestimmt werden. Wichtig ist dabei, dass die Variation der absoluten Feuchte über den betrachteten Zeitabschnitt ausreichend groß ist, um die Parameter der Ausgleichsgeraden mit einer befriedigenden Signifikanz zu bestimmen. Dank der niedrigen absoluten und relativen Feuchten über dem Gletscher war der Signalpegel mit 1 bis 4 V bei L = 15 mm relativ hoch, so dass das Signal-Rauschverhältnis auch bei relativ großen Abständen sehr günstig war. Ein Beispiel für die Berechnung der Kalibrationsgleichung zeigt die *Abbildung 4.17* für zwei Zeitabschnitte am 26.8.2000. Sie zeigt in beiden Fällen durchaus eine

für eine In-Situ-Kalibration befriedigende Linearität. Die großen Unterschiede in Steigung und Offset resultieren wesentlich aus der wiederholt erforderlichen Anpassung des Messstreckenabstandes an die sich drastisch verändernden Feuchteverhältnisse, da die Ausgangsspannung des KH 20 den mit 2500 mV relativ knapp bemessenen Maximalwert der Eingangsspannung an den Analogeingängen des Anemometers nicht überschreiten durfte.

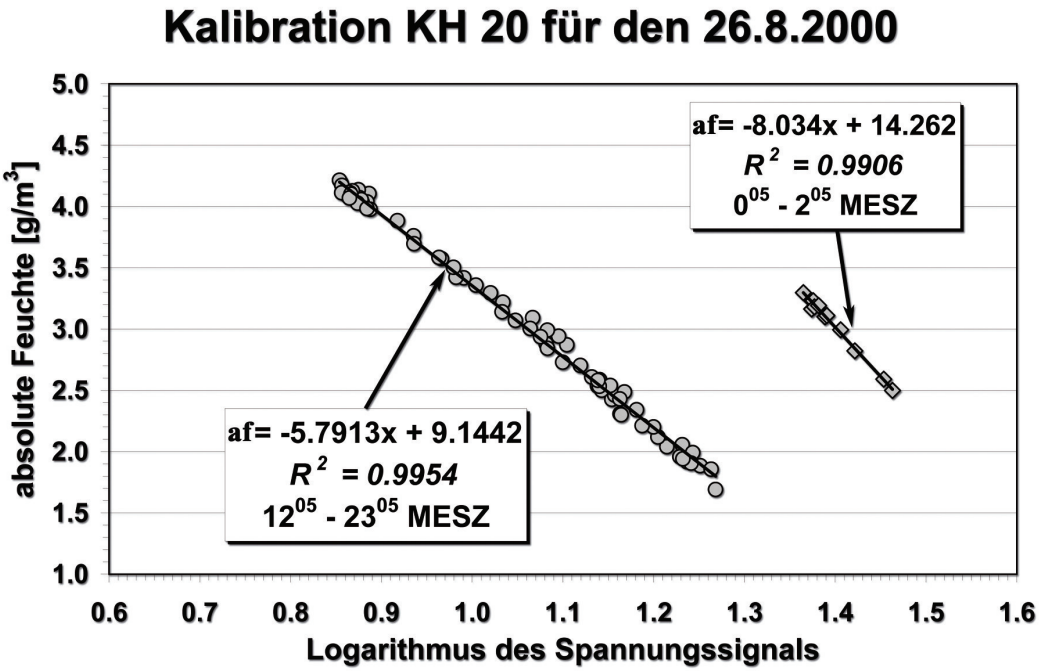


Abb. 4.17: *Abschnittsweise lineare Regression der 10-Minutenmittelwerte des Spannungssignals des KH20 gegen Referenzwerte der absoluten Feuchte vom 26.8.2000 für zwei Zeiträume mit unterschiedlicher Empfindlichkeit des Instruments.*

Um letzteres zu vermeiden, musste **l** deutlich vergrößert werden. Leider kam es insbesondere in den Nachtstunden (während denen die Anlage unbeaufsichtigt betrieben wurde) dennoch mehrfach zu deutlichen Überschreitungen des Maximalwertes, so dass es längere Zeitabschnitte mit unbrauchbaren Messdaten gab. Andererseits konnte **l** auch nicht beliebig vergrößert werden, da dann die natürlich im Sonnenlicht enthaltene UV-Strahlung zunehmend in den Strahlengang des Instruments gelangt und den Signal-Nullpunkt deutlich beeinflusst. Zur Minimierung des Effekts muss das Gerät immer in der Weise montiert werden, dass der Sender nach oben und die Empfängereinheit zur Oberfläche hin gerichtet ist. An der Gletscherfläche wird jedoch ebenfalls UV-Licht nach oben reflektiert und kann somit die Empfängereinheit erreichen. Die Wahl des jeweilig günstigsten Abstands gestaltete sich unter den außerordentlich trockenen Bedingungen während **HyMEX 2000** als schwierige Optimierungsaufgabe, die nicht immer erfolgreich gelöst werden konnte. Einerseits wünscht man als Experimentator eine maximale Auflösung des Signals, andererseits durfte der zulässige Spannungsbereich der Datenerfassung unter keinen Umständen überschritten werden. Das Nachfolgemodell des Solent R2, - das Modell R3 -, ist mit einer AD-Wandlereinheit mit einem Messbereich bis zu 5 V ausgestattet, wodurch diesem Problem die Schärfe genommen wird.

Trotz der Summe der Probleme hat sich das Absorptionshygrometer **KH 20** bei den Messungen über dem Gletscher besser bewährt als im Flachland über Vegetation. Es dürfte gegenwärtig immer noch zu den für die direkte Flussmessung über Gletschern geeignetsten Instrumenten gehören, denn es ist nahezu trägheitsfrei und liefert die Feuchteschwankungen in der für die Eddykorrelationsmethode hinreichenden Auflösung.

4.3.7 Mastkonstruktion

Mastkonstruktionen und Instrumententräger sollten für mikrometeorologische Messungen immer möglichst keine Strömungshindernisse darstellen. Andererseits müssen die Sensoren gewartet werden, deshalb sollten Türme höher als 2 m besteigbar sein. Für die PS89- und ES89-Messstation des MIM werden Alu-Gittermasten mit dreieckigem Querschnitt eingesetzt, die üblicherweise als Antennenmasten zum Einsatz kommen. Sie können in Elemente von 3 m Länge zerlegt werden, mit denen je nach Anzahl der Elemente Masten bis zu 21 m Höhe errichtet werden. Im Rahmen der bislang durchgeführten Experimente wurde eine Maximalzahl von vier Elementen nie überschritten.

Als Basis der Masten dient eine ca. 0.5 x 0.5 m^2 messende massive Metallplatte, die mit einem Klappscharnier ausgerüstet ist, damit der Mast zunächst am Boden liegend montiert und anschließend aufgerichtet werden kann. Die Stabilität erhält die Konstruktion durch eine dreifache Abspannung an der Mastspitze oder gegebenenfalls auch in mehreren Höhen, die mit in den Boden eingelassenen 1 bis 1.5 m langen Heringen verankert werden.

Das Errichten eines derartigen Turmes auf der sich ständig verändernden Eisoberfläche stellte eine neue Herausforderung dar. Weder ein fester Stand des Mastfußes, noch die sichere Verankerung der Abspannseile kann dauerhaft gewährleistet werden. Dies stellt zwar für den Aufbau des ca. 2m hohen Turbulenzmastes kein wirkliches Problem dar, sehr wohl jedoch für den des mindestens 9 m hohen Profilmastes. Dennoch wollte man zunächst nicht wesentlich von dem ursprünglichen Prinzip abweichen.

Die quadratische Bodenplatte mit dem Scharnier wurde beibehalten und an den Ecken auf 4 ca. 1.5 m langen senkrecht in das Eis eingelassenen Alurohren fest verschraubt (*Teilabb. b Tafel XVII*). Dazu wurde der bewährte HEUCKE-Dampfbohrer (HEUCKE, 1999) eingesetzt. Damit stand der Mast quasi auf Stelzen, die sich im Laufe der Zeit geringfügig, aber gleichmäßig absenkten. Durch die Abschattung der Bodenplatte bildete sich mit der Zeit ein Eissockel, der jedoch stabil blieb. Der Mast wurde liegend aus drei Segmenten montiert und anschließend mittels des Scharniers aufgerichtet. An der Spitze wurden mittels Karabinerhaken 3 ca. 15 m lange Drahtseile befestigt, über eine lose Rolle zu schräg in das Eis gebohrten Alurohren von ca. 1 m Länge geführt und mittels einem Spannschloss fest angespannt (*Teilabb. c*). Der Winkel wurde so gewählt, dass keine Kräfte in Richtung der Ankerrohre wirkten und diese somit nicht herausgezogen werden konnten. Zwar lockerten sich die Anker insbesondere während des Tages, froren aber des Nachts meist wieder zu. Nach dem Abspannen war der Mast besteigbar, und es wurden anschließend die Ausleger und Sensoren von oben nach unten montiert (*Tafel XVII Teilabb. d*).

Trotz der auftretenden Kräfte stand der Mast erstaunlich stabil. Selbstverständlich ließ die Spannung der Fixierungsseile mit der Zeit nach, gelegentliches Nachspannen und Nachbohren der Anker genügten jedoch völlig, um den Mast im Lot zu halten. Während die unvermeidliche Variation der Messhöhen während **HyMEX98** noch relativ hoch war (*siehe Abschnitt 4.3.3*), senkte sich der Mast während **HyMEX 2000** nahezu kontinuierlich mit der Ablation.

Die niedrigeren Masten wurden in derselben Weise abgespannt, wobei hier die auftretenden Kräfte auf die Anker deutlich geringer waren. Prinzipiell bewährte sich die Methode im Rahmen der Vorgaben für die Dauer des Experiments. Die Standfestigkeit der Masten erwies sich gegenüber der Sicherung der Elektronik, der Datenerfassung und der Stromversorgung eindeutig als das untergeordnete Problem. Die notwendigen Wartungsarbeiten auch an den oberen Messstellen konnten problemlos durchgeführt werden.

4.3.8 Datenerfassung

Die Datenerfassung des Systems basiert auf herkömmlichen Desktop-PCs, da nur diese den Einbau der erforderlichen Erweiterungskarten ermöglichen. Sie waren im Fall der **HyMEX**-Experimente sogar mit herkömmlichen 15´´-Röhrenbildschirmen verbunden, obwohl diese eine nicht unbedeutende elektrische Leistungsaufnahme verzeichnen (*Abbildungen A und B auf Tafel XVIII, bzw. Abbildung 4.18*). Da aber wegen der Belüftung der Sensoren und insbesondere zum Betrieb des Rotorsystems bereits eine leis-

tungsfähige Wechselstromversorgung erforderlich ist, fällt dieser Zusatzbedarf nicht weiter ins Gewicht. Außerdem waren die Bildschirme nur eingeschaltet, solange die Station besetzt war. In den Nachtstunden wurden sie dagegen abgeschaltet, wodurch der Treibstoffverbrauch des Generators reduziert und damit dessen Betriebsdauer bis zum nächsten Auftanken verlängert wurde.

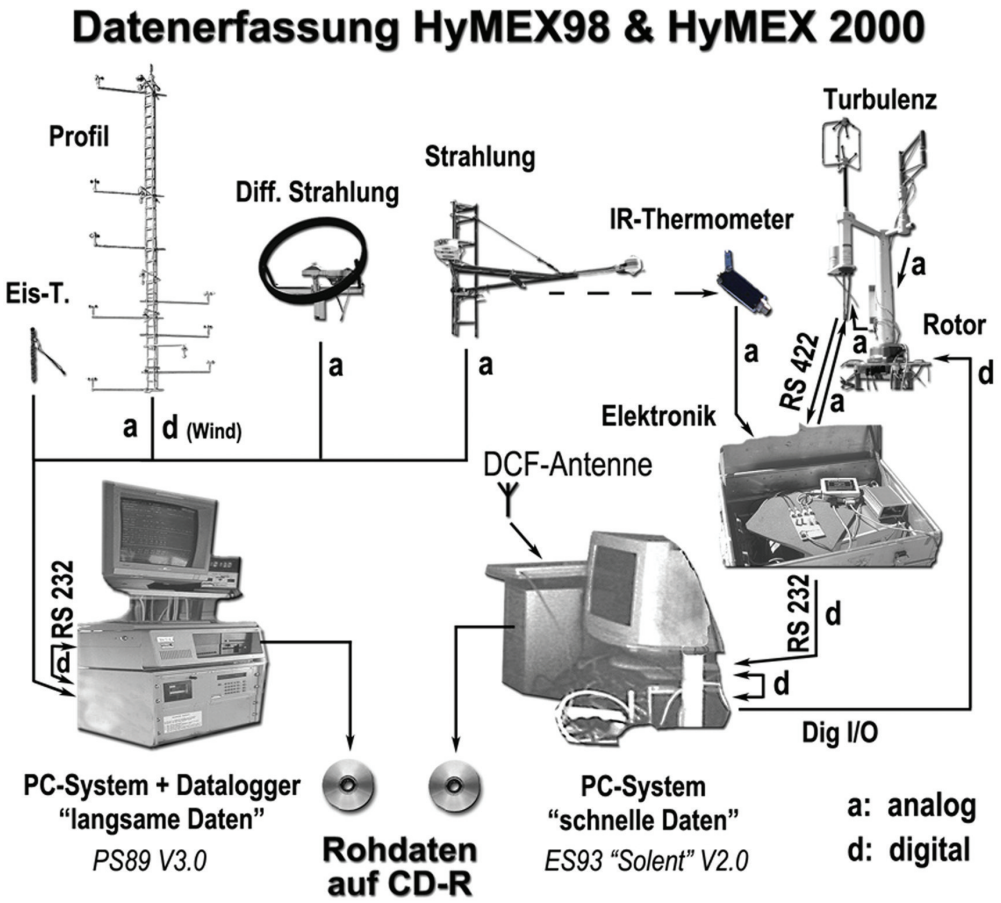


Abb. 4.18: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Datenerfassungssysteme mit der entsprechenden Softwareversion und den Datenleitungen der* ***HyMEX****-Station.*

Einen schematischen Überblick über die Komponenten der Datenerfassung und der wichtigsten Datenleitungen bietet die *Abbildung 4.18*. Sie zeigt eine generelle Aufteilung der Aufgaben auf zwei völlig getrennte Einheiten, die als System für „langsame Daten" und „schnelle Daten" bezeichnet werden. Langsame Daten sind die mit trägen Sensoren gewonnenen überwiegend analogen Messsignale, die einem *Datalogger* der Fa. *Phillips* zugeführt werden und dort mit einer Abtastrate von 25 Sekunden digitalisiert und als Minutenmittelwerte an einen PC zur Rohauswertung und Speicherung seriell übertragen werden. Der Datalogger ist mit Komponenten zur Widerstands, Spannungs- und Strommessung sowie Zählern für digitale Signale ausgerüstet. Die einzelnen Messstellen werden nacheinander mit einem Multiplexer angesteuert. Der Ablauf der Messung erfolgt autark, gesteuert durch ein internes Loggerprogramm. Die Daten werden zur Redundanz auf Magnetband (Kompaktkassette) aufgezeichnet.

Zum Logger gehört eine komplexe Anschlussplatine, die in unmittelbarer Nähe des Messturms wassergeschützt gelagert wurde, und zu der die knapp 100 Mess- und Versorgungsleitungen geführt und verdrahtet werden (*Tafel XVII, Teilabb. e*). Sie wird über 8 wasserdichte und abgeschirmte Kabelstränge von

50 m Länge mit dem Logger verbunden.

Auf dem PC läuft die Software PS89V3.0, deren Aufgabe in der Speicherung der Daten auf die interne Festplatte und die Vorauswertung und Kontrolle der Daten besteht. Die Software ist mit einer „*Power-fail-function*" ausgestattet, die nach einem Stromausfall den Logger automatisch wieder startet und die Messung fortsetzt. Anhand der grafischen und tabellarischen Ergebnisdarstellung kann die korrekte Funktion aller Messstellen in Echtzeit überwacht werden. Prinzipiell ist auch eine Funktion zur unmittelbaren Berechnung der Terme der Energiebilanz implementiert, wobei die turbulenten Flüsse anhand der 30-Minuten-Mittelwerte der gemessenen Profile nach der **MO**-Theorie ermittelt werden. Diese musste jedoch bei den Messungen über dem Gletscher deaktiviert werden, da die Gefahr von Laufzeitfehlern wegen häufiger Nichtanwendbarkeit der Methode zu groß wurde. Die während eines 5-tägigen Experimentes in Binärform in einem speziellen Format anfallende Rohdatenmenge von 12 MB wird nach Abschluss des Experiments zusätzlich auf CD-Rom gesichert. Eine Ausgabe auf herkömmliche Diskettenmedien ist auch während des Betriebs möglich.

Die Gewinnung der sogenannten „*schnellen Daten*" erfordert ein wesentlich komplexeres System. Dieses wird mit der Aufgabe der Speicherung sämtlicher Rohdaten des Turbulenzmesssystems als auch dessen Steuerung betraut. Dank des Einsatzes des Solent-R2-Anemometers werden sämtliche Daten dem Steuer-PC in digitaler Form übermittelt. Die Wandlung der analogen Spannungssignale des Krypton-Hygrometers, des Inklinometers und des Infrarot-Oberflächenthermometers erfolgt zeitsynchron zu den Messungen des Anemometers in dessen Auswerteeinheit und wird als homogener Datensatz asynchron über eine serielle Datenleitung (RS232) auf Anforderung an das Steuerprogramm auf dem PC übermittelt. Vor der Einspeisung der Analogsignale aus den jeweiligen Auswerteeinheiten der Sensoren durchlaufen diese einen elektronischen Tiefpassfilter, der auf eine Grenzfrequenz von ca. 25Hz eingestellt ist. Dadurch werden hochfrequente Störsignale sowie ein potentieller 50Hz-Netzbrumm bereits an der Quelle weitgehend eliminiert. Aus Platzgründen wurden die Auswerte- und Filtereinheiten separat in einer *Zarges*-Kiste untergebracht.

Das Anemometer ist mit einem internen Datenpuffer ausgestattet, der ca. 500 der mit einer Frequenz von 20.82 Hz gespeicherten Datenrecords temporär zwischenspeichern kann. Dies entspricht einer Messzeit von ca. 24 Sekunden. Da die serielle Übertragung dieser Datenmenge über die mit 9600Bd getaktete serielle RS232-Datenleitung nur ca. 10 Sekunden in Anspruch nimmt, bleibt dem Steuerprogramm auf dem Rechner genügend Zeit für die Speicherung und Vorauswertung der Daten sowie zur Steuerung des Rotorsystems. Mit diesem kommuniziert es über einen zweiten seriellen Datenkanal, über den die digitalen Register der Rotorsteuerung gesetzt bzw. ausgelesen werden können.

Als Steuerprogramm wurde eine verbesserte Version des 1993 und 1994 im Rahmen der **SANA**-Experimente in Melpitz (Beier *et al.,* 1996) vom Autor entwickelten Erfassungsprogramm ES93 eingesetzt. Es handelt sich um eine Weiterentwicklung und an das *Solent*-Anemometer angepasste Version des Messmoduls des bewährten **ES89**-Programmpaketes (Beier & Weber, 1992) zur Gewinnung von Messdaten für die Bestimmung der turbulenten Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode. Da sämtliche zeitkritischen Routinen in *Assembler* kodiert sind und der Rumpf in *Borland Pascal 7* programmiert ist, wird der Erfassungsrechner nicht unter dem Betriebssystem *Microsoft Windows*®, sondern unter *MSDOS*® betrieben. Dadurch läuft die Software erheblich schneller als unter den aufwändigeren Windows-Systemen. Zudem kann die originäre Steuerung durch umdirigierte *Hardware-Interrupts* in einfacherer Weise realisiert werden. Diese Interruptsteuerung gewährleistet die korrekte Abfolge der einzelnen Aufgaben und verhindert Datenverluste. Zeitmarken werden anhand der Auswertung des Signals einer angeschlossenen DCF-Funkuhr gesetzt. Auch am Vernagtferner konnte das Signal des Senders *DCF 77* bei Mainflingen in der Nähe von Frankfurt mit ausreichender Stärke empfangen werden.

Neben der im *Abschnitt 4.3.5* beschriebenen Methode zur Rotorsteuerung ist auch eine Vorauswertung des eingehenden Datenstroms zur Kontrolle der Sensoren implementiert. Diese umfasst eine statistische Analyse der Daten anhand der Ermittlung von Mittelwerten, Extremwerten, und Standardabweichung. Es werden auch standardmäßig die Kovarianzen nahezu in Echtzeit berechnet, welche aber mangels korrekter Kalibrationskoeffizienten nur sehr ungenaue Schätzergebnisse liefern. Diese können erst nach Abschluss des Experimentes unter Einbezug der Ergebnisse der Referenzmessungen am Profil-

turm ermittelt werden.

Deshalb werden zunächst auch nur die Rohwerte (Spannungen und Anemometer-Rohwerte) ohne jegliche Korrekturen und Kalibrierungen auf der internen Festplatte abgespeichert. Somit stehen sämtliche Informationen für eine nachträgliche Auswertung zur Verfügung. Obwohl die Daten binär als Integerwerte mit einer Auflösung von 16Bit aufgezeichnet werden, ist der tägliche Datenanfall beachtlich. Im Laufe von 24 Stunden fallen für einen einzigen Kanal 1.8 Millionen Messwerte an. Da 10 Kanäle aufgezeichnet werden summiert sich die Datenrate auf ca. 40 MB am Tag. Angesichts der heute verfügbaren Kapazität von Massenspeichern erscheint dieser Wert geradezu lächerlich. Man muss aber bedenken, dass zum Zeitpunkt der Konzeption der Anlage Mitte der 1990er-Jahre nur wenig zuverlässige Speichermedien mit schnellem Random-Zugriff zur Verfügung standen und auch heute noch nur die modernsten Loggersysteme dafür ausgelegt sind. Bei den Experimenten bis 1994 wurden noch SYQUEST-Wechselplattensysteme mit einer Maximalkapazität von 42 MB verwendet (*siehe auch Abschnitt 4.3.1*), bei denen aber die Verluste durch anschließend nicht mehr lesbare Datensätze zu hoch waren (BEIER *et al.*, 1966).

Bei **HyMEX** kamen daher derartige Speichersysteme nicht mehr zum Einsatz, sondern die Daten wurden unmittelbar auf die interne Festplatte des Rechners abgelegt. 1998 wurde der Messbetrieb noch einmal täglich unterbrochen, um die Daten auf das damals marktreif gewordene System der einfach beschreibbaren CD-Rom zu sichern. Im Gegensatz zu der heute üblichen 24fachen Aufzeichnungsgeschwindigkeit (bezogen auf die Datenrate einer Audio-CD) war damals gerade mal das doppelte Schreibtempo möglich. Während des Experimentes 2000 wurde auf das Backup zugunsten der Verfügbarkeit von kontinuierlichen Datensätzen vollständig verzichtet und die Daten erst nach Abschluss der Messungen auf externe Medien gesichert. Im Nachhinein erwies sich diese Vorgehensweise bei der Datengewinnung als absolut sicher, denn es wurde bei beiden Experimenten kein Datenverlust durch später nicht mehr lesbare Medien verzeichnet.

Wesentlich problematischer war jedoch der Betrieb der eigentlich für das Labor oder Büro konzipierten Geräte an einem solch unwirtlichen Ort wie einem Gletscher. Bei den Experimenten des MIM im Flachland war dies nie ein Problem, denn Computer und Elektronik wurden immer entweder in einem fahrbaren Container (Bauwagen) oder dem institutseigenen Kleinbus in ca. 50 m Abstand von den Messmasten sicher untergebracht. Direkt auf dem Eis des Vernagtferners ist eine derartig komfortable Lösung ohne erheblichen finanziellen Aufwand illusorisch.

Temperatur und Feuchte der Umgebung stellten dabei das geringere Problem dar, denn unter Schmelzbedingungen liegen diese immer noch im Bereich der vom Hersteller angegebenen Betriebsgrenzen. Schwieriger ist die Gewährleistung einer einigermaßen horizontalen Aufstellung und der Schutz vor mechanischen Einwirkungen. Gegenstände auf einer der Ablation ausgesetzten Eisoberfläche neigen dort zum Gleiten und Rollen. Auch Sicherungen durch Stützrohre und Keile bieten nur kurzzeitig Abhilfe. Um die empfindlichen Geräte wenigstens etwas vor Wind und Wetter, insbesondere aber auch der starken Sonneneinstrahlung zu schützen, wurden sie während des ersten Experimentes **HyMEX98** jeweils in zwei einfachen Iglu-Zelten untergebracht (*Tafel XVIII*). Zur Fixierung dienten die mitgebrachten Transportkisten. Leider drohten diese bereits nach wenigen Tagen umzustürzen, so dass eigentlich ein völliger Neuaufbau der Anlage erforderlich gewesen wäre. Somit behalf man sich bis zum Ende des Experiments durch ständige Abstützungsmaßnahmen, konnte aber letztlich nur froh sein, dass die Computer auch unter den Bedingungen einer ständig wachsenden Schräglage weiter zuverlässig ihren Dienst verrichteten.

Nach den guten Erfahrungen bei der horizontalen Lagerung des Stromgenerators auf einem Podest auf 4 in der Höhe regulierbaren in das Eis eingelassene Stelzen wurden bei **HyMEX 2000** die Zelte mit der Datenerfassung ebenfalls auf derartigen Podesten errichtet. Da jedoch die Fläche der verwendeten Holzpaletten kleiner als die Grundfläche der Zelte war, handelte es sich nur teilweise um eine Verbesserung. Prinzipiell ist diese Vorgehensweise jedoch eine relativ preisgünstige Lösung des Problems. Man muss sich jedoch darüber im Klaren sein, dass die verwendeten Zelte in solch exponierter Lage keinesfalls einen Wettersturz oder einen Gewittersturm überdauert hätten. Deshalb musste das Experiment auf eine Schönwetterperiode beschränkt bleiben, deren Dauer aber dank der deutlich verbesserten Wetterprognose zumindest für die Zeiträume der beiden Experimente gut abschätzbar war. Dies war auch mit ein Grund, weshalb das zweite Experiment, das ursprünglich für den Sommer 1999 geplant war, auf das

darauffolgende Jahr verschoben werden musste. Die Wetterlage und vor allem die Prognose war im maßgeblichen Zeitraum schlichtweg zu instabil.

In der *Abbildung 4.18* nicht enthalten ist ein *Digitalbarometer PA11* der Fa. *Vaisala*, das zur Messung des statischen Luftdrucks an der Station betrieben wurde. Leider war es zu dem üblicherweise in die Energiebilanzstation integrierte Barometer mit digitalem Ausgang nicht kompatibel, da es nur mit einem seriellen Datenausgang ausgerüstet ist. Das eigentlich zur Station gehörige Gerät konnte in der Höhenlage von 3000 m nicht verwendet werden, da dessen Messbereich dafür nicht ausgelegt war. Da aber ein weiterer serieller Eingang an keinem der Erfassungscomputer zur Verfügung stand, konnte das PA11 nicht direkt in die Anlage integriert werden. Bei **HyMEX 98** wurde daher der Luftdruck halbstündlich von der Anzeige abgelesen, bei **HyMEX 2000** für diese Aufgabe ein zusätzlicher Laptop eingesetzt. Um einen zeitlich besser aufgelösten kontinuierlichen Verlauf des Luftdrucks an der Station zu erhalten, wurde dieser zwischen den Stützstellen anhand der Registrierung an der Klimastation Vernagtbach interpoliert.

4.3.9 Logistik

In der Aufbauphase sind die noch ungeschützten Komponenten der Anlage sehr empfindlich gegenüber Witterungseinflüssen. Deshalb musste nach Eintreffen des Materials unverzüglich mit den Aufbauarbeiten auf dem Gletscher begonnen werden. Um Zeit zu gewinnen, wurde sämtliches Material und Personal in 5 bis 6 kurzen Helikopterflügen von den Rofenhöfen bei Vent innerhalb von etwa einer Stunde direkt an den Einsatzort gebracht (*Tafel XVII, Teilabb. a*). Anschließend wurde sofort mit dem Aufbau der Mastkonstruktionen und der notwendigen Infrastruktur (Stromversorgung, Aufbau der Schutzzelte etc.) begonnen. Somit konnten noch im Laufe des ersten Tages die empfindlichsten Messgeräte vor direkten Witterungseinflüssen geschützt werden.

Im Verlaufe der folgenden 2 Tage erfolgte die Aufrüstung der Messträger mit den Sensoren (*Teilabb. d*) und die Verdrahtung (*Teilabb. e*). Nach einer kurzen Testphase konnte nach 3 Tagen der operationelle Messbetrieb aufgenommen werden.

Bei beiden Experimenten dauerte die Schönwetterperiode so lange an, dass sowohl der Aufbau als auch die Messung nicht unterbrochen werden mussten. Die Abrüstarbeiten nach Beendigung der Intensivmessphase konnten sowohl bei **HyMEX98** als auch bei **HyMEX 2000** binnen eines Tages unter günstigen Wetterbedingungen abgeschlossen werden. Lediglich aufkommender Nebel verzögerte 2000 den sofortigen Abtransport des Materials mit dem Helikopter. Letzterer erwies sich für die Durchführung derartiger Kampagnen im Hochgebirge letztlich als unentbehrlich, was immer einen nicht unerheblichen Kostenfaktor darstellt.

5. Datenanalyse

Das vorliegende Kapitel beschäftigt sich mit den wesentlichen Schritten der nach Abschluss der Experimente durchgeführten Aufbereitung und Analyse der Messdaten. Die Methodik basiert auf den in langjähriger Erfahrung entwickelten Auswerteverfahren für mikrometeorologische Messungen am *Meteorologischen Institut der Universität München* (**MIM**), dort insbesondere auf den grundlegenden Forschungsarbeiten zur Messung der trockenen Deposition inerter und reaktiver Luftbeimengungen (BEIER & WEBER, 1992; BEIER *et al.*, 1994a; 1996). Ohne die dort entwickelten Algorithmen und Software-Pakete wäre die umfangreiche Auswertung mit Sicherheit nicht möglich gewesen. Andererseits waren natürlich auch Adaptionen an die besondere Anwendung auf einem Alpengletscher erforderlich. In bewährter Tradition erfolgte die Auswertung der Referenz-(Profil)-Daten und der Turbulenzmessungen zunächst weitgehend unabhängig und wurde erst in der zweiten Phase in einer Synthese zusammengeführt.

5.1 Analyse der Profildaten, Zeit-Höhenschnitte, Referenzdaten

Da bei der Durchführung der Experimente die aktive Unterstützung der an der Entwicklung der Energiebilanzstation maßgeblich beteiligten (inzwischen leider) ehemaligen Mitarbeiter des MIM, insbesondere von DIPL. MET. DIETRICH MÜLLER gewonnen werden konnte, wurde auch auf deren Expertise bei der Bereitstellung der Basisdaten der Profil- und Strahlungsmessungen zurückgegriffen.

Die Datenaufbereitung erfolgte daher mit den gleichen Methoden und Standards zur Qualitätskontrolle wie nach den früheren Experimenten des MIM mit Hilfe des speziell dafür entwickelten Softwarepaket **PS89FE** (BEIER *et al.*, 1996). Die wesentlichen Schritte umfassten dabei

- *Erzeugung eines kontinuierlichen Datensatzes mit zeitlicher Zuordnung über die jeweils 5-tägige Intensivmessphase auf der Basis einer Zeitschrittlänge von 1 Minute.*
- *Ersetzen der „Online-Kalibration" durch die geprüfte, individuelle für die Sensoren geltenden Koeffizienten.*
- *Korrektur des Nullpunkts der Strahlungsmessungen und - soweit möglich – die Korrektur von Orientierungsfehlern der Instrumente, Neukalibration der Daten mit für den kurz- und langwelligen Spektralbereich individuell gültigen Koeffizienten.*
- *Markierung von Ausfallzeiten einzelner Geräte (z.B. Feuchttemperatur durch Eisansatz) und gegebenenfalls Interpolation der Fehlwerte.*
- *Automatische bzw. manuelle Suche nach vereinzelten Ausreißern (Spikes) in den Daten und deren Interpolation.*
- *Korrektur von Standzeiten der Anemometer (insgesamt 51 Minutenmittelwerte).*
- *Überprüfung der Abweichung der Windrichtung von der eingemessenen Nordrichtung (Genauigkeit 0.2 Grad).*
- *Rekonstruktion eines kontinuierlichen Verlaufs des Luftdrucks an der Station aus den unregulären Messungen an der Station und der kontinuierlichen Registrierung an der Klimastation Vernagtbach. Die dafür notwendige Temperaturverteilung der dazwischen liegenden Luftschicht wird aus dem Gradienten zwischen der obersten Messhöhe an der HyMEX-Station und der an der Pegelstation gemessenen 2m-Temperatur abgeschätzt. Die Bestimmung der Luftdichte ist nach diesem Verfahren bei einer Genauigkeit von 0.7 hPa auf ca. 0.1% gewährleistet.*

- *Berechnung von abgeleiteten Größen, die in den Datensatz aufgenommen werden. Dazu gehören*
  - Vertikalprofile der spezifischen Feuchte **q**, der absoluten Feuchte **af**, der relativen Feuchte **rf** und des Dampfdrucks **e** (die Druckänderung über die Profilhöhe wird dabei berücksichtigt),
  - Profile und Schichtmittel der Luftdichte **ρ**,
  - Wärmekapazität $\mathbf{c}_p$ in Abhängigkeit vom Temperaturmittel über das Profil,
  - Verdunstungswärme $\mathbf{l}_v$ in Abhängigkeit vom Mittelwert von **q** über das Profil,
  - langwellige Strahlungsflüsse,
  - kurz- und langwellige Strahlungsbilanz,
  - Gesamtstrahlungsbilanz
  - Verhältnis der diffusen Sonnenstrahlung/Globalstrahlung,
  - Oberflächentemperatur aus der gemessenen langwelligen Ausstrahlung.
- *Berechnung der Referenzwerte auf die Messhöhen der Turbulenzmessungen mittels der Beziers-Interpolation aus den Profilgrößen.*

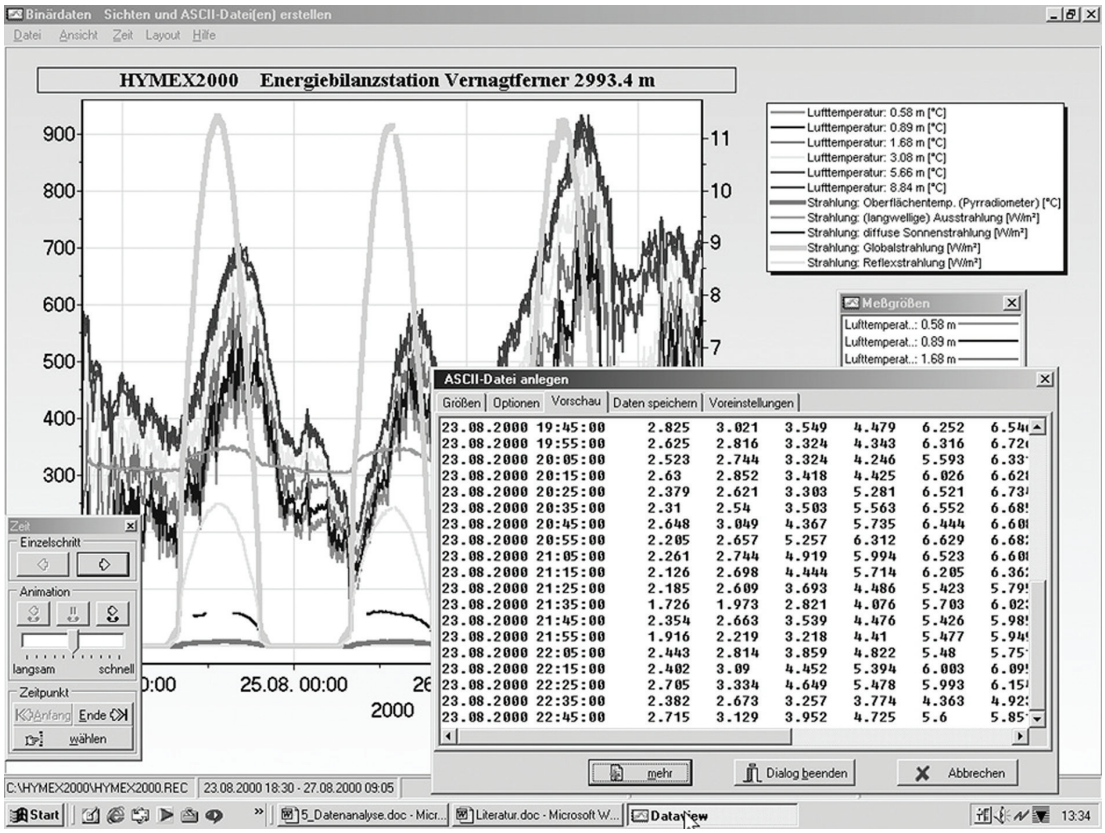


Abb. 5.1: *Daten des Experiments* ***HyMEX 2000*** *im Programm* ***DATAVIEW*** *(Müller, 2001).*

Die strukturierten binären Ergebnisdatensätze sind kompatibel zu der aktuellen Version des **Dataview**-Programms des **MIM** (z.B. auf Müller, 2001) unter dem Betriebssystem Windows®. Es ermöglicht den einfachen Zugriff auf beliebige Teilmengen des Gesamtdatensatzes, die mit frei wählbaren Mittelungsintervallen als ASCII-Dateien zur weiteren Analyse exportiert werden können (*Abbildung 5.1*).

Speziell für die Auswertung der HyMEX-Experimente wurden weitere Programme entwickelt, die mittels *Beziers*-Interpolation (Weber, 1987) die Profildaten auf ein reguläres Raster inter- bzw. extrapolieren, so dass sie in Form von Zeit-Höhenschnitten präsentiert werden können. Diese erlauben eine detaillierte Visualisierung der Entwicklung der Verteilung von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Wasserdampf-

gehalt in der eisnahen Grenzschicht. Beispiele aus der Intensivmessphase während **HyMEX98** finden sich auf den *Farbabbildungen auf Tafel XIX und XX.*

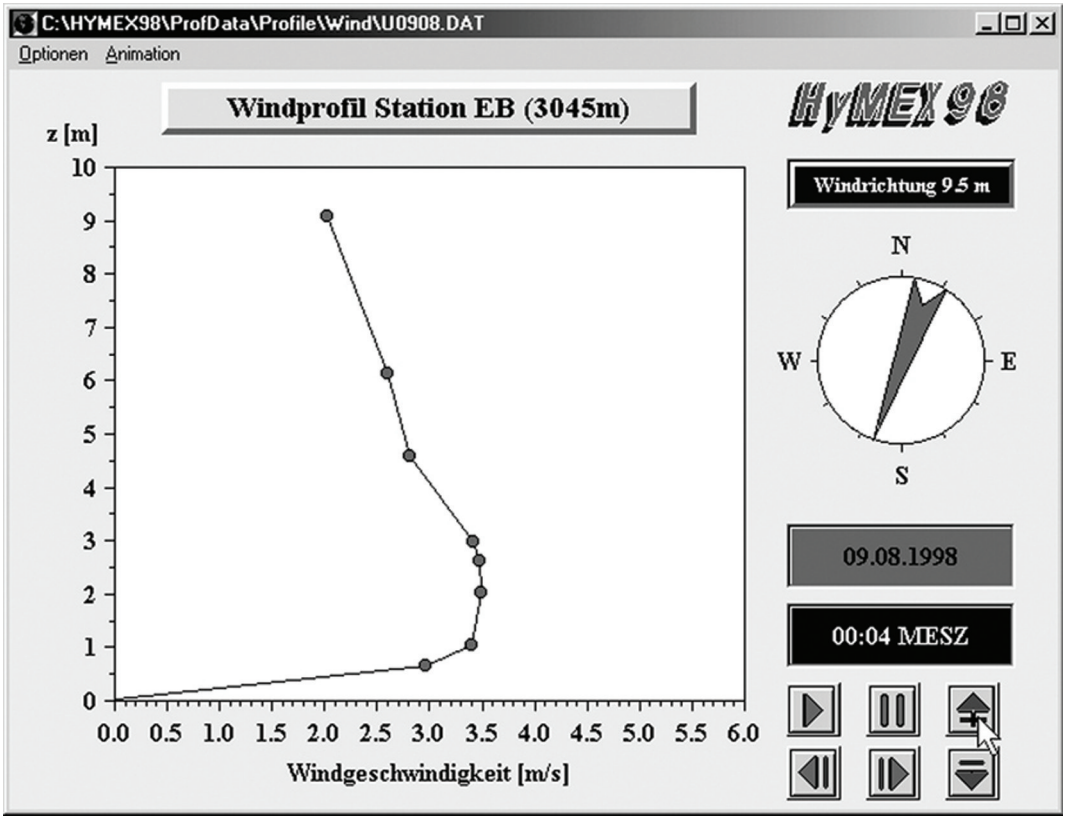


Abb. 5.2: *Screenshot des Moduls zur animierten Wiedergabe der Profile von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte (Dampfdruck), die auch gleichzeitig aufgerufen werden können. Das Beispiel zeigt ein Windprofil in der Nacht vom 9.8.1998 an der* ***HyMEX****-Station. Der Ablauf der Animation kann mit den Schaltflächen rechts gesteuert werden.*

Eine weitere Möglichkeit zur Veranschaulichung der Dynamik und Instationarität innerhalb der Gletscherwindschicht ist die Wiedergabe der Profile in Form einer Animation (*Abbildung 5.2*). Ein kurzes Demonstrationsbeispiel für diese moderne Form der Darstellung ist in der Präsentation „*Glaziologie in 3D*“ (Weber, 2002d) enthalten. Es zeigt im Zeitraffer die Böigkeit der Gletscherwindschicht und die Änderung des Niveaus des Maximums der horizontalen Windgeschwindigkeit.

5.2 Aufbereitung der Turbulenzdaten

Selbst die Anzahl der bei der Messung mit der Profilanlage anfallenden Minutenwerte ist noch so überschaubar, dass man sie in tabellarischer Form weiter verwerten könnte. Die Turbulenzmessung dagegen erzeugt die über 600fache Zahl an Messwerten, von denen jeder einzelne einen wichtigen Informationsgehalt besitzt, der aber ohne moderne EDV und grafische Darstellung dem Experimentator verschlossen bleibt.

Wie im *Abschnitt 4.3* ausführlich dargestellt, sind bei der Gewinnung der Turbulenzdaten die meisten Störeinflüsse nichtlinear und können daher auf Mittelwerte im Nachhinein nicht mehr korrekt angewandt werden. Dies macht zunächst die Speicherung des kompletten Rohdatensatzes erforderlich, führt aber nach Abschluss des Experiments zu einer noch aufwändigeren Nachbearbeitung, deren Aufwand an

Rechenzeit in der Regel den während der Messung verstrichenen Zeitrahmen bei weitem übersteigt. Besonders unangenehm ist dabei die Vorstellung, dass erst nach Abschluss dieser Arbeiten der Erfolg des Experiments wirklich beurteilt werden kann. Die im Rahmen der Echtzeitauswertung möglichen einfachen Rohauswertungen mit statistischen Methoden reichen nach eigener Erfahrung nicht einmal für eine ausreichende Kontrolle der Funktion der Anlage aus. Mittelwerte, Minima und Maxima sowie die Standardabweichung aller Messkanäle geben zwar in der Regel bereits Anhaltspunkte, ob der Sensor überhaupt ein Signal liefert und ob der Messbereich überschritten wird, die Signalqualität kann jedoch so nicht eingeschätzt werden. Selbst die grafische Darstellung eines kurzen Zeitabschnitts kann täuschen, zumal diese meist aus Ressourcenmangel nicht für alle Kanäle gleichzeitig erfolgen kann. Im Rahmen der **SANA**-Experimente beispielsweise wurde ein Kabelbruch lange Zeit nicht bemerkt, da auf diesem offenen Kanal das Übersprechen anderer Kanäle aufgezeichnet wurde. Oder ein langsam einsetzendes Schwingen eines Ausgangverstärkers zeigte sich leider auch erst bei einer Offline-Auswertung. Bei den **SANA**- und **SADE**-Feldkampagnen war man deshalb dazu übergegangen, am Abend auf einer weiteren Computeranlage im Quartier wenigstens eine grobe Sichtung des am Vortag gewonnenen Datenmaterials vorzunehmen, um auf Unwägbarkeiten reagieren zu können.

Bei den Gletscherexperimenten fehlten für diese Absicherung schlichtweg die logistischen Voraussetzungen, so dass zumindest während **HyMEX98** die ganze Zeit ein ungutes Gefühl blieb. Eine wohldurchdachte Echtzeitüberwachung der Signalqualität ist daher jeder Sofortauswertung vorzuziehen.

Obwohl die Eddykorrelationsmethode inzwischen weit verbreitet Anwendung findet, ist eine Standardsoftware zur Aufbereitung und Auswertung von Turbulenzmessung bislang nicht verfügbar, wenn auch nach Foken (2003) seit 2000 erste brauchbare Ansätze in Form des Programms **EDISOL** der *Universität Edinburgh* angeboten werden. Jeder Anwender ist in der Regel auf Eigenentwicklungen angewiesen. Dies ist auch wenig verwunderlich, da das Verfahren trotz seiner Anwendung über Jahrzehnte immer noch Gegenstand der Forschung ist und in der Wissenschaft noch heiß diskutiert wird. Zwar haben sich gewisse Standards und Probleme (*siehe Abschnitt 4.3*) herauskristallisiert, dennoch sind die Lösungen noch äußerst uneinheitlich und keinesfalls klar definiert. Vielleicht könnte in Zukunft die Gründung eines Konsortiums ähnlich **JPEG** (*Joint Photographic Expert Group*) oder **MPEG** (*Motion Pictures Expert Group*) in der Bildverarbeitung hier Abhilfe schaffen, dessen Aufgabe in der Definition entsprechender Standards für Softwareentwickler bestünde. Nur so könnte vermieden werden, dass das sprichwörtliche „Rad nicht andauernd neu erfunden werden muss".

Andererseits ist die Entwicklung und Pflege derartiger Software sehr langwierig und aufwändig, zumal sie mit den Fortschritten der EDV-Technik Schritt halten muss. Im Rahmen einer 7-jährigen Forschungstätigkeit in aufeinanderfolgenden gleichartigen Projekten wie anfangs der 1990er Jahre am MIM mit einer entsprechend großen Arbeitsgruppe war dies noch möglich, eine kleine Abteilung wie die Kommission für Glaziologie kann diese Aufgabe in einem einzigen Drittmittelprojekt mit nur zwei Experimenten kaum bewältigen, auch wenn die Arbeit quasi in Personalunion erfolgt.

Es war deshalb sinnvoll, bei der Auswertung der beiden **HyMEX**-Experimente das reichhaltige Erbe des MIM zu nutzen, das in den drei Programmpaketen für das **ES89**-System **ES89DE** (***D**ata **E**valuation, Aufbereitung der Rohdaten*), **ES89SG** (***S**pectral **G**raphics, [Spektral]-Analysepaket mit grafischer Oberfläche*) und **ES89FE** (***F**lux **E**valuation, Programme zur Flussberechnung*) besteht. Diese MSDOS®-basierte und in Borland Pascal™ kodierte Software wurde zwischen 1989 und 1995 entwickelt und enthält eine große Zahl von Hilfsprogrammen zur Datenbearbeitung und –auswertung. Insbesondere sind nahezu alle im *Abschnitt 4.3* beschriebenen Algorithmen implementiert. Einzelheiten zu den Programmpaketen würden an dieser Stelle den Rahmen sprengen, sie sind in Beier & Weber (1992) und Beier *et al.* (1994a/b) ausführlich dokumentiert. Daher nur soviel: Alle Pakete sind modular aufgebaut, **ES89SG** besitzt sogar eine Windows®-ähnliche grafische Benutzeroberfläche und ein dem heutigen HTML vergleichbares Hilfesystem mit integrierter Dokumentation. Die Oberfläche wurde mit einem vom Autor dieser Arbeit selbst entwickelten grafischen Code-Generator (**WES**) ähnlich dem später auf dem Markt gekommenen DELPHI™ erzeugt und bietet damit einen den Windows-Anwendungen vergleichbaren Komfort (das gleiche System wurde 1996 noch einmal zur Programmierung der Version 2.0 des **HBV**-Modells der KfG verwendet, die gegenwärtig noch im Einsatz ist). Das Kernstück der Software ist ein Spektral-

analysator, der Datensätze eines ganzen Tages in einem Schritt mit der im nachfolgenden *Abschnitt 5.3* beschriebenen Methodik analysieren kann. Enthalten sind ferner Module zur *Feinkalibration* der Daten und zur *Qualitätsprüfung*.

ES89FE dagegen berechnet Kovarianzen und Flüsse auf konventioneller Basis und geht auf die Arbeiten von DILLMANN (1991) zurück. Es muss inzwischen in großen Teilen als überholt betrachtet werden und wurde nur noch für den Erhalt von ersten Resultaten verwendet.

Die im Paket **ES89DE** implementierten Algorithmen zur Datenaufbereitung sind auch gegenwärtig noch der Stand der Technik. Das Paket wurde anfangs der 1990er Jahre um grafische Module erweitert, welche die zeitaufwendige Suche nach Datenfehlern (z.B. das Entfernen von Spikes) halbautomatisch erledigen oder Rotorfahrten auffinden und korrigieren können. Dazu wurden speziell entwickelte digitale Filter verwendet. Ein weiteres wichtiges Modul berechnet die erforderlichen Vektortransformationen.

Eine deutliche Beschränkung jedoch stellt die Verwendung des Betriebsystems MSDOS dar, unter dem insbesondere die Speicherorganisation moderner PC-Anlagen nur unzureichend genutzt werden kann. Eine völlige Neuentwicklung der Software für WINDOWS® z.B. mit DELPHI™ hätte aber mehrere Mannjahre in Anspruch genommen, die im Rahmen des Projektes „Glazialabflüsse“ nicht zur Verfügung standen. Die zuletzt im Jahre 1995 erweiterte Originalversion von **ES89DE** war auf die Verarbeitung der von der Datenerfassung des **ES89**-Systems gelieferten 10Hz-Spannungsdaten ausgelegt, rationale Abtastfrequenzen waren nicht vorgesehen. Bei den **HyMEX**-Experimenten fiel jedoch täglich nicht nur mehr als die doppelte Datenmenge an, sondern diese auch noch mit einer „krummen“ Abtastrate, die von den meisten Modulen in der *Version 94.0* ohne Modifikation nicht verarbeitet werden konnten.

Trotz dieser Probleme wurde daher die Software nicht vollständig neu entwickelt, sondern nur die zur korrekten Datenaufbereitung unbedingt erforderlichen Module angepasst bzw. erweitert. Diese Erweiterungen waren keinesfalls trivial, da insbesondere eine Umstellung der Logik der Speicherverwaltung in vielen Fällen erforderlich wurde. Dennoch war es der effizienteste Weg zu einem leistungsfähigen Software-Paket zu gelangen, mit dem bereits im Frühjahr 1999 das Experiment **HyMEX98** soweit ausgewertet werden konnte, dass dessen Erfolg beurteilt und die Erfahrungen als Grundlage des Folgeexperiments dienen konnten.

Die wesentlichen Schritte des sich bei der Aufbereitung mit dem Programmpaket **ES89DE** ergebenden Arbeitsablaufes sind in der *Abbildung 5.3* schematisch dargestellt. Um die am Gletscher gewonnenen Rohdaten den Modulen des **ES89DE**-Paketes zugänglich zu machen, wurden sie zunächst durch einen *Konverter* in das spezifische Format der **ES89**-Datenerfassung umgewandelt. Dieses enthält sämtliche Messkanäle in Form von Integer-Spannungswerten auf einem festen Zeitraster über die Dauer von 30 Minuten. Inhalte der Kanäle, Umrechnungsfaktoren sowie Verknüpfungen werden in einer zugehörigen Steuerdatei deklariert. Die in der Urversion von der *Kaijo-Denki*-Instrumenten direkt ausgegebenen Temperaturkanäle $\mathbf{T}'$ und $\mathbf{T}$ werden vom Konverterprogramm durch die *akustische Virtuelltemperatur* nach Gleichung *[4.25]* (*Abschnitt 4.3.5*) und die Näherung nach Gleichung *[4.26]* ersetzt, wobei bei letzterer die Referenzdaten der Profilstation herangezogen werden. Eine weitere wichtige Aufgabe des Konverterprogramms besteht in der korrekten Zuordnung der Daten auf das feste Zeitraster, da der Datensatz des Anemometers keinerlei Zeitinformation enthält. Einzelne Zeitmarken werden jedoch gleichzeitig mit den Befehlen an das Anemometer durch das Erfassungsprogramm gesetzt, so dass eine Kontrolle möglich ist.

Anschließend ist mit den Grafikmodulen des **ES89DE**-Paketes eine erste Sichtung der Daten möglich. Mit einem speziellen Modul wird daraufhin nach Ausreißern (Spikes) in den analogen Spannungsdaten gefahndet. Die automatische Suche erfolgt sowohl über statistische Kriterien (3-$\boldsymbol{\sigma}$-Grenze) als auch über einen extremen Tiefpassfilter, der zusätzlich sehr steile Signalflanken und Sprünge detektiert. Die potentiell fehlerbehafteten Werte werden angezeigt und können entweder durch Interpolation oder auch grafisch mit dem Mauszeiger am Bildschirm korrigiert werden. Dank der relativ günstigen Bedingungen am Gletscher und der relativ kurz gehaltenen Analogkabel war die Anzahl von Einstreufehlern in den **HyMEX**-Datensätzen erfreulich gering.

Die weitere Aufbereitung der Datensätze erfolgt für die vektoriellen und die skalaren Größen in getrennten Zweigen. Dabei ist eine strikte Reihenfolge zu beachten. Zur Berechnung der Komponenten

des Windvektors werden zunächst der *Speed-up*-Effekt und die Abschattungseffekte tabellarisch in Abhängigkeit von der relativen Anströmung zum Anemometer korrigiert. Im Bereich des optimalen Anströmsektors (*siehe auch Abschnitt 4.3.5*) sind diese Korrekturen minimal.

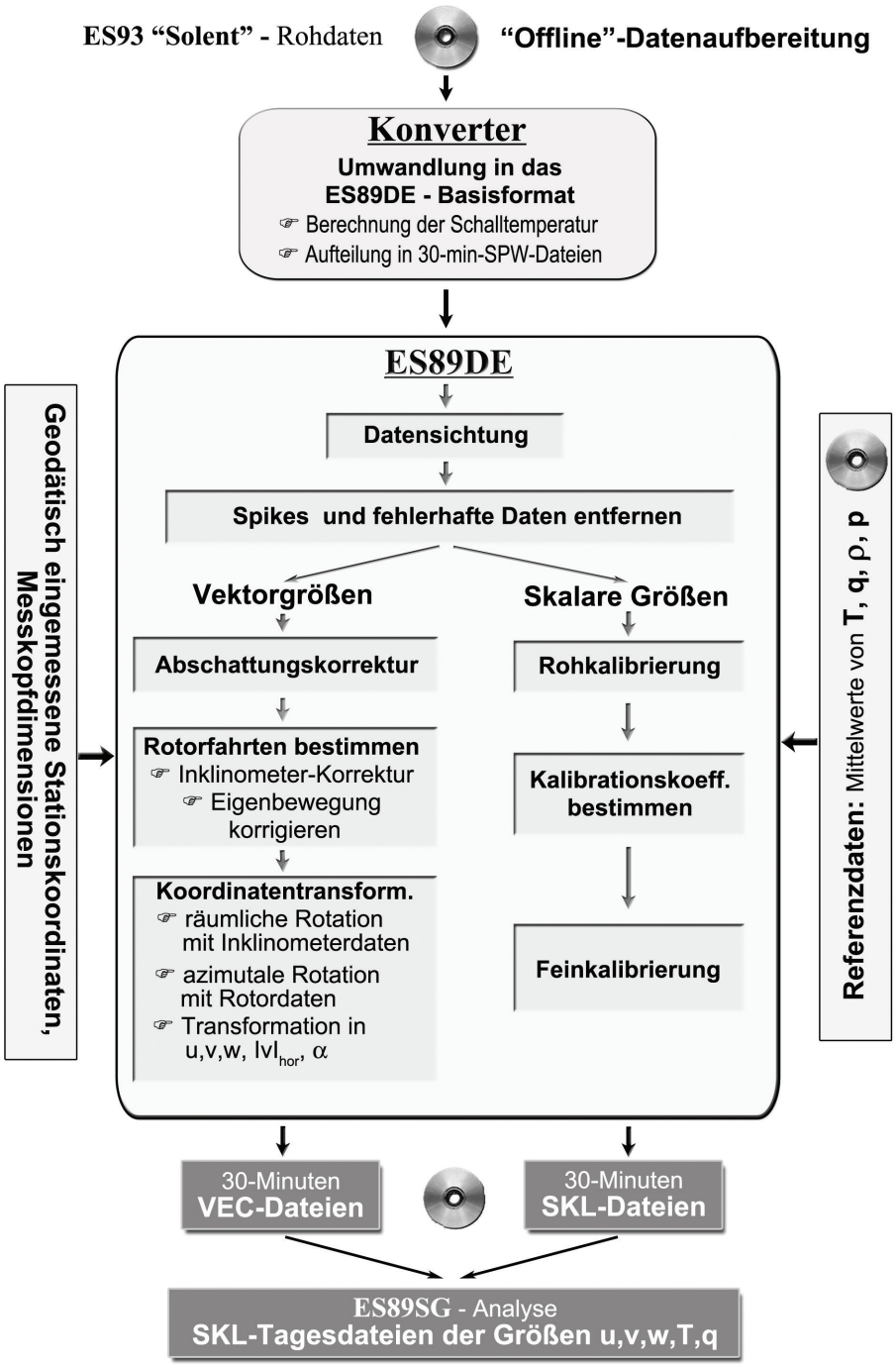


Abb. 5.3: *Schematische Darstellung der Aufbereitung der Turbulenzmessdaten mit* ***ES89DE****.*

Wegen der seriellen Datenübertragung ist der exakte Zeitpunkt einer Rotorfahrt nicht bekannt und

muss im Nachhinein mittels eines entsprechenden Tools ermittelt werden. Dies gilt insbesondere auch für manuell gesteuerte Fahrten, wie sie beispielweise auch zu Wartungszwecken vorgenommen werden. Da das Inklinometer auch Beschleunigungen registriert, hinterlassen Rotorfahrten eindeutige Muster in den Komponenten, anhand derer Zeitpunkt, Dauer und Drehsinn der Rotation eindeutig festgestellt werden (WEBER, 1995). Entsprechend wird die Azimutstellung des Rotors zwischen Anfangs- und Endpunkt interpoliert und in den Datensatz eingefügt, in dem bislang nur die sporadisch erfolgenden Abfragen des Stellregisters eingetragen sind. Plausibilitätstests sichern dabei die korrekte Abfolge. Anschließend werden die Markierungen aus der Inklinometerregistrierung durch Tiefpassfilterung entfernt, da die hochfrequenten Schwingungen durch Beschleunigungen und nicht durch Neigungsänderungen des Sensors verursacht wurden. Anhand der geometrischen Abmessungen des Systems und der Drehwinkelgeschwindigkeit erfolgt die Korrektur der Tangentialkomponente. Auch diese Korrektur ist wegen der geringen Rotationsgeschwindigkeit und des kurzen Abstands von der Rotationsachse gering und liegt im Bereich der Messgenauigkeit.

Im letzten Schritt erfolgt eine 3D-Rotation um den Ursprung der Windkomponenten entsprechend der tiefpassgefilterten Winkelanzeige des Inklinometers. Anhand der aktuellen Stellung des Rotors zur definierten Nordrichtung erfolgt zusätzlich eine azimutale Drehung. Nach deren Durchführung liegen die Koordinaten des Windvektors in einem orthogonalen Koordinatensystem vor, dessen z-Achse (**w**) in Richtung des Geopotentials zeigt, die horizontalen Achsen **u** und **v** in West-Ost-Richtung bzw. Nord-Südrichtung ausgerichtet sind. Diese Komponenten werden zusammen mit dem Betrag der horizontalen Windgeschwindigkeit und dem Azimutwinkel gegen die Nordrichtung in der Ergebnisdatei für vektorielle Größen abgelegt.

Die Kalibrierung der beiden skalaren Größen Temperatur und spezifische Feuchte erfolgt in drei Schritten: Zunächst werden die Rohdaten zur Skalierung mit einer Rohkalibrierung versehen. Anschließend wird eine Tiefpassfilterung mit einer Zeitkonstante von ca. 20 Sekunden (akustische Virtuelltemperatur) und 45 Sekunden (Feuchte) durchgeführt, um die Trägheitseigenschaften der Referenzdaten zu simulieren. Abschnittsweise werden daraufhin Regressionen gegenüber den 1-Minuten-Mittelwerten der Referenzgrößen durchgeführt und das Ergebnis in Dateien mit skalaren Größen abgespeichert. Unter Berücksichtigung der Luftdichte im Datensatz der Energiebilanzstation kann die zunächst als absolute Feuchte $\mathbf{af'}$ vorliegende Feuchtefluktuation in die der spezifischen Feuchte $\mathbf{q'}$ umgerechnet werden. Die Kalibrierung der Oberflächentemperatur aus dem Infrarotthermometer, dessen Daten ebenfalls im Datensatz enthalten sind, erfolgt separat.

Die auf diese Weise erzeugten Datensätze dienen als Grundlage für die weiteren Analysen. Zur besseren Handhabung werden im allerletzten Schritt die einzelnen Basisgrößen in Dateien abgelegt, welche jeweils einen vollständigen Messtag enthalten. Ausfallwerte sind dabei besonders gekennzeichnet. Diese Dateien sind wiederum kompatibel mit dem **DataView**-Programm von D. MÜLLER (*siehe Abschnitt 5.1*), so dass in einfacher Weise beliebige Ausschnitte des Datensatzes als Mittelwerte mit Standardabweichung oder auch in der zeitlichen Originalauflösung exportiert werden können.

Damit wird der unmittelbare Einblick in die Variation der Messgrößen über den gesamten Skalenbereich ermöglicht. Ein Beispiel für diese Option zeigt die *Farbabbildung Tafel XXI*, auf der neben dem Tagesgang des Vertikalwindes und der horizontalen Windgeschwindigkeit schrittweise ein zeitlich immer höher aufgelöster Ausschnitt eines am 11.8.1998 gewonnen Datensatzes der Temperatur und der spezifischen Feuchte gezeigt wird.

5.3 Zur Theorie des Eddykorrelationsverfahrens

Im *Kapitel 4* und auch im vorangegangen *Abschnitt 5.2* wurden die wesentlichen Maßnahmen beschrieben, um für die Flussberechnung nach dem Eddykorrelationsverfahren möglichst qualitativ hochwertige Ausgangsdaten zu erhalten. Die Eddykorrelationsmethode hat gegenüber Profilmethoden einen sehr viel höheren Stellenwert, da sie quasi als direkte Methode zur Flussbestimmung gehandelt wird, was nichts anderes bedeutet, als dass sie keine Parametrisierungen benötigt. Sie kann damit vermeintlich auch un-

ter ungünstigen Bedingungen wie einem heterogen gegliederten Gelände oder einer extrem stabilen Grenzschicht eingesetzt werden, denn sie liefert ja immer zuverlässig den lokalen Fluss. Nur, wie kann das Ergebnis dieser Flussmessung interpretiert werden? Lässt man diese entscheidende Frage außer Acht, dann kann Eddykorrelation die einfachste Methode sein, um auch in einer höchst instationären Gletscherwindschicht korrekte turbulente Flüsse zu messen. Beleuchtet man aber die Hintergründe, dann ist es wohl die schwierigste Methode überhaupt, um Flüsse zu erhalten.

In den meisten kommerziellen Softwareprogrammen wird dieser letzte Schritt höchst simpel gelöst. Es wird anhand der gemessenen Zeitreihen über eine gewisse Anzahl Werte **N** der vektoriellen Windkomponenten **u**, **v** und **w** sowie der skalaren Größen der Temperatur **T** und der spezifischen Feuchte **q** nach den folgenden Formeln die Kovarianz berechnet:

$$\textbf{[5.1]} \quad \overline{w'T'} = \frac{1}{N-1}\left[\sum_{k=0}^{N-1} w_k \cdot T_k - \frac{1}{N}\left(\sum_{k=0}^{N-1} w_k \sum_{k=0}^{N-1} T_k\right)\right]$$

für den kinematischen Fluss der fühlbaren Wärme, und analog nach

$$\textbf{[5.15]} \quad \overline{w'q'} = \frac{1}{N-1}\left[\sum_{k=0}^{N-1} w_k \cdot q_k - \frac{1}{N}\left(\sum_{k=0}^{N-1} w_k \sum_{k=0}^{N-1} q_k\right)\right]$$

den für die latente Wärme (z.B. nach Foken, 2003).
Etwas komplexer ist die Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}_*$, die sich zu

$$\textbf{[5.3]} \quad u_*^2 = \sqrt{\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2}$$

in analoger Weise berechnet (Beier & Weber, 1992), wobei in *[5.1]* und *[5.2]* die skalaren Temperatur- und Feuchtewerte jeweils durch die Komponenten des Windvektors **u** (N-S-Richtung) und **v** (W-O-Richtung) ersetzt werden müssen.

Das Konzept erscheint zunächst bestechend, denn die Summen und Produkte in *[5.1]* und *[5.2]* lassen sich ohne besonderen Aufwand bei der Datenerfassung quasi in Echtzeit berechnen, so dass man nach einer gewissen Anzahl von **N** Messwerten direkt mit den Gleichungen *[4.12]* und *[4.13]* in *Abschnitt 4.2* einen Wert für die turbulenten Flüsse **H** und **LE** erhält. Aber leider ist dies nur die halbe Wahrheit, denn wie bereits im *Abschnitt 4.2* angedeutet, beruhen die Gleichungen auf drastischen Vereinfachungen. Sie gelten ähnlich den Parametrisierungsansätzen nur dann, wenn die natürlichen Verhältnisse möglichst gut mit den Modellvorstellungen übereinstimmen. Messdaten spiegeln jedoch ein Konglomerat aller Prozesse wieder, auch solcher, die in den Gleichungen nicht beschrieben werden. Es gilt somit bei der Auswertung der Turbulenzdaten, zunächst die relevanten Vorgänge durch geeignete Analysemethoden und Modellvorstellungen zu isolieren.

Das Problem könnte vielleicht mit dem Versuch verglichen werden, eine digitale HiFi-Aufnahme eines Konzertes mit unzureichender Ausrüstung inmitten eines lärmenden Publikums zu erstellen. Das Ergebnis dürfte zunächst sehr unbefriedigend sein, da die eigentlich gewünschten Töne der Instrumente durch Rauschen und Nebengeräusche so überlagert werden, dass sie kaum wahrgenommen werden. Dennoch sind inzwischen EDV-gestützte Werkzeuge verfügbar, die mit Hilfe von Signalanalysemethoden, Filtern und Modellen der Klangcharakteristiken der verwendeten Instrumente sogar solche Aufnahmen restaurieren können. Die nachfolgenden Abschnitte zeigen, dass sich diese Vorgehensweise von den Auswerteverfahren bei Eddykorrelationsmessungen gar nicht so weit unterscheiden.

5.3.1 Taylor-Hypothese und organisierte Turbulenz

Der turbulente Transport durch die atmosphärische Turbulenz in der Grenzschicht ist ein dreidimensionaler, nichtlinearer chaotischer Prozess, der bei der Eddykorrelationsmethode mit einer nur aus einer Punktmessung abgeleiteten statistischen Kenngröße – der Kovarianz - möglichst vollständig erfasst werden soll. Der relativ beschränkte Informationsgehalt einer eindimensionalen Zeitreihe muss durch geeignete Interpretation und Annahmen bezüglich Homogenität und Stationarität erweitert werden. Diese Transformation erfordert eine sehr konkrete Modellvorstellung, wie sich die räumliche Information in der gemessenen Zeitreihe wiederspiegelt, oder anders ausgedrückt, durch welche Prozesse diese zustande kommt. In der *Abbildung A* auf der *Tafel XXII* ist ein sehr einfaches derartiges Modell skizziert, das die Realität sicherlich nur beschränkt wiederspiegelt, aber dennoch eine plausible Erklärung für die weitere Vorgehensweise anbietet.

Die Profilmessungen zeigen, dass die Grenzschicht über einem schmelzenden Gletscher in der Regel stabil geschichtet ist, sich also wärmere Luftmassen über kälteren befinden. Je nach den äußeren Randbedingungen ist in den höheren Schichten der Wasserdampfgehalt möglicherweise geringer als direkt an der schmelzenden Eisoberfläche, wo ein hohes Angebot an Flüssigwasser vorhanden ist. Während im Flachland eine stabile Schichtung eher durch geringe Luftbewegung charakterisiert ist, wird über Gletschern auch bei klarem Himmel ein beständiger Wind in Richtung des mittleren Gefälles beobachtet, der sich durch eine ausgeprägte Böigkeit auszeichnet (Hoinkes, 1955; 1956). Es handelt sich also um eine hochgradig turbulente Strömung. Die Böen können als unmittelbare Folge unterschiedlich großer walzenförmiger Wirbel mit einer horizontal ausgerichteten Achse verstanden werden, die in der Grundströmung eingebettet sind. Ihre kinetische Energie beziehen sie aus der mittleren Strömung, welche ihrerseits durch ein äußeres Druckgefälle und teilweise auch durch die Schwerkraft aufrechterhalten wird. Als Ursache für die Wirbelbildung dienen die zur aerodynamisch rauen Oberfläche hin wachsenden Scherkräfte.

Die zwangsläufig in den Wirbeln auftretenden Vertikalbewegungen bewirken eine Durchmischung der Schicht, es wird warme und trockene Luft von oben nach unten und kühlere feuchtere von unten nach oben transportiert. Die spezifische Feuchte bleibt bei diesem Vorgang erhalten. Innerhalb der Elemente ist die Luft je nach Drehsinn auf der Leeseite dadurch geringfügig trockener und wärmer als auf der Luvseite. Treibt nun ein solcher „Wirbel“ an einem in die Strömung hineinragenden Sensor mit dem mittleren Wind vorbei, wird mit der Zeit eine rasche Zu- oder Abnahme der Temperatur und Feuchte registriert. Das Element darf sich während der Passage nicht wesentlich verändern. Unter diesen Voraussetzungen findet man in der Registrierung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des mittleren Horizontalwindes, der Dimension und Intensität des Wirbels, sowie dem Niveau, in dem er angeschnitten wird, eine Welle mit entsprechender Länge und Amplitude. Ist die Driftgeschwindigkeit bekannt, lässt sich umgekehrt aus den Zeitreihen der Windkomponenten und der skalaren Größen auf die Dimension und die Verhältnisse innerhalb des Wirbels schließen. Unter dieser Bedingung genügt zur Berechnung des durch eine horizontale Fläche in Höhe des Sensors erfolgten vertikalen Wärmetransportes die Bestimmung der Kovarianz der diskret vorliegenden Messwerte nach den Gleichungen *[5.1]* und *[5.2]*. Die notwendige Anzahl **N** von Messwerten ergibt sich dabei aus dem Quotienten zwischen der beim Passieren des Wirbels verstrichenen Zeitdifferenz $\mathbf{t_e - t_a}$ und der Dauer des Zeitschritts $\mathbf{\Delta}$ zwischen den diskreten Messungen zu

$$N = \frac{t_e - t_a}{\Delta} .$$

Diese relativ einfache Vorstellung von den Vorgängen in der turbulenten Grenzschicht und deren messtechnische Erfassung geht auf Taylor (1938) zurück, der in diesem Zusammenhang den Begriff von der „*eingefrorenen Turbulenz*“ prägte. Er beschrieb damit seine Hypothese, dass die Turbulenzelemente über eine gewisse Zeitspanne nahezu unverändert (stationär) mit der mittleren Strömung fortbewegt werden und daher ein Abbild des sich stromaufwärts befindlichen dreidimensionalen Turbulenzfeldes auf eine

Zeitreihe projiziert wird. Dies leitete er aus der Beobachtung ab, dass markante Muster in den Zeitreihen von Messgrößen in einigem Abstand in Leerichtung nahezu unverändert wiedergefunden werden können.

Am deutlichsten zeigen sich die Turbulenzelemente in Zeitreihen von skalaren Größen wie der Temperatur oder der Feuchte. Da während der **HyMEX**-Experimente keine simultanen Messungen an mehreren Türmen durchgeführt wurden, soll das TAYLOR´sche Prinzip der eingefrorenen Turbulenz anhand eines kurzen Ausschnittes zweier simultaner Temperaturregistrierungen in *Abbildung 5.4* demonstriert werden, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen während des **SADE**-Experimentes 1993 (BEIER *et al.*, 1994a) gewonnen wurden. Die im oberen Teil der Abbildung wiedergegebenen Messreihen von über 5 Sekunden gemittelten 10Hz-Werten zeigen zumindest ähnliche Strukturen wie am benachbarten 5.5-m Turm, was als Hinweis dafür gelten kann, dass tatsächlich identische Turbulenzelemente angeschnitten wurden. Allerdings ergibt sich nicht unbedingt die nach der Modellvorstellung des walzenförmigen Wirbels erwartete symmetrische Wellenform. Charakteristisch sind dagegen unregelmäßig erscheinende Strukturen, die einen Zeitraum von einer bis maximal einiger weniger Minuten überdauern.

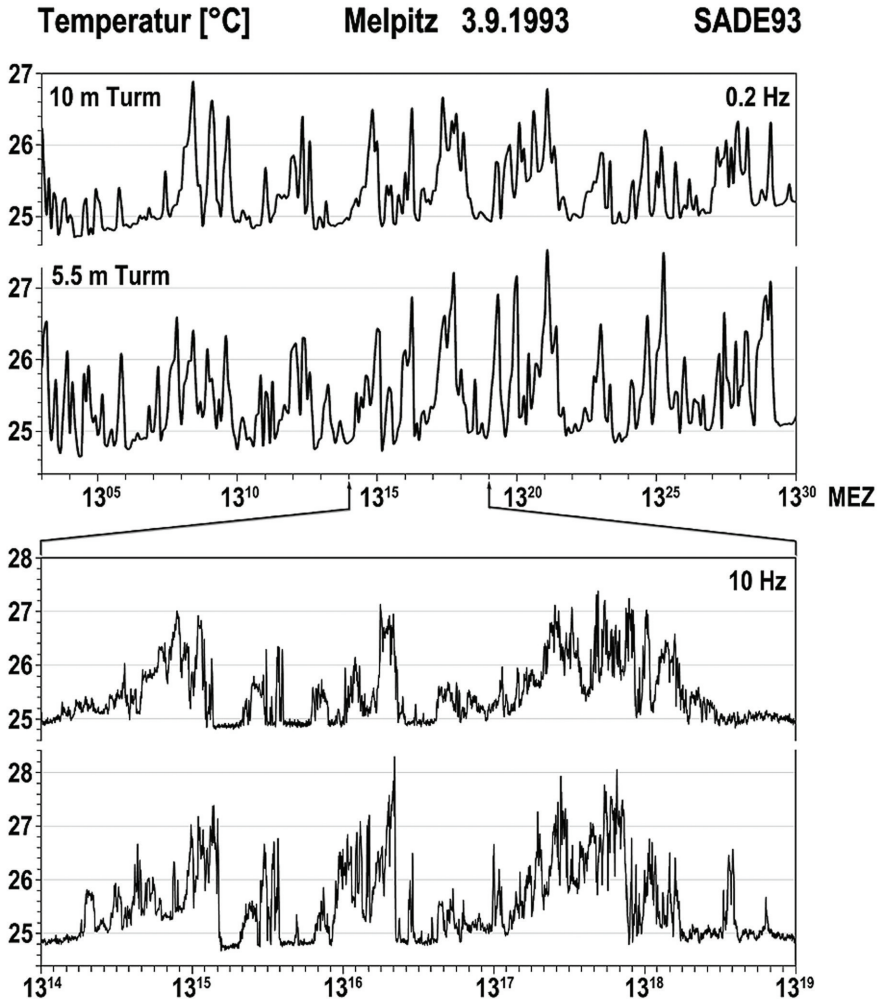


Abb. 5.4: *Konvektive Turbulenzstrukturen am Beispiel eines Ausschnittes zweier Zeitreihen der Temperatur, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen (siehe auch Abb. 4.3) über einer trockenen Wiese gemessen wurden. Datenquelle: „Mikrometeorologische Datenbank", MÜLLER (2001).*

Das klassische Wirbelmodell der Turbulenz (KOLMOGOROV, 1941; STULL, 1988; FOKEN, 2003) beinhaltet einen Kaskadenprozess, bei dem die durchschnittliche Größe der Turbulenzelemente durch Zerfall zur Oberfläche hin abnimmt. In *Abbildung 5.4* ist eine Zunahme der Dimension der Wirbel mit der Höhe nicht unmittelbar ersichtlich, da die obere Kurve wegen der in 10 m Höhe herrschenden höheren Windgeschwindigkeiten gegenüber der unteren eine unterschiedliche räumliche Transformationsskala besitzt und damit im unmittelbaren Vergleich gestaucht erscheint. Offensichtlich ist dagegen eine höhere Varianz in der 5.5m-Messreihe, welche auf eine Zunahme der Anzahl der Elemente hindeutet. Während des allgemein als Dissipation bezeichneten Zerfallsprozesses geben die größeren Wirbel ihre kinetische Energie an die kleineren ab. Unmittelbar an der Oberfläche zerfallen sie unter Freisetzung von Wärme vollständig. Die dabei erzeugte Wärmemenge ist mit weniger als 2 Wm^{-2} (FOKEN, 2003) im Verhältnis zu der innerhalb der Kaskade transportierten Wärme so klein, dass sie in der Energiebilanzgleichung nicht explizit berücksichtigt wird.

Die durch die zuletzt beschriebene Modellvorstellung implizierte unregelmäßige und zufällige Schwankung der Größen um einen Mittelwert erschließt sich erst bei einer zeitlich höher aufgelösten Darstellung, wie sie im unteren Teil der *Abbildung 5.4* vorgenommen wird. In den 10Hz-Werten wird ferner deutlich, dass die unregelmäßigen Schwankungen ausgehend von einem Niveau, das in diesem Beispiel bei ca. 25°C liegt, charakteristischen Strukturen mit einer größeren Skala überlagert sind. In *Abbildung 5.5* wird die untere der beiden hochaufgelösten Zeitreihen mittels einen Hoch- bzw. Tiefpassfilter in den Anteil mit hochfrequenten Fluktuationen und die niederfrequente Variation aufgeteilt. Dabei werden rampenförmige Strukturen isoliert, die in der Regel einen extrem steilen Abfall an der Luvseite zeigen. Hierbei handelt es sich offensichtlich im Gegensatz zu den zufälligen Bewegungen um kohärente (organisierte) Strukturen, welche besonderen Gesetzmäßigkeiten unterworfen sind.

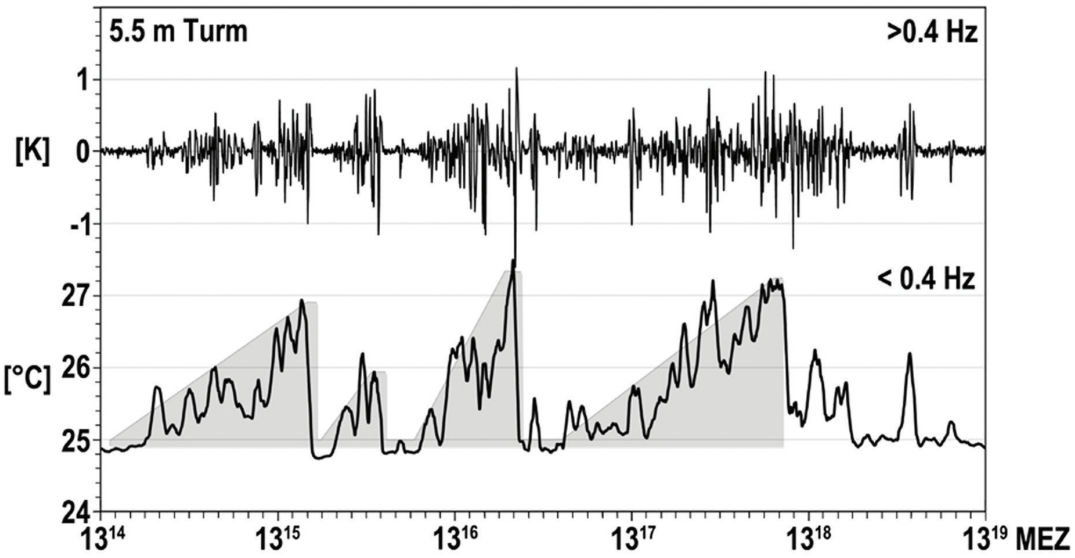


Abb. 5.5: *Zerlegung eines Ausschnittes der Zeitreihe vom 3.9.1993 in Abbildung 5.4 unten (5.5 m-Turm) mittels Bandpassfilterung in einen hochfrequenten Anteil von 0.4 bis 10 Hz (oben) und die niederfrequente Variation (unten) zur Isolierung der Rampenstruktur (hellgrau hervorgehoben).*

Betrachtet man nur statistische Kenngrößen und Mittelwerte über längere Zeiträume von einigen Minuten, wie dies lange Zeit bei Turbulenzmessungen gebräuchlich war, bleibt die Natur dieser Strukturen verborgen. Mit der Möglichkeit der Speicherung von zumindest längeren Abschnitten von Rohdatenserien und entsprechender Analysemethoden konnte die räumliche Struktur dieser in der englischsprachigen Literatur als „*ramp structures*" bezeichneten organisierten Turbulenzelemente untersucht und ihre Bedeutung für den Mechanismus des turbulenten Transports herausgestellt werden. Da sie besonders häu-

fig unter Bedingungen mit starker Konvektion und niedrigen Windgeschwindigkeiten auftreten, wurden sie als Besonderheit einer extrem labilen Grenzschicht erklärt (KAIMAL & BUSINGER, 1970). Sie wurden zunächst als isolierte Bereiche mit horizontalen Abmessungen in der Größenordnung von ca. 100 m erkannt, die mit den als *Thermikblasen* in der Mischungsschicht bekannten Strukturen in enger Verbindung stehen. In der Mikroskala stellen sie damit ein Analogon zu den großen organisierten Turbulenzformen wie beispielsweise die Tiefdruckwirbel auf der Makroskala dar. Da der scharfe Temperatursprung an der luvseitigen Begrenzung durchaus mit den Beobachtungen im Bereich von Frontdurchgängen vergleichbar ist, wurde dafür der Begriff „*Mikrofront*" geprägt und das Gesamtgebilde als konvektiver „*Plume*" bezeichnet (STULL, 1988). Wie auch in der *Abbildung 5.5* sichtbar, werden in diesem Bereich die irregulären turbulenten Bewegungen überdurchschnittlich angefacht, man spricht in diesem Zusammenhang auch von dem Vorgang der *Intermittenz*. Enthalpie aus den bodennahen Schichten kann in diesem Bereich besonders effizient an die größeren Strukturen in der Höhe weitergereicht werden. In der Wirkung ist die Zirkulation innerhalb der Plumes mit einem Staubsauger (STULL, 1988) vergleichbar, denn sie bewirkt ein diffuses seitliches Einmischen von Luftmassen in den Leebereichen, die im Bereich entlang der Mikrofront nach oben abgeleitet wird ($\mathbf{w}>0$). Zum Ausgleich ist in der Umgebung großräumiges Absinken feststellbar (KAIMAL & BUSINGER, 1970; STULL, 1988). Im Extremfall kann sich ein regelrechter Wirbelschlauch mit einer vertikalen Achse entwickeln, in dem die Transportvorgänge in Form eines sogenannten Staubteufels unmittelbar sichtbar werden. Ein solcher Staubteufel passierte glücklicherweise im Rahmen des **SANA**-Experimentes in Melpitz (Sachsen) im Jahre 1991 eine Turbulenzmessstation des MIM, so dass vergleichsweise extreme Vertikalbewegungen von über 2.5 m/s messtechnisch nachgewiesen werden konnten (BEIER *et al.*, 1994a).

Neben den dynamischen Effekten werden also auch die thermischen Auftriebskräfte innerhalb der konvektiven Struktur wirksam. Dennoch weisen WILCZAK & TILLMANN (1980) daraufhin, dass die Rampenstruktur in den skalaren Größen nicht die Folge des thermischen Auftriebes sondern vielmehr das Ergebnis der Scherung in der Strömung ist. Somit sind Strukturen dieser Art nicht auf labile Schichtungsverhältnisse beschränkt.

Ein weiterer Aspekt liegt in der Beständigkeit der organisierten Strukturen. Sie bleiben über längere Zeiträume von mehreren Minuten erhalten, sind also quasistationär. Da sie mit der mittleren Strömung verfrachtet werden, können sie daher durchaus im Sinne der TAYLOR´schen Hypothese korrekt auf eine Zeitreihe abgebildet werden. Der vertikale Energiefluss innerhalb des *Plume* wird daher in der Regel richtig durch die Korrelation von Vertikalwind- und Skalarfluktuation berechnet. Die Gebilde bedecken jedoch nur einen Teil der Fläche. Ob also der an einer Station berechnete Fluss repräsentativ ist, hängt davon ab, ob die Anzahl der während eines Mittelungszeitraums die Punktmessung passierenden organisierten Strukturen in etwa deren räumlicher Verteilung entspricht. Nach Untersuchungen von KAIMAL & BUSINGER (1970) ist etwa 40% der Fläche von konvektiven *Plumes* bedeckt. Auslöser für ihre Bildung sind insbesondere Geländeinhomogenitäten oder Hindernisse. Somit müssen Situationen vermieden werden, bei denen sich die Messeinrichtung quasi genau auf oder weit entfernt von einer „Zugstrasse" der Formen befindet. In diesem Fall ist der ermittelte Fluss nicht flächenrepräsentativ und muss letztlich zu einer nicht geschlossenen Energiebilanz führen.

Die Vielzahl der inzwischen durchgeführten Untersuchungen der Turbulenzstruktur unter unterschiedlichen Randbedingungen bezüglich Schichtung und Gelände zeigt, dass das Auftreten von organisierter Turbulenz eher die Regel als die Ausnahme bildet. Da Reibungsvorgänge deren Bildung unterstützen, ist es wenig verwunderlich, dass insbesondere über hohen Vegetationsbeständen ein ähnliches Verhalten beobachtet werden kann. Hier kann zur Erklärung allerdings auch die heterogene Quellen- und Senkenverteilung herangezogen werden. (GAO *et al.*, 1989; SHAW *et al.*, 1990). Förderlich für die Bildung von organisierter Turbulenz sind aber in jedem Fall eine niedrige Geschwindigkeit der mittleren Strömung und die Dominanz des Strahlungshaushalts in der Energiebilanz. Unter diesen Bedingungen ist dieser Mechanismus für die Natur offensichtlich ein sehr effizienter Weg, um die anfallenden Energietransporte möglichst effizient zu bewerkstelligen. Bei Starkwind und bedecktem Himmel dagegen ist das Energieangebot deutlich geringer, so dass die Transportkapazität mittels der reibungsinduzierten irregulären Turbulenz ausreicht. Wegen der auftretenden Scherungskräfte können sich dann organisierte Strukturen

weder entwickeln, noch haben sie eine nennenswerte Lebensdauer.

In der extrem stabil geschichteten Grenzschicht über einem Gletscher ist eine Forcierung der turbulenten Bewegung durch Auftriebskräfte weitgehend ausgeschlossen. Die Temperaturschichtung übt einen eher dämpfenden Einfluss auf die Vertikalbewegung aus und es dominieren primär die Reibungseinflüsse. Die schmelzende Eisoberfläche stellt keine Quelle, sondern eine Senke für die Energie dar. Dennoch dominieren auch hier in den Zeitreihen der skalaren Größen ähnliche organisierte Strukturen wie in der konvektiven Grenzschicht. Sichtet man die in der Gletscherwindschicht gewonnenen Zeitreihen der vektoriellen und skalaren Größen, so zeigen diese trotz der angesprochenen Dämpfungseffekte in der Relation zum Tagesgang eine beachtliche Varianz. Als Beispiel ist wiederum die *Abbildung* auf der *Tafel XX* heranzuziehen, welche den Tagesgang von Vertikal- und Horizontalwind, Temperatur und spezifischer Feuchte in Form von Mittelwerten und Varianzen auf der Basis der 21Hz-Daten vom 11.8.1998 während **HyMEX98** wiedergibt. Auf der 5-Minuten-Zeitskala unterscheiden sich die Tagesgänge von Temperatur und Feuchte noch erheblich, da sie mehr durch unterschiedliche advektive Vorgänge als den turbulenten Transport geprägt werden. Erhöht man die Auflösung jedoch auf 5-Sekunden-Intervalle, werden in beiden Größen nahezu identische Makrostrukturen sichtbar, welche zu den oben behandelten konvektiven Plumes in *Abbildung 5.4* sehr ähnliche asymmetrische Charakteristiken aufweisen. Diese finden sich letztlich auch in der Mikrostruktur wieder. Allerdings erscheinen die Formen zur Zeitachse spiegelbildlich. Ausgehend von einem relativ einheitlichen Niveau zeigen die Spitzen nicht wie im konvektiven Fall nach oben, sondern nach unten. *Sie sind damit ein hervorragender Indikator für die Richtung des damit verbundenen turbulenten Transports*. Auf das Vorzeichen des resultierenden Flusses kann somit aus derartigen Messreihen auch ohne Heranziehung von Informationen aus Vertikalprofilmessungen direkt geschlossen werden.

Die Analyse der hochaufgelösten Zeitreihen der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX 2000** zeigt in der stabilen Grenzschicht über dem Gletscher ein situationsbedingt unterschiedlich gehäuftes Auftreten dreier Grundformen organisierter Turbulenz in den skalaren Größen, nämlich von *Rampen*, *Wellen* und signifikanten *Spitzen*. Typische Beispiele dieser häufigsten Formen werden anhand von während **HyMEX 2000** gewonnenen Temperaturdaten zusammen mit der gleichzeitigen Registrierung des Vertikalwindes in der *Abbildung 5.6* wiedergegeben. In den von hoher Turbulenzintensität geprägten Nachtstunden dominieren *Rampenstrukturen* mit einer Mikrofront an der Luvseite (*Abbildungsteil a)*. Analog zu den zuvor beschriebenen konvektiven Plumes nimmt auch hier die nach oben gerichtete Vertikalbewegung in Richtung der Front zu. Die „katabatische" Plume hat aber für die Schichtung einen eher destruktiven Charakter. Offensichtlich werden kältere Luftmassen, die ihre Wärme bereits an der Oberfläche abgegeben haben, nach oben gemischt. Entsprechend ihrer mittleren Verfrachtungsgeschwindigkeit von etwa 3 m/s hat die in der linken Hälfte von *Abbildung 5.6a)* wiedergegebene Rampenstruktur eine Längenerstreckung von über 150 m. In diesem Bereich bewirkt sie ein allmähliches Anwachsen der Kaltluftschicht. Eine Serie dieser Strukturen bewirkt ein pulsierendes Verhalten der Grenzschicht, welches qualitativ auch gut den Ausschnitten in den Zeithöhenschnitten in der *Abbildung auf Tafel XX* entnommen werden kann. Wenn die konvektive Plume nach STULL (1988) bildhaft mit einem Staubsauger verglichen werden kann, ähneln die in der stabilen Gletscherwindschicht beobachteten Strukturen eher den Wirbeln, welche entstehen, wenn man von oben mit einem Föhn Warmluft in eine kalte Luftschicht stoßweise hineinbläst. Dadurch wird die an der Oberfläche gebildete Kaltluftschicht kräftig aufgewirbelt, so dass sie durch Luft aus wärmeren Schichten ersetzt werden kann, die wiederum erneut Wärme an den Untergrund abgeben kann.

Besonders in den Übergangszeiten bei Sonnenauf- und -untergang, während denen sich das Angebot an solarer Einstrahlung rasch ändert, können auch *Wellenstrukturen* beobachtet werden (*Abb. 5.6 b*). Die stabil geschichtete Luftmasse wird dabei in Schwingungen versetzt. Allerdings sind diese nicht mit der Vertikalbewegung korreliert, der Vertikaltransport wird daher im Gegensatz zu den Plumes kaum intensiviert. Die allmähliche Veränderung des Mittelwertes der Größen ist damit allein eine Folge von pulsierenden Advektionsvorgängen.

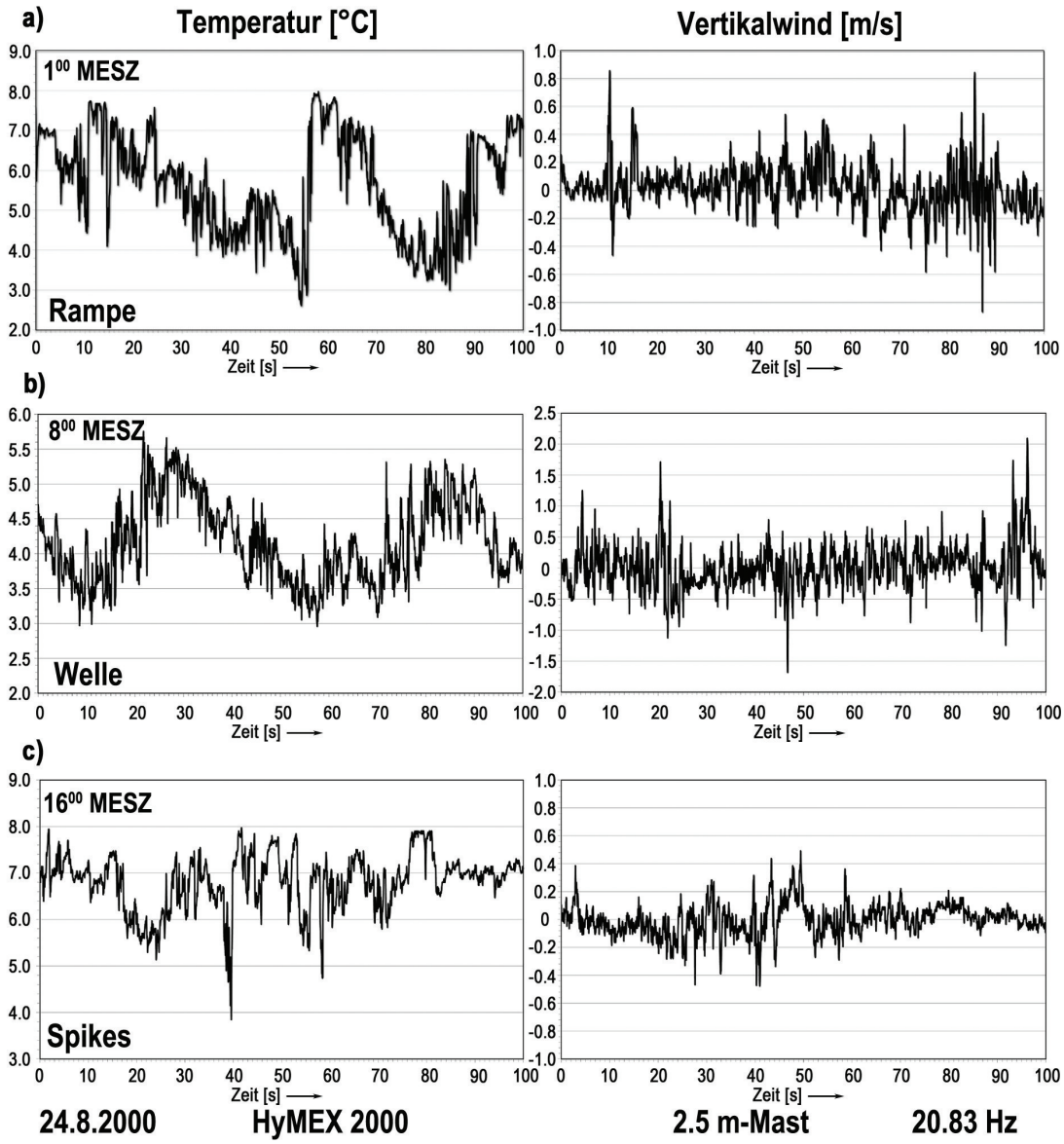


Abb. 5.6: *Unterschiedliche Typen von organisierten Strukturen in den hochfrequenten Zeitreihen der Temperatur (links) und des Vertikalwinds (rechts) in der Grenzschicht über dem Vernagtferner.*

In Zeiträumen mit abnehmendem solaren Strahlungsangebot und sehr geringer Geschwindigkeit der mittleren Strömung werden die Makrostrukturen uneinheitlich deutlich kleiner. Man findet Spike-ähnliche Formen, deren Spitzen ebenfalls zur Oberfläche hinweisen und in denen kalte Luft von der Oberfläche nach oben befördert wird (*z. B. Abb. 5.6 c, bei 40s*) und dadurch den Abbau der stabilen Schichtung fördert.

Die organisierten Turbulenzstrukturen in der stabilen Grenzschicht unterscheiden sich nach den Beobachtungen deutlich von den konvektiven Strukturen, obwohl sie eine ähnliche Wirkung und Form zeigen. Sie sind im Wesentlichen der Ausdruck von dynamischen Vorgängen, welche ihre kinetische Energie aus Prozessen außerhalb der eigentlichen eisnahen Grenzschicht beziehen. Auftriebskräfte unterstützen sie nicht, sondern haben eher einen hemmenden Einfluss. Die Bedeutung der Turbulenz besteht primär

im Abbau der sich durch Abkühlung an der Oberfläche bildenden stabilen Schichtung, wodurch letztlich die eigentlich dort unbedeutenden turbulenten Flüsse zur Oberfläche verstärkt werden können. Auffallend ist jedoch der periodische Charakter der Vorgänge. Daher kommen als Ursache sowohl Prozesse *innerhalb* der Grenzschicht als auch *außerhalb* in Frage.

Wegen der geneigten Oberfläche können Kaltluftmassen auch ohne Antrieb durch den Wind auf der synoptischen und mesoskaligen Skala infolge der Schwerkraft ähnlich einer Schneelawine in Richtung des Gefälles in Bewegung gesetzt werden. Obwohl die Bewegung innerhalb einer Lawine chaotisch und nicht deterministisch abläuft, handelt es sich als Ganzes um eine wohlorganisierte Struktur, deren Bedeutung in der Verfrachtung von Schneemassen vom Berg zu Tal liegt. Der Zeitpunkt des Abgangs und die Intensität lässt sich dabei schwer vorhersagen, wohl aber in der Regel der Weg. In ähnlicher Weise verhält es sich mit der Turbulenzstruktur der Grenzschicht über einem Gletscher. Ohne äußere Einflüsse kommt es zu sporadischem Abgleiten von Luftmassen mit einer entsprechenden makroskaligen Turbulenzstruktur entlang der Gefällelinie. Während dieses Vorganges ist auch die mittlere Strömung der turbulenten Bewegung zuzuordnen. Er ist damit hochgradig instationär, was durchaus mit den Beobachtungen über Gletschern übereinstimmt. Die verfrachtete Luftmasse muss durch Kompensationsströmungen ersetzt werden, sie hat ihren Ursprung meist in höheren und wärmeren Schichten. Dieser Mechanismus führt damit zu einer Verstärkung des Flusses.

Die eisnahe Grenzschicht kann weiterhin auch durch Turbulenz in höheren Schichten beeinflusst werden. Diese entsteht beispielsweise durch Verwirbelung des Höhenwindes an den Gipfeln und Kämmen oder sonstigen über das Gletscherareal hinausragenden Hindernissen und Kanten. Form, Art und Größe dieser Wirbel hängen dabei wesentlich von den Geländeformen, der Windgeschwindigkeit und der Anströmrichtung ab. Die entstandenen Wirbel können infolge ihrer Größe durchaus den Charakter einer organisierten Turbulenzstruktur annehmen und bei Lufttemperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt lokal die Funktion des oben erwähnten Föhngebläses übernehmen. Dadurch wird nicht nur die Grenzschicht durch die angefachte Turbulenz besser durchmischt, sondern auch zusätzliche Warmluft eingebracht (*Entrainment*). Die Folge ist wiederum sowohl eine Verstärkung des Wärmeflusses als auch ein instationäres Verhalten der Messgrößen. Hinweise auf Mechanismen dieser Art wurden bereits in einem ähnlich gearteten Experiment auf der *Pasterze* gefunden (Smeets *et al.*, 1998). Bedauerlicherweise sind sie ohne detaillierte Kenntnisse des Strömungsfeldes über dem Gletscher unter den synoptischen Randbedingungen kaum fassbar und zeigen sich in den eisnahen Messungen primär nur als Störung der Homogenität und der Stationarität. In der Regel dürfte der Effekt zu den Kämmen hin zunehmen, wie es auch die Unterschiede zwischen den Messungen an der höher gelegenen Station von **HyMEX98** gegenüber denen an der tieferen Station **HyMEX 2000** nahe legen. Letztere zeigen einen geringfügig höheren Grad an Stationarität. Allerdings fehlen bei beiden Experimenten die Information zu den Vorgängen in der Höhe.

Fazit der Untersuchung ist, dass auch in der eisnahen Luftschicht organisierte Strukturen für den turbulenten Transport eine bedeutende Rolle spielen. Da sie sich relativ scharf abgrenzen lassen, werden sie in den Zeitreihen trotz des hohen Instationaritätsgrades weitestgehend korrekt abgebildet. Insofern ist die Taylor´sche Hypothese der eingefrorenen Turbulenz erfüllt. Schwierig ist dagegen eine Abschätzung der Repräsentativität des Flusses für ein größeres Flächenareal, denn die Bedingung der horizontalen Homogenität ist allenfalls ansatzweise erfüllt.

5.3.2 Quellgebiet - Footprint

Die Diskussion im vorangestellten Abschnitt unterstreicht die Wichtigkeit, zur Beurteilung der Repräsentativität das Quellgebiet der an einer Station gemessenen Flüsse möglichst gut abgrenzen zu können. Dies gilt nicht nur für das Eddykorrelationsverfahren, sondern gleichermaßen auch für die Bulk- und Profilmethoden. Auch die Mittelwerte werden nicht durch die Unterlage unmittelbar an der Station, sondern durch die Prozesse über der im Luv des mittleren Windes gelegenen Geländefläche geprägt (Gash, 1986). Man spricht in diesem Zusammenhang von der Anlaufstrecke („*Fetch*"), seit Ende der 1980er Jahre auch

vom „*Footprint*“ (SCHMID & OKE, 1990), dessen Abmessungen wesentlich von der über die Schicht gemittelten Windgeschwindigkeit und der Turbulenzstruktur abhängen. Ein weiterer wesentlicher Parameter ist die Messhöhe. Prinzipiell ist die Situation vergleichbar mit dem Blick von einem Aussichtsturm. Je höher der Turm, desto weiter reicht der Blick. Andererseits sind von einem hohen Turm weniger Details des Bodens sichtbar als von einem niedrigeren. Ist das Gelände stark heterogen gegliedert, ist das Messergebnis ein Mischsignal, bei dem die einzelnen Flächenelemente je nach Entfernung und Bedingungen unterschiedlich stark gewichtet eingehen.

Lage und Gewichtung des Quellgebiets können für eine gegebene Situation anhand der Quellgebietstheorie mit sogenannten *Footprint-Modellen* abgeschätzt werden (SCHMID & OKE, 1990; HORST & WEIL, 1992; SCHMID 2002). Sie basieren teilweise auf Diffussionsmodellen, wie sie in der Ausbreitungsrechnung gebräuchlich sind und den gängigen Annahmen zur Höhenkonstanz der Flüsse, der Advektion und einer homogenen Unterlage (FOKEN, 2003). Sie liefern eine sogenannte Quellgebietsfunktion $\mathbf{Q_s}$, welche den relativen Beitrag zum Fluss **F** in Abhängigkeit von der Distanz **x** vom Messturm berechnet. Zur Illustration des allgemeinen Prinzips soll an dieser Stelle ein relativ leicht zu handhabendes Beispiel einer analytischen Modelllösung zitiert werden, die sich bei LAUBACH (1996) findet. Es basiert auf einem Ansatz nach SCHUEPP *et al.* (1990) unter der vereinfachenden Annahme eines logarithmischen Windprofils über einer ideal homogenen Fläche:

$$\mathbf{[5.4]} \qquad \frac{1}{Q_s}\frac{dF}{dx} = \frac{U_z(z-d)}{u_* \cdot \kappa \cdot x^2}\exp\left[-\frac{U_z(z-d)}{u_* \cdot \kappa \cdot x}\right], \text{ mit}$$

$\mathbf{U_z}$: mittlere Windgeschwindigkeit in der Messhöhe **z**,
d : Verdrängungshöhe,
$\mathbf{u_*}$: Schubspannungsgeschwindigkeit,
$\boldsymbol{\kappa}$: Von Kármán-Konstante.

Die Distanz zum Ort mit dem maximalen Beitrag $\mathbf{x_m}$ ergibt sich zu

$$\mathbf{[5.5]} \qquad x_m = \frac{U_z(z-d)}{2\kappa u_*}.$$

Obwohl dieses einfache Modell die wahren Verhältnisse am Vernagtferner allenfalls mit sehr grober Näherung beschreiben kann, ist der Verlauf der Verteilungsfunktion des Flusses in Abhängigkeit von der Distanz vom Sensor in Luvrichtung nach Gleichung [5.4] in der *Abbildung 5.7* dargestellt. Die dabei verwendeten Modellparameter entsprechen den am 24.8.2000 gemessenen mittleren Größen in 2.5 m Höhe. Strenggenommen gilt der Modellansatz nur unter der Bedingung einer neutralen Schichtung, also einer nur durch die Reibungseinflüsse erzeugten Turbulenz. Andererseits ist aber gerade diese Bedingung in der Gletscherwindschicht recht gut erfüllt, solange die Messung deutlich unterhalb des Bereichs mit der maximalen Windgeschwindigkeit erfolgt. Daher sollte das Ergebnis auch nicht völlig unrealistisch sein.

Die in der Abbildung als schwarze Fläche dargestellte Verteilungsfunktion zeigt, dass etwas mehr als die Hälfte des Flusses aus einem Areal stammt, das 200 m weit in Luvrichtung reicht. Nach *Gleichung [5.2]* liegt der Bereich mit maximalem Beitrag des Flusses 65 m vom Fußpunkt des Mastes entfernt. Nur 15% des Flusses wären demnach der unmittelbaren Umgebung der Station zuzuordnen. Immer noch gut 30% des Flusses werden durch die Oberfläche geprägt, die weiter als 300 m entfernt liegt. Wie im *Abschnitt 4.3.2* beschrieben, kann die Oberflächenbeschaffenheit der Eisfläche in der Umgebung der Messstationen als relativ homogen betrachtet werden. Einen deutlichen Sprung der aerodynamischen Rauigkeit, aber insbesondere auch der Albedo findet man dagegen im Übergangsbereich zwischen dem Eisgebiet und den Firnflächen. Über letzteren sind generell kleinere Flüsse zu erwarten als über dem aperen Eis. Wird ein Messplatz zu nahe an dieser Grenze gewählt, dürfte sich der Einfluss der Firnfelder durchaus in den Messungen widerspiegeln.

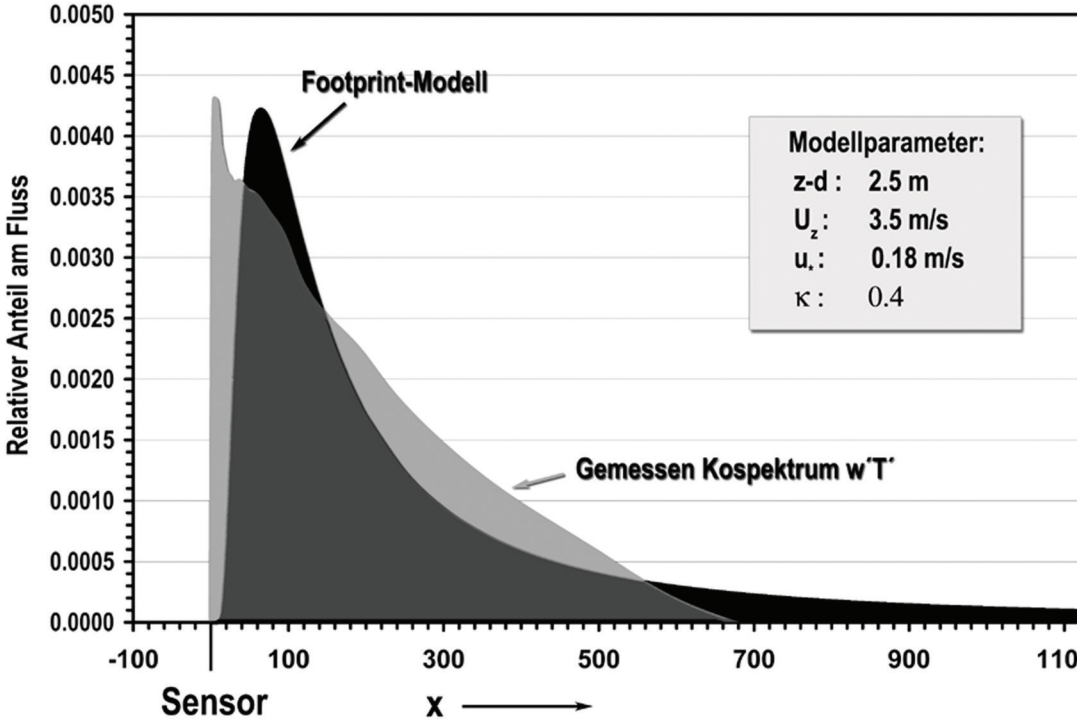


Abb. 5.7: *Relativer Beitrag zum turbulenten Fluss in Abhängigkeit von der Distanz zum Sensor, berechnet mit dem einfachen analytischen Footprint-Modell nach Gleichung [5.4] für die mittleren Bedingungen am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000****. Zum Vergleich die wellenlängenabhängige Verteilung der Beiträge zur Kovarianz anhand der über den Tagesgang gemittelten Kospektren des fühlbaren Wärmeflusses in hellgrau.*

Footprint-Modelle könnten bei der Experimentplanung und der Ergebnisinterpretation gute Dienste leisten, sind jedoch gegenwärtig noch kaum validierbar. Bislang ist lediglich der Vergleich verschiedener Modelle verfügbar (Foken, 2003). Weiterhin beinhalten sie eben gerade die Parametrisierungsansätze, deren Gültigkeit unter den besonderen Bedingungen über heterogenem Gelände stark eingeschränkt ist. Prinzipiell können mit Hilfe der Taylor-Hypothese die Beiträge zur Kovarianz in Abhängigkeit von der Distanz anhand der gemessenen Kospektren angegeben werden. Nähere Erläuterungen zu dieser Vorgehensweise finden sich in den nachfolgenden Abschnitten. In *Abbildung 5.7* ist diese Information für den sensiblen Wärmefluss aus Messungen vom 24.8.2000 zum Vergleich mit der Footprint-Funktion als in hellgrau unterlegte Fläche ergänzt. Sie zeigt, dass die Beiträge aus der unmittelbaren Umgebung des Messturms doch etwas größer sind, als es die theoretische Funktion erwarten lässt. Allerdings sind beide Kurven nur bedingt vergleichbar. In den Kospektren ist die tatsächliche räumliche Verteilung der Flüsse bereits enthalten, die der Modellfunktion für eine echte Validierung erst überlagert werden müsste. Unterstellt man die Gültigkeit des *Footprint*-Modells, dann könnte man daraus schließen, dass die Areale in einer Entfernung über 500 m deutlich kleinere Flüsse produzieren als in der Nähe der Station. In einer Entfernung von 200 bis 300 m könnten sie dagegen größer sein. Angesichts der Unsicherheiten in der Quellgebietstheorie bleiben derartige Aussagen aber noch rein spekulativ. Hier öffnet sich noch ein weites Forschungsgebiet, das wichtige Informationen zu der noch offenen Frage der räumlichen Verteilung der Flüsse liefern könnte.

Des Weiteren verdeutlicht die Diskussion des Quellgebiets der Flüsse die Beschränkungen bei der Möglichkeit, turbulente Flüsse mittels mikrometeorologischen Methoden über Gletschern zu messen. Sowohl die Größe des Quellgebiets in Relation zur Abmessung eines Gletschers als auch die Besonderheiten der eisnahen Grenzschicht bezüglich der Schichtung und des Windprofils erfordern ein unge-

wöhnlich niedriges Messniveau. Da aber aus den bereits im vorangegangenen Kapitel erläuterten Gründen die Untergrenze bei 1.5 bis 2 m über dem Eis liegt, sollten die untersuchten Gletscher mindestens die Abmessungen des Vernagtferners besitzen, da ein Mindestabstand von 1 bis 1.5 km zu den Gipfeln zur Vermeidung von extremen Instationaritäten wegen der Verwirbelung eingehalten werden muss. Messungen über dem Eis haben außerdem nur dann einen Sinn, wenn die Ausdehnung des Eisgebiets in Luvrichtung groß genug ist, dass auch ein ausreichender Abstand zur Firnregion eingehalten werden kann. In der Regel sind 500 bis 700 m Anlaufstrecke ausreichend, darunter werden die Flüsse zunehmend durch die Firnunterlage geprägt. Umgekehrt haben Messungen in der Firnregion nur dann einen Sinn, falls auch dort diese Mindestbedingungen eingehalten werden können.

5.3.3 Spektralanalyse

Wie bereits am Anfang dieses Abschnitts erwähnt, ist der Informationsgehalt einer einfachen statistischen Auswertung in Form von Mittelwerten, Varianz und Kovarianz der gewonnenen Zeitreihen nicht ausreichend, um die erhaltenen Flüsse bewerten oder gar Prozessstudien betreiben zu können. Die Modellvorstellung von den turbulenten Vorgängen als ein Zusammenwirken einer Kaskade von Wirbeln unterschiedlicher Dimensionen bietet jedoch die Analyse der Zeitreihen anhand der Transformation in den Frequenzraum mittels des gängigen Verfahrens der harmonischen Analyse an (STULL , 1988 ; FOKEN , 2003). Dieses auch als FOURIER-Transformation bekannte Verfahren ist generell in der Signalanalyse, aber auch der Akustik weit verbreitet. Es erlaubt zunächst eine spektrale Aufspaltung der Varianz einer Zeitreihe in von der Frequenz abhängige Anteile. Über die TAYLOR-Hypothese (*Abschnitt 5.3.1*) lassen sich diese auch in einfacher Weise räumlichen Skalen zuordnen. Sie beschreiben dann sowohl die Dimension als auch die Intensität der imaginären Wirbel.

Ein weiterer Vorteil der Transformation der Zeitreihe in den Frequenzraum besteht darin, dass viele auf die Gesamtheit der Messwerte wirkende Operationen dort sehr viel einfacher durchführbar sind. Durch Beschneiden oder Erweitern des Frequenzbereiches oder Anhebung der Amplitude können dank der Möglichkeit der Rücktransformation in einfacher Weise sehr effiziente digitale Filter erstellt werden, mit denen Unzulänglichkeiten oder gar Fehler in der Messtechnik korrigiert werden.

Jeder Sensor besitzt eine spezifische Wiedergabecharakteristik, mit der die wahre Variation der Messgröße auf das Messsignal abgebildet wird. Je nach Empfindlichkeit und Trägheit wird somit die Varianz in einzelnen Bereichen gedämpft oder verstärkt. Diese individuellen Eigenschaften werden durch die sogenannte *Transferfunktion* beschrieben. Als Beispiele sind etwa die trägheitsbedingte Reaktion eines Schalenkreuzanemometers oder die Dämpfung des Signals eines chemischen Analysators durch Reaktion an den Schlauchwänden zu nennen. Da zumindest die Eigenschaften einzelner Bereiche der atmosphärischen Spektren gut bekannt sind, können durch Vergleich des gemessenen Spektrums mit Modellen entsprechende Korrekturen durchgeführt werden (MOORE, 1986; FOKEN, 2003).

Das gängige mathematische Werkzeug für die Zeitreihenanalyse ist die Darstellung der Zeitreihe der Messwerte **f(t)** durch eine Reihenentwicklung mittels eines Systems orthogonaler trigonometrischer Funktionen:

$$[5.6] \qquad f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos kt + b_k \sin kt).$$

Die als Fourierkoeffizienten bekannten Koeffizienten $\mathbf{a_k}$ und $\mathbf{b_k}$ werden nach

$$[5.7] \qquad a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(t) \cos kt dt$$

$$\text{und} \quad b_k = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\sin ktdt$$

berechnet. Da die Funktion **f(t)** in Form einer endlichen Zahl **N** diskreter Messwerte auf einem äquidistanten Zeitraster **Δt** mit **t = *k*·Δt** vorliegen, ist nur eine endliche Anzahl von Summanden in *[5.6]* zur Darstellung der Zeitreihe erforderlich (STULL, 1988). Unter Verwendung der EULERschen Notation kann *[5.7]* auch für ein diskretes komplexes Spektrum **S(n)** formuliert werden zu

$$\textbf{[5.8]} \quad S(n) = \sum_{k=0}^{N-1} \frac{f(k)}{N} \exp(-i2\pi nk/n)\,.$$

Der Betrag der komplexen Koeffizienten des Spektrums **S(n)** stellt den Beitrag an Varianz für eine bestimmte Wellenzahl **n** (Anzahl der Schwingungen innerhalb der Periode **N•Δt**) dar. Somit gilt für die totale Varianz σ^2 der Zeitreihe **S(n)** zu

$$\textbf{[5.9]} \quad \sigma^2 = \sum_{n=1}^{N-1} S(n)\,,$$

der Koeffizient **S(0)** ist dagegen mit dem Mittelwert der Reihe identisch.

Sind die Koeffizienten des Spektrums **S(n)** bekannt, kann durch eine einfache Summation über alle N Wellenzahlen nach

$$\textbf{[5.10]} \quad f(k) = \sum_{n=0}^{N-1} S(n)\exp(i2\pi nk/N)$$

die ursprüngliche Zeitreihe wieder reproduziert werden. *Gleichung [5.10]* wird daher auch als inverse diskrete Fouriertransformation bezeichnet. Die Rücktransformation eines Spektrums und der Vergleich mit der ursprünglichen Zeitreihe ist ein guter Test für die Korrektheit des verwendeten Transformationsalgorithmus.

Auf diese Weise können auch komplexe digitale Filter realisiert werden. Als Beispiel sei das Entfernen der sich in der *Teilabbildung in der 4. Reihe rechts unten auf Tafel XXI* erkennbaren Störung im Signal des Krypton-Hygrometers angeführt. Derartige Fehler sind nicht immer vermeidbar, können aber durch spektrale Analyse und einen entsprechenden Bandpassfilter leicht und sicher entfernt werden. Das Problem ist mit der Überlagerung einer Tonaufnahme durch ein unangenehmes Brummgeräusch vergleichbar. Obwohl die Störung nicht ideal einer harmonischen Schwingung entspricht, erscheint sie nach der Transformation als eine oder mehrere signifikante Spitzen in den Spektren. Interpoliert man die Koeffizientenwerte an dieser Stelle, ist die Störung nach der Rücktransformation verschwunden, sichtbar in der Abbildung am Verlauf der gelben Messreihe. In ähnlicher Weise können Fehler im Signal durch Dämpfung oder zu geringe Empfindlichkeit des Signals behoben werden.

Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass der digitalen „Nachbesserung" der Messreihen ähnlich wie in den verwandten Feldern der Akustik und der Bildbearbeitung enge Grenzen gesetzt sind. Es kann nur die bereits in den Daten enthaltene Information neu gewichtet oder entfernt werden. Fehlende Information kann dagegen nicht hinzugefügt werden, es sei denn es handelt sich um streng deterministische Zusammenhänge wie beispielsweise die Aufprägung eines aus anderen Messungen bekannten Trends. Die turbulenten Bewegungen haben dagegen einen chaotischen Charakter und können daher nicht explizit berechnet werden. Es ist daher nicht möglich, etwa eine mit einem trägen Thermo-

meter gemessene Temperaturreihe durch Hinzufügen von durch lineare Extrapolation des Spektrums gewonnenen Koeffizienten zu einer Turbulenzmessreihe zu erweitern, denn nur die aus den Messungen abgeleiteten Koeffizienten enthalten die deterministische Information der Turbulenz. Daher ist bislang die Erzeugung realistischer künstlicher Turbulenzdaten für Test- und Simulationszwecke (z.B. einen Flugsimulator) noch nicht gelungen. Es muss immer noch auf Laborversuche (Windkanal) oder Messdaten zurückgegriffen werden. Allenfalls Ähnlichkeiten können bei der Ableitung zusätzlicher statistischer Kenngrößen genutzt werden.

In der Praxis ist die Berechnung des Varianzspektrums nach *[5.8]* wegen der großen Anzahl der Messwerte und der damit verbundenen Rechenoperationen auch auf einer modernen Rechenanlage immer noch sehr aufwändig. Der Rechenaufwand steigt quadratisch mit der Anzahl der Messpunkte. Deshalb wird in der Praxis nicht explizit *Gleichung [5.8]* programmiert, sondern ein spezieller „*Schnelle Fourier Transformation*" (engl. *Fast Fourier Transformation* **FFT**) genannter Algorithmus angewandt. Der FFT-Algorithmus nutzt Symmetrieeigenschaften zwischen geraden und ungeraden Indizes. Mittels eines binären Sortieralgorithmus, geschickter Speicherverwaltung und Tabellierung der Sin/Cos-Koeffizienten lässt sich die Anzahl der Rechenoperationen drastisch reduzieren. Statt $\mathbf{N^2}$ benötigt die **FFT** nur $\mathbf{3N/2*log_2N}$ Operationen (Stull, 1988). Eine detaillierte Beschreibung des Algorithmus inklusive der Realisierung in verschiedenen Programmiersprachen finden sich u.a. in Cooley & Tukey (1965), Weber (1987) und Lang (2002).

Eine wesentliche Einschränkung der Anwendungsmöglichkeiten des FFT-Algorithmus besteht darin, dass die Anzahl der Messwerte immer zwingend eine ganzzahlige Potenz von 2 sein muss. Es können somit nicht beliebig lange und kurze Abschnitte einer Zeitreihe transformiert werden. Bei sehr langen Zeitreihen werden außerdem sehr schnell die Grenzen der Rechengenauigkeit erreicht. Deshalb beschränken sich die meisten Bibliotheksroutinen in mathematischen Programmpaketen auf die Transformation von maximal 2^{12} oder 4096 Werte in einem Schritt. In Einzelfällen werden auch 8192 Werte zugelassen, dabei steigt der Bedarf an Rechenzeit aber deutlich an. Soll lediglich das Verhalten des Instrumentes im hochfrequenten Bereich untersucht werden, ist dieser Umfang völlig ausreichend. Die Spektren der atmosphärischen Turbulenz umfassen jedoch einen sehr weiten Wellenlängenbereich, der bis zu mehrere Tage umfasst. Selbst zur Analyse des Bereichs des turbulenten Vertikaltransports werden mindestens Spektren über Zeiträume von 30 Min bis zu einer Stunde benötigt, die bei einer Tastfrequenz von über 20Hz nicht in einem Schritt berechnet werden können. Als Abhilfe kommt hierzu ein Verfahren zur Anwendung, bei dem ein Spektrum als Komposition mehrerer Einzelspektren, die über kürzere Zeiträume berechnet werden, erzeugt wird. Die Methodik wird von einzelnen Anwendern (z.B. Oncley, 1989; Laubach, 1996, Smeets et al., 1998) je nach Bedarf abgewandelt, folgt aber im Prinzip dem von Kaimal (1988) beschriebenen „*Splicing*-Verfahren".

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Schema zur Berechnung eines Spektrums über einen längeren Datensatz wird in der *Abbildung 5.8* veranschaulicht. Danach wurden Spektren der Messgrößen Temperatur, spez. Feuchte, vertikale und horizontale Windgeschwindigkeit über einen Zeitraum von nahezu einer Stunde berechnet. Die mit *Splicing* erhaltenen Spektren sind natürlich nicht völlig identisch mit den auf direktem Wege berechneten. Da zur besseren Veranschaulichung und Darstellung eine Glättung der Koeffizienten erforderlich ist, weichen die Endprodukte kaum mehr voneinander ab.

Eine digital vorliegende Originalmessreihe mit einer Tastrate von 20.83 Hz umfasst 74988 Einzelwerte. Die nächste mögliche 2er-Potenz beträgt 2^{16} oder 65536 Werte. Somit kann ein Spektrum über die maximale Periodenlänge von 3146 Sekunden oder ca. 52 Minuten berechnet werden. Im ersten Schritt wird zunächst eine Schätzung des Verlaufs des mittleren Spektrums im hochfrequenten Bereich über den gesamten Zeitraum ermittelt. Die ursprüngliche Messreihe wird dazu in 16 Abschnitte mit jeweils 4096 Werten zerlegt. Die einzelnen Datenreihen müssen zunächst für die FFT vorbereitet werden. Da die harmonische Analyse einen streng periodischen Verlauf der Funktion voraussetzt, dürfen innerhalb des betrachteten Fensters nur Perioden mit der minimalen Wellenzahl **n=1** enthalten sein. Längere Wellen täuschen nach der Transformation eine höhere Varianz vor, welche ungleichmäßig auf das Spektrum verteilt wird. Um diesen Effekt zu reduzieren, wird ein eventuell vorhandener linearer Trend ermittelt und von der zu transformierenden Reihe abgezogen (Stull, 1988). Anschließend wird die Periodizität der

Reihe künstlich erzwungen, indem jeweils 10% (409) der Werte am Anfang und am Ende der Reihe mit einer Sinus-Funktion gewichtet werden. Diese allgemein gebräuchliche Maßnahme (STULL, 1988) wird als „*Bell-Tapering*" bezeichnet.

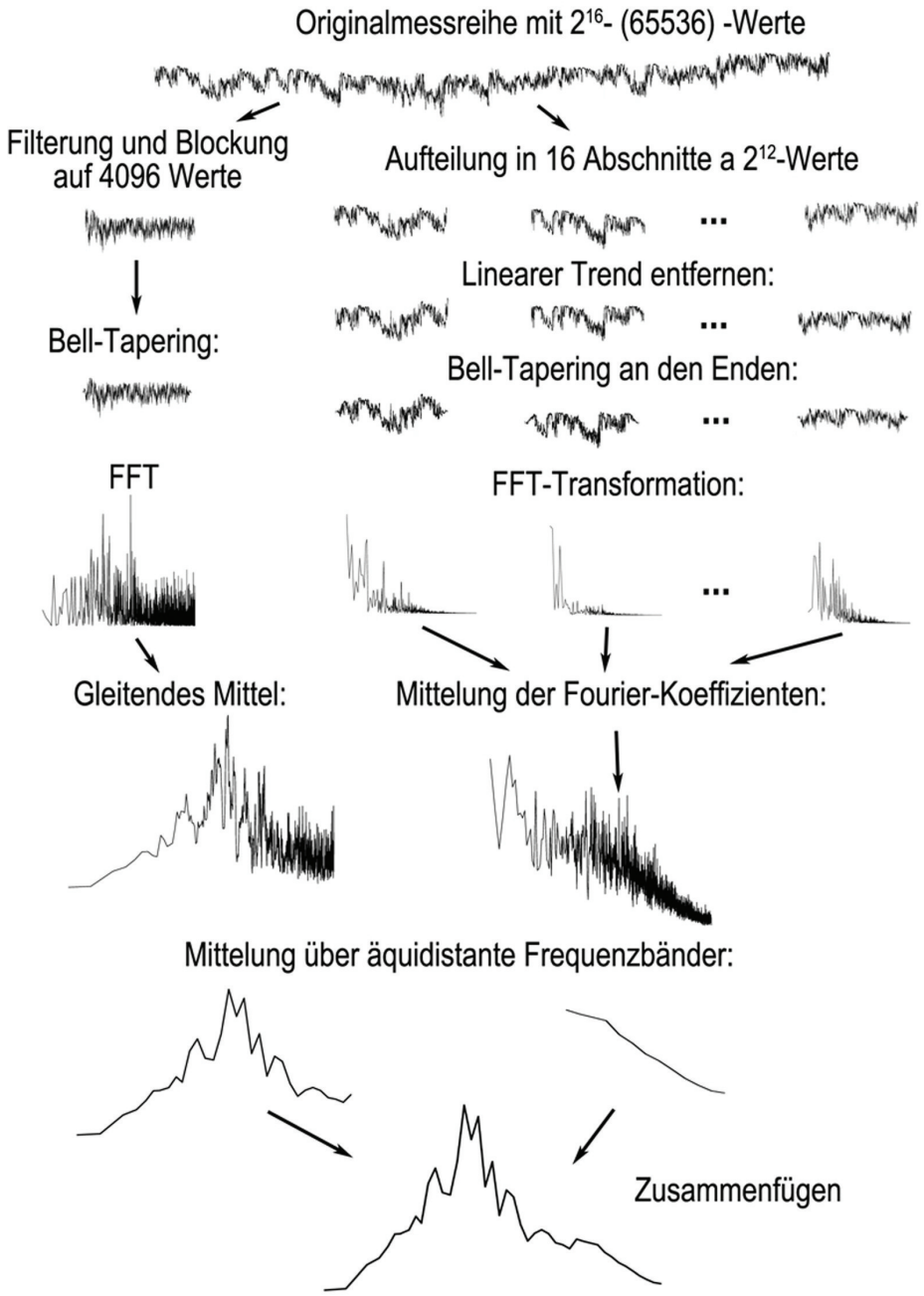


Abb. 5.8: *Schematische Darstellung des Verfahrens zur Erstellung eines Spektrums über eine lange Zeitreihe durch Komposition von Spektren kürzerer Zeitreihen. Zur einfacheren Darstellung werden die Spektren zusätzlich geglättet. Die Einzelbilder zeigen Beispiele von der Analyse einer während* ***HyMEX 2000*** *gemessenen Temperaturmessreihe.*

Ein weiterer Nachteil der diskreten Fouriertransformation ist der sogenannte *Aliasing*-Effekt. Darunter wird die Anhebung der Varianz bei diskreten Frequenzen oder auch über ganze Abschnitte des Spektrums verstanden, die durch Wellenanteile in der Messreihe mit Frequenzen kürzer als die sogenannte *Nyquist-Frequenz* verursacht wird. Da zur eindeutigen Festlegung einer Sinus- oder Cosinuswelle minimal 3 Messpunkte erforderlich sind, können auch nur maximal Wellenanteile mit der Periode der doppelten Abtastrate eindeutig transformiert werden. Die Grenzfrequenz (Nyquistfrequenz) beträgt somit $\mathbf{N_G=1/(2\cdot\Delta t)}$ [Hz]. Im Falle der mit einer Abtastfrequenz von 20.82 Hz gewonnenen Signale der Schwankungsgrößen dürfen diese damit Wellenanteile mit einer Frequenz von maximal 10.41 Hz enthalten. Überlagerung des Messsignals mit Schwingungen mit höherer Frequenz, beispielsweise durch eine hochfrequente elektromagnetische Einstreuung, macht sich nach der Transformation durch eine Anhebung der Varianz vorzugsweise im hochfrequenten Bereich des Spektrums bemerkbar. Ein solcher *Aliasing*-Fehler ist nach der Digitalisierung nicht mehr korrigierbar. Es müssen bereits bei der Messung entsprechende Vorkehrungen in Form einer analogen Filterung (z.B. RC-Bausteine) oder der Wahl einer höheren Abtastrate („*Oversampling*“) und anschließender digitaler Filterung getroffen werden. Im Falle der **HyMEX**-Experimente wurden beide Möglichkeiten genutzt: Die digitalen Signale des Anemometers wurden mit der 8fachen Abtastrate gemessen und die Analogsignale mussten vor der Digitalisierung ein RC-Glied mit einer Zeitkonstante von 0.1 Sekunden passieren.

Nach erfolgter Vorbehandlung wird jeder der 16 Abschnitte separat mit einem FFT-Algorithmus transformiert und das arithmetische Mittel der Spektralkoeffizienten gebildet. Das erhaltene mittlere Spektrum bildet den hochfrequenten Anteil des späteren Gesamtspektrums. Zur Berechnung des langwelligen Abschnittes des Spektrums wird die Originalreihe zunächst mit einem Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 16 Werten zur Vermeidung von *Aliasing* von den korrespondierenden hochfrequenten Anteilen befreit und anschließend durch Blockmittelung auf 4096 Werte zusammengefasst. Nach Anwendung von Trendeliminierung und Belltapering erfolgt die Transformation zu dem Teil des Spektrums, das den niederfrequenten Anteil der Varianz beschreibt.

Zur späteren Berechnung der Kospektren und Ogiven (*siehe die nachfolgenden Abschnitte*) muss direkt auf die Rohspektren zurückgegriffen werden. Für eine grafische Darstellung und Vergleiche ist es von Vorteil, eine weitere Glättung der Rohspektren vorzunehmen. Die erste Maßnahme ist eine *Gleitende Mittelung* über die Fourier-Koeffizienten. Da die Spektren wegen der Verdichtung der Koeffizienten zu den hohen Frequenzen hin in der Regel in einer logarithmischen Darstellung der Abszisse präsentiert werden, ist eine weitere Mittelung der Koeffizienten über auf der logarithmischen Skala äquidistante Frequenzbänder sinnvoll.

Der letzte Arbeitsschritt besteht im Zusammenfügen der beiden Teilspektren zu einem Gesamtspektrum. Bei der hier beschriebenen Vorgehensweise kommt es im Frequenzband von 0.025Hz bis 0.65 Hz zu einer Überlappung der Teilspektren. Entsprechend der gewählten Breite für die logarithmischen Mittelungsbänder wurde die Nahtstelle bei 0.63 Hz gewählt. Die erforderliche Tiefpassfilterung für den langwelligen Teil des Spektrums bewirkt in diesem Bereich einen Verlust an Varianz, der mittels eines zu bestimmenden Verstärkungsfaktors vor dem Zusammensetzen des Spektrums ausgeglichen werden muss. In der Regel hat dieser Faktor den Wert 16 entsprechend des gewählten Filteralgorithmus. Er kann jedoch bei unzureichender Überlappung auch aus dem Unterschied zwischen den Koeffizienten im Überlappungsbereich bestimmt werden (Oncley, 1989). Weicht der so berechnete Verstärkungsfaktor deutlich von dem theoretischen Wert 16 ab, deutet dies auf ein *Aliasing*-Problem der transformierten Datenreihe hin.

Bevor in den nachfolgenden Abschnitten auf die besonderen Eigenschaften der atmosphärischen Spektren eingegangen wird, soll noch kurz darauf hingewiesen werden, dass die Spektralanalyse in dieser Form nur das einfache Turbulenzmodell der irregulären, aber isotropen Wirbel unterstützt. Zusammenhängende Strukturen wie die im *Abschnitt 5.3.1* beschriebene organisierte Turbulenz werden durch die harmonische Analyse in eine entsprechende Anzahl von Wirbeln unterschiedlicher Skala zerlegt und können im Frequenzraum nicht mehr individuell lokalisiert werden. Sie machen sich allenfalls durch ein markantes „Ausfransen“ des Spektrums bemerkbar. Da es sich um einen zeitabhängigen Vorgang handelt, und bei der Fouriertransformation jegliche Zeitinformation verloren geht, können einzelne Rampenstrukturen

und insbesondere die Mikrofronten nicht mehr aufgelöst werden. Sie treten nur als Stationaritätsproblem in Erscheinung.

Zur Analyse derartiger Strukturen wurde in vereinzelten Untersuchungen statt der Fourierzerlegung die sogenannte *Wavelet*-Transformation herangezogen (FOKEN, 2003). Diese findet neuerdings weite Verbreitung in Algorithmen zur Kompression von Video- und Audiodaten. In ähnlicher Weise wie bei der FFT wird die Zeitreihe in eine Art Spektrum mit Wavelet-Koeffizienten zerlegt. Die Basis bilden jedoch nicht einfache trigonometrische Funktionen, sondern spezielle, anwendungsbezogen gewählte Musterfunktionen. Im Gegensatz zur Fourier-Zerlegung bleibt im *Wavelet*-Spektrum die Zeitinformation vollständig erhalten, da die Intensität (Wavelet-Koeffizienten) in Abhängigkeit von Periodenlänge (Frequenz) und der Zeit dargestellt werden. Kohärente Strukturen heben sich dabei deutlich ab und können daher den entsprechenden Ereignissen zugeordnet werden. Beispiele für diese Art der Analyse finden sich bei FOKEN (2003). Als Nachteil bietet die Wavelet-Transformation jedoch keinen einfachen direkten Zusammenhang zu den für die Flussberechnung wichtigen statistischen Größen wie der Varianz oder der Kovarianz.

5.3.4 Varianzspektren

Varianzspektren sind in der Meteorologie ein probates Mittel zur Darstellung der dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre. Im Falle der Windfluktuation hat die Varianz die Einheit der kinetischen Energie pro Masseneinheit, also einer Energiedichte. Daher werden diese Spektren in der Literatur im Allgemeinen auch als *Energiespektren* (*engl. Powerspectra*) bezeichnet (STULL, 1988). Streng genommen gilt diese Bezeichnung nur für Spektren der Geschwindigkeit, sie wird aber gelegentlich auch für Varianzspektren von skalaren Größen wie der Temperatur oder Feuchte verwendet.

Ein bekanntes Beispiel für ein Energiespektrum ist das Spektrum der horizontalen Windgeschwindigkeit nach VAN DER HOVEN (1957), welches in erweiterter Form schematisch in der *Abbildung B* auf *Tafel XXII* wiedergegeben wird. Es zeigt, dass die atmosphärische Turbulenz generell in vier Bereiche aufgeteilt werden kann, die jeweils durch relative Maxima in der (normierten) Energiedichte gekennzeichnet sind. Die logarithmisch geteilte Abszisse kann sowohl als Frequenz als auch als Periodendauer verstanden werden. Der Bereich mit den längsten Perioden wird durch den Jahresgang bestimmt. Die zweitgrößten Energiebeträge ergeben sich bei einer Periodenlänge zwischen 3 bis 6 Tagen durch die Makroturbulenz in Form der großen synoptischen Druckgebilde. Darunter fallen die Hoch- und Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten, aber auch beispielsweise die tropischen Stürme. Energetisch weniger effizient, aber durchaus durch ein sekundäres Maximum im Bereich der Periodenlänge eines halben Tages treten die mesoskaligen Lokalwindsysteme hervor. Darunter fallen beispielsweise periodische Windsysteme wie Berg-/Talwind- oder Land-/Seewind-Zirkulationen.

Für die Mikrometeorologie von besonderem Interesse ist der Frequenzbereich von ca. 10^{-4} bis 10Hz, welcher der Mikroturbulenz zugeordnet wird. Diese bewerkstelligt den Energieaustausch mit der Oberfläche in Form des fühlbaren und latenten Wärmestroms, des Impulsflusses und der Beimengungsströme. Über horizontal homogenem Gelände ist dieser Abschnitt des Spektrums durch ein markantes Minimum, die sogenannte *Spektrallücke* (*engl. Spectral gap*) von der überwiegend advektiv geprägten, meso- und makroskaligen Turbulenz deutlich abgetrennt. Über heterogenem Gelände kann dieses Minimum jedoch durch lokale, teilweise mesoskalige Ausgleichsströmungen weitgehend aufgefüllt sein. Da das *Spectral Gap* die untere Grenze der Integralskala, also die erforderliche Länge des Mittelungszeitraumes für die Varianzen und Kovarianzen markiert, wird es in diesem Fall schwierig bis unmöglich, Flüsse korrekt zu berechnen.

Durch die spektrale Lücke ergibt sich für das Energiespektrum der Mikroturbulenz eine charakteristische Form mit einem Maximum bei einer Periodenlänge von etwa einer bis anderthalb Minuten. Es kann in zwei Unterbereiche unterteilt werden werden, die in der *Abbildung B* auf *Tafel XXII* angedeutet sind. Der erste davon enthält das Maximum und wird als *Energieproduktionsbereich* bezeichnet. Hier spielen die durch die Schichtung bedingten Auf- bzw. Abtriebskräfte eine wesentliche Rolle. Durch diese wird

letztlich die Form des Spektrums maßgeblich bestimmt. Innerhalb des daran anschließenden *Trägheitsbereiches* (auch Inertialbereich, *engl. Inertial Subrange*) herrschen dagegen wohl definierte Gesetzmäßigkeiten. Er wird durch den Reibungseinfluss und die damit verbundene isotrope Turbulenz dominiert, in der die Energieabnahme in Form einer Kaskade durch den Zerfall großer Turbulenzelemente in kleinere erfolgt. Die Energiedichte nimmt in wohl definierter Weise nach dem KOLMOGOROV´schen *-5/3-Gesetz* mit zunehmender Frequenz ab (STULL, 1988; FOKEN, 2003). Wächst die Frequenz um 3 Größenordnungen, fällt die Energiedichte um 5 Größenordnungen ab. In einer doppelt logarithmischen Präsentation des Spektrums erscheint der Inertialbereich folglich als eine Gerade mit einer Steigung von –5/3 (*siehe auch Abbildung 5.9*).

Der sich zum hochfrequenten Ende des Spektrums anschließende Dissipationsbereich kann mit herkömmlichen Turbulenzmessungen in der Regel nicht aufgelöst werden. Dort findet die endgültige Vernichtung der Wirbel unter Umwandlung der kinetischen Energie in Wärme statt. Die energetische Bedeutung dieses Prozesses ist gering, dessen Erfassung würde jedoch eine Messfrequenz von über 100 Hz erfordern.

Die generelle Gestalt der Varianzspektren turbulenter Größen ist demnach unabhängig vom Ort der Messung und den herrschenden meteorologischen Bedingungen weitgehend durch die Eigenschaften einer turbulenten Strömung als „Glockenform" vorgegeben. Dies gilt auch bei der Untersuchung in der stabilen Grenzschicht über dem Vernagtferner. Deutliche Abweichungen davon wären daher eher ein Hinweis auf Probleme der Messtechnik und bei der Auswahl des Messgeländes als auf unbekannte physikalische Zusammenhänge. Der individuelle Verlauf ist dagegen von der herrschenden Windgeschwindigkeit, der Temperaturschichtung und der Messhöhe abhängig. Weitere Einflüsse sind die räumliche Quellen- und Senkenverteilung der Messgrößen und eine möglicherweise für die Anwendung der TAYLOR´SCHEN Hypothese ungenügende Stationarität der Strömung. Bei einer heterogen gegliederten Oberfläche können sich außerdem *interne Grenzschichten* (FOKEN, 2003) ausbilden, die sich in einer Superposition von unter homogenen Verhältnissen sehr unterschiedlichen Einzelspektren äußert und zu deutlichen Abweichungen der gemessenen Spektren von der Idealform führen können.

Um die Eddykorrelationsmethode auch unter derartig ungünstigen Bedingungen anwenden zu können, wurde vorgeschlagen, das „homogene" Idealspektrum einfach durch digitale Filterung der Messreihen zu erzwingen. Eines der bekanntesten Beispiele dieser Art war die Vorgehensweise nach MCMILLEN (1988), der eine generelle Hochpassfilterung bereits während der Datenerfassung vornahm. Um die Filterung in Echtzeit ohne die Speicherung der Rohdaten durchführen zu können, wählte er einen einfachen rekursiven Filteralgorithmus, welcher der Eigenschaft eines asymmetrischen gleitenden Mittels ähnelt. Untersuchungen am MIM (DILLMANN, 1991) mit dieser und anderen, zum Teil nichtrekursiven Filtermethoden (HEALEY, 1985) zeigten neben dem gravierenden Problem der Phasenveränderung durch rekursive Filter auch die Schwierigkeit der Wahl der geeigneten Filterkonstanten auf, welche ohne die umfassende Kenntnis der unter den individuellen meteorologischen Bedingungen zum turbulenten Transport beitragenden Skalen nicht definiert werden können (BEIER & WEBER, 1992). Das Resultat sind in der Regel fehlerhafte, meist zu kleine Beträge der Flüsse. Deshalb muss von einer präventiven Hochpassfilterung jeglicher Art dringend abgeraten werden. Ob unter Umständen eine Filterung der Daten in irgendeiner Form dennoch sinnvoll ist, kann nur die spektrale Analyse der ursprünglichen Daten zeigen.

In der Zusammenfassung können die berechneten Spektren zu den folgenden quantitativen und qualitativen Untersuchungen herangezogen werden:

- *Überprüfung der Ausgangsdaten auf Signalstörungen sowie ausreichende Auflösung der Messreihen bzgl. Abtastrate und Empfindlichkeit durch Überprüfung der Spektren im Trägheitsbereich,*
- *Bestimmung von eventuell erforderlichen Korrekturen der erhaltenen Varianzen und Kovarianzen,*
- *Analyse der Struktur der turbulenten Strömung und der am Transport maßgeblich beteiligten Prozesse durch den Vergleich der Spektren untereinander und mit gut erforschten sogenannten „Normspektren".*

Nicht zuletzt bilden die berechneten Fourierkoeffizienten die Grundlage zur Berechnung der im folgenden Abschnitt behandelten Kospektren.

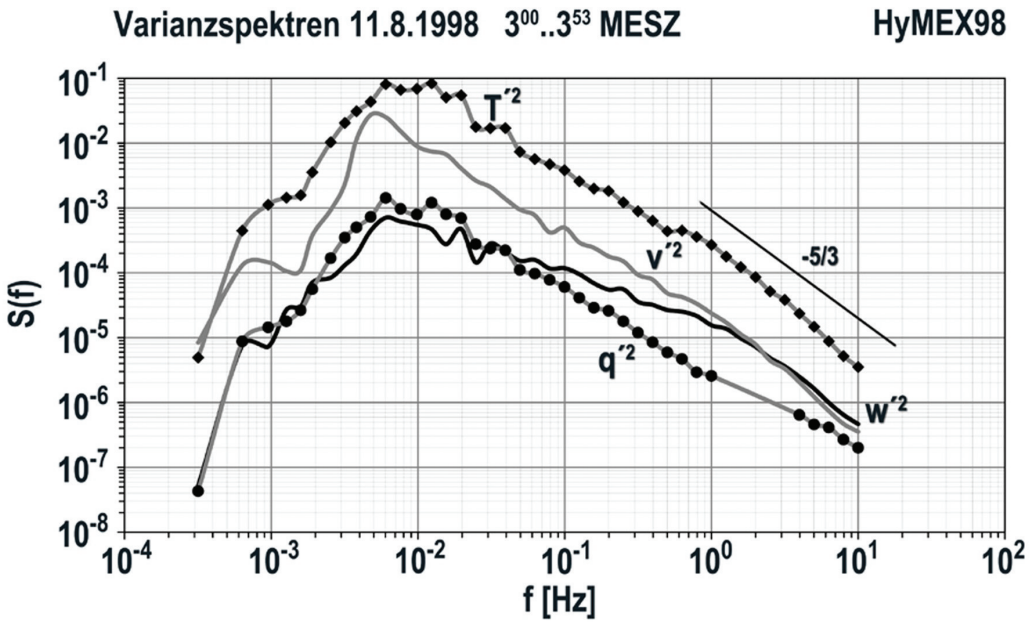


Abb. 5.9: *Varianzspektren der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**), sowie Energiespektren der Horizontalwindkomponente (**v**) und des Vertikalwindes (**w**) gegen die Frequenz in doppeltlogarithmischer Darstellung, gemessen am 11.8.1998 an der Station **HyMEX98** über dem Vernagtferner. Der Trägheitsbereich der Spektren erscheint in dieser Darstellung linear. Die Einheit der Ordinate entspricht einer Energie- oder Varianzdichte, die Fläche unter den Spektren ist aber wegen der logarithmischen Teilung nicht unmittelbar proportional zur Gesamtvarianz.*

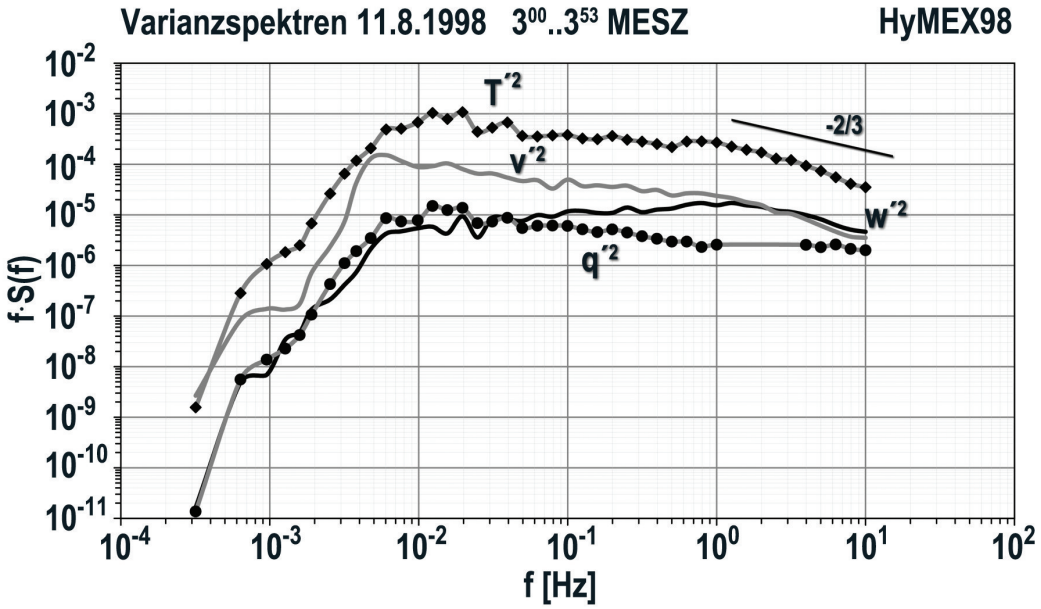


Abb. 5.10: *Darstellung derselben Spektren wie in Abbildung 5.9, jedoch mit **f•S(f)** als Ordinate. Dadurch erhält sie die gleiche Einheit wie die Varianz der ursprünglichen Zeitreihe. Der lineare Abfall der Energiedichte im Trägheitsbereich verringert sich auf −2/3. Flächenabschnitte unter der Kurve sind nicht proportional zur Varianz.*

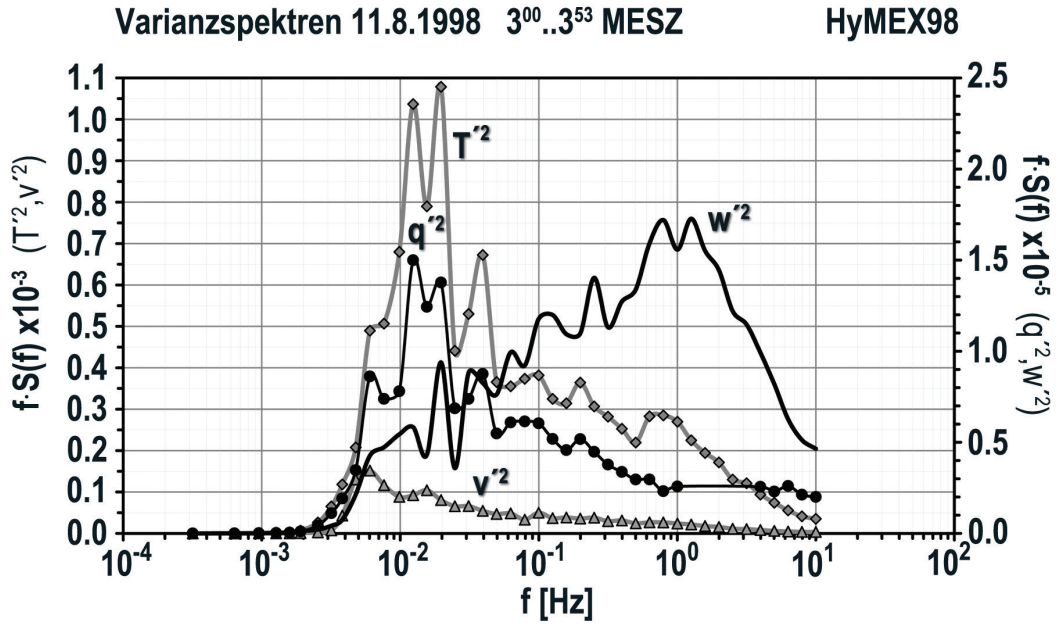


Abb. 5.11: *Darstellung der Spektren wie in Abbildung 5.10, jedoch mit linearer Ordinatenteilung. Dadurch wird die Fläche unter den Spektren proportional zur Varianz. Die teilweise sehr unterschiedliche Varianz der Zeitreihen erschwert die gleichzeitige Darstellung aller Spektren. Daher sind* ***T'*** *und* ***v'*** *auf die linke Ordinatenteilung,* ***q'*** *und* ***w'*** *auf den rechten Ordinatenmaßstab bezogen.*

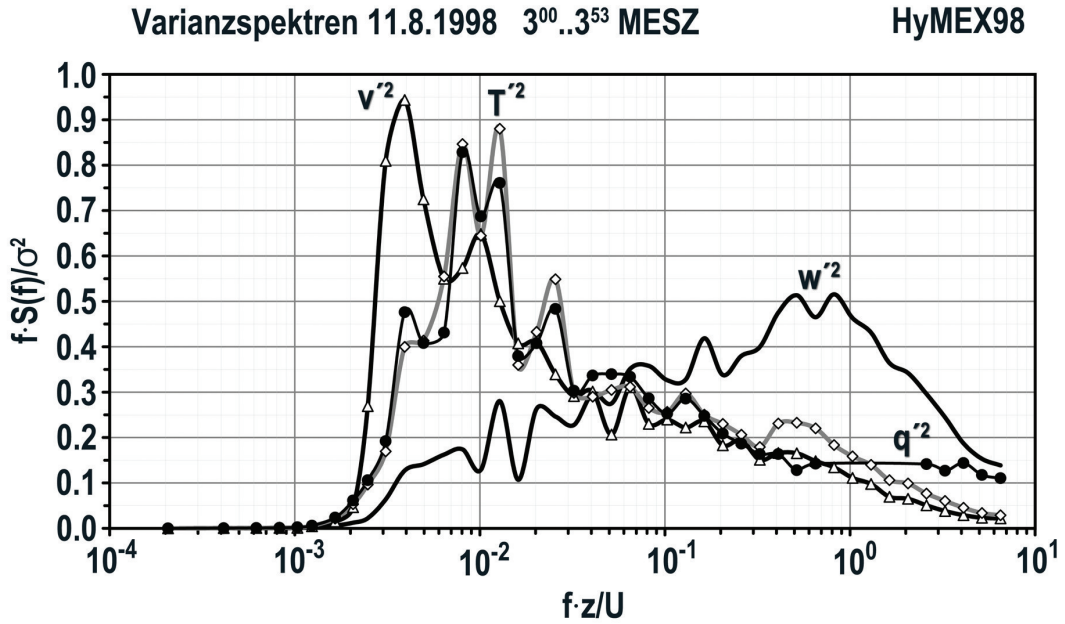


Abb. 5.12: *Normierte Darstellung der Spektren in Abbildung 5.10 in linear-logarithmischer Darstellung. Die dimensionslose Frequenznormierung der Abszisse erleichtert den Vergleich von Spektren aus unterschiedlichen Messzeiträumen und Messhöhen. Die Normierung der Ordinate mit der Varianz erlaubt dagegen einen unmittelbaren Vergleich der Form der Spektren.*

Zur Durchführung dieser Analysen sind unterschiedliche grafische Präsentationsformen der Spektren gebräuchlich. Entsprechend der charakteristischen Eigenschaften ändert sich auch deren Erscheinungsbild. Die Wiedergabe der Rohspektren in Form der Fourierkoeffizienten ist in der Literatur äußerst selten und dient allenfalls zu Demonstrationszwecken, da einerseits die drucktechnische Auflösung für eine korrekte Wiedergabe der Graphen in der Regel nicht ausreicht, andererseits die Abbildungen sehr unübersichtlich werden. Deshalb ist die im vorangegangenen Abschnitt erwähnte Glättung und Zusammenfassung der Koeffizienten durchaus üblich (STULL, 1988). Sie reduziert den Informationsgehalt der Darstellung nur unwesentlich. Die Verdichtung der Stützpunkte zu den hohen Frequenzen oder Wellenzahlen hin legt ferner eine logarithmische Teilung der Abszisse nahe.

Für die Teilung der Ordinate ergeben sich eine Reihe anwendungsbezogener Alternativen, die beispielhaft in den *Abbildungen 5.9* bis *5.12* anhand von während des Experiments **HyMEX98** am 11.8.1998 über den Zeitraum von 3^{00} und 3^{53} MESZ gewonnenen Varianzspektren der vertikalen und der horizontalen Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der spezifischen Feuchte demonstriert werden.

Die in *Abbildung 5.9* gewählte doppelt logarithmische Darstellung der geglätteten Fourierkoeffizienten gegen die Frequenz **f** hat den Vorteil, dass durch die Expansion der Ordinate die Bereiche mit maximalen Varianzen deutlich hervortreten und der Inertialbereich als Gerade mit einem Abfall von -5/3 erscheint. Die Einheit der Ordinate hängt von den jeweiligen Messgrößen ab. Der maximale Beitrag zur Gesamtvarianz liegt bei allen vier Größen einheitlich bei einer Frequenz von 0.01 Hz, er unterscheidet sich jedoch um mehrere Größenordnungen. So ist in diesem Beispiel die Temperaturvarianz um den Faktor 100 größer als die der spezifischen Feuchte, die der horizontalen Windgeschwindigkeit 10 mal so groß wie die der Vertikalbewegung. Der durch isotrope Turbulenz charakterisierte Inertialbereich ist gut durch den Übergang von $\mathbf{w'^2}$ in $\mathbf{v'^2}$ im Abschnitt zwischen 1 und 10 Hz gekennzeichnet, während im Produktionsbereich die Vertikalbewegungen im Einklang mit der äußerst stabilen Schichtung deutlich gedämpft werden. Der Vergleich mit einer Geraden der Steigung –5/3 vermittelt für alle vier Spektren einen im Rahmen der Messgenauigkeit zufriedenstellenden linearen Abfall. Die Temperaturfluktuation und die der Windkomponenten unterliegen gegen das hochfrequente Ende des Spektrums hin einer leichten Dämpfung, was als Resultat des relativ niedrigen Messniveaus von 2.5 m im Zusammenhang mit der Auflösung des Sensors gewertet werden kann. Allerdings führt die Dämpfung nur zu verschwindend geringen Varianzverlusten. Das Spektrum der spezifischen Feuchte zeigt im Original zwischen 1 und 0.7 Hz eine extreme Spitze, die durch Schwingungen im Verstärkersystem des **KH20** hervorgerufen wurde (*siehe auch Abschnitt 4.3.6*). Diese konnte durch Bandpassfilterung weitestgehend eliminiert werden, dennoch zeigt der Bereich der tieferen Frequenzen einen leichten Trend zur Anhebung der Varianz über den –5/3-Abfall hinaus, der auf einen Aliasing-Effekt infolge der Überlagerung durch ein hochfrequentes weißes (*zufälliges*) Rauschen im Messsignal hindeutet. Letzteres stellt bei der Auswertung des Flusses kein wirkliches Problem dar, da es in der Regel nicht mit dem Vertikalwind korreliert ist (LENSCHOW & KRISTENSEN, 1985). Um die tatsächlichen Auswirkungen auf den Fluss quantifizieren zu können, gilt es das Kospektrum zu untersuchen. Die Spektren ungestörter Messdaten der spezifischen Feuchte während **HyMEX 2000** zeigen am hochfrequenten Ende des Spektrums ein Verhalten ähnlich dem der Temperatur.

Multipliziert man die Spektralkoeffizienten mit der Frequenz in der Form $\mathbf{f \cdot S(f)}$, erhält die Ordinate direkt die Einheit der Varianz. Auf diese Weise können die Spektren einfacher skaliert werden. Die in *Abbildung 5.10* wiedergegebene doppelt logarithmische Präsentation ist die in der Literatur am häufigsten vertretene Darstellung atmosphärischer Spektren (STULL, 1988). Dabei werden die Maxima der **v**, **w** und **T**-Spektren auf unterschiedliche Frequenzen verteilt. Der lineare Verlauf der Spektren im Inertialbereich bleibt auch bei dieser Art der Darstellung erhalten, die Steigung verringert sich jedoch auf –2/3, ein weißes Rauschen verrät sich durch einen horizontalen Verlauf des Spektrums. Während in *Abbildung 5.10* das nun zu einem *–2/3-Gesetz* verwandelte KOLGOMOROV´sche Gesetz in den Kurven von **v**, **w** und **T** weiterhin bestätigt wird, erhärtet sich durch den Verlauf des Spektrums der spezifischen Feuchte **q** der Verdacht auf die Überlagerung des Signals durch ein weißes Rauschen.

Ein Nachteil der Darstellung in *Abbildung 5.10* liegt darin, dass die Fläche unter den Kurven nicht direkt proportional zur Varianz ist. Der Beitrag zu den hohen Frequenzen erscheint gegenüber denen aus niederfrequenten Bereichen überrepräsentiert, während die Maximalbeiträge bei dieser Form der Prä-

sentation an der „richtigen“ Stelle lokalisiert sind. Dieses Manko kann durch eine linear-logarithmische Darstellung beseitigt werden, wie sie in *Abbildung 5.11* wiedergegeben ist. Dort wird offenbar, dass in der Vertikalbewegung die Beiträge zur Varianz aus hohen Frequenzen dominieren, während bei den skalaren Größen die größten Beiträge aus einem Frequenzband stammen, innerhalb dessen die Vertikalwindfluktuation nahezu auf Null abgefallen ist. Die Unterschiede in der Varianz der vier Grundgrößen machen es nicht mehr sinnvoll, sie mit dem gleichen Ordinatenmaßstab abzubilden. Deshalb wird für **w** und **q** gemeinsam die Achse auf der rechten Seite, für **v** und **T** dagegen die Skalierung der linken Achse verwandt. Auffallend ist in diesem Zusammenhang, dass der Unterschied in den Varianzen zwischen der Horizontalwindgeschwindigkeit und dem Vertikalwind innerhalb der stabilen Grenzschicht über einer geneigten Gletscherfläche deutlich geringer ist als über einer Ebene. Dort beträgt die Differenz in der Regel ca. 3 Größenordnungen (LARSEN & HØJSTRUP, 1984).

Um den Vergleich von Spektren verschiedener Größen untereinander zu ermöglichen, ist bei einer linear-logarithmischen Darstellung der Spektren eine Normierung der Ordinate mit der totalen Varianz der Zeitreihe sinnvoll. Dadurch wird die Ordinate dimensionslos. Um gleichzeitig zudem Spektren vergleichen zu können, die unter den Bedingungen unterschiedlicher mittlerer Windgeschwindigkeit **U** und verschiedener Messhöhen **z** gewonnen wurden, bietet sich zusätzlich die Normierung der Abszisse nach

$$\textbf{[5.11]} \quad f_n = \frac{f \cdot z}{U}$$

an. Das Resultat ist eine ebenfalls dimensionslose normierte Frequenz $\mathbf{f_n}$, welche die von der Messhöhe und der jeweils herrschenden mittleren Windgeschwindigkeit unabhängige Darstellung des Spektrums erlaubt. Die Lage des Maximums wird dadurch mit zunehmender Messhöhe und abnehmender Windgeschwindigkeiten zu höheren Frequenzen hin verschoben. *Abbildung 5.12* zeigt die Spektren der *Abbildungen 5.9* bis *5.11* in normierter linear-logarithmischer Darstellung.

In *Abbildung 5.11* wird der sich bereits in den vorangegangen Abbildungen andeutende Umstand besonders deutlich, nämlich dass im Rahmen der Messgenauigkeit die Varianzspektren der Temperatur und der spezifischen Feuchte einen nahezu identischen Verlauf zeigen. Sie lassen sich folglich allein aus der Kenntnis des Verhältnisses der Varianzen $\boldsymbol{\sigma_q/\sigma_T}$ mit hinreichender Genauigkeit auseinander herleiten. Einen ersten Hinweis darauf zeigte bereits die Ähnlichkeit der Feinstrukturen in beiden Zeitreihen (*siehe auch die Abb. auf Tafel XXI*), die während beiden Experimenten durchgehend beobachtet wurde.

Die Gleichheit des Mechanismus des turbulenten Transports von Enthalpie und Wasserdampf und damit der Austauschkoeffizienten wird zwar normalerweise bei der Parametrisierung und Berechnung der Flüsse nach Bulk- und Profilmethoden vorausgesetzt (*siehe auch Abschnitt 4.2.3*), ist jedoch keinesfalls zwingend und immer noch Gegenstand der Forschung. In der Regel sind die Freilandmessungen nicht von ausreichender Genauigkeit, um beispielsweise bei der Bestimmung der universellen Stabilitätsfunktion nach der Monin-Obukhov-Theorie signifikante Unterschiede nachzuweisen (BEIER & WEBER, 1992; BEIER *et al.*, 1994a; FOKEN, 2003). Beobachtete Abweichungen sind offensichtlich nur durch eine heterogene Quellen- und Senkenverteilung verursacht, wie sie vorzugsweise über Vegetationsflächen zu finden ist. Es ist daher fragwürdig, ob diese lokal bedingten Unterschiede überhaupt in der universellen Parametrisierung des Transportes berücksichtigt werden können und sollten. Über Gletschern mit einer weitgehend homogenen Verteilung der Quellen und Senken für Enthalpie und Feuchte scheint nach den Resultaten der **HyMEX-**Experimente die Gleichheit mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit gegeben zu sein.

Als unmittelbare Konsequenz dieser Erkenntnis kann auf die kontinuierliche und fehleranfällige Feuchtemessung wenigstens zeitweise verzichtet werden. Für die Rekonstruktion des latenten Flusses während Ausfallzeiten der Feuchtemessung kann unter Verfügbarkeit der Temperaturfluktuation und zuverlässigen Mittelwertsmessungen von Temperatur und Feuchte auf die Berechnung nach der *Fluss-Varianz-Beziehung* (FOKEN, 2003; *siehe auch nachfolgender Abschnitt 5.3.5*) ausgewichen werden.

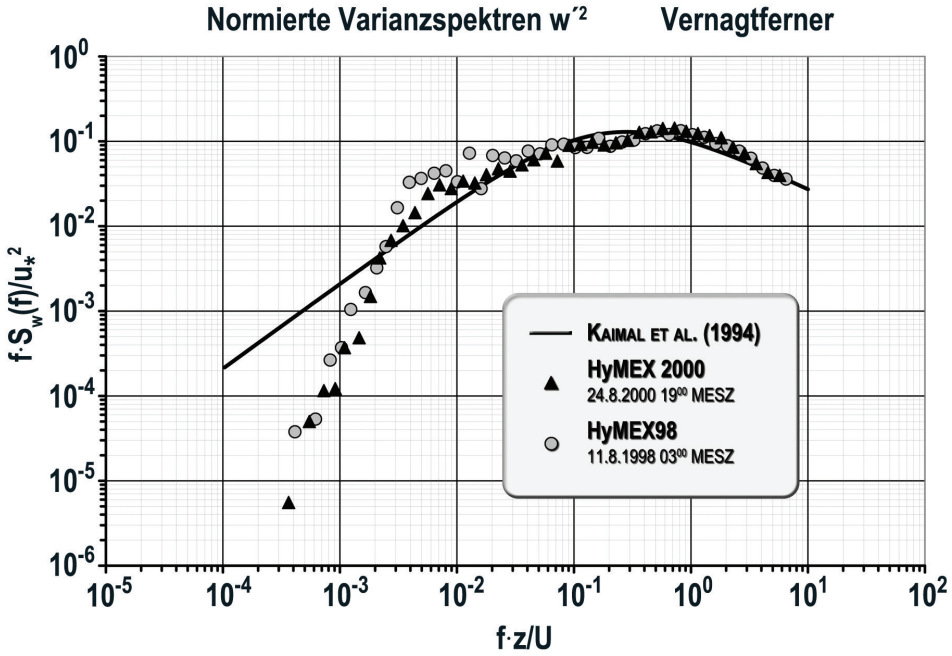


Abb. 5.13: *Zwei normierte Spektren der Vertikalgeschwindigkeit, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL & FINNIGAN *(1994) für neutrale Schichtung. Bei den gemessenen Spektren wurde* $\mathbf{u}_\star$ *so gewählt, dass deren Verlauf im Inertialbereich eine optimale Übereinstimmung mit dem Modellspektrum zeigt.*

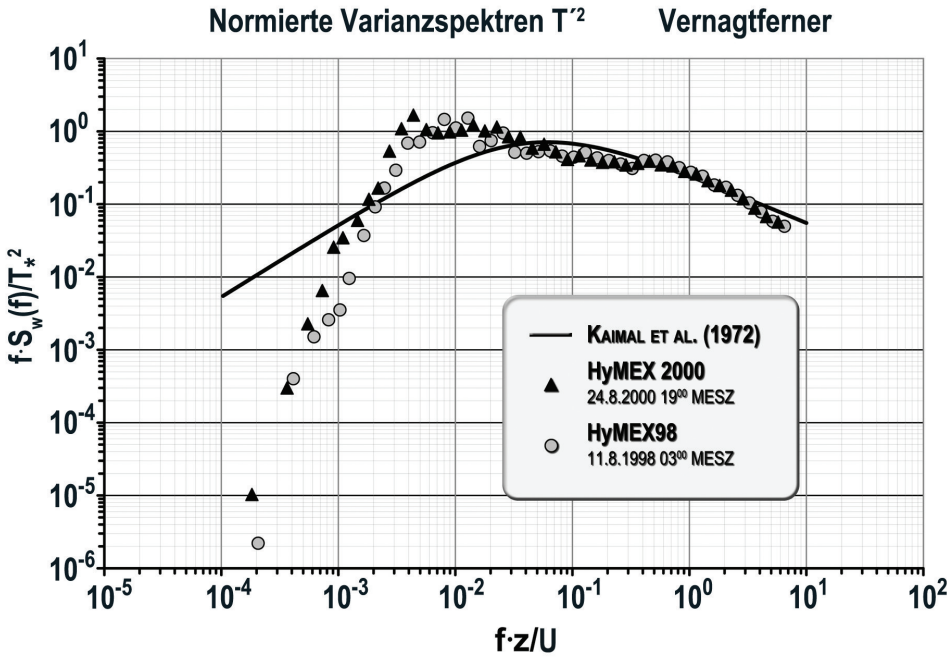


Abb. 5.14: *Zwei normierte Spektren der Temperaturfluktuation, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL *et al. (1972) für neutrale Schichtung. Bei den gemessenen Spektren wurde der Skalierungsfaktor* $T_\star$ *so gewählt, dass deren Verlauf im Inertialbereich eine optimale Übereinstimmung mit dem Modellspektrum zeigt.*

Zur Bewertung der gemessenen Spektren und auch hinsichtlich der Überprüfung von Parametrisierungsansätzen ist der Vergleich mit Modellspektren hilfreich. Als bedeutendste Referenz dienen hierzu immer noch die sogenannten „KAIMAL-Spektren". Auf der Basis experimenteller Untersuchungen in Kansas wurden Spektren generalisiert und parametrisiert, bzw. Strukturparameter abgeleitet (KAIMAL *et al.*, 1972; KAIMAL, 1973; KAIMAL & FINNIGAN, 1994). Unter Anwendung der zuvor beschriebenen Normierungen gehen alle Spektren in eine mathematisch beschreibbare universelle Basisform über. Die Gleichung lautet für atmosphärische Energiespektren in der bodennahen Grenzschicht in der allgemeinen Form (z. B. OLESEN *et al.* (1984)) für das normierte Spektrum in Abhängigkeit von der Wellenzahl **n**

$$\textbf{[5.12a]} \quad \frac{n \cdot S(n)}{\sigma^2} = \frac{C_1 \cdot f_n}{(1 + C_2 \cdot f_n)^{5/3}},$$

für breitere Spektren, bzw. auch

$$\textbf{[5.12b]} \quad \frac{n \cdot S(n)}{\sigma^2} = \frac{C_3 \cdot f_n}{1 + C_4 \cdot f_n^{5/3}},$$

für die spitzere Form, wobei für die Frequenz $\mathbf{f_n}$ bei beiden Typen die Normierung nach *[5.11]* zu wählen ist. Statt der Varianz $\boldsymbol{\sigma^2}$ verwendeten KAIMAL *et al.* (1972) alternativ auch zur Skalierung der Spektren der Windkomponenten das Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u_\star^2}$ bzw. den Strukturparameter $\mathbf{T_\star^2}$ für das Temperaturspektrum. Die Koeffizienten $\mathbf{C_1}$ und $\mathbf{C_2}$, bzw. $\mathbf{C_3}$ und $\mathbf{C_4}$ haben keinen Einfluss auf die Form des Spektrums, sie verändern lediglich die Position bezüglich des Koordinatenursprungs. Sie wurden empirisch für definierte Schichtungsverhältnisse anhand von gemessenen Daten bestimmt. Bei neutraler Schichtung geben KAIMAL & FINNIGAN (1994) beispielsweise für das Spektrum der Vertikalwindfluktuation die Werte $\mathbf{C_1 = 2.1}$ und $\mathbf{C_2 = 5.3}$ an. Vergleicht man dieses Normspektrum mit zu unterschiedlichen Zeiten und Orten über dem Vernagtferner gemessenen und an die Position angepassten Spektren, so findet man erwartungsgemäß eine gute Übereinstimmung im Inertialbereich, der keine Abhängigkeit von der Schichtung aufweist (STULL, 1988). Im Erzeugungsbereich findet man jedoch charakteristische Abweichungen (*Abbildung 5.13*). Die Schichtung über dem Gletscher ist letztlich extrem stabil und keinesfalls neutral. In analoger Weise lässt sich mit $\mathbf{C_1 = 53.4}$ und $\mathbf{C_2 = 24}$ (KAIMAL *et al.*, 1972) ein Referenzspektrum für die Temperatur- bzw. in Analogie für die Feuchtefluktuation angeben (*Abbildung 5.14*).

Obwohl die beiden während der **HyMEX**-Experimente gewonnenen Beispielspektren bezüglich der Tageszeit willkürlich gewählt sind und sogar an unterschiedlichen Orten auf dem Gletscher gemessen wurden, zeigen sie sowohl im Bereich der hohen als auch der tiefen Frequenzen deutliche Gemeinsamkeiten. Im Frequenzband zwischen 0.1 Hz und 0.001 Hz wird gegenüber neutralen Bedingungen zusätzliche Varianz erzeugt, bevor die Spektren gegen längere Frequenzen hin extrem gedämpft werden. Üblicherweise zeigen Spektren bei sehr stabiler Schichtung im langwelligen Abschnitt eher eine etwas stärkere Dämpfung als die KAIMAL-Spektren (SMEDMAN, 1988; ONCLEY, 1989). Über Gletscheroberflächen gibt es bislang nur eine unmittelbar vergleichbare Studie zur Turbulenzstruktur von SMEETS *et al.* (1998) auf der Basis von Messungen auf der *Pasterze* (Großglockner). Sie enthält eine Darstellung von mittleren Vertikalwindspektren im Vergleich mit einem universellen Spektrum nach Gleichung *[5.12b]*, die *Abbildung 5.13* sehr stark ähnelt. Da die Analysen von SMEETS *et al.* nur den normierten Frequenzbereich bis ca. $2 \cdot 10^{-3}$ abdecken, ist der darunter liegende Varianzabfall nicht dokumentiert, möglicherweise aber dennoch vorhanden.

Der Verlauf der Spektren der Temperaturfluktuation ähnelt grob denen des Horizontalwindes und hat dementsprechend ein Maximum, welches deutlich zu tieferen Frequenzen bei ca. 10^{-2} hin verschoben ist. Gegenüber dem Normspektrum erscheint es sogar als sekundäres Maximum, dessen Periodenlänge in etwa derjenigen der im *Abschnitt 5.3.1* behandelten organisierten Strukturen in den Zeitreihen ent-

spricht. Es ist daher naheliegend, dass die Varianzerhöhung eng mit deren Auftreten gekoppelt ist und hier das quasiperiodische katabatische Abfließen der Luft im Gletscherwind und die damit verbundenen Einmischprozesse sichtbar machen. Wäre die Gletscherwindschicht vollständig von den höheren liegenden Schichten entkoppelt, wie das in der Regel bei durch Strahlungsabkühlung entstandenen nächtlichen stabilen Grenzschichten der Fall ist, wäre die Dämpfung der Varianz noch stärker.

Die universellen KAIMAL-Spektren zeigen generell mit wachsender Stabilität eine Verschiebung hin zu höheren Frequenzen, da die stabile Schichtung eine Tendenz zur Unterdrückung turbulenter Bewegung bewirkt (OLESEN *et al.*, 1984; STULL, 1988). Über flachem und horizontal homogenem Gelände vereinigen sich alle genormten Spektren zu einer universellen Kurve, die sich auch bei sehr stabiler Schichtung durch zusätzliche Skalierung der Frequenz $\mathbf{f = f_n/f_m}$ nach *Gleichung [5.12b]* mit einer Konstanten $\mathbf{C_3=0.3}$ und $\mathbf{C_4=0.164}$ (SMEDMAN, 1988) gut annähern lässt. Die Konstante $\mathbf{f_m}$ repräsentiert dabei die Lage des Maximums der gemessenen normierten Spektren (OLESEN *et al.*, 1984; SMEETS *et al.*, 1998). In den *Abbildungen 5.15* und *5.16* ist jeweils eine Schar varianz- und frequenznormierter Spektren des Vertikalwindes und der Temperatur auf der Basis von Messungen am 24.8.2000 wiedergegeben. Über weite Frequenzbereiche vereinigen sich diese tatsächlich zu einer einheitlichen Kurve, die nach der oben beschriebenen Anpassung an die Lage des Maximums durch die universellen Spektren für das homogene Gelände recht gut beschrieben werden kann. Im Energieerzeugungsbereich sind jedoch deutliche Abweichungen vom Modellspektrum feststellbar, wobei zusätzlich sowohl für die Vertikalbewegung als auch die Temperatur eine Aufspaltung in zwei markante Verläufe sichtbar ist.

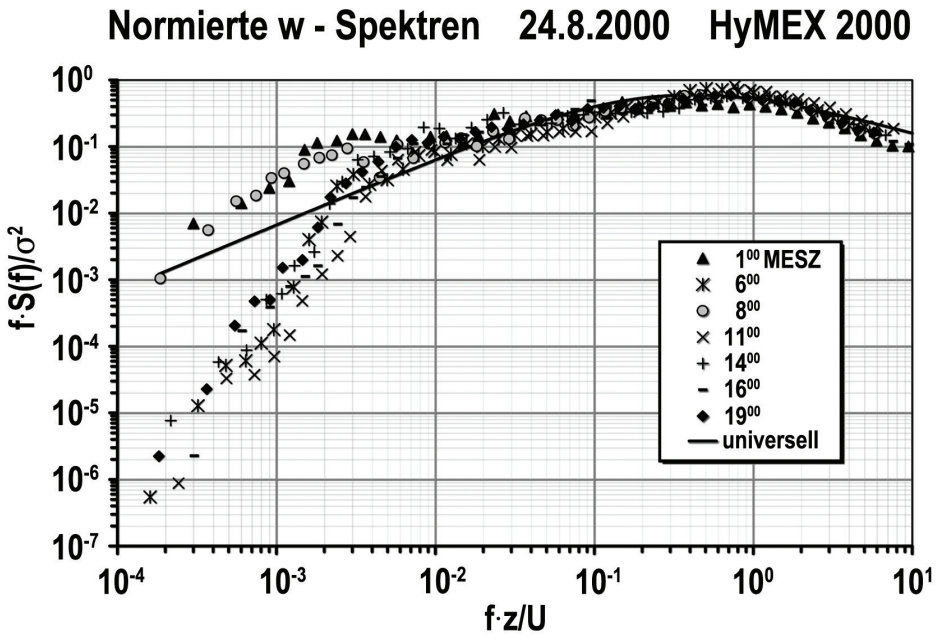


Abb. 5.15: *Schar von 5 normierten Spektren des Vertikalwindes, gemessen während unterschiedlicher 53-Minuten-Intervalle am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000*** *über dem Vernagtferner. Zum Vergleich dazu durchgezogen das auf die Lage des Maximums angepasste universelle Spektrum.*

Der obere Ast der Spektrenschar verläuft für **w** deutlich oberhalb des dazugehörigen universellen Spektrums, bei **T** folgt er dagegen in etwa dessen Verlauf. Der untere Ast knickt dagegen in beiden Fällen unterhalb der normierten Frequenz 0.002 steil ab. Die Zeitabschnitte, in denen ein Spektrum dem oberen oder dem unteren Ast folgt, sind für **w** und **T** nicht identisch. Die Aufteilung ist zudem auch unabhängig von

der herrschenden mittleren Windgeschwindigkeit. Allerdings sind die Zeiträume, in denen das Spektrum keinen Knick aufweist, sehr viel seltener. Gut 80% aller während der **HyMEX**-Experimente gemessenen Spektren zeigen die überproportionale Dämpfung im niederfrequenten Bereich, der durch die für homogenes Gelände gültigen universellen Spektren nicht beschrieben werden kann. Dies ist gegenüber Messergebnissen im Flachland ungewöhnlich. Es sei noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen, dass sämtliche Datensätze vor der Analyse keinerlei Hochpassfilterung unterzogen wurden.

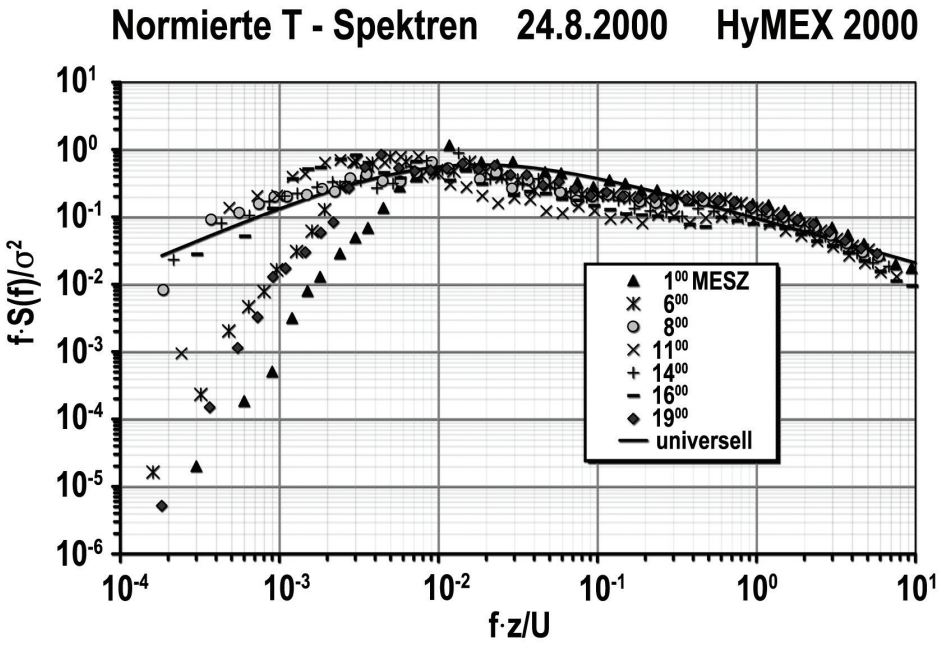


Abb. 5.16: *Normierte Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeiträume wie in Abbildung 5.15 und Vergleich mit der universellen Funktion, angepasst über die Lage des Maximums.*

Um diesem Phänomen weiter auf den Grund gehen zu können, ist eine weitere, in der Literatur nicht gebräuchliche Darstellung der Spektren hilfreich. Skaliert man die Abszisse mit der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit während des Messintervalls und mit der reziproken Frequenz, erhält man nach der TAYLOR´schen Hypothese die Verteilung der horizontalen Erstreckung der Wirbelgrößen. Unter Beibehaltung der flächenproportionalen Darstellung der Varianz erhält man eine Beziehung zwischen der (horizontalen) Dimension eines imaginären Wirbels und dessen Intensität. Beispiele dieser Präsentationsform zeigen die *Abbildungen 5.17* und *5.18* für die Messungen am Vernagtferner. Die auf das Maximum des Spektrums mit der höchsten Varianz gewählte Ordinatenteilung erlaubt den unmittelbaren Vergleich von Intensitäten der Wirbel unter unterschiedlichen Bedingungen.

Die Spannweite der gefundenen Intensitäten ist für die Vertikalbewegung deutlich höher als für die Temperaturfluktuation. Zwar vermittelt insbesondere die *Abbildung 5.17* einen Zusammenhang zwischen maximaler Intensität und Horizontalwindgeschwindigkeit, dieser ist aber nicht funktional, sondern von der Mächtigkeit der Gletscherwindschicht am Messort abhängig. Diese war an der Station von **HyMEX 2000** deutlich dicker als bei **HyMEX98**. Die Wirbel mit den höchsten Intensitäten in der vertikalen Windgeschwindigkeit haben entsprechend der niedrigen Messhöhe von ca. 2.5 m Abmessungen von lediglich 2 bis 3 m. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit werden sie geringfügig größer. Sie sind damit erheblich kleiner, als die in der konvektiven Grenzschicht während der **SANA**-Experimente (BEIER *et al.*, 1994; LAUBACH, 1996) über quasi horizontal homogenem Gelände gefundenen Wirbelgrößen zwischen

10 und 100 m, wie sie auch der *Abbildung 5.19* entnommen werden können. Dort wurden alle über den Tag gewonnenen Spektren mittels BEZIERS-Interpolation auf ein reguläres Gitter umgerechnet und dreidimensional mit der Intensität der Wirbel linear auf der vertikalen Achse dargestellt.

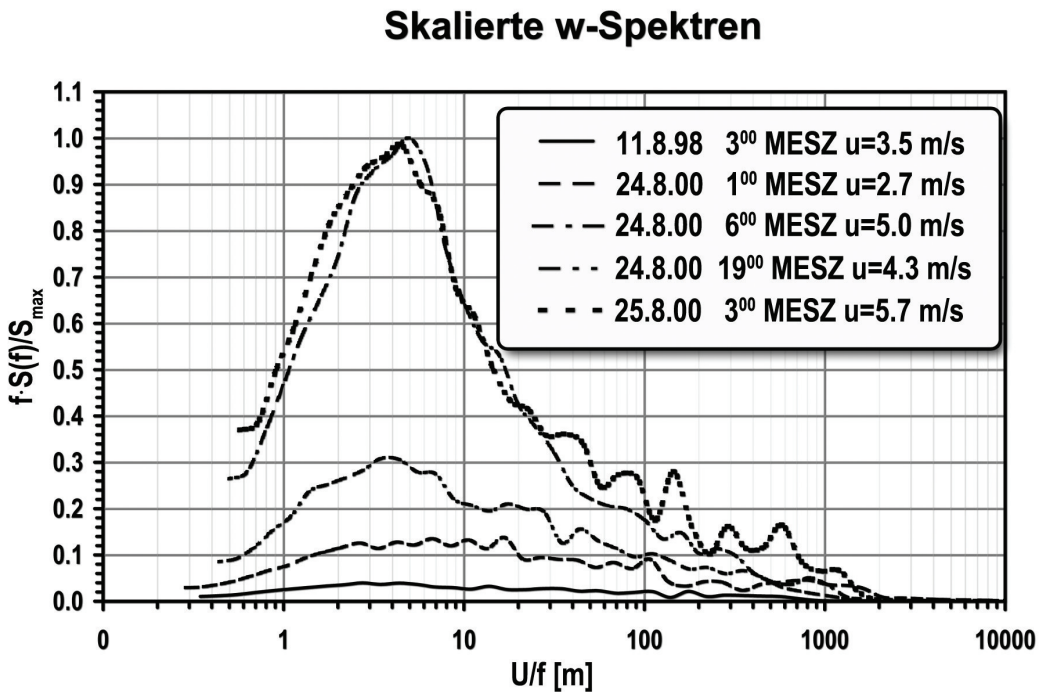


Abb. 5.17: *Schar skalierter Spektren der Vertikalwindfluktuation am Vernagtferner über ein Zeitintervall von 53 Minuten. Die Abszisse ist mit der mittleren Horizontalwindgeschwindigkeit und der reziproken Frequenz in Form einer Skalenlänge skaliert. Die Ordinate ist auf den maximalen Varianzbeitrag der Spektren bezogen. Die Fläche unter den Kurven ist proportional zur Varianz.*

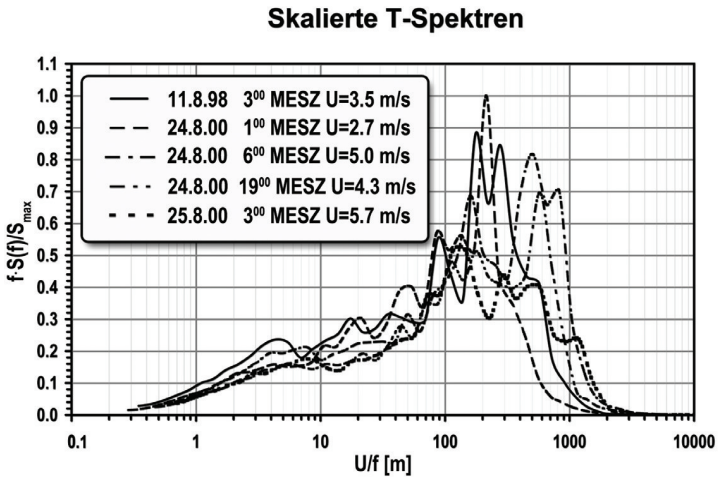


Abb. 5.18: *Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeitabschnitte und in der gleichen Darstellung wie in Abbildung 5.17.*

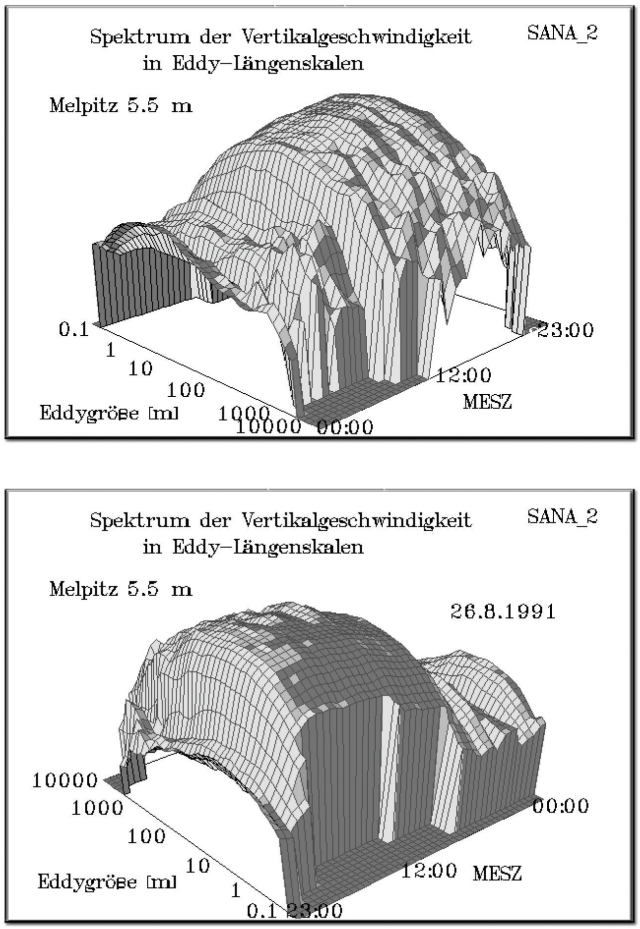


Abb. 5.19: *Tagesgang der Spektren der Vertikalwindfluktuation unter konvektiven Bedingungen über weitgehend homogenem Gelände. Die Darstellung ist kompatibel zur Abbildung 5.17 und auch vergleichbar mit der Wiedergabe auf Tafel XIII. Oben die Ansicht in Richtung der großen Elemente, unten hingegen der Inertialbereich. Die Abtastfrequenz des Datensatzes betrug lediglich 10 Hz (aus* BEIER *et al., 1994).*

Diese Darstellung vermittelt damit eine intuitive Einsicht in die turbulente Aktivität in der bodennahen Grenzschicht über die Wirbelintensität in Abhängigkeit von ihrer horizontalen Erstreckung und der Tageszeit. Die Nachtstunden mit Ausbildung einer stabilen Schichtung durch Abkühlung der Oberfläche und der oberflächennahen Schicht durch die langwellige Ausstrahlung und der Zeitraum mit hoher solarer Einstrahlung unterscheiden sich deutlich. Wirbelgröße und Intensität variieren mit dem Angebot der solaren Strahlung. Die Wirbel maximaler Intensität erreichen Dimensionen von 100 m und mehr. Die geringste Aktivität ist bei Sonnenauf- und -untergang zu verzeichnen. In der Nacht ähnelt die Situation eher der auf dem Gletscher. Insbesondere lokale und sogar regionale Ausgleichströmungen sorgen auch hier für eine gewisse Turbulenzaktivität, die vor allem in den Skalenlängen oberhalb von 1 km als sekundäres Intensitätsmaximum sichtbar wird. Das eigentliche Maximum zeigt sich dann aber bei Wellenlängen von einigen Metern, da auch hier die Turbulenz überwiegend mechanisch durch die Oberflächenrauhigkeit erzeugt ist. Die Intensität der thermisch angeregten Wirbel beträgt ein Vielfaches, ist sehr viel größer, da über dem trockenen Wiesengelände großflächige konvektive Auftriebskräfte für die Bildung großer Luftblasen verantwortlich sind. Diese sind unter den Bedingungen hoher solarer Einstrahlung und der damit verbundenen heterogenen Erhitzung der Oberfläche besonders effizient, weshalb die Wirbelgröße im Tagesverlauf deutlich zunimmt.

Die zu *Abbildung 5.19* äquivalente Darstellung des Tagesgangs der Spektren des Vertikalwindes auf der *Tafel XXIII* bzw. *Tafel XXV* über dem Vernagtferner zeigt daher ein völlig anderes Bild. Da überschüssige Energie sofort bei der Eisschmelze verbraucht wird, verbleibt die Oberflächentemperatur weiträumig homogen auf dem Schmelzpunkt. Thermische Anregung spielt daher keine nennenswerte Rolle. Folglich ändert sich die Größe der intensivsten Wirbel im Tagesverlauf kaum, lediglich deren Intensität ändert sich in Abhängigkeit vom äußeren Antrieb der Strömung. Die beträchtlichen Unterschiede in der Höhe der Maxima beruhen jedoch nur in zweiter Linie auf der Änderung der mittleren Geschwindigkeit der Strömung. Diese hat keinen besonders ausgeprägten Tagesgang. Die Strömung hat in den Nachtstunden vielmehr einen deutlich turbulenteren Charakter. Besonders in den Nachmittagsstunden, wenn die solare Einstrahlung nachlässt und damit die Temperaturdifferenzen zwischen Gletscher und Gletschervorfeld geringer werden, lässt die Turbulenzintensität über dem Gletscher deutlich nach, während sich die Wirbelgrößenverteilung prinzipiell nur wenig ändert. Im konvektiven Fall (*Abbildung 5.19*) ist dagegen ein deutlicher Unterschied zwischen Situationen mit labiler, neutraler und stabiler Schichtung zu erkennen.

Weiterhin vermittelt die Darstellungsform in den *Abbildungen 5.17* bis *5.19* unmittelbar, ob die Gesamtheit des Turbulenzspektrums durch die Messung gut erfasst wurde. Der langwellige Bereich der Energieerzeugung wird durch die Länge der Datenreihe abgegrenzt, der Inertialbereich durch die Abtastfrequenz. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit werden immer größere Varianzanteile des Spektrums im Inertialbereich nicht mehr erfasst. Niedrige Windgeschwindigkeiten beschneiden dagegen den Erzeugungsbereich. Die nicht erfassten Varianzanteile haben natürlich auch einen Einfluss auf die vollständige Erfassung der Kovarianz und damit der Flüsse. Anhand der Varianzspektren kann er im Inertialbereich durch einfache Extrapolation des Spektrums auf die Null-Linie abgeschätzt werden. Für den Erzeugungsbereich ist das in der Regel schwieriger, da die spektrale Lücke nicht zwingend vorhanden sein muss. Um dieses abzusichern, muss auf jeden Fall eine hinreichend lange Datenreihe untersucht werden. Über dem Vernagtferner ist die Existenz einer spektralen Lücke für alle Messgrößen offensichtlich. Die Wirbelgröße ist im langwelligen Bereich markant begrenzt, ganz im Gegensatz zu den Befunden von Smeets *et al.* (1998) über der *Pasterze*. Die Begrenzung liegt im Bereich von 1 bis 2 km, was recht genau der Entfernung zwischen dem Messort und dem in Windrichtung gelegenen Kammbereich entspricht. *Die turbulente Aktivität der eisnahen Luftschicht wird damit in ihren horizontalen Skalen durch die Dimensionen der Gletscherfläche begrenzt.*

Die Temperatur zeigt die stärksten Varianzen in einem Bereich, der Regionen zugeordnet werden kann, die einige hundert Meter vor den Gipfeln gelegen sind. Dort dürften die Einmischprozesse ihre maximale Wirkung entfalten. Da die talabwärts gerichtete Strömung ihre Richtung relativ konstant beibehält, ist das Maximum im Temperaturspektrum in der Regel immer etwa bei derselben Wellenlänge zu finden. Variiert die Richtung der Höhenströmung jedoch, ändert sich auch die Entfernung zu den im Luv gelegenen Gipfeln. Die *Pasterze* hat eine längere Gletscherzunge als der Vernagtferner, deshalb dürfte dort das *spectral gap* bei etwas höheren Wellenlängen zu finden sein. Smeets *et al.* (1996) benötigen daher längere Analyseperioden als 15 Minuten.

Im Gegensatz zu den bei labiler Schichtung im langwelligen Bereich relativ glatten Spektren (*Abbildung 5.19*) zeigen Spektren bei stabiler Schichtung allgemein einen unruhigeren Verlauf. Dies ist eine unmittelbare Auswirkung der *Instationarität* der Strömung unter diesen Bedingungen. Ähnlich wie bei der Betrachtung der Klimawerte sollten auch innerhalb eines analysierten Abschnittes der Zeitreihe über beispielsweise 5 Minuten die Mittelwerte einer Größe innerhalb wohldefinierter Grenzen erhalten bleiben, damit die Gültigkeit der Taylor´sche Hypothese gewährleistet ist. Sonst können die Änderungen nicht mehr den (periodischen) turbulenten Prozessen allein zugeordnet werden. Wie im nachfolgenden Abschnitt noch verdeutlicht wird, sind im Falle der Messungen über dem Gletscher die Instationaritäten keine übermäßige Einschränkung für die Flussberechnung nach der Eddykorrelationsmethode, da dabei zwei Größen mit unterschiedlicher Charakteristik betrachtet werden. Da der Beitrag zum Fluss am langwelligen Ende des Spektrums meist relativ unbedeutend ist, erzeugen dort Instationaritäten auch nur entsprechend kleine Fehler. Unter Umständen können diese durch eine angepasste Hochpassfilterung reduziert werden. Problematischer werden sie jedoch in dem Fall, dass Flüsse mit den gemessenen Vertikalprofilen nach der Monin-Obukhov´schen Methode berechnet werden sollen. Da es sich bei dem

Gradienten um eine integrale Größe handelt, kann der Einfluss der Instationarität nachträglich nicht mehr korrigiert werden.

5.3.5 Kospektren

Die Kenntnis der Varianz- oder Energiespektren der einzelnen Messgrößen ist für die Einsicht in die Prozesse zwar äußerst wertvoll, die turbulenten Flüsse können damit jedoch nicht unmittelbar abgeleitet oder gar berechnet werden. Dazu bedarf es des *Kospektrums* $\mathbf{Co_{ab}(f)}$,welches als Realteil des komplexen *Kreuzspektrums* $\mathbf{K_{ab}(n)}$ zweier Größen **a** und **b** definiert ist (z.B. STULL, 1988). Die Koeffizienten des Kreuzspektrums berechnen sich in komplexer Schreibweise ausgehend von der Transformationsgleichung *[5.8]* nach

$$\mathbf{[5.13]} \quad K_{ab} = (\mathrm{Re}(S_a) - i \cdot \mathrm{Im}(S_a)) \cdot (\mathrm{Re}(S_b) + i \cdot \mathrm{Im}(S_b))$$

Nach der Definition (STULL, 1988)

$$\mathbf{[5.14]} \quad K_{ab} = Co_{ab} - i \cdot Q_{ab}$$

berechnen sich Kospektrum $\mathbf{Co_{ab}}$ und Quadraturspektrum $\mathbf{Q_{ab}}$ zu

$$\mathbf{[5.15a]} \quad Co_{ab} = \mathrm{Re}(S_a) \cdot \mathrm{Re}(S_b) + \mathrm{Im}(S_a) \cdot \mathrm{Im}(S_b) \quad \text{bzw.}$$

$$\mathbf{[5.15b]} \quad Q_{ab} = \mathrm{Im}(S_a) \cdot \mathrm{Re}(S_b) - \mathrm{Re}(S_a) \cdot \mathrm{Im}(S_b) .$$

Zur übersichtlicheren Darstellung sind in den Gleichungen *[5.13]* bis *[5.15]* die Argumente Wellenzahl **n** bzw. Frequenz **f** der Basisspektren $\mathbf{S_{a,b}}$ weggelassen. Die Berechnung erstreckt sich somit über sämtliche diskreten Stützstellen der Spektren.

Auf das Quadraturspektrum, den Imaginärteil des Kreuzspektrums, soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Es entspricht dem Spektrum des Produktes der um den Phasenwinkel von 90° gegeneinander verschobenen Zeitreihen **a** und **b** (STULL, 1988). Sein Informationsgehalt wird ausführlich in WALK (1970) beschrieben. Es ermöglicht insbesondere Untersuchungen zur Phasenlage zwischen der Vertikalwindfluktuation und den skalaren Größen und damit Aussagen zum nachfolgend behandelten Versatzproblem.

Das Kospektrum hat dagegen in der Mikrometeorologie eine unmittelbare Bedeutung. In Analogie zu den im vorangegangen Abschnitt behandelten Varianzspektren stellt es die frequenz- oder wellenzahlabhängigen Beiträge zur Kovarianz zwischen zwei Zeitreihen dar. Über die TAYLOR´sche Hypothese sind diese direkt als der durch Wirbel einer bestimmten horizontalen Größenskala bewirkte turbulente Transport interpretierbar. Der durch eine turbulente Strömung veranlasste vertikale Fluss eines Stoffes (z.B. Wasserdampf, chemische Beimengungen) oder einer Eigenschaft (z.B. Wärme) kann somit aus dem Integral über das vollständige Kospektrum der Vertikalwindfluktuation und der betrachteten Transportgröße bestimmt werden.

Vollständig bedeutet in diesem Zusammenhang, dass der Integrationsbereich am hochfrequenten Ende mit der Frequenz der am nächsten bei Null liegenden Beiträge zur Kovarianz beginnt und bis zu derjenigen am niederfrequenten Ende reicht, ab der die Beiträge weitestgehend wieder verschwinden.

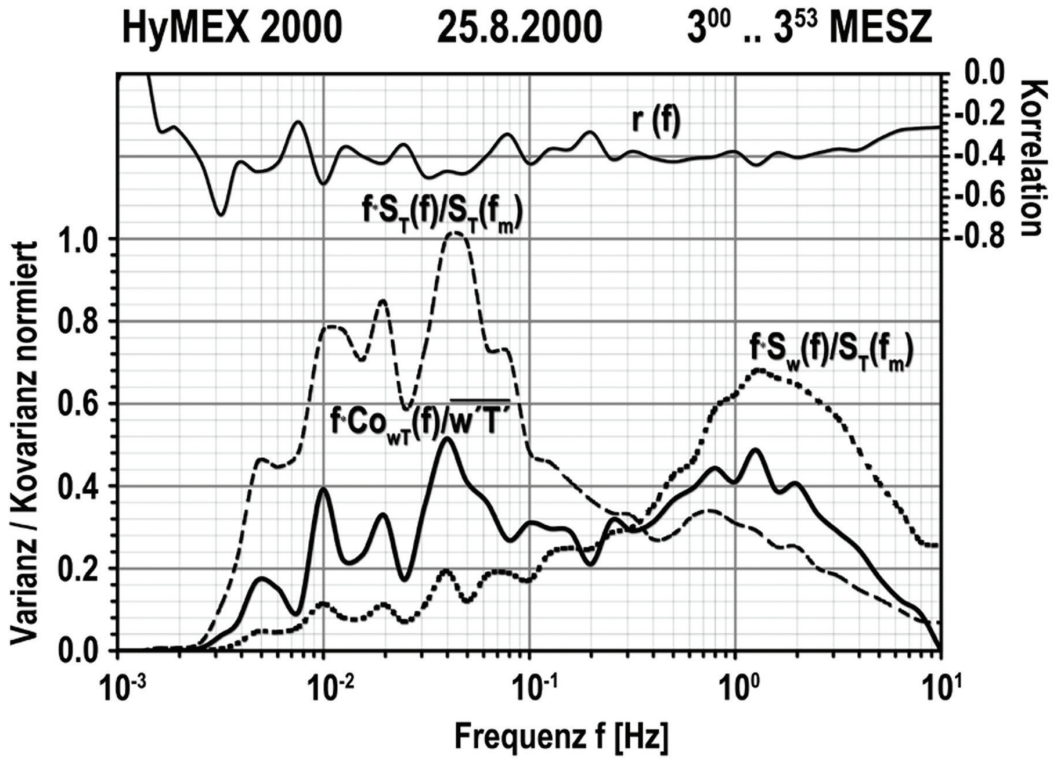


Abb. 5.20: *Zusammenhang zwischen dem Kospektrum des kinematischen Flusses der fühlbaren Wärme* ***w'T'*** *und den Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit* ***w*** *und der Temperatur* ***T*** *anhand eines Beispiels, gemessen während* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner. Zur übersichtlicheren Darstellung ist die Ordinate unterschiedlich normiert (*f_m*: Frequenz des Maximums) und* ***Co*** *negativ wiedergegeben.*

Obwohl in der Darstellung in *Abbildung 5.20* der Eindruck erweckt werden könnte, handelt es sich bei dem Kospektrum weder um das Spektrum des Produktes der beiden miteinander korrelierten Zeitreihen, noch um das Produkt der Koeffizienten der Varianzspektren der beiden Größen. Vielmehr sind letztere mit dem Kospektrum durch einen frequenzabhängigen Korrelationskoeffizenten **r(f)** verknüpft. Dieser ist, wie in der *Abbildung 5.20* anhand von Messungen über dem Vernagtferner gezeigt, in der Regel nicht über den gesamten Frequenzbereich konstant und entsprechend der Flussrichtung vorzeichenbehaftet. Die aus der Literatur besser bekannte Funktion $\mathbf{r^2(f)}$ wird auch als *Kohärenzspektrum* **Coh** bezeichnet und berechnet sich (STULL, 1988) zu

$$\mathbf{[5.16]} \quad Coh^2 = \frac{Q^2 + Co^2}{S_a^2 \cdot S_b^2}.$$

Das Kohärenzspektrum ist im Gegensatz zu der in der *Abbildung 5.20* dargestellten Funktion **r(f)** so normiert, dass sich als Integral über alle Frequenzen **1** ergibt.

Für das Beispiel eines über dem Vernagtferner gemessenen Kospektrums für den fühlbaren Wärmestrom hat der Korrelationskoeffizient über nahezu den gesamten Frequenzbereich ein negatives Vorzeichen, welches einem zur Oberfläche hin gerichteten Fluss entspricht. Außerdem scheint er in diesem speziellen Fall einen weitgehend konstanten Wert von **–0.4** anzunehmen. Da entsprechend der Aussagen weiter oben allgemein die sogenannte *Fluss-Varianzbeziehung* (FOKEN, 2003)

$$\overline{a'b'} = \sum_{k=0}^{N-1} Co_{ab}(f_k) = R_{ab} \cdot \sigma_a \cdot \sigma_b \qquad [5.17]$$

gilt, kann der kinematische Fluss der sensiblen Wärme tatsächlich relativ einfach mit Hilfe der im *Abschnitt 5.3.4* gezeigten Varianzspektren und dem über den Frequenzbereich des Kospektrums gemittelten Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{ab}}$ berechnet werden zu

$$\overline{w'T'} \approx -0.4 \cdot \sigma_w \cdot \sigma_T = -0.4 \cdot \sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} S_w(f_k)} \cdot \sqrt{\sum_{k=0}^{N-1} S_T(f_k)}\,, \qquad [5.18]$$

wobei zuvor sämtliche spektrale Korrekturen berücksichtigt werden können. $\mathbf{R_{ab}}$ entspricht in diesem Beispiel der Korrelation zwischen den beiden Zeitreihen **w(t)** und **T(t)**. Außerdem liefert der Ansatz *[5.17]* bzw. *[5.18]* eine Bestätigung für die näherungsweise Parametrisierung des Flusses nach einfachen *Bulk*-Ansätzen, wie sie im Abschnitt 4.2.3, Gleichungen *[4.5]* und *[4.6]* beschrieben wurden. Es gilt in der stabilen Grenzschicht für den Fall, dass die Turbulenz überwiegend mechanisch erzeugt wird

$$\sigma_w \approx \sigma_u \approx \overline{U} \quad \text{und} \quad \sigma_T \approx T - T_0.$$

Obwohl ein Wert von –0.3 bis -0.4 für den Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{w'T'}}$ in optimaler Weise mit der Angabe von Autoren übereinstimmt, die universelle Parametrisierungen der Spektren und Kospektren anbieten wie beispielsweise KAIMAL & FINNIGAN (1994), offenbart der Datensatz der **HyMEX**-Experimente eine beachtliche Streubreite sowohl für $\mathbf{R_{w'T'}}$ als auch für $\mathbf{r_{w'T'}(f)}$. In der *Abbildung 5.21* ist die gesamte bei den **HyMEX**-Messungen gefundene Bandbreite grau schattiert wiedergegeben. Zwar ist die Korrelation entsprechend der permanent stabil geschichteten Grenzschicht fast durchgehend erwartungsgemäß negativ zwischen –0.2 und –0.4, sie nimmt jedoch zu den langen Wellen hin gelegentlich sogar positive Werte an, was in diesem Bereich einen Fluss gegen den mittleren Gradienten (engl. c*ounter gradient flux*) bedeuten würde. Dieser ist jedoch nicht unbedingt immer realistisch, da sich besonders bei niedrigen Windgeschwindigkeiten das Problem der Instationarität in einer breiteren Streuung äußert. In der Regel sind die Beiträge zum Fluss wegen der dort geringen Varianz im w-Spektrum und der deutlich abfallenden Korrelation am langwelligen Ende des Kospektrums eher gering, im Falle des Beispiels in *Abbildung 5.27* jedoch durchaus nennenswert. Die unter diesen Randbedingungen berechneten Flüsse müssen mit einem entsprechend bemessenen Fehlerbalken versehen werden.

Signifikant ist zudem eine deutliche Abnahme der Korrelation im Inertialbereich der Spektren. Deren Ursache dürfte hauptsächlich messtechnischer Art sein, da zu hohen Frequenzen hin eine immer feinere digitale Auflösung insbesondere für die skalaren Messgrößen erforderlich ist, welche jedoch durch die Elektronik der Sensoren und Verstärker begrenzt ist. Zudem wird das Signal/Rauschverhältnis in diesem Abschnitt mit wachsender Frequenz zunehmend ungünstiger. Für das Ultraschallanemometer kommt im hochfrequenten Ende des Spektrums eine reduzierte Auflösung der turbulenten Mikroschwankungen durch die räumliche Mittelung über die Messstreckenlänge hinzu. Diese bewirkt letztlich eine strenggenommen von der Anströmrichtung und der Geometrie der Messanordnung abhängige Dämpfung des Signals.

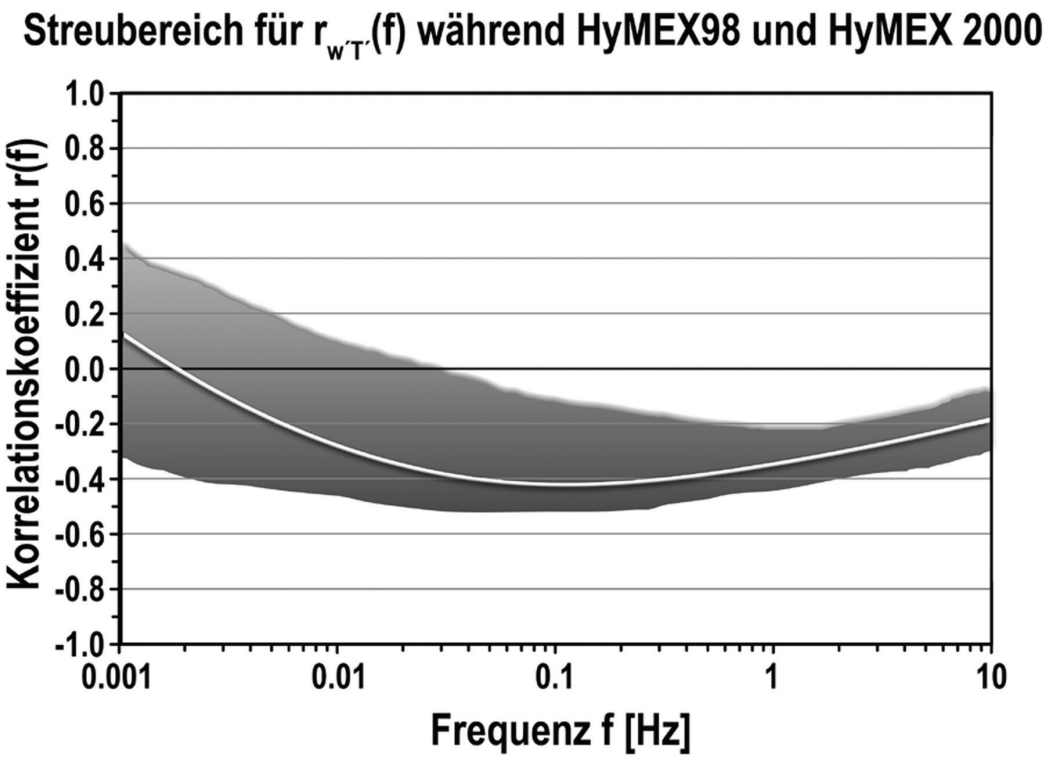


Abb. 5.21: *Streubreite des frequenzabhängigen Korrelationskoeffizienten* ***r(f)*** *für* ***w´T´*** *während der beiden* ***HyMEX****-Experimente auf dem Vernagtferner (graue Fläche). Die helle Linie zeigt einen optimierten Fit für das Datenensemble.*

MOORE (1986) hat die Dämpfung der Spektren im hochfrequenten Bereich durch die genannten Prozesse anhand des Konzeptes frequenzabhängiger *Übertragungsfunktionen (Transferfunktionen*) für Messsysteme untersucht. Das gemessene Spektrum ergibt sich aus der Linearkombination des wahren Spektrums mit den für die einzelnen Messgrößen unterschiedlichen Transferfunktionen (FOKEN, 2003). Damit ist theoretisch eine nachträgliche Korrektur der Kovarianzen möglich. Der wahre Zusammenhang zwischen der Signaldämpfung und dessen Ursachen ist extrem komplex und von unzähligen Faktoren abhängig, so dass eine Anwendung entsprechender Korrekturalgorithmen operationell kaum praktikabel wäre. MOORE hat jedoch Näherungsformeln für quasi trägheitsfreie Sensoren angegeben, die nur die Abhängigkeit von der Länge der Mittelungsstrecke und der Anströmgeschwindigkeit berücksichtigen, jedoch nicht Geometrie und elektronische Eigenschaften der Messanordnung. *Abbildung 5.22* zeigt eine Schar dieser Transferfunktionen für ein Ultraschallanemometer mit einer Messstreckenlänge des *Solent R2A* und typischen während der **HyMEX**-Experimente aufgetretenen mittleren Windgeschwindigkeiten. Der Wert **1** der Funktionen **TC** bewirkt keine Veränderung des ursprünglichen Signals, während der Wert 0.5 eine Reduktion der Varianz der jeweiligen Messgröße auf die Hälfte zur Folge hat. Der Verlauf der Kurven zeigt in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung die zunehmende Dämpfung des Signals mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit. Bei Windgeschwindigkeiten oberhalb von 3 m/s ist der Einfluss relativ gering. Die Dämpfung ist in der Regel für die Temperaturmessung höher als für die Vertikalgeschwindigkeit, so dass auch die zu höheren Frequenzen hin beobachtete Abnahme der Korrelation erklärt werden kann. Eigentlich müsste diese wegen der tatsächlich weitgehend isotropen Ausbildung der Turbulenz dort eher zunehmen oder zumindest konstant bleiben. Einen weiteren Hinweis auf die messtechnische Ursache des Problems liefert die Beobachtung, dass der Effekt am ausgeprägtesten in den Zeiträumen um den Sonnenauf- bzw. Sonnenuntergang auftritt, in denen die Turbulenzintensität ein Minimum erreicht.

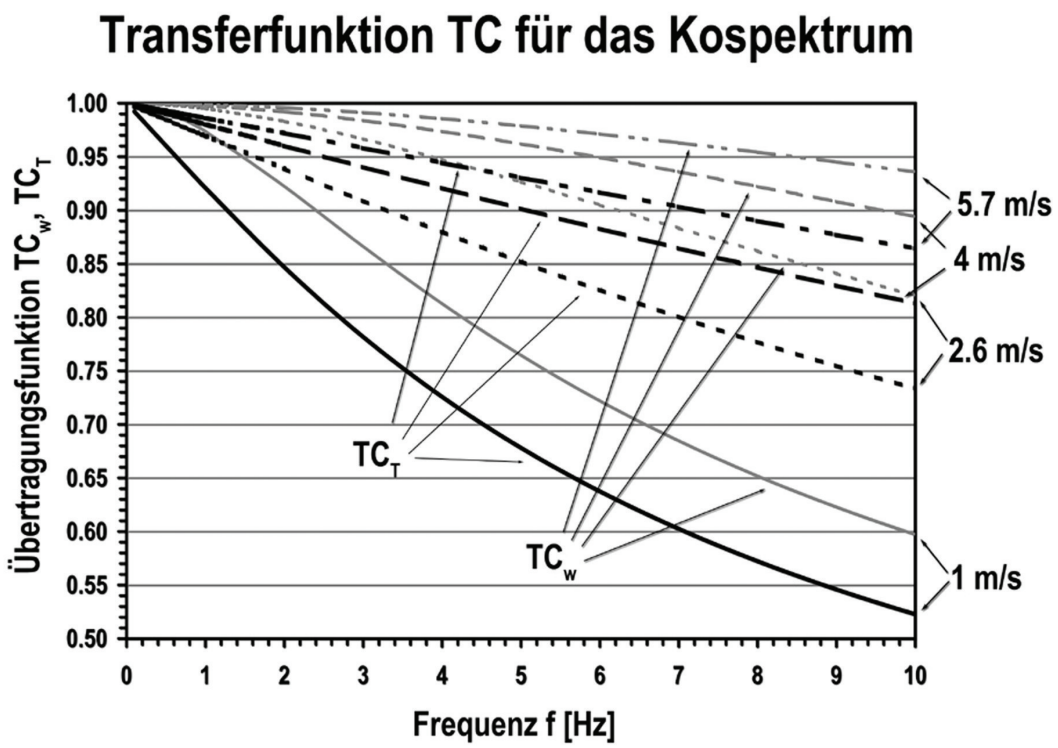


Abb. 5.22: *Transferfunktionen für den Anteil des Vertikalwindes* TC_w *und der Temperatur* TC_T*, bezogen auf den hochfrequenten Anteil des Kospektrums für unterschiedliche mittlere Anströmgeschwindigkeiten. Die Funktionen sind nach den für das Kospektrum angepassten Näherungsformeln von* MOORE *(1986) für ein US-Anemometer mit einer Messstreckenlänge von 149 mm berechnet.*

Zur praktischen Korrektur der Kospektren ist die Anwendung der allgemeinen Formeln nach MOORE nur bedingt geeignet, da sie einerseits nur einen Teil des Problems wirklich berücksichtigen, andererseits der Rechenaufwand sehr hoch ist. Individuelle Einflüsse der Elektronik, die sich in einer Überlagerung eines weißen Rauschens und einer mangelhaften Auflösung des Messsignals äußern, können durch derartige Manipulationen nicht berücksichtigt werden, sind aber in der Praxis wesentlich bedeutender. Deshalb ist zur Ermittlung von Korrekturen der Kovarianz der Vergleich mit geeigneten Modellspektren vorzuziehen, wie er nachfolgend demonstriert wird.

Der integrale Korrelationskoeffizient **R** in Gleichung *[5.17]* variiert deutlich mit der Stabilität der Schichtung. Deshalb ist zur genaueren Berechnung der Flüsse in Modellen eine von der Stabilität abhängige Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten unverzichtbar. Letztere kann zwar prinzipiell aus dem Datenensemble abgeleitet werden, die Allgemeingültigkeit einer derartigen Beziehung ist jedoch fraglich. Die Stabilitätsabhängigkeit des Korrelationskoeffizienten findet dagegen ihre Entsprechung in den universellen Stabilitätsfunktionen der Profilmethode. Häufig ist aber die Datenlage insbesondere im Gebirge für die Anforderungen physikalischer Schnee- und Massenbilanzmodellen zu dürftig, um eine derartig komplexe Analyse mit der erforderlichen Genauigkeit durchführen zu können. Hier bietet sich in der Parametrisierung des Kospektrums nach Gleichung *[5.17]* bzw. *[5.18]* ein Ausweg an. Eine Bewertung der derzeit gängigen Verfahren anhand der Messungen am Vernagtferner und eine daraus abgeleitete weitere Alternative findet sich im folgenden *Kapitel 6* im *Abschnitt 6.6.3*.

Zur Berechnung der Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode ist die Fragestellung nach der Parametrisierung zunächst von untergeordneter Bedeutung, da der Fluss immer direkt aus dem berechneten Kospektrum abgeleitet werden sollte. Essentiell wird sie jedoch im Falle von lücken- bzw. fehlerhaften

Datensätzen oder auch für Messepisoden unter ungünstigen meteorologischen Bedingungen. Denn zur Validierung der Ergebnisse stehen in der Regel meist nur integrale Größen wie beispielsweise der Abfluss oder eine tägliche Messung der Ablation zur Verfügung, so dass die kontinuierliche Bestimmung der Flüsse zwingend erforderlich ist. Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, lassen sich Varianzspektren einfacher rekonstruieren als Kospektren. Varianzen können auch aus lückenhaften Datenreihen bzw. sogar aus Mittelwertsmessungen mit hinreichender Genauigkeit abgeschätzt werden. Die einfache Beziehung zur Bestimmung der Kovarianz aus den Varianzen oder rekonstruierten Varianzspektren ermöglicht auch in diesen Fällen eine genauere und prozessgetreuere Abschätzung des Flusses als allein auf der Basis von Parametrisierungsverfahren.

Zur direkten Berechnung des Kospektrums muss nach Gleichung *[5.15a]* auf die komplexen Koeffizienten der FOURIER-Zerlegung der ursprünglichen Zeitreihen mittels **FFT** zurückgegriffen werden. Die geglätteten Varianzspektren können dazu nicht herangezogen werden, da sie nur Information bezüglich des Betrages der Amplitude, nicht aber bezüglich der Phase beinhalten. Deshalb kommt für die Transformation längerer Zeitreihen die gesamte im *Abschnitt 5.3.3* behandelte Problematik erneut zum Tragen. Auf der Basis der berechneten Rohspektren können jedoch analog zu den Varianzspektren auch Kospektren über lange Zeitreihen mittels des bereits beschriebenen *Splicing*-Verfahren zusammengesetzt werden. Sämtliche hier gezeigten Beispiele von Kospektren wurden diesem Prozedere unterzogen.

Im Gegensatz zu den Power- oder Varianzspektren einer Einzelgröße ist bei den Kospektren die Phasenlage der korrelierten Zeitreihen wesentlich. Da das Eddykorrelationsverfahren die simultane Messung der Größen zumindest innerhalb eines genügend kleinen Volumens, besser doch am selben Punkt erfordert, sind die Basisreihen nur dann optimal korreliert, wenn sie absolut in Phase sind. Eine zeitliche Verschiebung (*engl. delay*) der Reihen gegeneinander verringert die Güte der Korrelation in der Regel drastisch, so dass auch die Kovarianz in diesem Fall zu kleine Beträge annimmt. Es kann sogar zu einer Umkehr des Vorzeichens des Flusses kommen. Bei Eddykorrelationsmessungen ist eine synchrone Messung nur selten gewährleistet. Ursache für Phasendifferenzen sind beispielsweise unterschiedliche Aufenthaltszeiten in den Messkammern der Sensoren, aber auch verschieden lange Verarbeitungszeiten der Messelektronik. Eine weitere Quelle für Zeitverzögerungen ist die zeitaufwändige Digitalisierung analoger Signale, die üblicherweise seriell über einen Kanalmultiplexer und einen AD-Wandler erfolgt.

Jedoch auch die oftmals nicht vermeidbare räumliche Separation der Sensoren führt zu einem Fehler, der sich in einem *Delay*-Effekt äußert. Die auf diese Weise über die TAYLOR´sche Hypothese erklärbare Phasendifferenz ist im Gegensatz zu den technisch verursachten nicht konstant, sondern von der Anströmrichtung und der Windgeschwindigkeit abhängig. Sie ist bei niedrigen Windgeschwindigkeiten größer als bei hohen. Ein um 10 cm in Luvrichtung versetzter Sensor führt bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 1 m/s zu einer Zeitdifferenz von 1/10-Sekunde zwischen der Registrierung des Signals und des der korrespondierenden Größe am zweiten Sensor. Bei einem Horizontalwind von 5 m/s beträgt die Verzögerung bereits eine halbe Sekunde.

Während das *Delay*-Problem sich bei den direkt mit dem Ultraschallanemometer gemessenen Größen der Windkomponenten und der Temperatur noch in Grenzen hält, ist es bei der Verwendung zusätzlicher Sensoren immer gegeben. Spätestens an dieser Stelle ist die aufwändige Nachbearbeitung der gespeicherten Originaldaten nicht mehr zu vermeiden. Jedes zusätzliche Gerät, das neben dem Sonic betrieben werden soll, vergrößert den Aufwand exponentiell. Die Probleme, die man sich beispielsweise durch eine separate Messung der Temperatur mit einem *Thermocouple* zu ersparen glaubt, treten in anderer Weise wieder in Erscheinung. Die Berechnung der Schalltemperatur anhand gleichzeitig durchgeführter Feuchtemessungen ist illusorisch, da eine wirklich synchrone Messung nicht gewährleistet werden kann. Ähnlich verhält es sich mit der direkten Messung advektiver Terme, denn die dafür erforderliche Genauigkeit ist nach dem derzeitigen Stand der Technik nicht erreichbar.

Das Eddykorrelationsverfahren hat zwar den Vorteil, dass es auch unter sonst widrigen Umständen einen realistischen Fluss zu liefern vermag, es erfordert aber leider auch die langwierige Auswertung der Daten nach allen Regeln der Kunst. Je nach Prozedere erhält man völlig unterschiedliche, teilweise für den Außenstehenden kaum mehr nachvollziehbare Ergebnisse. Dies zeigen in eindrücklicher Weise auch die unzähligen Arbeiten zu dem berühmten *Kansas*- Experiment (IZUMI, 1971), dessen Daten über

Jahrzehnte immer wieder neu bearbeitet und die Resultate dementsprechend revidiert wurden. Trotz der wachsenden Erfahrung nimmt die sorgfältige Bearbeitung eines auch nur kurzen Datensatzes in der Regel mehrere Jahre in Anspruch, bevor erste stichhaltige Ergebnisse präsentiert werden können. Dessen müssen sich potentielle Anwender der Methode ständig bewusst sein. Jeder Abschnitt der Datenreihe muss einer individuellen Analyse unterzogen werden, die einfache Rechnung nach den Gleichungen *[5.1]* bis *[5.3]* am Anfang des Kapitels genügt den Qualitätsanforderungen nicht.

Zur Bestimmung der korrekten Verzögerungszeit für den individuellen Abschnitt der Datenreihen kommen mehrere unterschiedlich effiziente Verfahren in Betracht. Alle haben gemeinsam, dass die Zeitreihen probeweise um unterschiedliche Zeitschritte **Δt** gegeneinander verschoben werden müssen. Die **Δt** ergeben sich als ganzzahlige Vielfache der Abtastfrequenz. Durch diese wird der Erfolg des Verfahrens begrenzt, denn eventuell erforderliche Zwischenwerte sind nicht möglich. Die Bandbreite der erforderlichen Verschiebung ist relativ hoch, für die **HyMEX**-Experimente ergaben sich Beträge vom 3fachen bis zum 40fachen der Abtastfrequenz von 20.83 Hz, also zwischen 0.14 und 1.92 Sekunden.

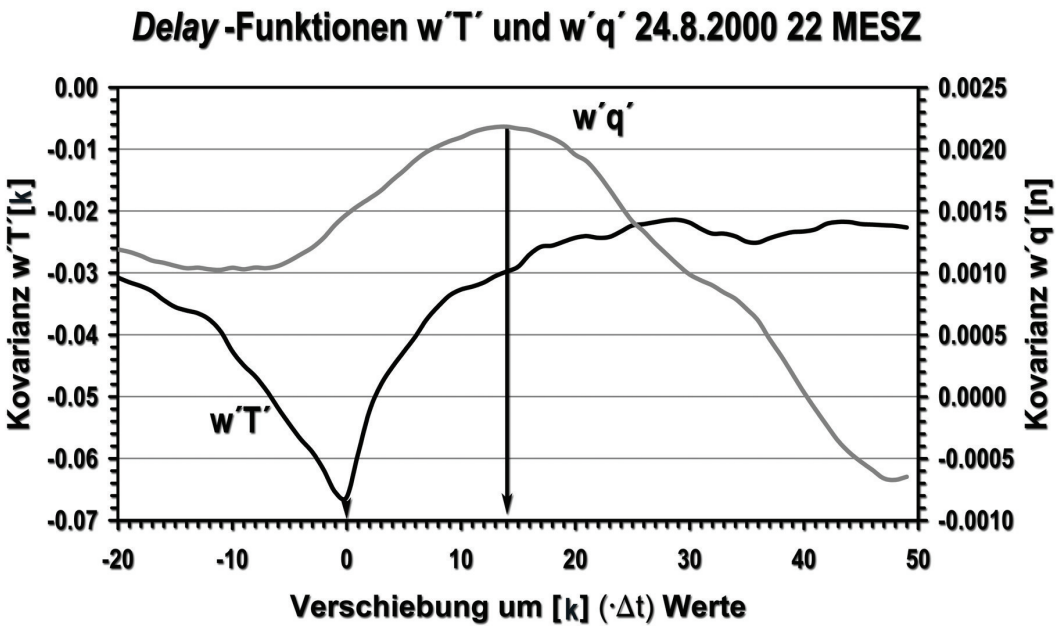


Abb. 5.23: *Korrelationsoptimierung anhand von Kovarianzfunktionen für* ***w´T´*** *und* ***w´q´*** *in Abhängigkeit von der Verschiebung der Zeitreihen um n Zeitschritte gegeneinander.*

Die einfachste Lösung zur Bestimmung der Verschiebung ist das erstmals durch McMillen (1988) beschriebene Verfahren der *Korrelationsoptimierung*. Hierbei werden die beiden Zeitreihen um einen Wert gegeneinander verschoben und nach Gleichung *[5.1]* bzw. *[5.2]* die Kovarianz berechnet. Das Ergebnis sind Funktionen mit einem mehr oder minder markanten Maximum oder Minimum, wie sie beispielhaft in *Abbildung 5.23* wiedergegeben sind. Anhand der Lage der Extrema kann der optimale Versatz abgelesen werden. In der *Abbildung 5.23* zeigt die Funktion für **w´T´** erwartungsgemäß ein deutliches Minimum für eine Verschiebung um 0 Werte. Für davon abweichende Werte reduzieren sich die Kovarianzen relativ schnell auf einen Bruchteil des optimalen Wertes. Für **w´q´**, für das die spezifische Feuchte in einigem Abstand von der Vertikalstrecke des Ultraschallanemometers gemessen wird, ist die Funktion nicht ganz so eindeutig. Bei einer Verschiebung der Temperaturreihe um ca. 14 Werte in Richtung der positiven Zeitachse zeigt sie ein breites Maximum, während ohne Versatz ein um gut 30% niedrigerer kinematischer Fluss resultiert. Ein Versatz um mehr als 40 Werte würde gar zu einer Vorzeichenumkehr des Flusses führen.

Obwohl die Korrelationsoptimierung nach McMillen nur einen geringen Rechenaufwand erfordert und daher leicht für den Betrieb in Echtzeit in ein Datenerfassungssystem implementiert werden kann, ist sie in der Praxis für eine eindeutige Bestimmung der *Delay*-Zeit nicht ausreichend. Ein lokales Maximum in der Korrelation ist dazu eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung. Besonders in Zeiträumen mit schwach ausgebildeter Turbulenz sind die Minima und Maxima nicht gleichermaßen ausgeprägt wie in dem Beispiel der *Abbildung 5.23*. Deshalb sind weitere Entscheidungskriterien wie beispielsweise der Verlauf der Kospektren im Inertialbereich hinzuzuziehen. Denn der fehlerhafte Versatz der Zeitreihen wirkt auf das Kospektrum wie ein Tiefpassfilter, er beeinträchtigt in der Regel den Produktionsbereich des Spektrums nicht, sondern verändert extrem den Inertialbereich und reduziert auf diesem Wege die Kovarianz (Beier & Weber, 1992). Ein weiteres Indiz für korrekt korrelierte Reihen ist neben einer generellen Glockenform des Kospektrums auch das weitgehende Verschwinden des Quadraturspektrums (Laubach, 1996). Die wohl sensitivste Methode zur Bestimmung der *Delay*-Zeit ist jedoch die bei Beier & Weber (1992) erstmals und im folgenden *Abschnitt 5.3.6* ausführlich beschriebene *Ogivenanalyse*.

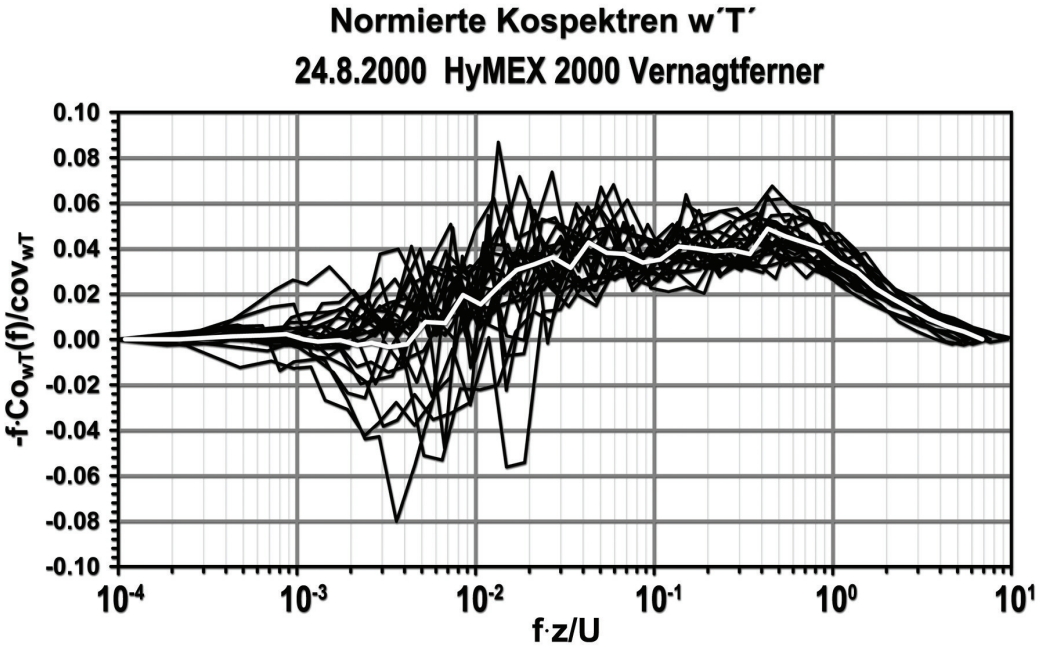


Abb. 5.24: *Schar von 24 normierten Kospektren* ***w´T´*** *über eine Länge von 53 Minuten vom 24.8.2000 über dem Vernagtferner. Die helle Linie markiert den Verlauf des mittleren Spektrums. Eine positive Amplitude entspricht einem zur Oberfläche gerichteten Fluss.*

Die Kospektren der atmosphärischen Turbulenz zeigen analog den Varianzspektren charakteristische Eigenschaften, die je nach Darstellungsform unterschiedlich deutlich in Erscheinung treten. Bei Multiplikation der Koeffizienten **Co(f)** mit der Frequenz wird die Fläche unter dem Spektrum bei einer halblogarithmischen Darstellung proportional zur Kovarianz, wobei je nach Richtung des Flusses positive und negative Werte des Flusses auftreten können. Unter ideal homogenen und stationären Bedingungen gewonnene Kospektren sollten sich nach der Skalierung mit der totalen Kovarianz zu einer universellen Kurve vereinigen. Reale Spektren zeigen dagegen eine insbesondere im langwelligen Bereich zunehmende Streubreite, wie sie auch in der Darstellung der Schar von Spektren vom 24.8.2000 während **HyMEX 2000** in *Abbildung 5.24* deutlich wird. Das Mittel über alle Kurven sollte dem universellen Verlauf dennoch relativ nahe kommen. Angesichts der teilweise extrem stabilen Schichtung und der hochgradigen Instationarität erscheint die Bandbreite eher gering und entspricht eher dem Bild unter konvektiven Bedingungen. Über einen kompletten Tagesgang gemittelt ergeben sich über den dimensionslos normierten

Frequenzbereich von $3 \cdot 10^{-3}$ bis 10 durchweg positive Beiträge zur Kovarianz, die netto einen Übergang von Wärme aus der Atmosphäre zur Eisoberfläche in guter Übereinstimmung mit den gleichzeitig als stabil klassifizierten Gradienten der Temperatur belegen. Auffallend ist jedoch das häufige Auftreten negativer Beiträge gegen den Gradienten im Frequenzbereich zwischen 10^{-3} und 10^{-1}, die teilweise die Kovarianz aus dem darüber liegenden Teil des Spektrums stark reduzieren.

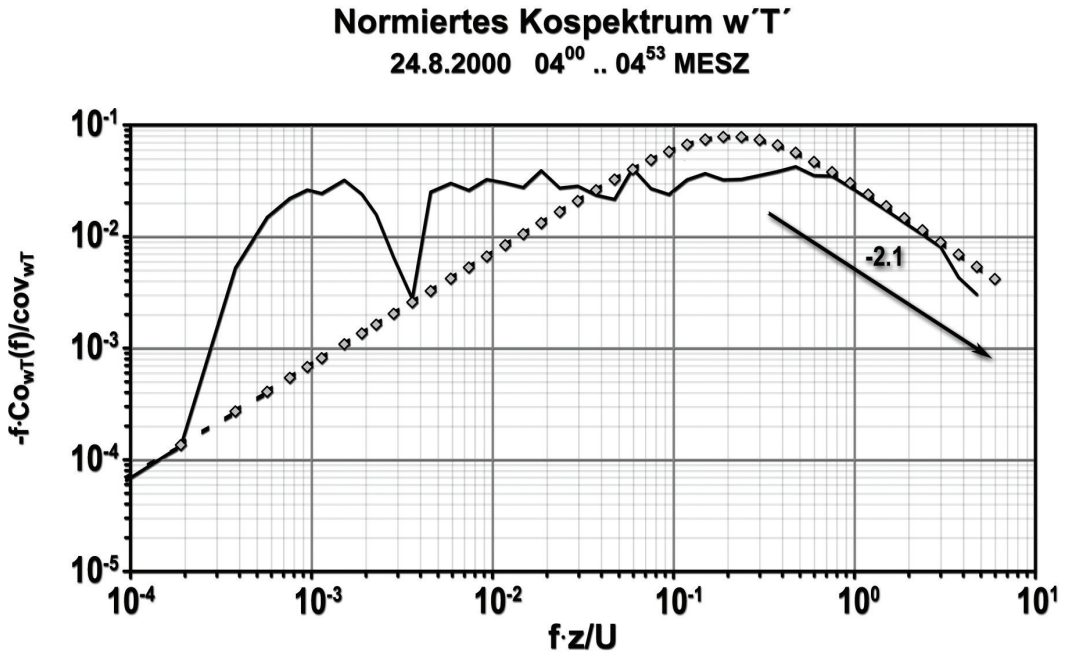


Abb. 5.25: *Kospektrum in nicht zur Kovarianz proportionaler doppeltlogarithmischer Darstellung. Zum Vergleich ist ein universelles Kospektrum nach* Moore *(1986) eingetragen, dessen Inertial- und Erzeugungsbereich hier als Gerade erscheint. Die mittlere Windgeschwindigkeit betrug* ***u=4.2 m/s,*** *die Messhöhe* ***z=2.6 m****. Für den Stabilitätsparameter* ξ *wurde in Gleichung [5.19] der Wert* ***0.035*** *gewählt.*

Auch für die Kospektren ist der Abfall der Flussdichte im Inertialbereich zwischen ca. 0.3 und 10 *Hz* ein guter Indikator für die Qualität der Messung. Theoretisch erfolgt er mit einer Potenz von –4/3 zur Frequenz (Kaimal *et al.*, 1972). Die Position des Maximums innerhalb des Graphen ist dabei von der Stabilität abhängig. Empirische Untersuchungen (Olesen *et al.*, 1984) ergaben, dass die Abnahme geringfügig steiler erfolgt und besser mit einem Exponenten von -2.1 beschrieben wird. In doppelt-logarithmischer Darstellung sollte der Inertialbereich als Gerade mit dieser Steigung erscheinen. Wie die *Abbildung 5.25* zeigt, wird dies auch anhand der Kospektren der **HyMEX**-Experimente im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt.

Wiederum Kaimal et al. (1972) geben zur Approximation des Verlaufs der Kospektren unter unterschiedlichen Stabilitätsbedingungen empirische Beziehungen an, die durch Moore (1986) in eine anwenderfreundlichere Form umgewandelt wurden. Für den Fall einer hier relevanten stabilen Schichtung der Grenzschicht kann das Kospektrum für den sensiblen Wärmefluss angenähert werden durch

[5.19] $$f \cdot Co_{wT}(f) = \frac{f_n}{0.284 \cdot (1 + 6.4 \cdot \xi)^{0.75} + 9.345 \cdot (1 + 6.4 \cdot \xi)^{-0.825} \cdot f_n^{\,2.1}}$$

mit wiederum $$f_n = \frac{f \cdot z}{U}$$

und $$\xi = z / L_* \,.$$

Zur Berücksichtigung der Abhängigkeit von der Stabilität wird der aus der MONIN-OBUKHOV-Theorie (1958) bekannte dimensionslose Stabilitätsparameter ξ verwendet, welcher auch als Argument der dort zur Berechnung der Flüsse erforderlichen universellen *Stabilitäts-*(*Phi*)-Funktionen dient. Er enthält die charakteristische (MONIN-OBUKHOV)-*Länge* $\mathbf{L}_\star$, welche im Rahmen der Erweiterung des für neutrale Schichtung formulierten *Fluss-Gradient*-Ansatzes auf nichtneutrale Schichtung anhand einer Dimensionsanalyse abgeleitet wird zu (FOKEN, 2003)

[5.20] $$L_* = \frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta} \overline{w'T'}} \,.$$

Die Länge $\mathbf{L}_\star$ gibt die Relation zwischen den dynamischen, thermischen und auftriebsbedingten Prozessen an und entspricht in etwa der charakteristischen Dicke der dynamischen Unterschicht. Nach der exakten physikalischen Deutung von BERNHARDT (1995) handelt es sich um die Höhe einer Luftsäule, in der Produktion ($\mathbf{L}_\star<0$) bzw. Verbrauch ($\mathbf{L}_\star>0$) kinetischer Turbulenzenergie infolge der Auftriebskräfte pro Volumeneinheit in einer beliebigen Höhe **z** innerhalb der dynamischen Grenzschicht gleich der dynamischen Produktion kinetischer Turbulenzenergie pro Volumeneinheit in einer beliebigen Höhe **z** innerhalb der dynamischen Unterschicht, multipliziert mit dieser Höhe **z**, ist.

In gewisser Weise wird an dieser Stelle mit der Verwendung dieser Größe inkonsistent gehandelt, da die *MO*-Theorie äußere Kräfte, welche in der Gletscherwindschicht wirksam werden und zu einer Modifikation des Wind- und Temperaturprofils führen, nicht berücksichtigt und daher nicht ohne weiteres angewandt werden darf. Andererseits können aber auf diesem Wege die Abweichungen zwischen Theorie und Wirklichkeit verdeutlicht werden. In Gleichung *[5.19]* ist daher eine der vielfältigen empirischen Stabilitätsfunktionen ($1+6.4\cdot\xi$), hier gültig für $\xi>0$ (stabil), integriert. Eine entsprechende Auswahl von weiteren publizierten Variationen findet sich bei FOKEN (2003).

Wie in *Kapitel 6* noch gezeigt wird, kann ξ auch über die RICHARDSON-Zahl **Ri** bestimmt werden, so dass überprüft werden kann, wie sich die Strömung in Bezug auf die durch die MO-Theorie beschriebenen Eigenschaften tatsächlich verhält. Für den Vergleich der gemessenen Kospektren mit den universellen Spektren wird ξ so optimiert, dass die Kurven im Inertialbereich optimal übereinstimmen. Anschließend werden beide Kurven anhand des Flächenintegrals auf den Wert 1 normiert. Die auf diesem Wege erhaltene *Monin-Obukhov*-Länge kann dann durchaus mit der vermuteten Dicke der katabatischen Schicht in Beziehung gebracht werden. Alle gemessenen Spektren lassen sich im Inertialbereich gut mit den universellen Kospektren nach *[5.19]* annähern. Weitere Beispiele unter Bedingungen mit unterschiedlicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeit und Stabilität zeigen die *Abbildungen 5.26* bis *5.28*.

Generell zeigt der Vergleich der am Vernagtferner gemessenen Spektren mit den universellen Kurven einen markant breiteren Verlauf im Produktionsbereich. Der Abfall auf Null am niederfrequenten Ende des Spektrums fällt aber in der Regel mit dem der Modellspektren zusammen. Dass die Maximalwerte der gemessenen Spektren die der Modellspektren nicht erreichen, der Ausgleich dafür jedoch durch unregelmäßige Beiträge durch Strukturen im langwelligen Abschnitt erfolgt, ist insbesondere im konvektiven Fall (LAUBACH, 1996) nicht ungewöhnlich. Dort wird ein wesentlicher Anteil des Energieaustausches durch die unregelmäßige Bildung ausgedehnter Thermikblasen bewerkstelligt, deren Dynamik von den

Auftriebskräften herrührt. Die Intensität der Turbulenz wird dabei maßgeblich durch den Tagesgang des Energieangebots aus der solaren Einstrahlung bestimmt, wie dem Beispiel in *Abbildung 5.29* entnommen werden kann, welches in 3D-Darstellung die Variation der auf Wirbelskalen transformierten Kospektren über einer trockenen Wiese für einen heißen Sommertag unter stark konvektiven Bedingungen wiedergibt. In der nächtlichen stabilen Grenzschicht dagegen ist die thermisch induzierte Turbulenz stark eingeschränkt, so dass die Flüsse nur noch verschwindend kleine Werte annehmen.

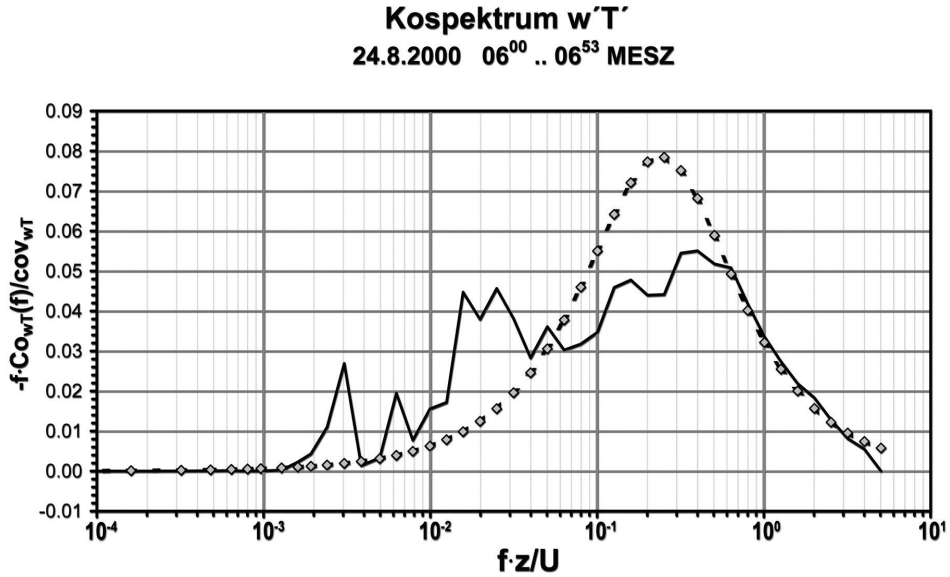


Abb. 5.26: *Normiertes Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (**u = 5 m/s**). Zum Vergleich ist das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **ξ = 0.07** gestrichelt und punktiert eingetragen.*

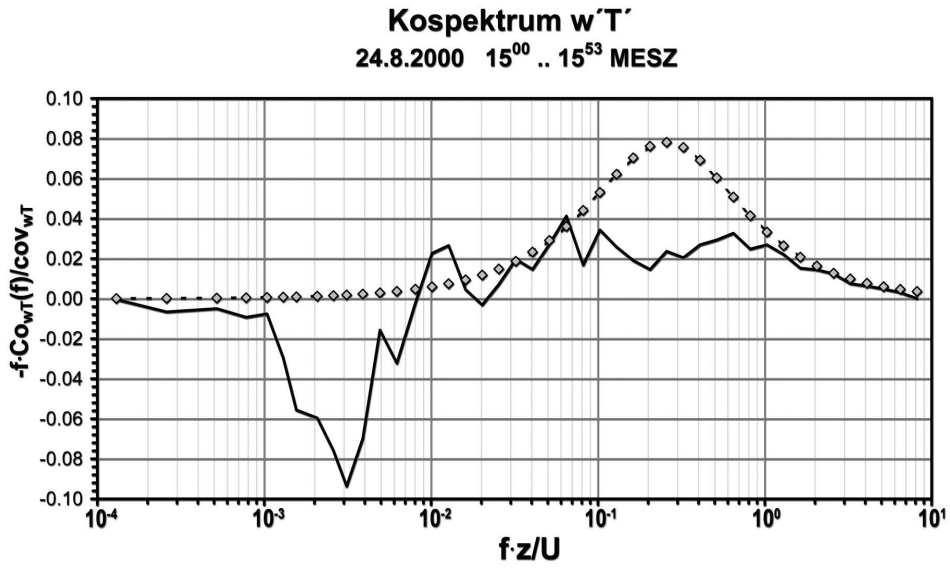


Abb. 5.27: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei niedriger mittlerer Windgeschwindigkeit (**u = 3.1 m/s**). Zum Vergleich das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **ξ = 0.09**.*

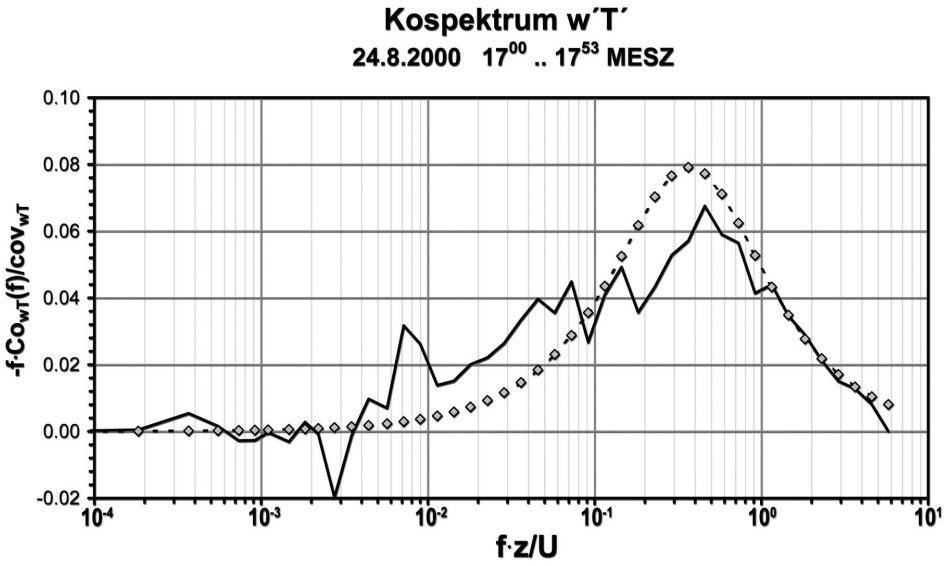


Abb. 5.28: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (**$u = 4.4$ m/s**) und hoher Stabilität. Zum Vergleich das universelle Kospektrum nach Gleichung [5.19] mit **$\xi = 0.25$**.*

Über dem Vernagtferner ist die Situation offensichtlich genau entgegengesetzt, wie man der zu *Abbildung 5.29* analogen Darstellung des Tagesgangs der Kospektren am Beispiel der Messungen vom 24.8.2000 der *Abbildung auf Tafel XXVI* bzw. *Abbildung A auf Tafel XXVII* entnehmen kann. Hier ist der turbulente Austausch eher in den Zeiträumen mit der stärksten Einstrahlung eingeschränkt. Es gibt jedoch auch Ausnahmen, wie beispielsweise am 26.8.2000. Dort konnten auch am Nachmittag beträchtliche Flüsse beobachtet werden.

Die anhand des Vergleichs mit den universellen Kospektren ermittelten Werte für den Stabilitätsparameter ξ mit einer Bandbreite von 0.05 bis 0.25 sind verglichen mit den aus den Gradienten ableitbaren Werten ungewöhnlich klein. Im Sinne der *MO*-Theorie hat die Strömung trotz der teilweise extremen Gradienten offensichtlich einen eher neutralen bis schwach stabilen Charakter, was die Effizienz des turbulenten Transports steigert. Es gibt dabei jedoch keinen signifikanten Zusammenhang mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Auffällig ist nur, dass mit zunehmender Stabilität die Beiträge aus dem langwelligen Bereich der Spektren zugunsten von denen in der Umgebung des Maximums und dem Inertialbereich abnehmen.

Smeets *et al.* (1998) bringen diese Beiträge im langwelligen Abschnitt der Kospektren mit einem dynamischen Prozess des Einmischens von wärmerer Luft aus Bereichen der Grenzschicht in die primär durch Strahlungsverluste direkt über dem Gletscher kältere Luftschicht in Verbindung. Diese Hypothese kann auch durch die Messungen während **HyMEX** gestützt werden. Es handelt sich dabei um einen Vorgang, den man anhand des Begriffs einer „*negativen Konvektion*" charakterisieren könnte. Durch die mechanisch erzwungene Einbringung von wärmeren Luftblasen in die kalte Schicht werden Auftriebskräfte wirksam, die auch innerhalb der stabilen Schicht konvektive Prozesse auslösen können. Der durch die gleichzeitig bei zunehmender Windgeschwindigkeit wirksame mechanische Turbulenz erzeugte Wärmefluss labilisiert für kurze Zeit die stabile Schichtung. Bei anschließend nachlassender Geschwindigkeit der Strömung wächst der Temperaturgradient über dem Eis wieder an.

Dieses kurzperiodische reziprok gekoppelte Verhalten von Stabilität und Windgeschwindigkeit wurde bereits von Ekhart (1935) und Hoinkes (1955) beschrieben. Besonders deutlich wird der Zusammenhang beim Vergleich der in den Profilschnitten der Windgeschwindigkeit, Temperatur und des Dampf-

drucks in den *Farbabbildungen Tafel XIX* und *Tafel XX* erkennbaren Strukturen. In den Zeiträumen mit hohen Windgeschwindigkeiten ist die Schicht gut durchmischt, erkennbar an verhältnismäßig großen Abständen der Isolinien der skalaren Größen auch dicht über dem Eis. Mit dem Nachlassen des Windes bilden sich dort rasch wieder starke Temperatur- und Feuchtegradienten. Der geradezu periodische Wechsel zwischen den Phasen im Rhythmus von 5 bis 10 Minuten führt zu ausgeprägter Instationarität in den Zeitreihen, die sich wiederum in dem unruhigen Verlauf der Spektren und Kospektren in den korrespondierenden Frequenzbändern äußert. Diese Charakteristik unterscheidet sich aber kaum von der unter sehr labilen Bedingungen gemessenen Spektren. Bei den Spitzen im Produktionsbereich handelt es sich generell um reale Flussbeiträge, die lediglich unter Betrachtung der statistischen Relevanz und der ungünstigeren Bedingungen für die Gültigkeit der TAYLOR´schen Hypothese für eine Verbreiterung des Unsicherheitsbereichs bei der Flussbestimmung sorgen.

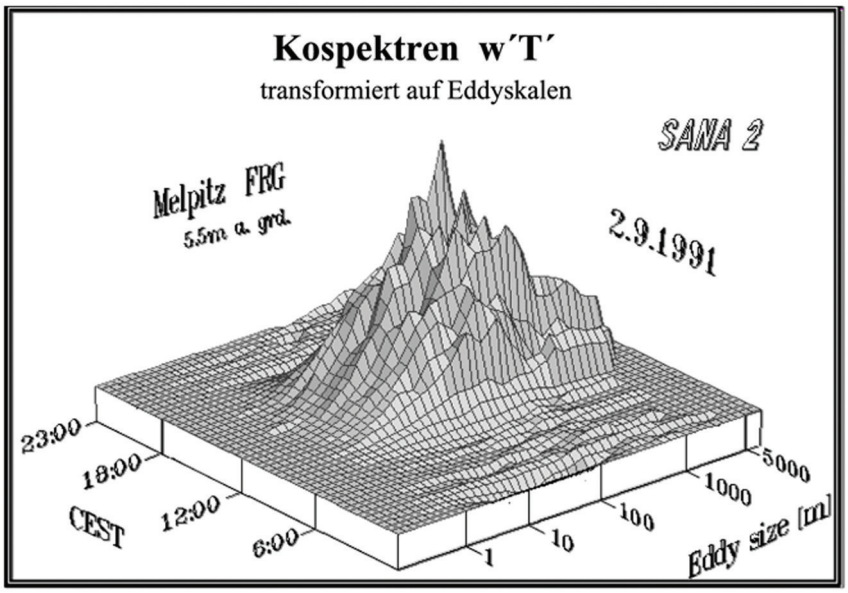


Abb. 5.29: *Beispiel für den Tagesgang der Kospektren* ***w´T´*** *in einer extrem konvektiven Grenzschicht über einer trockenen Wiese in ebenem, weitgehend homogenen Gelände. Die auf Wirbelgrößen transformierte Darstellung ist unmittelbar vergleichbar mit der Wiedergabe des Tagesgangs der Kospektren über dem Vernagtferner auf der Tafel XXVI. (AUS BEIER et al., 1996).*

Unter den Bedingungen von niedriger Windgeschwindigkeit bei gleichzeitig hoher Stabilität finden sich in den Kospektren aber auch weitere Anomalien in der Art, wie sie beispielsweise in den *Abbildungen 5.27* und *5.28* zutage treten. Im Frequenzband unterhalb von 10^{-2} sind dort signifikant positive, also von der Eisfläche in die Atmosphäre gerichtete Flussbeiträge festzustellen. In der zur Kovarianz proportionalen Darstellung wird deutlich, dass es sich um beachtliche Flüsse gegen den mittleren Gradienten handelt. Die mittels der horizontalen mittleren Windgeschwindigkeit auf Wirbelskalengröße transformierte Darstellung der Kospektren im Tagesverlauf auf *Tafel XXVI* zeigt zusätzlich, dass es sich dabei um zeitlich und räumlich eng begrenzte Ereignisse handelt.

Auch wenn im Verlauf der Diskussion der Spektren häufig salopp der Begriff „*Wirbelgröße*“ verwendet wird, darf er nicht allzu wörtlich genommen werden. Es handelt sich dabei, wie eingangs bereits erwähnt, lediglich um eine Modellvorstellung, die dem besseren Verständnis der Prozesse dient. Wirbel mit Dimensionen von einigen 100 m bis mehrere km hätten in der Realität eine zu geringe Lebensdauer, als dass ihre Struktur mittels der TAYLOR´sche Hypothese korrekt abgebildet werden könnte. Es handelt sich vielmehr um die Interpretation eines Signals, dessen Quellregion jedoch durchaus mit der analysierten Wellenlänge in Verbindung gebracht werden kann. Der Hintergrund dafür liegt in der Modifikation

der weitgehend stationären Grundströmung durch lokale Störeinflüsse. Eine in einer gewissen Distanz erzeugte Änderung einer Messgröße wird dem Grundstrom aufgeprägt und ist stromabwärts nach dem Verstreichen einer entsprechenden Zeitspanne an einer weiter entfernten Messstation noch feststellbar. Zum besseren Verständnis dieser Zusammenhänge sei als Beispiel in der Makroskala die Erwärmung von Luftmassen über der Sahara und dem Mittelmeerraum herangezogen. Werden diese über die Alpen durch die großräumige Zirkulation nach Süddeutschland verfrachtet, wird mit einer gewissen Verzögerung, die der benötigten Transportzeit entspricht, auch in München eine allgemeine Erwärmungstendenz beobachtet. Man spricht in diesem Zusammenhang von *Warmluftadvektion*, da die ursprünglichen lokalen Prozesse durch die auf dem Transportweg durch weitere Prozesse erfolgte Modifikation der Luftmasse nicht mehr zu analysieren sind. Ein lokal scharfer Impuls bildet sich als lange Welle ab. In diesem Sinne kann auch die *Abbildung* auf *der Tafel XXVI* interpretiert werden, welche analog zu der Darstellung für die Temperatur- und Vertikalwindvarianz *auf der Tafel XXV* die Isolinien der Kovarianzbeiträge von $\mathbf{w'T'}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge $\mathbf{U/f}$ und der Zeit darstellt. Die Wellenlänge kann somit als direkter Maßstab für die Distanz zum ursprünglichen Quellgebiet für die Flussbeiträge verstanden werden (Beier & Weber, 1992; 1996; Laubach, 1996). Die davon abhängigen Beiträge zur Kovarianz dürfen jedoch nur als Integral über ein breiteres Frequenzband mit den lokalen Prozessen in Verbindung gebracht werden. Mit der Annäherung an die Station werden die lokalen Prozesse immer schärfer abgebildet, so dass Kovarianzbeitrag und Wellenlänge direkt miteinander in Verbindung gebracht werden können.



Abb. 5.30: *Bildung vereinzelter Wolken durch Konvektion über den Gipfeln der Vernagt-Umrahmung. Aufnahme vom 25.8.2000 gegen 15^{00} MESZ.*

Vor diesem Hintergrund vermittelt die *Tafel XXVI*, dass die hauptsächlichen Anteile des Flusses mit den maximalen Wellenlängen zwischen 4 und 10 m der unmittelbaren Umgebung der Messstation entstammen. Genauer aus einem Sektor, der durch einen Radius ca. 100 bis 150 m in der Hauptwindrichtung, also nördlich, begrenzt ist. Darüber hinaus wird das Signal immer diffuser. Der maximale Radius, aus dem überhaupt Signale beobachtet werden können, stimmt in etwa mit der Distanz zu den Gipfelregionen des Gletscherareals überein. Weiter entfernte Störungen besitzen keine wesentliche Relevanz. Vergleichbar mit der op-

tischen Sichtweite oder dem Empfang eines UKW-Senders ist an der **HyMEX**-Station der „Blick" über die Kämme weitgehend versperrt. Die oben angesprochenen Flussbeiträge gegen den Gradienten können demnach entsprechend einer Distanz zwischen 1 und 1.5 km dem eng begrenzten Bereich um die Gipfel der Vernagtregion zugeordnet werden. Dort ist in den Nachmittagsstunden über den stark aufgeheizten dunklen Felsen eine entsprechende konvektive Aktivität mit entsprechenden Aufwinden zu erwarten. Als Beleg dafür kann die Beobachtung der vereinzelten Bildung kleiner Wolken über den Gipfeln am sonst wolkenlosen Himmel herangezogen werden. Ein Beispiel hierfür zeigt das Fotodokument *Abbildung 5.30*.

Die lokalen Konvektionsvorgänge über den Gipfelfelsen stehen im Gegensatz zu den über dem Gletscherareal stattfindenden Einmischprozessen nicht mit den Austauschprozessen über der Gletscherfläche in Verbindung, da sie außerhalb des Systems stattfinden. In der Konsequenz bedeutet dies, dass das Kospektrum in *Abbildung 5.27* mit dem Erreichen der 0-Linie bei der Frequenz 10^{-2} sämtliche Prozesse über dem Gletscher vollständig beinhaltet. Die von der Oberfläche weg gerichteten, in der Wiedergabe negativ erscheinenden Kovarianzanteile dürfen bei der Berechnung der totalen Kovarianz nicht berücksichtigt werden. Dies kann anhand der im nachfolgenden Abschnitt behandelten Ogivenanalyse belegt werden. Hier zeigt sich die Überlegenheit der prozessorientierten spektralen Analyse gegenüber der einfachen Berechnung der Kovarianz mittels *Gleichung [5.1]* unter Verwendung fester Mittelungsintervalle. Letztere würde einen negativen Fluss ergeben, der nicht im Einklang mit dem vorherrschenden Gradienten mit einer Zunahme der Temperatur mit der Höhe ist.

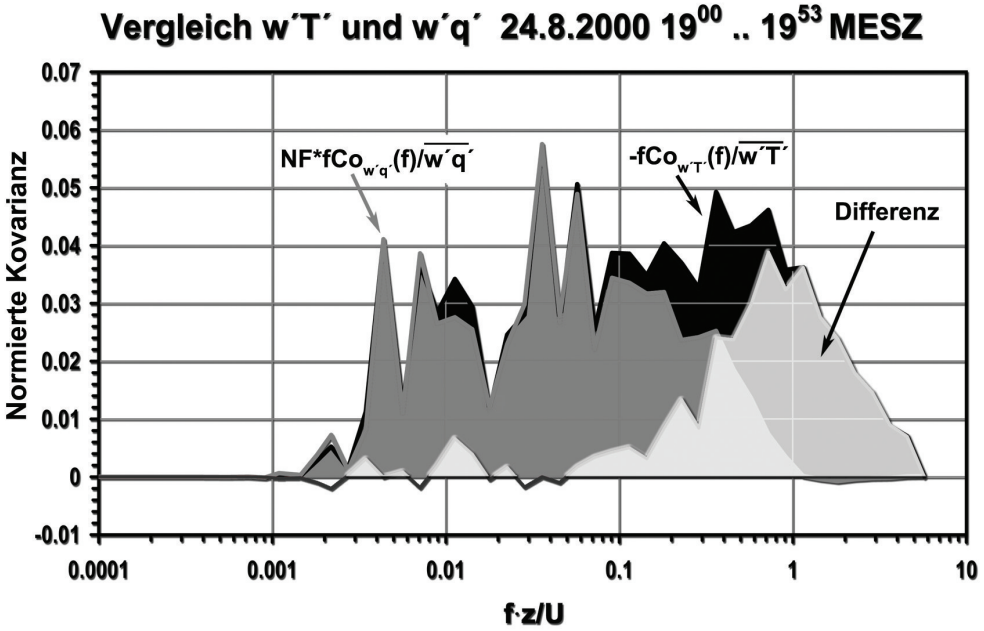


Abb. 5.31: *Vergleich der normierten Kospektren* ***-w´T´*** *(schwarz) und* ***w´q´*** *(grau,* ***NF*** *= Normierungsfaktor zum Maximalwert des normierten Kospektrums w´T´) und deren Differenz (hellgrau). Wegen des gegenüber dem sensiblen Wärmefluss inversen Vorzeichens des latenten Wärmestroms wird* $\boldsymbol{Co_{w'q'}}$ *positiv verwendet.*

Da die normierten Kospektren **w´q´** theoretisch den identischen Verlauf wie die von **w´T´** zeigen, muss deren umfassende Analyse mit Ausnahme einiger Detailprobleme an dieser Stelle nicht explizit behandelt werden. Darstellungen einer Schar von Spektren geben ein bis auf Vorzeichen identisches Bild. Ist der Dampfdruck der Luft höher als der Sättigungsdampfdruck an der Oberfläche, besitzen die Beiträge zur Kovarianz entsprechend des in die Atmosphäre gerichteten Flusses das gleiche positive Vorzeichen wie **w´T´** bei stabiler Schichtung, ansonsten ist es negativ. Auf die Kovarianz normierte und flächentreu linear-logarithmisch dargestellte Kospektren sollten bei angeglichenem Vorzeichen sogar absolut deckungs-

gleich erscheinen. Abweichungen deuten auf eine unvollständig erfasste Kovarianz hin. In der Regel ist dann der Maximalwert des Kospektrums (±) $\mathbf{f \cdot Co_{w'q'}(f)}$ höher als der von $\mathbf{-f \cdot Co_{w'T'}(f)}$. Durch einen zusätzlichen Normierungsfaktor **NF<1** kann die Kongruenz zumindest im Produktionsbereich im Rahmen der Messgenauigkeit wieder hergestellt werden. *Abbildung 5.31* zeigt ein entsprechendes Beispiel. Das erhaltene Kospektrum für **w′q′** zeigt im Trägheitsbereich gegenüber dem von **w′T′** systematische Abweichungen in Form einer Tiefpassfilterung. Der hochfrequente Anteil des Spektrums des kinematischen Feuchteflusses wird nicht in der gleichen Weise aufgelöst wie der des kinematischen Wärmeflusses. Die Ursachen liegen primär in der Messtechnik:

- *Wie bereits weiter oben erwähnt, bewirkt eine Phasendifferenz zwischen w′ und q′ den Effekt einer Tiefpassfilterung. Da eine Korrektur nur in digitalen Schritten der Abtastrate erfolgen kann, ferner die Phasendifferenz schwankt, ist sie nicht immer vollständig. Somit bleibt trotz Korrektur ein geringer Tiefpasseffekt erhalten.*
- *Das Feuchtesignal wird als Analogsignal in den Eingangskanal des Anemometers eingespeist und dort mit einer AD-Wandlereinheit digitalisiert. Obwohl die Ausgabe analog der Anemometerdaten mit einer Frequenz von 20.83 Hz erfolgt, beträgt die tatsächliche Abtastrate lediglich 10 Hz. Damit können Varianzanteile jenseits der resultierenden Nyquistfrequenz $\mathbf{N_G}$ von 5 Hz a priori nicht erfasst werden.*
- *Die vorgegebene effektive Digitalisierungstiefe des AD-Wandlers mit 10 bis 12 Bit reicht nicht immer zur Auflösung kleinster Schwankungen aus. Elektronische Filter bzw. Rauschen der Verstärkereinheit des Hygrometers begrenzen die tatsächliche Abtastfrequenz auf 2 bis 5 Hz. Dies wiederum reduziert die wahre Auflösung des Inertialbereiches auf wenig mehr als 1Hz.*
- *Bei **HyMEX98** musste zudem ein digitaler Bandpassfilter zur Korrektur von Verstärkerschwingungen eingesetzt werden. Dort beträgt die Eckfrequenz teilweise sogar weniger als 1 Hz.*

Fasst man sämtliche Punkte zusammen, ist die in *Abbildung 5.31* festgestellte extreme Tiefpassfilterwirkung erklärbar. Da nichts darauf hindeutet, dass sich der teilweise analytisch beschreibbare Inertialbereich des Kospektrums **w′q′** systematisch von dem von **w′T′** unterscheiden sollte, kann der fehlende Anteil des kinematischen Feuchtefluss anhand der Differenz der beiden Spektren ermittelt werden. In der *Abbildung 5.31* ist diese als hellgraue Fläche wiedergegeben. Im Rahmen der Messgenauigkeit zeigt sich die Differenz als typische Kurve eines Tiefpassfilters. Somit lässt sich die Kovarianz individuell für jeden Abschnitt in einfacher Weise korrigieren mit

$$\overline{w'q'} = \frac{\overline{w'q'}_{gemessen}}{NF}, \qquad \textbf{[5.21]}$$

wobei

$$NF = \frac{Max(f \cdot Co_{wT}(f) / \overline{w'T'})}{Max(f \cdot Co_{wq}(f) / \overline{w'q'}_{gemessen})}. \qquad \textbf{[5.22]}$$

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, dass sich die Berechnung der universellen Kospektren beispielsweise nach Gleichung *[5.19]* nicht für eine Parametrisierung des Flusses eignet, da sie nur auf mit der eigentlichen Kovarianz normierte Spektren angewendet werden kann. Zur tatsächlichen Berechnung des Flusses müsste diese bekannt sein. Die wahren Kovarianzen können daher nur als Integral über die gemessenen Kospektren bestimmt werden.

5.3.6 Ogivenanalyse

Als weiteres wertvolles Hilfsmittel auf dem Weg zur Berechnung der Flüsse hat sich die Analyse der Daten anhand der sogenannten „*Ogiven-Funktion*" erwiesen. Sie beruht auf dem einfachen, in Gleichung *[5.19]* angeführten Zusammenhang, dass das Integral über das Kospektrum die Kovarianz ergibt. Somit kann eine numerische Funktion **Og(f)** definiert werden, die durch einfache Summenbildung vom hochfrequenten Ende des Spektrums hin zu den niedrigen Frequenzen die Abhängigkeit des kinematischen Flusses von der Integrationsdauer beschreibt. Es gilt allgemein mit der NYQUIST-Frequenz $\mathbf{N_G}$ (FOKEN, 2003)

$$\textbf{[5.23]} \quad Og(f) = \int_{N_G}^{\infty} Co(f)df \ ,$$

oder mit Hilfe der Trapezregel angewandt auf diskrete Spektren (BEIER & WEBER, 1992)

$$\textbf{[5.24]} \quad Og(f_j) = 0.5 \cdot \sum_{i=j}^{M} (f_{i-1} \cdot Co(f_{i-1}) + f_i \cdot Co(f_i)) \cdot \ln(\frac{f_{i-1}}{f_i}) \ ,$$

mit **M<N/2**. Bei der Berechnung von **Og(f)** muss auf die nach Gleichung *[5.15a]* berechneten Koeffizienten des Kospektrums zurückgegriffen werden, nicht auf die über Frequenzbänder gemittelten Spektren.

Die Funktion geht auf FRIEHE *et al.* (1988) und ONCLEY (1989) zurück und wurde zunächst nur zur Bestimmung der erforderlichen Mittelungsintervalle bei der Flussbestimmung verwendet. Wie die *Abbildung 5.32* zeigt, ist nämlich eine wesentliche Eigenschaft der Funktion die Konvergenz zu einem konstanten Wert, welcher dem totalen Fluss entspricht. Dieser Wert ändert sich nicht mehr, wenn ein genügend langes Integrationsintervall gewählt wurde.

Die Bezeichnung stammt von dem englischen Begriff *ogive* für kumulative Häufigkeitsverteilung. Betrachtet man das Kospektrum als eine statistische Verteilung der Kovarianz über das Frequenzband, dann stellt die Ogive die kumulative Verteilungsfunktion dar. Sie besitzt entsprechend der Form des Kospektrums eine charakteristische *S-Form* mit Konvergenz an beiden Enden. Im Falle eines normierten Kaimalspektrums wie in *Abbildung 5.32* beginnt sie am hochfrequenten Ende und konvergiert am niederfrequenten Ende gegen den Wert 1. An der Form der Ogive kann relativ einfach abgelesen werden, ob der Fluss vollständig erfasst wurde. Beginnt der Anstieg der Kurve relativ steil, dann ist dies ein Hinweis darauf, dass die Abtastrate für die Flussmessung zu niedrig war und der Fluss damit unvollständig ist. Fehlt dagegen die Konvergenz hin zu niederen Frequenzen, wurde eine für die vollständige Erfassung des Flusses zu kurze Zeitreihe gewählt. Abweichungen von der klassischen S-Form deuten auf Anomalien in den Kospektren durch Instationaritäten hin (WEBER & DILLMANN, 1991). Beispiele für gemessene Ogiven zeigen die *Abbildungen 5.33* und *5.34*, einen vollständigen Tagesgang die *Farbabbildung B* auf *Tafel XXVII*.

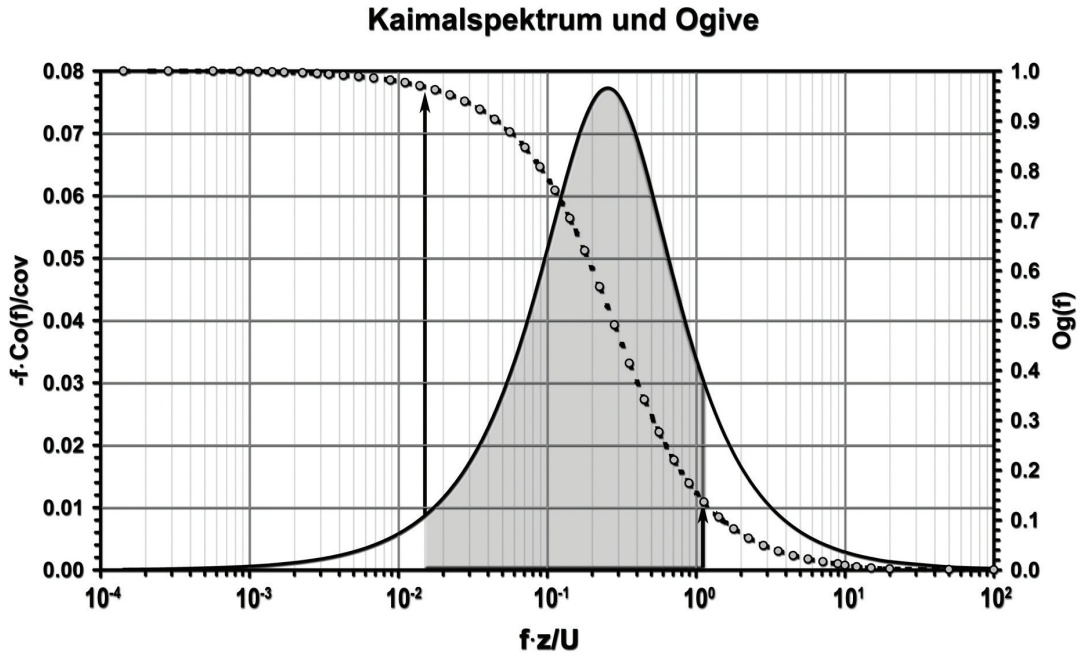


Abb. 5.32: *Illustration der normierten Ogivenfunktion* ***Og(f)*** *am Beispiel des universellen Kaimal-Spektrums. Die grau unterlegte Fläche markiert einen möglichen Integrationsbereich, die Pfeile begrenzen den zugehörigen Ausschnitt der Ogive.*

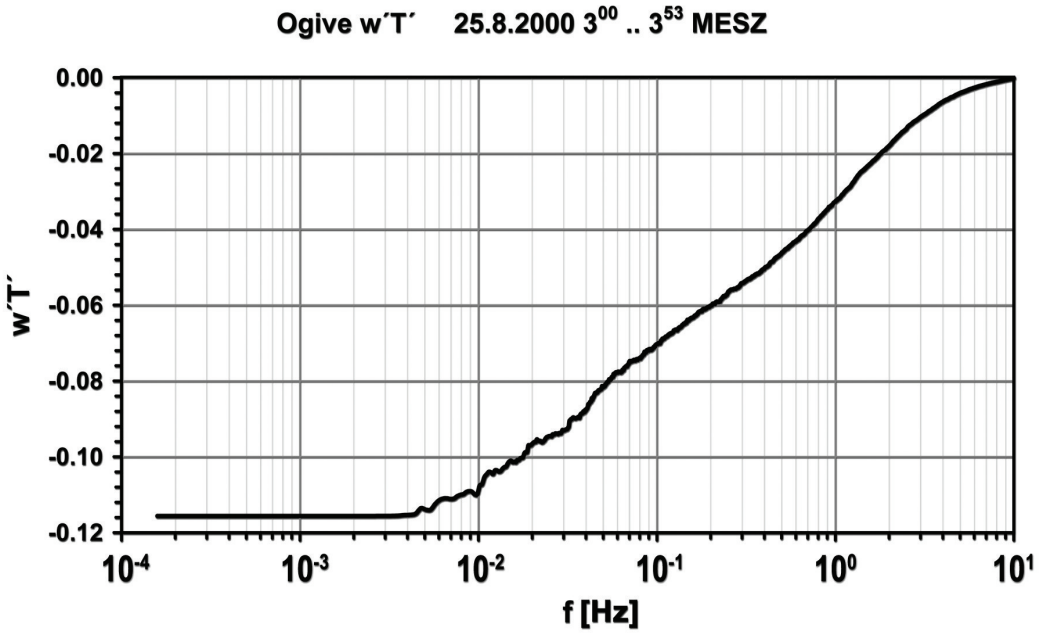


Abb. 5.33: *Beispiel für den nahezu optimalen Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss* ***w´T´*** *bei einer hohen mittleren Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s.*

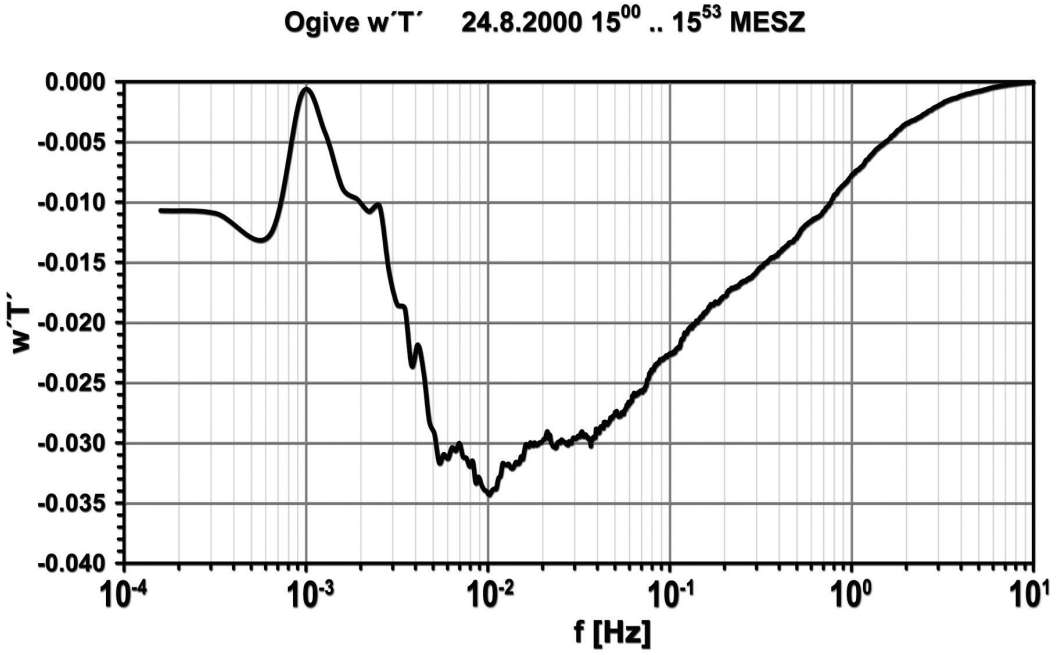


Abb. 5.34: *Beispiel für den Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss* ***w´T´*** *unter hochgradig instationären Bedingungen und einer niedrigen mittleren Windgeschwindigkeit von 3.0 m/s.*

Der ideale s-förmige Verlauf von **Og(f)** mit den oben erwähnten Konvergenzeigenschaften ergibt sich zwingend aus der Form des universellen Kospektrums. Die maximale Steigung fällt mit dessen Maximum zusammen (*Abbildung 5.32*). Die Ogive ist damit mit der allgemeinen Strukturfunktion turbulenter Vorgänge vergleichbar, welche ebenfalls die beschriebene Form besitzt (Grossmann, 1990). Die nach Kristensen & Fitzjarrald (1984) dargestellte ideale Transferfunktion zeigt ebenfalls diese Charakteristik. Beier & Weber (1992) haben deshalb die Existenz des s-förmigen Verlaufs der Ogive mit nur einem Wendepunkt als notwendige Bedingung für die Möglichkeit zur Bestimmung des kinematischen Flusses postuliert. In *Abbildung 5.33* ist diese in nahezu optimaler Weise erfüllt. Durch die relativ hohe Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s wird lediglich der Inertialbereich der Spektren in dem Messniveau von 2.5 m über dem Eis nicht vollständig aufgelöst, erkennbar daran, dass dort die asymptotischen Annäherung der Kurve an die Null-Linie relativ spontan erfolgt. Demnach fehlt dem Kovarianzwert **w´T´** für diesen 53-Minuten-Zeitraum ein 3 bis 5%iger Anteil.

Unter den Bedingungen einer etwas niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit von 3 m/s in dem Beispiel in *Abbildung 5.34* tritt dieses Problem nahezu nicht auf. Dafür ist der Frequenzbereich zwischen 10^{-4} und 10^{-2} Hz in extremer Weise durch zusätzliche Signale „kontaminiert". Dennoch erfüllt die Ogive zumindest bis zu einer Frequenz von $2 \cdot 10^{-2}$ Hz die geforderten Charakteristiken zufriedenstellend. Wie bereits im vorangegangen Abschnitt anhand der Kospektren erläutert, sind die im Frequenzband darunter feststellbaren Abweichungen auf konvektive Vorgänge im Bereich der Gipfelregion zurückführbar, welche von den turbulenten Vorgängen über dem Gletscher entkoppelt sind. Deshalb ist es erforderlich, die Integration auf den Bereich zu beschränken, in dem die Ogive die postulierten Eigenschaften besitzt. Verfährt man in dieser Weise, dann beträgt der signifikante Betrag der Kovarianz für das betrachtete Intervall zwischen –0.03 und –0.035 mK/s und nicht –0.01 mK/s, wie sie sich bei einer fest gewählte Integrationszeit von einer Stunde ergeben würde.

Dies hat natürlich die Konsequenz, dass unter derartigen Bedingungen der Fluss über Vertikalprofilmessungen nur sehr ungenau parametrisiert werden kann, denn die mittleren Profile werden ebenfalls

durch die Zusatzinformationen geprägt. Da jedoch jede Parametrisierung a priori mit einem festen Mittelungszeitraum verknüpft wird, ist eine Flussbestimmung nach einer Profilmethode unter diesen Bedingungen schlichtweg problematisch bis unmöglich.

Die in der *Abbildung B* auf *der Tafel XXVII* für einen vollständigen Tagesgang (24.8.2000) wiedergegebene Ogivenschar zeigt, dass nahezu alle Kurven mit nur geringen Einschränkungen die Basisvoraussetzungen für die Bestimmung eines plausiblen Wertes des kinematischen Flusses erfüllen. Für einzelne Zeiträume in der ersten Nachthälfte und insbesondere im Zeitraum zwischen 12^{00} und 17^{00} MESZ wäre die Anwendung eines hochwirksamen digitalen Hochpassfilters für Frequenzen kleiner 0.01 Hz geboten. Da jedoch die Ogiven für den gesamten Datensatz berechnet wurden, kann hier die plausible Kovarianz einfacher direkt aus den diskreten Werten der Ogivenfunktion durch passende Beschränkung des Integrationsbereichs abgeleitet werden. Der Inertialbereich wird dagegen fast immer in befriedigender Weise wiedergegeben.

Die Bestimmung der Kovarianzen auf der Basis von Ogiven ist ein praktikables, jedoch auch aufwändiges Verfahren. Dessen Anwendung wird in der Literatur daher nur selten beschrieben (z.B. Beier & Weber, 1992; Oncley, 1989; Laubach, 1996 oder Foken, 2003). Der zusätzliche Aufwand wird verhältnismäßig gering, falls zuvor die eigentlich generell erforderliche spektrale Analyse des Datensatzes in der beschriebenen Weise durchgeführt wurde und daher die Fourierkoeffizienten bereits fertig berechnet vorliegen. Voraussetzung ist natürlich der uneingeschränkte Zugriff auf die Ausgangsdaten in der maximalen zeitlichen Auflösung. Das Vorhandensein von Mittelwerten und statistischen Kenngrößen genügt dafür nicht.

Die Erfahrung zeigt, dass für den Impulsfluss oder den sensiblen Wärmefluss in der Regel unter nahezu allen Bedingungen wenigstens ein ausreichend breites Frequenzband den geforderten Bedingungen genügt. Andere, nicht allein mit dem Ultraschallanemometer gemessene Flussdichten, wie beispielsweise der kinematische Feuchtefluss oder der anderer gasförmiger Beimengungen bereiten jedoch häufig erhebliche Schwierigkeiten. Hier zeigen die Funktionen teilweise chaotische Verläufe. Dabei gilt es zunächst deren Ursache zu untersuchen. Sie kann auch in einer weiteren interessanten Eigenschaft der Ogivenfunktion begründet sein, die erstmals von Beier & Weber (1992) beschrieben wurde und später von anderen Autoren (z.B. Laubach, 1996) bestätigt werden konnte: die Ogive reagiert höchst sensibel auf die Phasenbeziehung der korrelierten Zeitreihen. Im vorangegangen Abschnitt wurde bereits auf das Problem der Bestimmung der Verzögerungszeit (*Delay*) und seiner vielfältigen Ursachen hingewiesen. Mit wachsender Frequenz steigt die Bedeutung der Phasenlage für die Korrelation immer mehr an, deshalb kann letztere im Bereich der Grenzfrequenz $\mathbf{N_G}$ vollständig verloren gehen, in anderen Frequenzabschnitten aber deutlich verbessert werden. In der Ogivenfunktion äußert sich dieser Zusammenhang durch ein Pendeln um die Null-Linie. Der Bereich mit niedrigeren Frequenzen bleibt dagegen weitgehend unbeeinflusst. Der Effekt wird in *Abbildung 5.35* anhand eines Beispiels des kinematischen Flusses $\mathbf{w'q'}$ demonstriert. Zur besseren Auflösung wird nur ein Ausschnitt nahe der *Nyquist*-Frequenz $\mathbf{N_G}$ dargestellt. Nachdem zuvor die optimale Phasenbeziehung für den Datensatz ermittelt wurde, erfolgte die Neuberechnung einer Schar von Ogiven mit jeweils um eine bestimmte Anzahl von Werten gegeneinander verschobenen Zeitreihen. Das Resultat zeigt, dass schon geringe Verschiebungen um einen bis zwei Indexwerte die Form der Ogive und damit die erhaltene totale Kovarianz erheblich verändern. Da bei der allein auf einer fehlerhaften Phase beruhenden Abweichung vom idealen Verlauf der Ogive zwischen der Anzahl der Pendelbewegungen und dem Verschiebungsindex ein unmittelbarer Zusammenhang besteht, kann diese Eigenschaft zur hochgenauen Bestimmung der korrekten *Delay*-Zeit herangezogen werden. Die Methode erwies sich bislang als wesentlich genauer als das im vorigen Abschnitt beschriebene einfache Korrelationsverfahren nach McMillen (1988).

In der Regel stellt sich nach Optimierung der Phasenbeziehung der erwartete Verlauf der Ogive doch noch ein, so dass ein plausibler Wert für die Kovarianz bestimmt werden kann. Sind jedoch auch nach diesem Prozedere weiterhin mehrere Wendepunkte und eine unzureichende Konvergenz feststellbar, dann sind entweder die Randbedingungen für eine Flussbestimmung nicht erfüllt oder der untersuchte Datensatz in anderer Weise fehlerbehaftet. Unter diesen Bedingungen kann der Fluss selbst nach der Eddykorrelationsmethode nicht bestimmt werden.

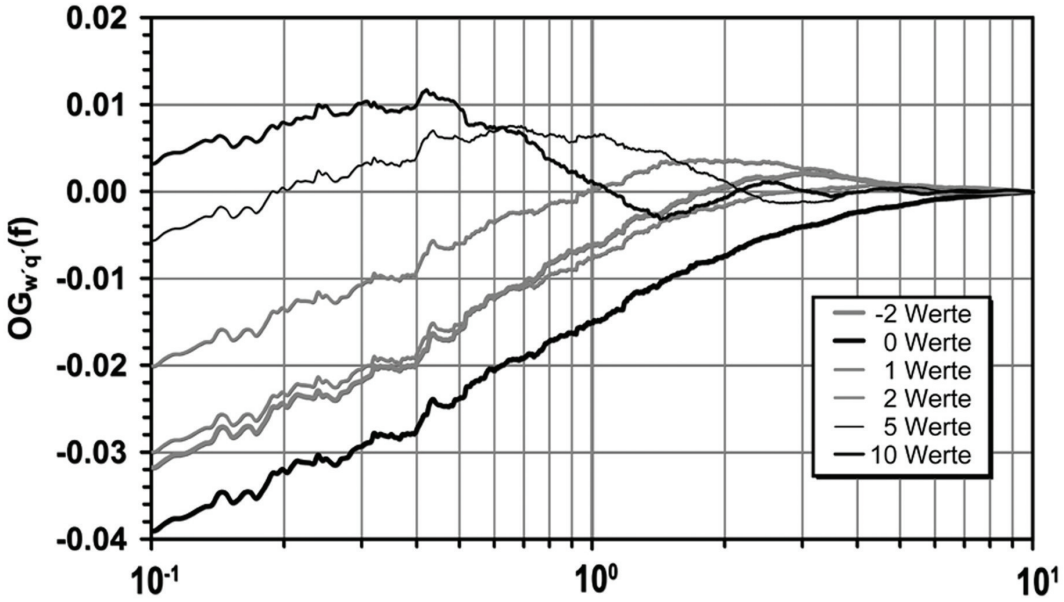


Abb. 5.35: *Ausschnitt des Frequenzbandes von 0.1 bis 10 Hz mit einer Schar mit unterschiedlicher Abweichung von der optimalen Phasenverschiebung (entsprechend 0 Werte) berechneter Ogivenfunktionen für den kinematischen Feuchtefluss, basierend auf einem Datensatz vom 24.8.2000 gegen 19^{00} MESZ.*

In *Abbildung 5.32* wird anhand einer grau unterlegten Fläche verdeutlicht, wie eine unzureichende Erfassung des Spektrums das Erscheinungsbild der Ogive verändert. Die erfolgreiche Korrektur der erhaltenen Kovarianz erfordert die Rekonstruktion der vollständigen Ogive. Diese kann in vielen Fällen mit ausreichender Genauigkeit durch die nachfolgende Funktion

$$\mathbf{[5.25]} \quad Og(f) = 0.5 \cdot \overline{w'a'} \cdot [\cos\left(\log\left(\frac{f}{N_G} \right) \cdot k_1 \right) - 1],$$

angenähert werden mit $\mathbf{N_G}$ = Nyquistfrequenz und $\mathbf{w'a'}$ die gesuchte Kovarianz mit der Fluktuation eines beliebigen Skalars **a**. Einen weiteren Freiheitsgrad bietet die Konstante $\mathbf{k_1}$, welche in der Regel den Wert 1.0 annimmt. Durch die Wahl eines geringfügig kleineren Wertes kann die Lage des Maximums zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben werden und umgekehrt. Ein Beispiel für die Anwendung der Beziehung zeigt die *Abbildung 5.36*. In analoger Vorgehensweise wie bei den universellen Spektren und Kospektren in den vorangegangen Abschnitten können die Parameter in [*5.25*] so variiert werden, dass eine optimale Übereinstimmung zwischen der berechneten Funktion und der gemessenen Ogive erreicht wird. Anhand der Näherungsfunktion können dann Fehlbeträge von $\mathbf{w'a'}$ auf Grund zu niedriger Abtastraten korrigiert werden. Unter günstigen Umständen gelingt sogar die Korrektur eines zu kurz gewählten Integrationsintervalls, falls dieses auf einer Datenlücke beruht. Sind jedoch ausreichend Daten vorhanden, ist die Vergrößerung des Analysefensters immer einer Korrektur vorzuziehen.

Abschließend sei noch angemerkt, dass es sich bei [*5.25*] lediglich um einen empirischen Ansatz handelt, der auf Grund der Parameterwahl keine unmittelbare physikalische Interpretationsmöglichkeit erlaubt. Er eignet sich daher ähnlich den universellen Spektren nicht zur Parametrisierung der Flüsse. Ferner sollte die Korrektur des kinematischen Wasserdampfflusses immer auf der Basis einer Approximation des sensiblen Wärmeflusses erfolgen.

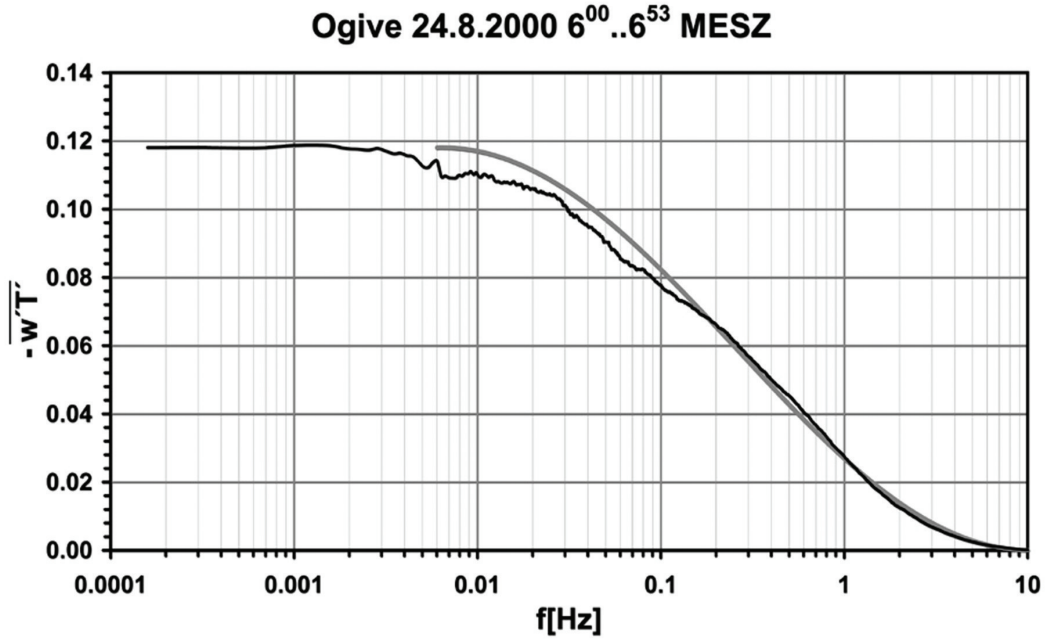


Abb. 5.36: *Approximation einer experimentell bestimmten Ogive für den sensiblen Wärmestrom (schwarz) durch die passende Kurve (grau) nach der Beziehung [5.25]. In dem Beispiel wurde für* $\overline{w'a'}$ *der Konvergenzbetrag des gemessenen kinematischen Flusses* $\overline{w'T'}$ *und* $k_1 = 1.0$ *gewählt. Für die Nyquist-Frequenz* N_G *ergibt sich aus der verwendeten Abtastrate 10.4 Hz.*

5.3.7 Berechnung der turbulenten Flüsse

Im Anschluss an die Bestimmung der Flüsse in kinematischen Einheiten können die turbulenten Energieflüsse **H** und **LE** direkt nach den Gleichungen [*4.12*] und [*4.13*] (*S.50*) als Energieflussdichten in Wm^{-2} berechnet werden. Neben den in diesem und dem vorangestellten Kapitel behandelten messtechnisch bedingten Korrekturen wurden in der Vergangenheit noch weitere, physikalisch begründete Verbesserungen der kinematischen Flüsse publiziert, welche zeitweise anerkannt waren, gegenwärtig dagegen eher umstritten sind (Foken, 2003). Zu nennen wäre in diesem Zusammenhang die *WPL*- oder *Webb*-Korrektur (Webb *et al.*, 1980; Webb, 1982) zur Berichtigung des Einflusses der Nichtberücksichtigung der Dichteschwankungen durch den Wasserdampffluss (*Dichte-Korrektur*) und die *Brook*-Korrektur (Brook, 1978; Stull, 1988) zur Berücksichtigung der feuchteabhängigen Fluktuation der spezifischen Wärme $\mathbf{c_p}$. Beide Korrekturen waren nach ihrer Publikation längere Zeit weit verbreitet und wurden dementsprechend häufig angewandt. Inzwischen ist bekannt, dass der Korrekturalgorithmus von Brook auf falschen Voraussetzungen basiert und daher unter keinen Umständen angewandt werden darf (Foken, 2003).

Die *WPL*-Korrektur wäre bedeutsam, falls die turbulenten Fluktuationen klein gegenüber den mittleren Konzentrationen sind. Dies ist beispielsweise für einen $\mathbf{CO_2}$-Fluss der Fall. Für den Wasserdampffluss dagegen beträgt sie selbst unter den Bedingungen eines hohen Wasserdampfgehaltes der Luft maximal einige Prozent (Foken, 2003). Es handelt sich also überwiegend um ein Problem bei der Messung der Flüsse von chemischen Beimengungen. Unter den trockenen Bedingungen über einem Gletscher ist der potentielle Fehler gegenüber den messtechnisch verursachten Ungenauigkeiten guten Gewissens vernachlässigbar. Da zudem auch der Formalismus bei der Ableitung des Algorithmus durch andere Autoren (Kramm *et al.*, 1995) angezweifelt wird, sollte auch auf die Anwendung der *Webb*-Korrektur bei Eddykorrelationsmessungen bis zur endgültigen Klärung des Sachverhaltes verzichtet werden.

Die in den Gleichungen [*4.12*] und [*4.13*] enthaltene mittlere Luftdichte $\boldsymbol{\rho(z)}$ kann im Rahmen der

erzielbaren Genauigkeit aus den Referenzmessungen des Luftdrucks **p** und der Temperatur **T** in der Messhöhe **z** nach der allgemeinen Gasgleichung berechnet werden zu

$$[5.26] \quad \overline{\rho}(z) = \frac{\overline{p}(z)[hPa]*100}{287.06 \cdot (\overline{T}(z) + 273.15)} \left[\frac{kg}{m^3} \right].$$

In Gleichung [*4.12*] für den sensiblen Wärmestrom **H** ist ferner die spezifische Wärme bei konstantem Druck $\mathbf{c_p}$ enthalten. Diese besitzt eine geringfügige Abhängigkeit von der spezifischen Feuchte **q(z)** in [kg/kg] in der Form

$$[5.27] \quad c_p(z) = c_{pd}(1 + 0.84\overline{q}(z)) \quad \text{mit}$$

der spezifischen Wärmekapazität von trockener Luft $\mathbf{C_{pd}}$ **= 1004.67** [$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$] (STULL, 1988). Zur Berechnung des latenten Wärmestroms LE wird die Verdampfungswärme $\mathbf{l_v}$ [J/kg] benötigt, welche ihrerseits nach

$$[5.28] \quad l_v(z) = (2500827 - 2360 \cdot \overline{T}(z))$$

von der Temperatur **T** [°C] abhängt. Sofern die kinematischen Flüsse als Messwert vorlagen, wurden die Flüsse der **HyMEX**-Experimente direkt mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde berechnet. Eine höhere Auflösung ist wegen der spektralen Eigenschaften des Datensatzes nur in Ausnahmefällen möglich. Die auf diese Weise erhaltenen Flüsse gelten nicht nur lokal für die Messstation, sondern für ein Areal von ca. 500x500m^2 nördlich davon. Die Genauigkeit ist unterschiedlich, wobei die in den Gleichungen [*5.26*] bis [*5.28*] beschriebenen Abhängigkeiten nur den geringsten Beitrag dazu leisten. Wichtiger ist dagegen die Exaktheit des kinematischen Flusses, die maßgeblich von den jeweiligen Bedingungen in der Grenzschicht abhängt. Durch Variation des „Datenfensters" für die spektrale Analyse erhält man auch eine *Ogivenschar* mit unterschiedlichen Eigenschaften. Entsprechen diese individuell qualitativ gut den Modellvorstellungen, ist auch die quantitative Genauigkeit bei der Bestimmung der Kovarianz in Anbetracht der Messgenauigkeit der Ausgangsgrößen im günstigen Fall mit ca. 10% des Absolutwertes anzusiedeln. Ist die Basisströmung dagegen hochgradig instationär, können die Kovarianzen bestenfalls mit einer statistischen Signifikanz von 50% berechnet werden. Vorteilhaft wirkt sich für den Unsicherheitsbereich aus, dass die Flüsse unter derartigen Bedingungen in der Regel nur kleine Absolutwerte annehmen. Zusammenfassend kann für den Betrag von **H** und **LE** jeweils eine mittlere Absolutgenauigkeit von **±15** Wm^{-2} angegeben werden. Die Signifikanz für die Bestimmung des Vorzeichens liegt wegen der in den Zeitreihen zu findenden Zusatzindikatoren bei nahezu 100%. Die Genauigkeit der mit der Eddykorrelationsmethode bestimmten turbulenten Flüsse ist somit geringfügig besser einzuschätzen als die der Strahlungsbilanz, welcher ein Unsicherheitsbereich von **±25** Wm^{-2} zugeordnet werden kann.

Zur Validierung der Schmelzbeträge ist die kontinuierliche Verfügbarkeit aller Terme der Energiebilanz erforderlich. Bei **HyMEX 2000** ist diese für den sensiblen Wärmestrom über die gesamte Dauer der Intensivmessphase direkt gewährleistet, der latente Wärmestrom kann dagegen nur für 40% des Zeitraums direkt aus den Fluktuationsdaten ermittelt werden. Folglich muss er in den Lücken indirekt bestimmt werden. Dazu gibt es zwei prinzipielle Optionen, die auf der *Fluss-Varianz-Beziehung* mittels Gleichung [*5.17*] basieren. Unter der wohl begründeten Annahme der Gleichheit der Korrelationskoeffizienten für $\mathbf{w'T'}$ und $\mathbf{w'q'}$ gilt

$$[5.29] \quad \left|\overline{w'q'}\right| = \left|\overline{w'T'}\right| \frac{\sigma_q}{\sigma_T},$$

zur Berechnung des Flusses wird demnach lediglich das Verhältnis der Standardabweichungen benötigt. Dieses lässt sich mit Einschränkungen auch anhand der zeitlich niedriger aufgelösten Referenzmessungen abschätzen. Die Richtung des Flusses muss anhand anderer Kriterien (z.B. den Gradienten) bestimmt werden. Es gilt dabei zu beachten, dass es sich bei der Turbulenzmessung um ein nahezu trägheitsfreies System handelt, bei der Psychrometermessung jedoch um eines mit unterschiedlichen Trägheitseigenschaften. Dadurch wird das Verhältnis der Standardabweichungen systematisch verändert. Die Unterschiede lassen sich anhand einer linearen Regression zwischen dem hochfrequent gemessenen Verhältnis und dem aus den Mastmessungen ermittelten Schätzwert zumindest näherungsweise berücksichtigen.

Das zweite Verfahren wird als modifiziertes *Bowen-Ratio-Verfahren* (FOKEN, 2003) bezeichnet. Hierzu wird die Gleichheit des Varianzverhältnisses und der Gradienten vorausgesetzt. Es gilt somit

$$\mathbf{[5.30]} \quad w'q' = w'T' \frac{\partial q}{\partial T}.$$

Dies ist eine theoretisch wesentlich komplexere Annahme. In der Praxis lässt sich [*5.30*] daher deutlich schlechter verifizieren als [*5.29*]. Bei der Bestimmung der Varianzverhältnisse aus den Referenzdaten vergrößert sich der Unsicherheitsbereich für den Fluss nahezu auf das doppelte gegenüber der direkten Messung. Das *Bowen-Ratio*-Verfahren liefert dagegen offensichtlich nur sehr grobe Schätzwerte. Deshalb wurde **LE** in Zeiträumen mit Datenlücken ausschließlich über die Schätzung des Varianzverhältnisses bestimmt.

6. Ergebnisse

In diesem Kapitel folgt eine Gesamtschau der im Rahmen der Experimente gewonnen Messergebnisse mit Hinblick auf die Ausgangsfragestellungen und die gemessenen Komponenten der Energiebilanz. Ferner wird auf die Parametrisierbarkeit der Energiebilanz über Gletscherflächen im Zusammenhang mit den besonderen Randbedingungen eingegangen.

6.1 Synoptische Bedingungen

Die grenzschichtmeteorologischen Prozesse, welche letztlich dieSchmelzwasserproduktion an der Gletscheroberfläche bestimmen, werden in hohem Maße durch die synoptischen Randbedingungen beeinflusst. Dies betrifft insbesondere die Verhältnisse in der Atmosphäre oberhalb der mit wenigen Dekametern relativ dünnen Gletscherwindschicht und die Ausbildung des lokalen Berg-Talwind- bzw. Hangwindsystems, das maßgeblich die advektiven Prozesse beeinflusst. Spezialuntersuchungen dazu hätten den Umfang des Experiments jedoch bei weitem gesprengt, so dass hierzu auf die Erfahrungen aus der im Juli 1983 durchgeführten **LUZIVER**-Kampagne (WEBER**,** 1987a) zurückgegriffen werden muss. Zur Beurteilung des Zustands in der höheren Atmosphäre stehen nur die routinemäßigen Synop-Beobachtungen und Re-Analysen der Wetterdienste (z.B. **DWD** und **Reading**) als Informationsquelle zur Verfügung. Die auf dem Gipfel des Schwarzkögele auf 3074 m betriebene automatische Station repräsentiert wegen ihrer Lage abseits des Gletschers im Bereich der Hangwinde der östlichen Felsumrahmung weder die Meteorologie der Schicht über dem Gletscher, noch die der freien Atmosphäre. Erschwerend kommt noch hinzu, dass bis 2001 die Temperaturmessung ohne künstliche Ventilation durchgeführt wurde, so dass die Messwerte tagsüber wegen des unvermeidlichen Strahlungsfehlers nur qualitativ verwendet werden können. Sie werden dennoch auf den *Tafeln XXX bis XXXIII* für den Zeitraum der beiden Intensivmessphasen wiedergegeben. Die dort durchgeführte Messung der Globalstrahlung ist bis auf das Problem der nicht gewährleisteten exakten horizontalen Ausrichtung wenigstens mit den Daten der **HyMEX**-Stationen vergleichbar, die Feuchtemessung kann dagegen wiederum nur qualitativ herangezogen werden, da sie nicht psychrometrisch gemessen wird.

Sehr viel homogener ist die Datenqualität an der Klimastation Vernagtbach (2635 m), welche die Situation ca. 1.2 km vom Zungenende des Vernagtferners im Gletschervorfeld repräsentiert. Die Temperatur wird zwar ebenfalls nicht künstlich belüftet, aber zumindest in einer entsprechend den Vorgaben des DWD standardisierten Wetterhütte gemessen. Die Feuchtemessung erfolgt mit einem ebenfalls in der Hütte untergebrachten Haarhygrometer, die Messung der Windgeschwindigkeit mittels eines Schalenkreuzanemometers in 3.5 m Höhe auf einem Aluminiummast. Weiterhin werden Global- und Reflexstrahlung mit denen auf dem Gletscher vergleichbaren Instrumenten registriert.

In den ersten Augusttagen 1998 war das Wetter im Alpenraum durch eine Luftmassengrenze auf der Ostseite eines über Frankreich liegenden Höhentroges bestimmt. Im Bereich einer westlich davon in Nord-Süd-Richtung angeordneten Tiefdruckrinne herrschte wechselhafte Witterung mit zum Teil heftigen Gewittern und Niederschlägen. Der Höhentrog verlagerte sich kaum, sondern löste sich allmählich auf. Die Tiefdruckrinne dagegen blieb im Alpenbereich zunächst äußerst wetterwirksam, es herrschten trotzdem in der Südwestströmung in 3000 m NN Temperaturen deutlich über dem Gefrierpunkt, so dass die Ausaperung des Gletschers weiter voranschritt und auf der gesamten Gletscherfläche Schmelzbedin-

gungen auftraten.

Der Höhepunkt der Entwicklung wurde am Abend des 4.8.1998 erreicht, als sich im Untersuchungsgebiet ein sehr heftiges Gewitter ereignete, bei dem innerhalb einer Stunde gegen 20^{00} MESZ 20 mm Niederschlag an der Pegelstation Vernagtbach gemessen wurde. Die Überlagerung von hohem Schmelzwasseranfall im Lauf des Tages und den Abflüssen infolge des Starkregens führte zu der extremsten bislang beobachteten Hochwasserwelle an der Pegelstation Vernagtbach. Die Hütte wurde vollständig umspült und dadurch ernsthaft gefährdet. Der tatsächliche Spitzenabfluss konnte daher durch die Pegelmessstelle nicht mehr erfasst werden. Da sich aber die Experimentatoren des hydrologischen Teils des Experimentes bereits vor Ort befanden, wurde versucht, den Abfluss mit der Salzverdünnungsmethode zu ermitteln. Die Messungen ergaben einen Maximalabfluss von ca. 19 m^3/s. Das Ereignis ist ausführlich in Braun & Weber (2002a) dokumentiert und analysiert.

Die Flutwelle richtete im Vernagttal beträchtlichen Schaden an (Brücken wurden beschädigt und Wegteile weggeschwemmt), war aber insgesamt im Ötztal nicht so verheerend wie die im August 1987 (Steinacker, 1988; Braun & Weber, 2002a), da die Starkniederschläge einerseits auf das hintere Ötztal begrenzt blieben und weniger lang andauerten, andererseits inzwischen auch durch bauliche Maßnahmen vorgesorgt war. Der Vernagtferner war in einem hydrologischen Zustand, in dem er das Niederschlagswasser nicht speichern konnte, es lief überwiegend an der Oberfläche ab. Dies hatte zur Folge, dass die Eisoberfläche praktisch "blank geputzt" wurde.



Abb. 6.1: *Hochreichende Quellbewölkung mit Gewitterbildung und Cirrus-Schirme im Süden während* ***HyMEX98*** *am 10.8.1998 gegen 14^{00} MESZ.*

Am 5.8.98 beruhigte sich die Wetterlage und es stellte sich eine zonale Hochdruckbrücke ein, die auch den Alpenraum erfasste und bis zum 13.8.1998 erhalten blieb (*Farbtafel XXVIII)*. Damit verbunden war lokal wolkenloses bzw. wolkenarmes Strahlungswetter mit überwiegend schwach ausgeprägter südwestlicher Höhenströmung, das für geradezu ideale Schmelzbedingungen am Vernagtferner sorgte. Es handelte sich 1998 um die optimale Periode zur Durchführung des Experimentes zur Ermittlung der Schmelzwasserproduktion.

Die *Abbildung auf Tafel XXIX* zeigt für die Dauer der Intensivmessphase des **HyMEX98**-Experiments in Form von Stundenmittelwerten den Verlauf der Globalstrahlung, Temperatur und Wind in 9 m Höhe über dem Eis an der temporären Energiebilanzstation in 3045 m auf dem Gletscher, sowie den an der Pegelstation Vernagtbach gemessenen Abfluss zur Charakterisierung der Situation. Das Tagesmaximum der Globalstrahlung blieb während der gesamten Periode praktisch konstant, das stündliche Angebot wurde am 10. und 11.8. gegenüber dem 9.8. nachmittags geringfügig durch leichte Cu-Bewölkung und Reste von Cb-Schirmen durch Gewitterbildung im Süden (*Abbildung 6.1*) reduziert. Die Lufttemperatur in 9 m Höhe über dem Eis lag im Bereich von 8 bis 12 °C. Die Frostgrenze dürfte auf ein Niveau über 4000 m angestiegen sein. Die höchste Lufttemperatur wurde am 10.8. registriert, danach stellte sich ein allmählicher Trend zur Abkühlung ein. Trotz der relativ konstanten Randbedingungen konnte von Tag zu Tag ein ansteigender Abfluss festgestellt werden, der zwangsläufig mit einer wachsenden Schmelzwasserproduktion gekoppelt sein muss.

Direkte Messungen von Windgeschwindigkeit und -richtung oberhalb der Messhöhe von 9 m über dem Gletscher liegen leider nicht vor, den Synop-Analysen des **DWD** und den Re-Analysen des Wettervorhersagezentrums in Reading zufolge (*Tafel XXVIII*) und ab dem 10.8. auch aus Beobachtungen der Wolkenbewegung abgeleitet, war der Gradientwind über der Vernagtregion sehr schwach und von uneinheitlicher Richtung. Am 9. und 10.8. herrschte über dem Kamm möglicherweise eine schwache Nordströmung mit Geschwindigkeiten deutlich unter 10 m/s. Diese korrespondiert mit Beobachtungen von Auflösungserscheinungen an Kondensstreifen, sowie damit, dass sich die südlich des Hauptkamms über den Dolomiten bildenden Gewitter nicht nach Norden ausbreiten konnten. Dies deutete auf die Zufuhr relativ feuchter Luftmassen aus dem Mittelmeerraum hin. Der Dampfdruck in den obersten Messhöhen betrug die meiste Zeit deutlich mehr als der Sättigungsdampfdruck von 6.11 hPa an der Eisoberfläche. Am 11.8. dürfte der Höhenwind etwas zugenommen und eine mehr westliche bis südwestliche Komponente erhalten haben. Damit konnten am Spätnachmittag des 12.8. schließlich auch Ausläufer der sich immer kräftiger entwickelnden Gewitter aus dem Süden in das Untersuchungsgebiet übergreifen, was aus Sicherheitsgründen den Abbruch der Intensivmessphase zur Folge hatte.

Auch das Experiment **HyMEX 2000** konnte während einer überwiegend gradientschwachen Hochdrucklage durchgeführt werden. Während der Aufbauphase am 21. und 22.8.2000 herrschten noch starke Südwinde infolge eines kräftigen Tiefdruckwirbels über der Biskaya vor, welche im Bereich der Station keine Ausbildung einer Gletscherwindschicht zuließen und am Nachmittag zur Nebelbildung führten. Mit dem allmählichen Auffüllen des Tiefdruckgebietes kam es über Deutschland zu einem kräftigen Druckanstieg und der Bildung eines Hochdruckkerns über Südskandinavien. In den Folgetagen herrschte ruhiges Strahlungswetter mit überwiegend NW bis NO-Anströmung. Im Zeitraum zwischen dem 24. bis 26.8.2000 war nahezu das gesamte Himmelsgewölbe wolkenlos bis auf sich auflösende Reste von Kondensstreifen und in der zweiten Tageshälfte vereinzelte Wölkchen über den Gipfeln (*siehe auch Abbildung 5.30 Seite 153*). Die Auflösungserscheinungen an den Kondensstreifen und Konvektionswölkchen deuteten auf großräumiges Absinken und Abtrocknen aus der Höhe hin. Der entsprechend niedrige Wasserdampfgehalt der Luft zeigte sich außerdem durch eine extrem gute Fernsicht. Lediglich am 26.8.2000 war die Schleierbewölkung über dem Vernagtferner für einige Stunden um die Mittagszeit geringfügig dichter, was kurzzeitig eine leichte Reduktion der Globalstrahlung zur Folge hatte (*Tafel XXXII).*

Die Übersicht der wesentlichen meteorologischen Messgrößen an der **HyMEX 2000**-Station auf *Tafel XXIX* verdeutlicht die Unterschiede der meteorologischen Randbedingungen der beiden Experimente. Auch die zweite Untersuchung überdeckte den Zeitraum mit den maximalen Jahresabflüssen an der Pegelstation Vernagtbach (*Tafel VII*), allerdings lagen diese mit Maximalwerten von unter 8 m^3/s gegenüber 14 m^3/s um mehr als 30% niedriger als 1998. Das Niveau von Globalstrahlung und Temperatur lag Ende August 2000 entsprechend der fortgeschrittenen Jahreszeit ebenfalls etwas niedriger, aber keinesfalls in dem Maße, dass die Unterschiede in der Schmelzwasserproduktion gegenüber dem 1998er-Experiment allein dadurch erklärt werden könnte. Wesentlich zu den niedrigeren Gesamtabflüssen trug jedoch die in 2000 deutlich geringere Ausdehnung des Ablationsgebietes bei, welches 1998 maximal 70% der Gletscherfläche erreichte, 2000 nur etwas mehr als 50% (*siehe auch Abbildung auf Tafel VI*). Im Gegensatz zu **HyMEX98** konnte während **HyMEX 2000** bei einem nahezu konstanten Angebot an kurzwelliger

Strahlung ein leichter Trend zur Abnahme des Abflusses von Tag zu Tag festgestellt werden, der am 26. August mit Warmluftzufuhr noch einmal umgekehrt wurde. Der Anstieg der spezifischen Abflussmenge fiel dabei jedoch mit ca. 1% gegenüber dem Vortag trotz einer deutlichen Temperaturzunahme sehr moderat aus, so dass auch bereits an dieser Stelle deutlich wird, dass der direkte Einfluss der Temperatur auf die Schmelzwasserproduktion nicht besonders groß ist.

Im Verlaufe des 26.8.2000 einsetzende Warmluftadvektion war mit einer südlichen Strömung verbunden, die sich zeitweise auch in der Registrierung der Windrichtung auf dem Schwarzkögele bemerkbar machte (*Tafel XXXIII*). Im Bereich der Station auf dem Gletscher und an der Klimastation Vernagtbach blieb die nördliche Anströmkomponente weitgehend erhalten, die Gletscherwindschicht verlor aber an Mächtigkeit, was sich durch ein Absinken des Niveaus der maximalen Windgeschwindigkeit in das der Turbulenzmessung 2.5 m über dem Eis äußerte. Am 27.8.2000 bildete sich bereits am Vormittag flächendeckend dichte Quellbewölkung, welche die rasche Beendigung des vorangegangen Wetterabschnitts andeutete. Deshalb wurde die Intensivmessphase beendet und unverzüglich mit dem Abbau der Messanlage begonnen. Dies gelang noch vor dem Einsetzen des Niederschlages einer sich am späten Nachmittag entwickelnden Gewitterstörung.

6.2 Die Strahlungsbilanz

Im Verlaufe einer Strahlungswetterlage, wie sie während der Intensivmessphasen von **HyMEX98** und **HyMEX 2000** durchgehend herrschte, wird die Schmelzwasserproduktion bekanntermaßen in erster Linie durch die Nettostrahlungsbilanz **(R)** an der Eisoberfläche bestimmt. Diese kann als Summe des kurzwelligen (*Index S*) und des langwelligen **(***Index L***)** Anteils auch in der Form (z.B. KUHN, 1984; ESCHER-VETTER, 2000)

$$\textbf{[6.1]} \quad R = R_S + R_L = S_G(1-a) + L_G + \varepsilon \cdot \sigma_{SB}(T_0 + 273.15)^4$$

formuliert werden mit

$\mathbf{S_G}$: Globalstrahlung [Wm^{-2}]
a : kurzwellige Albedo = reflektierte kurzwellige Strahlung $\mathbf{S_R}/\mathbf{S_G}$
$\mathbf{L_G}$: atmosphärische Gegenstrahlung [Wm^{-2}]
$\mathbf{T_0}$: Oberflächentemperatur der Eisoberfläche [°C]
$\boldsymbol{\varepsilon}$: langwelliger Emissionskoeffizient von Eis (0.98..1.0)
σ_{SB}: Stefan-Boltzmann-Konstante $5.6697 \cdot 10^{-8}$ [$Wm^{-2}K^{-4}$].

Eigentlich wurde **R** mit einer einzigen Messgerätekombination direkt bestimmt (*siehe auch Abschnitt 4.3.4)*. Der experimentelle Aufbau bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000** erlaubte zusätzlich die separate Messung der Komponenten der Strahlungsbilanz an der Messstelle auf dem Vernagtferner zu deren weiteren Analyse. Ein Vorteil der Formulierung der Strahlungsbilanz in der Form der Gleichung [*6.1*] besteht darin, dass in Modellierungsansätzen die einzelnen Terme getrennt parametrisiert und damit weitere Einflüsse berücksichtigt werden können. Zu beachten ist, dass die Messungen bezüglich einer horizontal ausgerichteten Fläche erfolgten. Für das Messgelände bei **HyMEX** mit seiner gegenüber der Justiergenauigkeit vernachlässigbaren Geländeneigung ist der Unterschied zu der tatsächlich auf die Oberfläche auftreffende Strahlungsenergie marginal. Bei einer Übertragung des Ergebnisses auf stärker geneigte Flächen würde sich das Ergebnis aber entsprechend der Neigung und Orientierung der Fläche ändern.

In den *Farbabbildungen auf Tafel XXXIV und XXXV* sind die gemessenen Terme von *Gleichung [6.1]* als Halbstundenmittelwerte für die drei aufeinander folgenden Messtage 9.8. bis 11.8.1998 bei **HyMEX98** und vom 24.8. bis 26.8.2000 während **HyMEX 2000** wiedergegeben. Am 11.8. wurde eine Messlücke

nicht ergänzt, da die zu dem Zeitpunkt herrschende leichte Bewölkung eine Interpolation der Messgrößen nur ungenau zulässt. Die für die Schmelze verfügbare Energie ist in den *Abbildungen auf Tafel XXXIV* als orange Fläche hervorgehoben, der weißlich markierte Teil in den Nachtstunden stellt einen Verlust da, welcher zur Abkühlung der Gletscherfläche beiträgt. Unter diesen Bedingungen herrschen nur Schmelzbedingungen, wenn der Strahlungsverlust durch einen Wärmegewinn aus den turbulenten Flüssen überkompensiert werden kann. Gegenüber der kurzwelligen Strahlungsbilanz ist die Tagesvariation der langwelligen Bilanz deutlich geringer. In den nachfolgenden Abschnitten wird die Variation der Terme und deren Zustandekommen im Detail diskutiert.

6.2.1 Die Globalstrahlung

Den bedeutendsten Beitrag zur Strahlungsbilanz an der Oberfläche liefert die aus dem oberen Halbraum eintreffende Globalstrahlung. Ihr Tagesgang ist primär durch die Änderung der Position der Sonne am Himmel geprägt, wird aber auch durch die Mehrfachreflexion und Abschattung durch Wolken und dem Gelände modifiziert. Die insbesondere bei tiefem Sonnenstand wirksame Reduktion durch Schattenwurf ist an der im Talgrund des Vernagttales gelegenen Klimastation Vernagtbach auffälliger sichtbar als an den exponierten Stationen auf dem Gletscher oder dem *Schwarzkögele* (*siehe auch Abbildungen Tafel XXX und XXXII*). Der Zeitpunkt des Maximums ist bei klarem Himmel nicht nur von der maximalen Sonnenhöhe, sondern auch von der Neigung und Exposition des Geländes abhängig. Über einer horizontalen Fläche fällt er exakt auf 12^{00} wahre Ortszeit (**WOZ**). Als Zeitachse in den Grafiken ist aber die aus praktischen Gründen bei der Datenaufzeichnung verwendete *Mitteleuropäische Sommerzeit* (**MESZ**) gewählt. Der Vorteil liegt darin, dass die vielfältigen Beobachtungen der an dem Experimenten beteiligten Mitarbeiter und Helfer besser abgestimmt werden können und Missverständnisse bei der zeitlichen Zuordnung vermieden werden. Die **MESZ** weicht entsprechend der geografischen Koordinaten des Untersuchungsgebietes und der Jahreszeit um +1h 18´ (HyMEX 2000) bzw. +1h 22´ (HyMEX98) gegenüber der wahren Ortszeit ab. Dementsprechend findet man das Maximum der Globalstrahlung an wolkenlosen Tagen in den auf zentrierten Halbstundenmittelwerten basierenden *Abbildungen der Tafeln XXX, XXXII und 6.2* erst nach 13^{00} MESZ.

Zur Bewertung der gemessenen Globalstrahlung bietet sich als Referenzgröße die am Rand der Atmosphäre auf eine horizontale Fläche auftreffende extraterrestrische Strahlung $\mathbf{S_E}$ an (KUHN, 1984). Sie ist wegen der im Rahmen der betrachteten Zeitmassstäbe außerordentlichen Konstanz der Energieabgabe der Sonne von 1367 Wm^{-2} auf eine Fläche im mittleren Abstand zwischen Erde und Sonne $\mathbf{r_0}$ - die nach Satellitenmessungen bekannte Schwankungsbreite der Solarkonstanten beträgt 0.08 % oder ± 0.3 Wm^{-2} (SCHUHMANN, 2002; RAHMSTORF, 2003) - und der Kenntnis des Erdbahnradius **r(t)** zu einem beliebigen Zeitpunkt **t** berechenbar. Die Exzentrizität $\mathbf{r_0/r}$ der Erdbahn bewirkt eine Schwankungsbreite von $\mathbf{S_E}$ innerhalb eines Jahres von etwa $\pm$ 3.5%, wobei das Minimum (*Aphel*) um den 2. Juli fällt (LILJEQUIST, 1962). Für einem beliebigen Ort auf der Erdoberfläche lässt sich zusammen mit der Deklination und der mit den geographischen Koordinaten **φ** und **δ** und der Zeit variierende Sonnenhöhe **h** die extraterrestrische Sonnenstrahlung berechnen nach

$$\mathbf{[6.2]} \quad S_E(t) = 1367[W/m^2] \cdot \left(\frac{r_0}{r(t)}\right)^2 \sin h(\varphi, \delta, t).$$

Die maximal mögliche Einstrahlung an einem Ort ist damit in erster Linie von der Tages- und Jahreszeit abhängig. Sowohl zur komplexen Berechnung der Exzentrizität als auch der Deklination und der Sonnenhöhe sind eine Reihe von Näherungsformeln verfügbar. Die nachfolgend angegebenen Werte wurden nach einem in FOKEN (2003) beschriebenen Algorithmus (*der einen Druckfehler enthält!*) berechnet. Ähnlich strukturierte bzw. teilweise identische Formeln findet man beispielsweise in ESCHER-VETTER

(1980) oder STRASSER *et al.* (2004). Dort wird auch die Berücksichtigung der Geländeneigung durch eine adäquate Transformation der geographischen Koordinaten beschrieben.

Für die Globalstrahlung stellt die extraterrestrische Einstrahlung eine obere Grenze dar, die zumindest bei wolkenlosem Himmel nicht überschritten werden kann. Die höchsten Werte werden entsprechend der Kombination aus der astronomischen Konstellation zwischen Erde und Sonne und der geografischen Breite des Vernagtferners mit dem maximalen Sonnenstand im Juni erreicht. Für den Zeitpunkt 12^{00} WOZ zur Sommersonnenwende am 21. Juni ergeben sich ein Sonnenhöchststand von 66.5° und eine maximale extraterrestrische Einstrahlung von 1212 Wm^{-2}. $\mathbf{S_E}$ kann mit einer Genauigkeit berechnet werden, die mit den bei den Feldmessungen verwendeten Pyranometern nicht erreicht werden kann (*siehe auch Abschnitt 4.3.4*).

Wie der *Tabelle 6.1* entnommen werden kann, betrug die maximale extraterrestrische Einstrahlung während **HyMEX98** zwischen 1129 und 1121 Wm^{-2}, während dem zu einem späteren Zeitpunkt im Jahr durchgeführten Experiment **HyMEX 2000** immerhin noch zwischen 1065 und 1055 Wm^{-2}. Die Registrierung des Jahresgangs der Maximalwerte an der Klimastation Vernagtbach in *den Teilabbildungen auf Tafel VII* zeigen jedoch, dass diese Extremwerte auch an wolkenlosen Tagen in der Realität nicht erreicht werden bzw. die gemessenen Werte deutlich abweichen. Die Ursache liegt in der *Extinktion* der extraterrestrischen Strahlung in unterschiedlichen Spektralbereichen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre unter den jeweiligen Bedingungen (KUHN, 1972).

Bei klarem Himmel sind die für die Schwächung der direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$ verantwortlichen Prozesse bekannt und können mittels empirischen Modellen mit einer Genauigkeit berechnet werden, die bereits an die von Feldmessungen heranreicht. Ein recht komplexes Modell dieser Art zeigen STRASSER *et al.* (2004). $\mathbf{S_D}$ wird dort als Kombination einer Reihe von Transmissionsfaktoren berechnet zu

$$\mathbf{[6.3]} \quad S_D = S_E \cdot (\tau_r \cdot \tau_o \cdot \tau_g \cdot \tau_w \cdot \tau_a + \Omega(z)) .$$

Die Faktoren $\boldsymbol{\tau_x}$ haben Werte zwischen ca. 0.8 und 1 und beschreiben die Wirksamkeit der wesentlichen bei der Transmission der Strahlung wirksamen Absorptions- und Streuprozesse in Abhängigkeit von atmosphärischen Parametern. $\boldsymbol{\tau_r}$ beschreibt die *RAYLEIGH-Streuung* (*verantwortlich für den blauen Himmel*, LILJEQUIST, 1962), $\boldsymbol{\tau_o}$ die Absorption durch Ozonmoleküle, $\boldsymbol{\tau_g}$ die durch weitere Spurengase, $\boldsymbol{\tau_w}$ die Absorption durch Wasserdampf und $\boldsymbol{\tau_a}$ die Streuung an Aerosolen. Zur Berechnung der Faktoren stehen jeweils mehr oder minder komplexe empirische Formeln zur Verfügung, die der Arbeit von STRASSER *et al.* (2004) entnommen werden können. Eingangsgrößen sind dabei beispielsweise die Dicke der Ozonschicht, die bodennahe Temperatur, Luft- und Dampfdruck oder die Sichtweite als Maß für den Aerosolgehalt. Das additive Glied Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation $\boldsymbol{\Omega(z)}$ ist eine höhenabhängige Korrekturgröße. Einzelheiten dazu finden sich ebenfalls in der Originalarbeit. Andere Autoren, wie beispielsweise OERLEMANS (2001), fassen einen Teil der Faktoren zusammen.

Obwohl nicht alle notwendigen Informationen zur Berechnung von $\mathbf{S_D}$ nach Gleichung [*6.2*] für den Zeitraum der **HyMEX**-Experimente als tatsächliche Messgrößen zur Verfügung stehen, kann diese dennoch auf der Basis der vorhandenen Messwerte und Abschätzungen bezüglich der Dicke der Ozonschicht und der Sichtweite für beliebige Zeitpunkte mit guter Genauigkeit berechnet und mit den Messwerten verglichen werden. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Messungen für 6 Messtage in der *Abbildung 6.2* als 30-Minuten-Mittelwerte dargestellt. Für den Zeitpunkt des Sonnenhöchststandes gegen 13^{20} MESZ sind zusätzlich mit der Angabe einige nützliche Verhältniszahlen nebst einigen Fehlerangaben in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Direkt gemessene Werte der diffusen Himmelsstrahlung $\mathbf{S_H}$ und damit der direkten Sonnenstrahlung liegen nur für das Experiment **HyMEX 2000** vor. Die Übereinstimmung zwischen der Berechnung nach STRASSER *et al.* (2004) und der Messung ist für die wolkenlosen Zeiträume am 24.8. und 25.8.2000 von solcher Güte, dass mit den Modellergebnissen für die Bedingungen während **HyMEX98** zumindest ein brauchbarer Schätzwert von $\mathbf{S_D}$ zur Verfügung steht.

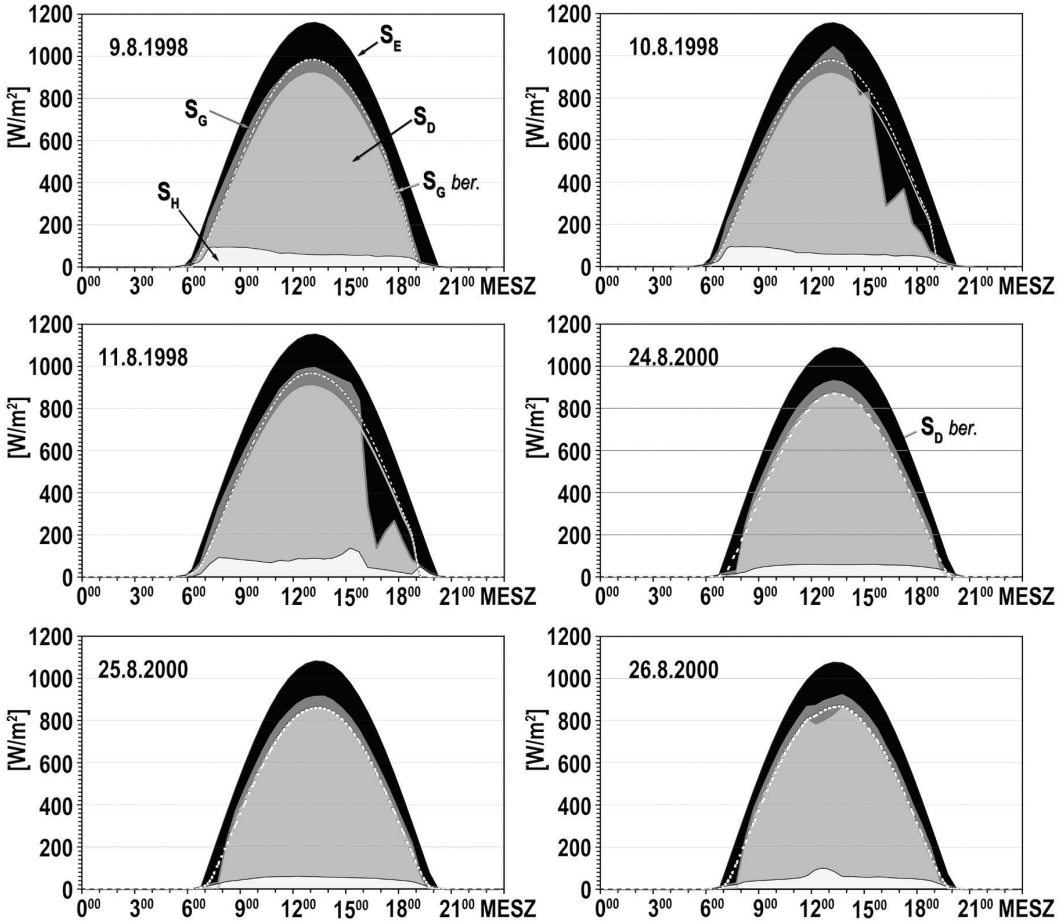


Abb. 6.2: *6 Beispiele für Tagesgänge von Halbstundenmittelwerten der gemessenen Globalstrahlung* S_G *(dunkelgrau) auf dem Vernagtferner und ihrer Komponenten* S_E *(extraterrestrische Strahlung, berechnet nach [6.2], schwarz),* S_D *(direkte Sonnenstrahlung, für* ***HyMEX 2000*** *auf der Basis von Messungen der Himmelstrahlung, für* ***HyMEX98*** *auf der Basis von Berechnungen für wolkenlosen Himmel nach* STRASSER *et al. (2004) hellgrau),* S_H *(Himmelsstrahlung, für 2000 gemessen, für 1998 als Differenz zwischen* S_G *und gerechneter* S_D*, hell). Zusätzlich ist als gestrichelte Linie für 1998 der Verlauf der geschätzten Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel und für 2000 die nach dem Modell von* STRASSER *et al. (2004) berechnete direkte Sonnenstrahlung eingetragen.*

In der *Tabelle 6.1* und der *Abbildung 6.2* sind die Messungen vom 9.8.1998 und 24./25.8.2000 unmittelbar vergleichbar. Es herrschte an allen drei Tagen ein wolkenloser und klarer Himmel. Deutliche Abweichungen vom theoretischen Verlauf gibt es nur in den Stunden bei Sonnenauf- und Untergang, während denen Schattenwirkung und Mehrfachreflexionen durch das Gelände auftreten, die in der Modellierung nicht berücksichtigt wurden. Mit der Hilfe eines hoch aufgelösten digitalen Geländemodells ist auch dies möglich, wie bereits in einer ganzen Reihe von Modellen des Strahlungshaushalts gezeigt. Stellvertretend sei hier das **PEV**-Modell (ESCHER-VETTER, 1980, 2000) genannt. Andererseits vermitteln die Beispiele, dass zumindest an den **HyMEX**-Standorten der Einfluss durch das Gelände zwar vorhanden, energetisch aber von untergeordneter Bedeutung ist.

Sowohl die Berechnungen für **HyMEX98** als auch die Messungen während **HyMEX 2000** ergeben an den wolkenlosen Tagen (*9.8.98, 24. und 25.8. 2000*) durchwegs einen mit unter 0.1 ausgesprochen niedrigen Anteil der diffusen Himmelsstrahlung. Der gemessene Verlauf zeigt eine bessere Symmetrie als der aus der Rechnung abgeleitete. Man muss jedoch in Betracht ziehen, dass es sich in beiden Fällen um

Differenzbildung zwischen zwei unabhängig gewonnenen Größen mit einem ausgeprägten Tagesgang handelt, bei denen Fehler besonders deutlich zum Tragen kommen. Während die Messung sämtliche Effekte der Mehrfachreflexion und Neigungsfehler beinhaltet, sind diese bei der einfachen Rechnung noch nicht berücksichtigt. Eine einfache Differenzbildung zwischen gerechneter direkter Sonnenstrahlung und gemessener Globalstrahlung würde 2000 einen ähnlichen Verlauf der Himmelsstrahlung ergeben wie 1998.

Die Ergebnisse zeigen die verglichen mit Messungen im Flachland extremen Strahlungsverhältnisse über einem Alpengletscher in einer Höhe von 3000 m. Der Maximalwert des extraterrestrischen Strahlungsangebotes nimmt im Verlauf beider Experimente von Tag zu Tag geringfügig um 3 bis 4 Wm^{-2} ab. An den wolkenlosen Tagen erreichen davon immerhin ca. 82 % die Oberfläche in Form der Globalstrahlung (*Tabelle 6.2*), die eine wesentlich größere Schwankung zeigt. Bei der Schwächung der Sonnenstrahlung auf dem je nach Einfallswinkel unterschiedlich langen Weg durch die Atmosphäre muss zwischen den Prozessen der Absorption und der Streuung unterschieden werden. Absorbierte Strahlung verringert $\mathbf{S_D}$ und führt in gleichem Maße der Atmosphäre Wärmeenergie zu (LILJEQUIST, 1962). Streuung schwächt $\mathbf{S_D}$ ebenfalls, im Gegensatz zur Absorption entsteht dadurch für die Globalstrahlung kein unmittelbarer Verlust an Strahlungsenergie, denn dieser Anteil wird in Form der diffusen Himmelstrahlung abgegeben.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
$\mathbf{z_S}$ [m NN]	3045	3045	3045	2997	2997	2997
$\mathbf{h_{max}}$	58.1°	57.8°	57.5°	52.8°	52.4°	52.0°
$\mathbf{S_E}$ [Wm^{-2}]	1129	1126	1122	1065	1060	1055
$\mathbf{S_G}$ [Wm^{-2}]	978 ±8	1041 ±10	992 ±8	929 ±7	913 ±7	921 ±7
$\mathbf{S_G/S_E}$	0.866	0.925	0.884	0.872	0.861	0.873
$\mathbf{S_D}$ gem. [Wm^{-2}]	---	---	---	872 ±10	854 ±10	821 ±10
$\mathbf{S_H}$ [Wm^{-2}]	77 ±35	*126* ±40	*116* ±40	58 ±10	57 ±10	85 ±10
$\mathbf{S_D}$ ber. [Wm^{-2}]	901 ±30	915 ±30	876 ±30	872 ±30	856 ±30	880 ±30
$\mathbf{S_D/S_G}$	*0.921*	*0.879*	*0.883*	0.938	0.935	0.955
$\mathbf{S_H/S_G}$	*0.079*	*0.121*	*0.116*	0.062	0.062	0.092
e [hPa]	5.1	5.2	7.1	3.3	4.1	2.7

Tab. 6.1: *30-Minuten-Mittel der berechneten und gemessenen Komponenten der Globalstrahlung für die Maximalwerte gegen 13^{20} MESZ an der Station* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *auf dem Vernagtferner.* $\mathbf{h_{max}}$*: berechnete maximale Sonnenhöhe,* $\mathbf{S_E}$*: berechnete maximale extraterrestrische Bestrahlungsstärke,* $\mathbf{S_G}$*: gemessene Globalstrahlung,* $\mathbf{S_G/S_E}$*: Verhältnis der Globalstrahlung zur extraterrestrischen Einstrahlung,* $\mathbf{S_D}$*: gemessene direkte Sonneneinstrahlung,* $\mathbf{S_H}$*: diffuse Himmelsstrahlung als Differenz zwischen Globalstrahlung und direkter Sonneneinstrahlung, (kursiv geschätzt aus berechneter* $\mathbf{S_D}$*,)* $\mathbf{S_D}$ *ber: direkte Sonnenstrahlung für wolkenlosen Himmel, berechnet nach STRASSER et al. (2004),* $\mathbf{S_D/S_G}$*: Verhältnis der direkten Sonnenstrahlung zur Globalstrahlung,* $\mathbf{S_H/S_G}$*: Verhältnis der diffusen Himmelsstrahlung zur Globalstrahlung, kursive Werte sind Schätzungen,* **e***: gemessener Dampfdruck in 2 m Höhe über dem Eis.*

Die Transmissionsfaktoren in Gleichung [*6.3*] variieren unabhängig voneinander mit der Zeit, so dass der Einfluss einzelner Prozesse anhand der Messungen nur qualitativ nachgewiesen werden kann. Die Streuung an den Luftmolekülen und die Absorption durch die Ozonschicht ist immer wirksam und relativ konstant. Mit zunehmender Höhe nimmt die Rayleigh-Streuung ab und der Himmel wirkt dunkler. Den größten Anteil an der Variation der Globalstrahlung des wolkenlosen Himmels trägt die Absorption durch die unterschiedliche Konzentration von Wasserdampf in der Troposphäre und die Streuung durch den variablen Gehalt an Aerosolen bei. Letztere verschiebt mit steigendem Aerosolgehalt den Anteil von der direkten Sonnenstrahlung zur diffusen Himmelsstrahlung. Der Wasserdampf bewirkt dagegen eine Reduktion der direkten Sonnenstrahlung. Die Größenordnung des Effektes für die Bedingungen wäh-

rend der **HyMEX**-Experimente vermittelt die *Abbildung 6.3*. Durch Variation des Dampfdrucks in der Modellierung von $\mathbf{S_D}$ für den Maximalwert am 26.8.2000 erhält man unter extrem trockenen Bedingungen (**e** *zwischen 2 und 3 hPa*) eine Zunahme der direkten Sonnenstrahlung um 4 bis 5% gegenüber der Situation während **HyMEX98** bei einem maximalen Dampfdruck von 9 hPa. Dass hier ein tatsächlicher Zusammenhang besteht, zeigt auch das Verhältnis $\mathbf{S_D/S_G}$, das sich bei einem niedrigeren Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu höheren Werten hin verschiebt. Das gegenüber den üblichen Angaben klimatologisch für klaren Himmel in Meeresniveau angegebene Verhältnis $\mathbf{S_G/S_E}$ = 0.78 und $(\mathbf{S_G}\text{-}\mathbf{S_H})/\mathbf{S_G}$ = 0.3 (KUHN, 1984) nimmt im August am Vernagtferner in 3000 m Höhe Werte von 0.91 bzw. 0.09 (*Tabelle 6.2*) an, vergleichbar mit den Verhältnissen in der extremen Antarktis (LILJEQUIST, 1962). Dies ist sicherlich vordergründig auf die verhältnismäßig trockene und staubarme Atmosphäre im Hochgebirge in dieser Höhe zurückführbar.

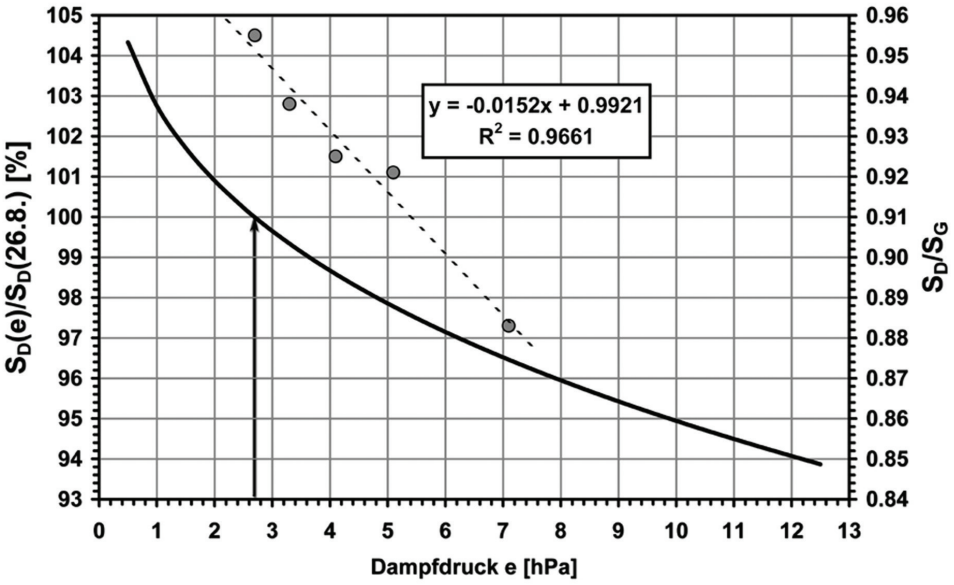


Abb. 6.3: *Reduktion der direkten Sonnenstrahlung durch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre (hier repräsentiert durch den Dampfdruck in 2 m Höhe über dem Eis), berechnet auf der Basis der Modellierung von* S_D *nach* STRASSER *et al. (2004) und den Messdaten am Vernagtferner vom 26.8.2000. Der Pfeil markiert den real gemessenen Wert, der einer relativen Größe des Strahlungsflusses von 100% entspricht. Zusätzlich das Verhältnis* S_D/S_G *zum Zeitpunkt des Maximums an 5 Tagen mit wolkenlosem Himmel, das ebenfalls eine Abhängigkeit vom Dampfdruck zeigt.*

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
$\int \mathbf{S_E dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	36.00	35.78	35.53	32.29	32.04	31.75
$\int \mathbf{S_G dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	29.74	26.60	27.11	26.46	25.99	26.14
$\int \mathbf{S_D dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	*26.78*	---	---	24.19	23.83	23.76
$\int \mathbf{S_H dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	*2.95*	---	---	2.30	2.16	2.38
$\int \mathbf{S_G dt}/\int \mathbf{S_E dt}$	0.826	0.743	0.763	0.819	0.811	0.823
$\int \mathbf{S_D dt}/\int \mathbf{S_G dt}$	0.901	---	---	0.914	0.917	0.909
$\int \mathbf{S_H dt}/\int \mathbf{S_G dt}$	*0.099*	---	---	0.087	0.083	0.091

Tab. 6.2: *Tägliches integrales Energieangebot durch die extraterrestrische Strahlung* S_E*, die Globalstrahlung* S_G*, die direkte Sonnenstrahlung* S_D*, die diffuse Himmelsstrahlung* S_H *und ihre Verhältnisse* S_G/S_E*,* S_D/S_G*,* S_H/S_G *für die Messtage während* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner. Kursiv angegebene Werte sind Abschätzungen nach dem Modell für* S_D *nach* STRASSER *et al. (2004).*

Auch unter wolkenlosen Bedingungen ist die diffuse Himmelsstrahlung schwieriger zu bestimmen als die direkte Sonnenstrahlung. Zu viele Unbekannte bestimmen ihren Wert. Neben der Horizontabschattung wird sie durch weitere Faktoren bestimmt, von denen die wichtigsten der Wasserdampf- und Aerosolgehalt der Luft sowie die Albedo am Boden sind (MÜLLER, 1985). Letztere besitzt offenbar den bedeutendsten Einfluss durch die zwischen dem Boden und der Atmosphäre auftretenden Mehrfachreflexionen. Über helleren Oberflächen erscheint auch der wolkenlose Himmel heller. Von Bedeutung ist aber in diesem Fall nicht unbedingt die lokale Albedo, sondern der Mittelwert über das Gesamtgebiet (STRASSER *et al.*, 2004). Meist geht mit einer Zu- oder Abnahme des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auch eine Veränderung des Aerosolgehalt und –zusammensetzung einher, da die Veränderungen durch großräumige Advektion von Luftmassen verursacht sind, die durch unterschiedliche Quellregionen geprägt wurden. Trockene Festlandluft kontinentalen Ursprungs enthält in der Regel mehr kleinere Staubteilchen, maritime feuchte Mittelmeerluft dagegen mehr hygroskopische große Partikel (FORTAK, 1971).

Diese Unterschiede werden besonders in *Tabelle 6.2* deutlich. Trotz einem signifikant verschiedenen mittleren extraterrestrischen Strahlungsangebot während der beiden Experimentabschnitte differiert das durch die Globalstrahlung mit Ausnahme des wolkenlosen 9.8.1998 weit weniger. Dies ist vordergründig auf die Bewölkung während **HyMEX98** zurückzuführen. Die Berücksichtigung von deren Einfluss ist jedoch besonders schwierig. Der Bedeckungsgrad allein, wie er in einer Reihe von Parametrisierungsansätzen (z.B. OERLEMANS, 2001) verwendet wird, genügt in der Regel nicht für eine realistische Modellierung. Die Messungen zeigen, dass vielmehr auch die Art der Bewölkung .und ihre räumliche Verteilung berücksichtigt werden müsste. Am 26.8.2000 beispielsweise war das Himmelsgewölbe zwischen 11^{00} und 14^{00} MESZ von einigen dünnen Cirrus-Schleiern überzogen (*Abbildung 6.4*). Sie bewirkten eine Schwächung der direkten Sonnenstrahlung bei gleichzeitigem Anstieg der diffusen Himmelstrahlung. Integral über den Tag betrachtet war der Einfluss gegenüber dem wolkenlosen Fall eher gering.



Abb. 6.4: *Schleierbewölkung über dem westlichen Teil des Vernagtferners am 26.8.2000 gegen 12^{00} MESZ. Blick in Richtung zum Fluchtkogel mit Gepatschjoch.*

Am 10.8. und in geringerem Maße auch am 11.8.1998 dagegen war der Himmel unmittelbar über dem Vernagtferner um die Mittagszeit noch weitgehend wolkenfrei, am südlichen und westlichen Horizont bildete sich jedoch bereits hochreichende Quellbewölkung (*siehe* auch die *Abbildungen 6.1 und Tafel XV)*. Da die Wolkendecke nicht geschlossen war, kam es zunächst wegen zusätzlicher Mehrfachreflexion zu einer überproportionalen Erhöhung der diffusen Himmelsstrahlung, so dass die Globalstrahlung den wolkenlosen Fall temporär übersteigt (*Abbildung 6.2)*. In *Tabelle 6.1* ist daher das Globalstrahlungsmaximum

am 10.8. und 11.8.1998 deutlich höher als am 9.8.1998, an dem das extraterrestrische Strahlungsangebot größer ist. In den Nachmittagsstunden bildeten sich auch direkt über dem Untersuchungsgebiet Quellwolken, die temporär an der Station Schatten warfen. Sowohl die direkte Sonnenstrahlung als auch die diffuse Himmelsstrahlung wurde dadurch im Mittel deutlich reduziert, so dass insgesamt ein gegenüber wolkenlosem Himmel um 10% niedrigeres Energieangebot registriert wurde.

Während die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel mit befriedigender Genauigkeit mittels bekannter Parametrisierungen auch zeitlich hoch aufgelöst berechnet werden kann, ist die korrekte Berücksichtigung der Bewölkung daher außerordentlich schwierig. Zwar wurden auch für diesen Fall Ansätze (STRASSER *et al.*, 2004) und Näherungsformeln (*z.B.* KUHN, 1984) angegeben, welche aber einen nur sehr eingeschränkten klimatologischen Gültigkeitsbereich besitzen. Bei der extremen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Bewölkung liefert sicherlich die Analyse gemessener Globalstrahlungsdaten im Verbund mit Berechnungen der direkten Sonnenstrahlung, wie sie z.B. im **PEV**-Modell (ESCHER-VETTER, 2000) angewandt wird, die genauere Grundlage für die flächenhafte Bestimmung der Globalstrahlung über einem Gletscher.

6.2.2 Reflexstrahlung und Albedo

Das im vorangehenden Abschnitt angegebene Energieangebot durch die Globalstrahlung erklärt nicht die Variation der täglichen Schmelzwasserproduktion, repräsentiert durch den Abfluss an der Pegelstation Vernagtbach. Dafür ist der Anteil der Globalstrahlung maßgeblich, der an der Oberfläche tatsächlich absorbiert wurde. Dieser hängt von den Reflexionseigenschaften der Eisoberfläche ab. Diese werden in Gleichung [*6.1*] mit Hilfe der (kurzwelligen) *Albedo* **a** beschrieben. Der Faktor **a** ist durch das Verhältnis der reflektierten kurzwelligen Strahlung zur Globalstrahlung definiert.

In den Farbabbildungen auf *Tafel XXXIV* und *XXXV* ist die Variation der Albedo auf der Basis der Halbstundenmittelwerte der Messungen am Vernagtferner wiedergegeben. Es zeigen sich sowohl markante Unterschiede im Niveau zwischen den beiden Experimentphasen als auch während beiden Intensivmessphasen eine unterschiedliche Abnahme des Minimalwertes von Tag zu Tag. Alle Messtage zeigen einen deutlichen Tagesgang, der unter wolkenlosen Bedingungen durch einen symmetrischen Anstieg der Albedo hin zu Sonnenauf- bzw. –Untergang charakterisiert ist. Bei bewölktem Himmel wird die Tagesvariation stark abgeschwächt bzw. verschwindet sogar vollständig.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
Albedo a_{min}	0.207	0.193	0.180	0.265	0.258	0.255
max $\mathbf{S_G(1-a)}$ [Wm^{-2}]	776	840	813	683	677	686
$\int \mathbf{S_G(1-a(t))dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	22.90	20.74	22.03	18.90	18.68	19.01
$\int \mathbf{S_G(1-a_{min})dt}$ [10^6 Jm^{-2}]	23.62	21.49	22.25	19.44	19.30	19.48
$\mathbf{\Delta}$ [%]	3.14	3.6	1.0	2.9	3.3	2.5

Tab. 6.3: *Minimalwert der täglichen Albedo, Maximalwert des an der Eisoberfläche absorbierten Anteils der Globalstrahlung, über den Tag integrierter Energiegewinn unter Berücksichtigung des Tagesgangs der Albedo, über den Tag integrierter Energiegewinn unter der Annahme eines konstanten Wertes der Albedo über den Tag und prozentuale Abweichung zwischen den Integralen für 6 Messtage während der* ***HyMEX****-Kampagne.*

Die *Tabelle 6.3* verdeutlicht im Vergleich mit der *Tabelle 6.2* im letzten Abschnitt die essentielle Bedeutung der Albedo für die Ablation. Waren die Unterschiede im Energieangebot zwischen 1998 und 2000 noch relativ gering, so differieren die tatsächlich absorbierten Beträge der Energie deutlicher. Wegen der während **HyMEX2000** höheren Albedo wurden dort im Mittel 20 % des Energieangebotes durch die

Globalstrahlung gegenüber der Situation bei **HyMEX 98** nicht genutzt, was zu entsprechend niedrigeren Schmelzraten führte. Die Ursache dürfte in der unterschiedlichen Beschaffenheit der Eisoberfläche und damit ihrer Reflexionseigenschaften liegen.

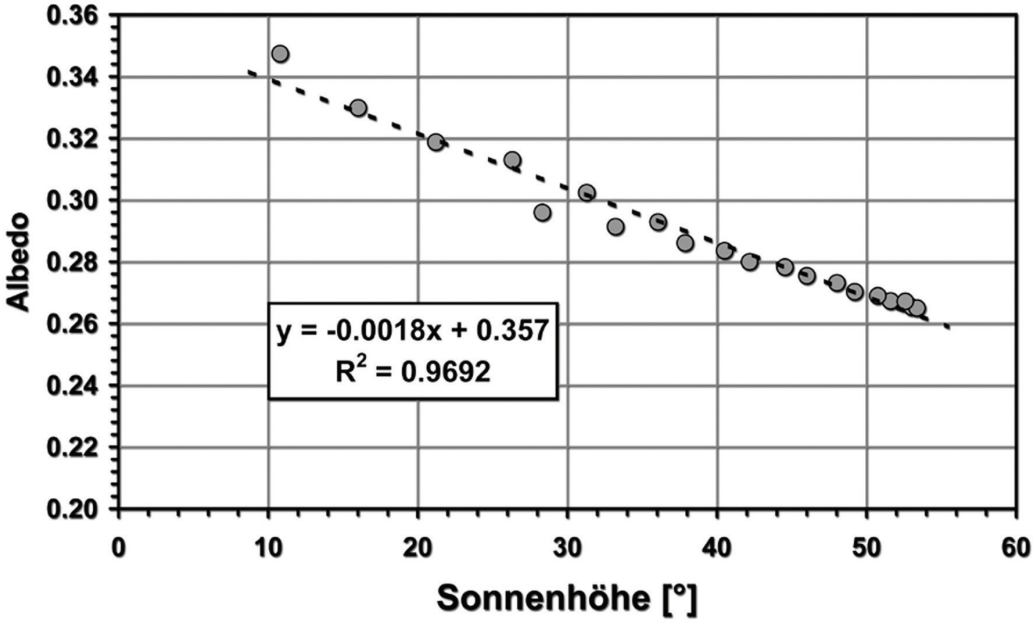


Abb. 6.5: *Streudiagramm der Korrelation zwischen der gemessenen Albedo und der berechneten Sonnenhöhe am 25.8.2000.*

Der in den Messungen beobachtete charakteristische Tagesgang der Albedo über Schnee- und Eisflächen ist seit langem bekannt und Gegenstand von Spekulationen über dessen Ursache (Müller, 1985). Teilweise wird er als messtechnisch bedingter Artefakt durch die horizontale Ausrichtung der Messgeräte über geneigten Hängen betrachtet (z. B. Ohmura, 1981; Müller, 1985, Jonsell *et al.*, 2003). Dieser Effekt ist zweifellos vorhanden. Entsprechende Korrekturalgorithmen eliminieren jedoch den Tagesgang in der Regel nicht vollständig, sondern beseitigen Asymmetrien und vermeintliche Trends. Bei den Messungen während HyMEX ist die nach der Korrektur auf die mittlere Hangneigung verbleibende Variation dagegen streng mit dem Einfallswinkel der direkten Sonnenstrahlung korreliert, wie das Beispiel in *Abbildung 6.5* zeigt.

Eine weitere denkbare Ursache für die Änderung der Albedo mit dem Einstrahlwinkel der Sonne liegt in einer Winkelabhängigkeit der Pyranometer, die zu einer zunehmenden Ungenauigkeit mit abnehmender Sonnenhöhe führen (Kuhn, 1973). Da die Absolutwerte der Strahlung in diesen Bereichen klein werden, wächst der Fehler überproportional an, so dass auch die aus dem Verhältnis des Messergebnisses der beiden Messgeräte berechnete Albedo zunehmend an Genauigkeit einbüsst. Dies zeigt sich in den deutlichen Abweichungen der Messwerte von der Linearität in *Abbildung 6.5*. Bei Einfallswinkeln größer als 30° ist der Fehler jedoch deutlich kleiner, so dass hier der Zusammenhang relativ realitätsnah wiedergegeben sein dürfte. Für niedrige Einfallswinkel dürfte daher eine Extrapolation mittels der anhand der Messungen bei höherem Sonnenstand gewonnenen Beziehung die genaueren Werte für die Albedo liefern.

Für die Existenz einer Abhängigkeit der Reflexion der direkten Sonnenstrahlung und damit für einen Tagesgang der Albedo gibt es durchaus weitere Argumente. So entspricht es der allgemeinen Erfahrung, dass Gletscherflächen zur selben Zeit unter einem flachen Winkel betrachtet deutlich heller erscheinen als beispielsweise senkrecht von oben bei einem Überflug. So wirkt die Umgebung des Messplatzes von **HyMEX98** in der *unteren Abbildung auf Tafel XXXVI* bei teilweise bedecktem Himmel aus dem Helikop-

ter extrem dunkel, während sie unter flacherem Winkel in *Abbildung A* (*Tafel IX*) unter ähnlichen Bedingungen und auf dem Panorama *Abbildung C* (*Tafeln X-XI*) merklich heller erscheint.

Im Rahmen einer Untersuchung zur Bestimmung der Albedo aus analogen Schwarzweißphotografien hat KIESLE (1983) eine umfangreiche Übersicht zu den die Albedo einer Eisoberfläche bestimmenden Faktoren gegeben, die überwiegend auf den frühen Arbeiten von SAUBERER (1938), DIRMHIRN & TROJER (1955) und DIRMHIRN (1957, 1958) basiert. Demnach setzt sich die Albedo einer Eisoberfläche aus mehreren Komponenten zusammen. Einen von der Gesamtalbedo abhängigen Anteil liefert dabei das *Unterlicht*, der Teil der Globalstrahlung, der einige Zentimeter in das Eis eindringt, dort gestreut wird und spektral gefiltert diffus wieder abgegeben wird. Je nach der Beschaffenheit (Porosität) des Eises und dessen Flüssigwassergehalt ist die Lichtdurchlässigkeit unterschiedlich.

Für die Entstehung des Tagesgangs der Albedo sind jedoch die Vorgänge bei der Reflexion an der Eisoberfläche maßgeblich. Die reflektierte Strahlung spaltet sich in eine diffuse und eine spiegelnde Komponente auf, wobei letztere eine starke Abhängigkeit von der Einfallsrichtung der Strahlung aufweist, also primär auf die direkte Sonnenstrahlung wirkt. Spiegelnd reflektieren nicht nur glatte Eisflächen, sondern auch Formen, die von einer dünnen Eisschicht überzogen sind. Je kleiner der Einfallswinkel des gerichteten Anteils der Strahlung, desto größer ist der Anteil der spiegelnden Reflexion, der die Oberfläche nicht mehr durchdringt. Bei Einfallswinkeln von mehr als 35° wird weniger als 10% der direkten Sonnenstrahlung reflektiert, bei flacheren Winkeln nimmt der Anteil jedoch rasch zu. Bei 5° beträgt er bereits 67% (KIESLE, 1983). Es ist damit einleuchtend, dass der Effekt mit einem zunehmenden Anteil der gerichteten Strahlung an der Globalstrahlung eine wachsende Bedeutung erlangt und unter den Bedingungen einer überwiegend diffusen Beleuchtung unter bedecktem Himmel vernachlässigbar wird. Andererseits ist er an wolkenlosen Tagen bei tiefstehender Sonne am ausgeprägtesten. Bei den Messungen über dem Vernagtferner zeigt sich die Zunahme der Reflexstrahlung wegen des außerordentlich hohen Anteils der direkten Sonnenstrahlung an der Globalstrahlung in den Vor- und Nachmittagsstunden besonders deutlich.

Wird die Tagesvariation der Albedo ignoriert, so führt die Berechnung des Anteils der absorbierten Strahlung mit der bei Sonnenhöchststand gemessenen minimalen Albedo zu einer Überschätzung der integral über den Tag aufgenommenen Strahlungsenergie. Da jedoch der Gang von Globalstrahlung und Albedo gleichsinnig invers verlaufen, ist der Fehler in Relation zur Genauigkeit der Messung bzw. Berechnung der Globalstrahlung nach einem Modell nicht sehr groß. In *Tabelle 6.3* sind die Unterschiede für die **HyMEX**-Messtage angegeben. An den wolkenlosen Tagen beträgt die Differenz etwa 3%. Paradoxerweise ergibt sich für den vergleichsweise stark bewölkten 10.8.1998 relativ die größte Überschätzung. Dies resultiert jedoch aus dem Verhältnis zwischen dem überwiegend während des noch wolkenlosen Vormittags entstehenden Fehler und dem über den Tag niedrigeren Energiegewinn wegen der Abschirmung durch Wolken.

Eine generelle Vernachlässigung des Tagesgangs der Albedo in einem auf der Energiebilanz basierenden Schmelzwasserproduktionsmodell hätte demnach je nach Anzahl der klaren Tage eine systematische Überschätzung der Schmelze von unter 3 % zur Folge. Da in der Regel in einem solchen Modell die Berechnung des Einfallswinkels der direkten Sonnenstrahlung bereits zur Berechnung der extraterrestrischen Strahlung und der Einflüsse von Abschattung und der Mehrfachreflexion erforderlich ist, kann mit einer linearen Regressions-Beziehung in der Art der in *Abbildung 6.5* wiedergegebenen zumindest eine qualitative Korrektur für wolkenlosen Tage durchgeführt werden.

Neben dem hauptsächlich auf dem hohen Anteil der direkten Sonnenstrahlung beruhenden Tagesgang ist während beiden Kampagnen auch eine Abnahme der minimalen Albedo von Tag zu Tag festzustellen. Die Änderung betrug 1998 etwa -0.014 pro Tag, im August 2000 waren es dagegen nur Bruchteile eines Prozentes. Diese Variation der Albedo hängt nicht mit der täglichen Änderung des Maximums der Sonnenhöhe zusammen, denn diese würde im August entsprechend der vorangegangenen Betrachtungen eher eine (*vernachlässigbare*) Zunahme der Albedo ergeben. Sie ist vielmehr durch Änderung der Reflexionseigenschaften verursacht, die ihrerseits auf dem Wandel der Oberflächeneigenschaften des Eises beruhen.

Die gemessene Albedo ist kein Punktwert, sondern ein Mittelwert für das Areal um den Messaufbau, dessen Oberfläche im Gegensatz zu einer Schneefläche heterogene Makro- und Mikrostrukturen auf-

weist. Diese sind einem ständigen Wandel durch die Schmelz- und Wiedergefrierprozesse unterworfen. Einen Eindruck von deren Verteilung vermitteln die Panoramen auf den *Tafeln X-XI* und die Detailaufnahmen auf den *Tafeln XVI und XXXVI*. Zusammenhängende mehrere Quadratmeter messende Teilflächen, bedeckt mit auf den Photografien sehr hell wirkendem stark lufthaltigem Eis, wechseln sich ab mit Schmelzwasserrinnen, in denen sich dunkler Kryokonitstaub ansammelt und Zonen, die von Schmelzwasser durchtränkt sind. Jedes dieser Elemente besitzt damit eine unterschiedliche Reflexivität und liefert seinen Beitrag zum flächenbezogenen Mittelwert, bei dem wegen der Montage des Pyranometers in nur 2 m Höhe die unmittelbar unter dem Gerät befindliche Fläche eine stärkere Gewichtung erfährt. Sind die Änderungen der Oberflächenbeschaffenheit in diesem Bereich nicht repräsentativ für die nähere Umgebung der Station, kann das Messergebnis auch nur beschränkt auf das größere Areal um die Station übertragen werden.

Beim Aufbau des Experimentes gilt es, für die Aufstellung der Strahlungsmessgeräte eine geeignete für das Messareal repräsentative Fläche zu finden, und diese auch bei unumgänglichen Wartungsarbeiten möglichst nicht zu stören. Über der robusten aperen Eisfläche ist letzteres noch weitgehend realisierbar, über Schnee wäre es dagegen außerordentlich schwierig. Anhand einer umfangreichen Fotodokumentation kann zumindest beurteilt werden, ob die Veränderungen nur lokal oder im gesamten Messareal stattfinden.

Obwohl diese Beurteilung letztendlich außerordentlich schwierig ist, kann für die **HyMEX**-Experimente die Repräsentativität als gültig vorausgesetzt und die längerfristige Tendenz der Albedo als real angenommen werden. Während die makroskopische Betrachtung des Messgeländes keine offensichtlichen Unterschiede der Oberflächenbeschaffenheit des Eises zwischen den beiden Experimentabschnitten zeigen, sind die mikroskopischen Unterschiede evident. Während das Eis über den gesamten Zeitraum des **HyMEX98-**Experiments gleichmäßig feinkörnig und glatt strukturiert war (Abbildung B *Tafel XVI*), zeigen die Nahaufnahmen der *Tafel XXXVI* eine vertikal ausgerichtete nadelförmige Feinstruktur, die bei stereoskopischer Betrachtung der Bilder besonders plastisch hervortritt. Zu Beginn der Intensivmessphase nur wenige Millimeter hoch, wuchsen die Nadeln über die Folgetage bis auf Höhen von mehreren Zentimetern an und zeigten zunehmend chaotische Formen, wie sie in der *Abbildung 6.6* dokumentiert sind.

In ihrem Erscheinungsbild erinnern die Formen an Miniaturausgaben der besonderen Ablationsformen der *Penitentes* oder *Büßerschnee*, welche weltweit vorwiegend in den Hochgebirgsregionen mit extrem ariden Klimabedingungen beobachtet werden können (Troll, 1942). In den Alpen dagegen kommen sie nur äußerst selten vor und auch nicht in der Ausprägung, wie sie beispielsweise in *Abbildung 6.7* zu sehen sind, die im Pamir-Gebirge in 5000 m NN aufgenommen wurde. Charakteristisch ist hier die gleichsinnige Ausrichtung der Formen unter einem festen Winkel zur Sonne. Als Basisvoraussetzung für die Bildung derartig großer (ca. 80 cm) Formen ist eine extreme Sonneneinstrahlung verbunden mit kalter, insbesondere extrem trockener Witterung erforderlich. Im Gegensatz zu Troll (1949), der die Bildung der Penitentes der *freien Ablation* zuordnet, ist nach Betterton (2001) zusätzlich eine dünne inselartig verteilte Schmutzauflage die eigentliche Initialisierung. Das eigentliche (scheinbare) Wachstum der Strukturen ist dann die Folge lokal höchst unterschiedlicher Ablationsraten, die durch Umverteilung des Schmutzes und die Kombination von Reflexion und Abschattung zunehmend organisierte Strukturen aufweist. Verstärkte Verdunstung oder gar Sublimation an den der turbulenten Strömung ausgesetzten Spitzen reduziert dort die Schmelze, während sie in den geschützten Vertiefungen verstärkt wird.

In Höhen oberhalb 5000 m sind wegen der tiefen Temperaturen Strahlungsabsorption und Sublimation häufig die einzigen Prozesse, welche die Ablation bestimmen. Hohe solare Einstrahlung und ein sehr niedriger Wasserdampfgehalt der Luft sind in der Regel gekoppelt, so dass Regionen mit klimatisch bedingten langen Trockenperioden für das Auftreten dieser besonderen Form der Ablation begünstigt sind. Ihr Auftreten dürfte letztlich die Ursache für die allgemein beobachtete merkliche Erhöhung der Albedo über sublimierenden Oberflächen sein, die wiederum eine Reduktion der Ablationsraten im Vergleich zu humideren Regionen zur Folge hat (Kaser, 1999; 2001). Die Besonderheiten der Oberflächenstruktur während **HyMEX 2000** legen den Schluss nahe, diese Aussage auch auf Gletscher mit Verdunstungsbedingungen auszudehnen.

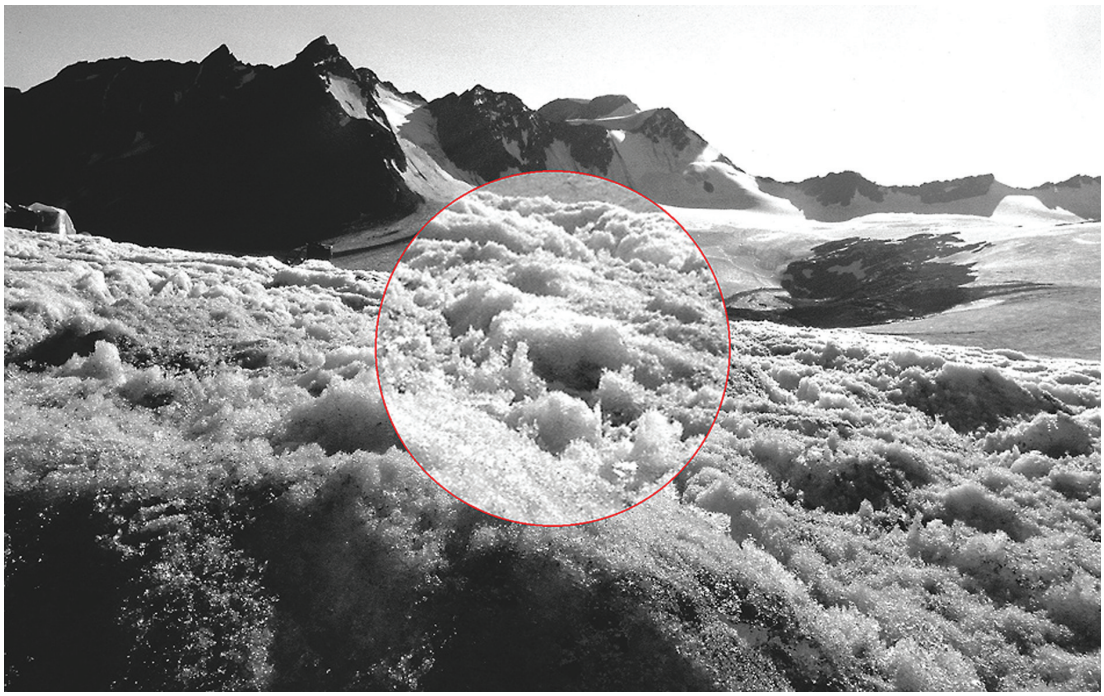


Abb. 6.6: *Ablationsformen an der Eisoberfläche in unmittelbarer Umgebung der* ***HyMEX 2000****-Station am 25.8.2000. In dem Kreis wird ein Ausschnitt des Bildes vergrößert wiedergegeben.*



Abb. 6.7: *Als Büßerschnee oder Penitentes bezeichnete Ablationsformen in ca. 5000 m NN in der Umgebung des Notgemeinschaftsgletschers im Pamir-Gebirge in Zentralasien. (Foto: L. Braun, 5.9.2002)*

Die Verdunstung spielt mit einer Jahressumme von 150 bis 200 mm im Wasserhaushalt des Vernagtferners wegen seiner Höhenlage um 3000 m NN und den häufigen Abschnitten mit Advektion feuchter

und warmer Luftmassen bei der Ablation eher eine untergeordnete Rolle (ESCHER-VETTER *et al.*, 2004). Falls sie dennoch stattfindet, wird ihre ablationsvermindernde Wirkung hauptsächlich den Verlusten an Schmelzenergie in der Gesamtenergiebilanz durch den in die Atmosphäre gerichteten latenten Wärmestrom zugeschrieben. Der *Tabelle 6.7* in *Abschnitt 6.5* kann entnommen werden, dass selbst unter den trockenen Verdunstungsbedingungen während **HyMEX 2000** der latente Wärmestrom im Tagesmittel nur etwa die Hälfte des Betrages des fühlbaren Wärmestroms erreicht, wobei im für die Schmelze hauptsächlich relevanten Zeitraum zwischen Sonnenauf- und –untergang allerdings auch ein BOWEN-Verhältnis β nahe von –1 möglich ist. Unter diesen Umständen wird der energetische Beitrag der turbulenten Flüsse zur Schmelze nahezu bedeutungslos, der relative Anteil der Gesamtablation beträgt weniger als 6% (*siehe auch Tabelle 6.10 im Abschnitt 6.8*). Unter ausgesprochenen Kondensationsbedingungen dagegen wie beispielsweise am 11.8.1998 findet man für β Werte um 3, was den relativen Anteil der turbulenten Flüsse an der Gesamtablation auf 13% steigert. Die resultierende Spanne von ca. 10% der Ablation liegt aber wegen der insgesamt gegenüber der Strahlungsabsorption untergeordneten Bedeutung des Beitrags der turbulenten Flüsse zur Ablation deutlich unter der oben erwähnten Reduktion der Schmelze um 20%, die durch die unter Verdunstungsbedingungen erhöhte Albedo bewirkt wird. Somit ist dieser Verlust zumindest in der gleichen Größenordnung, wenn nicht sogar als wesentlich höher zu bewerten.

Zu einer „echten" Penitentes-Bildung kommt es dabei am Vernagtferner nicht, denn die Schmelzprozesse spielen bei der Eisablation auch unter Verdunstungsbedingungen immer noch die bedeutendste Rolle. Sie sind lediglich unmittelbar an den Nadelstrukturen gegenüber der Umgebung reduziert. Durch die dort „normal" stattfindenden Schmelzprozesse werden diese Strukturen relativ rasch wieder zerstört, so dass deren Höhenerstreckung auf wenige Millimeter bis maximal Zentimeter beschränkt bleibt.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass unter Verdunstungsbedingungen nicht nur in den ariden Subtropen, sondern auch auf einem Alpengletscher die Ablation um bis zu 30% reduziert werden kann. Die maßgeblichen Prozesse sind dabei neben den Verlusten durch den latenten Wärmestrom eine veränderte Strahlungsabsorption durch die Umwandlung der Mikrostruktur der Oberfläche. Das gleichzeitig durch den niedrigen Wasserdampfgehalt gesteigerte Strahlungsangebot wirkt kaum kompensierend, da es primär in einer Erhöhung der gerichteten Sonnenstrahlung besteht, die wiederum durch den Effekt des Tagesgangs der Albedo nahezu kompensiert wird.

Die Beobachtungen während der **HyMEX**-Experimente werfen die Frage nach der Quantifizierung dieser Prozesse auf, insbesondere nach einer potenziellen Beziehung zwischen der Oberflächenalbedo eines Gletschers und dem Wasserdampfgehalt der Luft. Die gewonnenen Daten haben bedauerlicherweise nicht den erforderlichen Umfang, um diese Frage signifikant beantworten zu können. Zur Klärung sind unbedingt längere Messreihen notwendig, denn die Abhängigkeiten sind schlichtweg zu komplex. Bislang wurden Albedomessungen auf Gletschern nicht mit entsprechend genauen Feuchtemessungen kombiniert, und auch die **HyMEX**-Experimente waren nicht generell auf diese Fragestellung ausgerichtet. Anhand der dort gewonnenen Daten lässt sich zwar das in *Abbildung 6.8* wiedergegebene Streudiagramm erstellen, das auf den ersten Blick tatsächlich eine prinzipielle Abhängigkeit zwischen dem Dampfdruck und der beobachteten Albedo vermittelt, dessen statistische Aussagekraft jedoch wegen der geringen Anzahl der verfügbaren Messpunkte mehr als fragwürdig ist. Zudem sind die beiden durch unterschiedliche Füllung der Messpunkte gekennzeichneten Episoden streng genommen nicht direkt vergleichbar, da sie von völlig unterschiedlichen Anfangszuständen ausgehen.

4 Tage vor Start der Intensivmessphase des Experimentes **HyMEX98** fielen beispielsweise beträchtliche Mengen Niederschlag in Form von Regen auf die Gletscheroberfläche (BRAUN & WEBER, 2002a), wodurch die Mikrostruktur auf dem Eis weitgehend zerstört wurde. Hohe Ablationsraten auf Grund der Witterung in der zweiten Julihälfte lieferten die Grundlage für eine Anreicherung der Staubablagerungen an der Gletscheroberfläche und damit einen entsprechend niedrigen Ausgangswert für die Albedo. Verdunstung trat wegen der Advektion von feuchtwarmen Luftmassen mit Dampfdrücken im Bereich des Sättigungsdampfdruckes über der Eisfläche und darüber nur sehr selten auf. Im Jahr 2000 entwickelte sich dagegen die Ausaperung nach einem durchwachsenen Juli sehr zögerlich. Ergiebige Niederschläge in der ersten Augusthälfte fielen teilweise in Form von Schnee auf den Gletscher. Erst ab Mitte August wurde das Gebiet um den geplanten Experimentstandort wieder völlig schneefrei. Die Eisfläche war daher erst

wenige Tage vor dem Start des Experimentes hohen Ablationsraten ausgesetzt. Bedauerlicherweise liegen vom 23.8.2000 keine verwertbaren Albedomessungen vor, da der kontinuierliche Messbetrieb erst gegen 18^{00} gestartet wurde. Ab der Nacht vom 23.8. auf den 24.8.2000 herrschten an der Station **HyMEX 2000** Verdunstungsbedingungen. Am 24.8. konnte erstmals die nadelförmige Mikrostruktur auf der Eisoberfläche beobachtet werden.

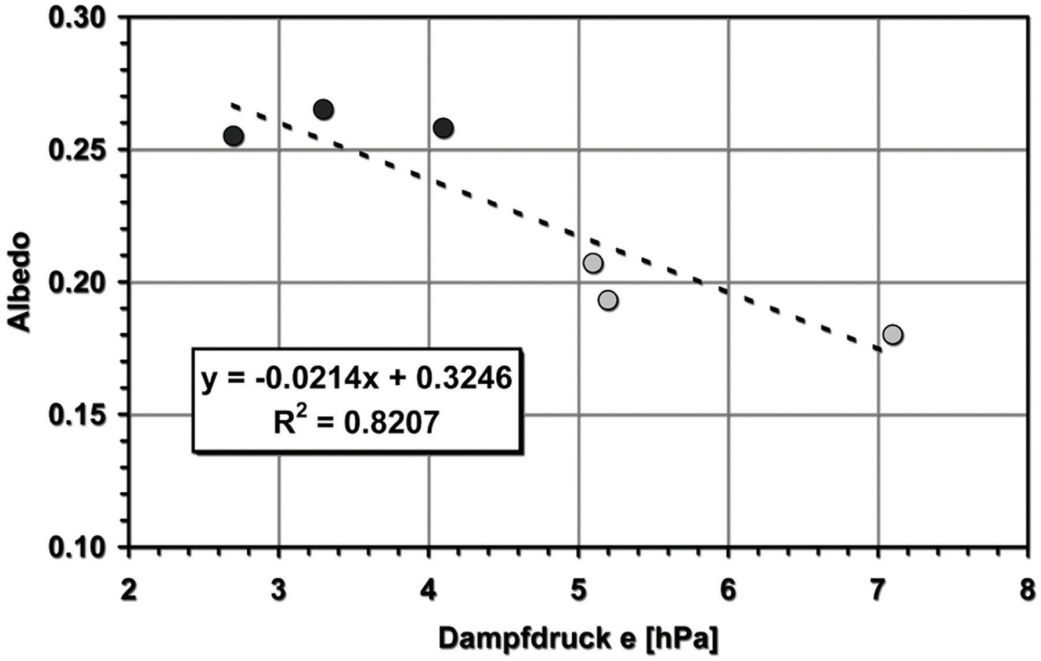


Abb. 6.8: *Streudiagramm der Beziehung zwischen minimaler Albedo und dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck während der kontinuierlichen Messtage der Experimente* ***HyMEX98*** *(graue Punkte) und* ***HyMEX 2000*** *(schwarz).*

Die Veränderung der Albedo mit der Zeit ist daher immer in hohem Maße von der Vorgeschichte und den aktuellen Prozessen abhängig. Hohe tägliche Ablationsraten beispielsweise begünstigen die Konzentration von Staubablagerungen in der Eisdecke und beschleunigen damit das Absinken der Albedo bis auf einen Minimalwert, ab dem die Prozesse der bedeckten Ablation primäre Bedeutung erlangen. In der Literatur präsentierte saisonale Verläufe der Eisalbedo auf Gletschern (z.B. Oerlemans, 2001; Jonsell *et al.*, 2003; Strasser *et al.,* 2004) zeigen ein weites Spektrum mit einer erheblichen Bandbreite auf, die universelle Abhängigkeiten nur schwer erkennen lassen.

In diesem Kontext liefert die *Abbildung 6.8* so gut wie noch keine signifikante Aussage, denn unter einer anders verlaufenden Vorgeschichte hätte das generelle Niveau der Albedo im August 2000 gegenüber dem vom August 1998 innerhalb einer entsprechenden Bandbreite höher oder tiefer liegen können. Die in *Abbildung 6.8* angegebene regressive Beziehung ist daher sicherlich für eine Parametrisierung der Albedo völlig ungeeignet, kann aber als Denkanstoß dienen, künftig eine derartige Beziehung zusammen mit weiteren Abhängigkeiten abzuleiten. Die Feuchte müsste sich dabei als wichtige Einflussgröße zeigen. Erforderlich wären dazu möglichst flächendeckend zeitlich hochaufgelöste Albedomessungen zusammen mit kontinuierlichen Messungen von Temperatur und Feuchte. Allein auf satellitengestützter Fernerkundung basierende Methoden (Oerlemans, 2001; Strasser *et al.,* 2004) wären dabei sicherlich nützlich, erfüllen aber bislang nicht die Ansprüche an die Genauigkeit und ersetzen aufwendige in-situ-Messungen allenfalls teilweise. Eine relativ erfolgversprechende Vorgehensweise wäre eventuell ein erneutes Aufgreifen des Ansatzes von Kiesle (1983) der Bestimmung der Albedo anhand täglicher terrestrischer Fotographien, der lediglich wegen der mit der damals verwendeten analogen Aufnahmetechnologie verbundenen Unzulänglichkeit die Ansprüche nicht erfüllen konnte. Die inzwischen weit entwickelte Technologie der

digitalen Aufnahmetechnik und Bildverarbeitung bietet hier sicherlich neue Perspektiven.

Die bislang in den physikalischen Massenbilanzmodellen verwendeten empirischen Ansätze zur Parametrisierung der räumlichen und zeitlichen Variation der Albedo, wie sie beispielsweise von WILLIS *et al.* (2002) in Abhängigkeit nur von der Seehöhe verwendet werden, sind allenfalls ein Notbehelf, auch wenn sie lokal scheinbar gute Dienste leisten. Da jedoch die Verteilung der Albedo auf einem Gletscher eine absolute Schlüsselgröße darstellt, werden mit gut evaluierten Messdaten betriebene Modelle noch immer die besseren Resultate liefern.

6.2.3 Langwellige Strahlungsströme

Neben der im vorangegangen Abschnitt behandelten kurzwelligen Albedo ist der langwellige Anteil der Strahlungsbilanz eine weitere kritische Größe bei der Bestimmung der zur Schmelze verfügbaren Energie. Dies gilt insbesondere für die Gegenstrahlung $\mathbf{L_G}$ aus der Atmosphäre zur Oberfläche. In erster Näherung haben die Terme der von der Oberflächentemperatur abhängigen langwelligen Ausstrahlung $\mathbf{L\uparrow}$ und $\mathbf{L_G}$ in etwa die gleiche Größenordnung, so dass man wegen der vermeintlich geringen Differenz deren Bedeutung für die Energiebilanz und die Schmelzprozesse leicht unterschätzt. Ohne diese Kompensation wäre der tägliche Energiegewinn durch $\mathbf{L_G}$ mit ca. $20 \cdot 10^6$ Jm^{-2} so groß wie der aus der kurzwelligen Strahlungsbilanz $\mathbf{R_S}$. Während die Ausstrahlung relativ einfach und genau anhand einer Messung der Eistemperatur an der Oberfläche bestimmt werden kann, muss die Gegenstrahlung aus der Differenz der Messung zweier unabhängiger Messgeräte abgeleitet werden (*siehe auch Abschnitt 4.3.4*). Diese Vorgehensweise ist eine Quelle für eine Fülle von messtechnisch bedingten Fehlern, so dass die auf den *Tafeln XXXIV und XXXV* präsentierten Ergebnisse des Tagesgangs von $\mathbf{L_G}$ zunächst kritisch zu betrachten sind. Die Fehlerbandbreite dürfte insbesondere um den Zeitpunkt des Sonnenhöchststandes gut 40 Wm^{-2} betragen, da es sich um die Differenz großer Werte mit entsprechenden relativen Fehlern handelt. Diese wird aus den Messungen der Gesamtstrahlung von oben über den vollständigen Spektralbereich und der Messung der Globalstrahlung berechnet. Neben dem Problem der absolut parallelen Ausrichtung der Messgeräte tritt noch die korrekte Aufteilung zwischen dem langwelligen und kurzwelligen Spektralbereich hinzu (*Abschnitt 4.3.4*). Nicht zuletzt wird die durchaus bedeutsame Strahlungsdivergenz der Schicht zwischen den in 2 m Höhe montierten Messgeräten und der Eisoberfläche nicht erfasst. Diese kann aber in dem speziellen Fall der **HyMEX**-Messungen anhand des Vergleichs der unabhängig aus den gemessenen Oberflächentemperaturen berechneten Ausstrahlung mit den Messungen abgeschätzt und korrigiert werden. Die Korrekturen sind in den Mittagsstunden am größten und betragen maximal zwischen 5 und 15 Wm^{-2}.

Da die Oberflächentemperatur insbesondere während der Schmelzphase so gut wie keinerlei Abweichungen vom Gefrierpunkt aufweist (*siehe auch Abschnitt 6.7*) zeigt die langwellige Ausstrahlung erwartungsgemäß über den gesamten Tag nahezu konstante Werte um 315 Wm^{-2}. Während **HyMEX98** dauerte die Schmelze zeitweise auch in den Nachtstunden an. Bei **HyMEX 2000** dagegen wurde sie während der Nacht unterbrochen, da sich die Eisoberfläche nach den Messungen mit dem Strahlungsthermometer auf eine Temperatur von maximal -2°C in den Morgenstunden des 26.8.2000 abkühlte. In dieser Zeit ging die langwellige Ausstrahlung bis auf 306 Wm^{-2} zurück. Der damit insgesamt beobachtete Schwankungsbereich von 10Wm^{-2} ist in etwa mit der Genauigkeit der kurzwelligen Messungen vergleichbar.

Die gemessene Gegenstrahlung, in der *Abbildung 6.9* als Halbstunden-Mittelwerte mit einer durchgezogenen schwarzen Linie dargestellt, zeigt dagegen erheblich größere Schwankungen. Sie ist das Resultat der Strahlungsemission der Luft über dem Gletscher im langwelligen Bereich, wobei nahezu 100% aus der Schicht bis 1000 m über Grund entstammt (OHMURA, 2001). Die maßgeblichen Beiträge liefern das in der Luft enthaltene CO_2 und der Wasserdampf. Erwartungsgemäß ist daher eine Variation proportional zur Änderung der Temperatur und zum Wasserdampfgehalt der Luft zu erwarten.

Die Messungen während **HyMEX98**, in geringerem Maße auch die während **HyMEX 2000** zeigen ein ausgeprägtes Minimum in den Mittagsstunden. Zusammen mit unerklärbaren Maxima bei Sonnenauf- und –untergang kann dies nur als messtechnisches Problem interpretiert werden und dürfte keines-

falls real sein. Mit hoher Wahrscheinlichkeit waren die Gesamt- und Globalstrahlungsmessgeräte nicht 100%ig parallel justiert, so dass es bei der Differenzbildung bei den ausgeprägten Tagesgängen zu Artefakten auf Grund geringer Phasenverschiebungen kommt. In der Nacht dagegen treten diese nicht auf, da die Globalstrahlung während dieser Zeit den Wert 0 annimmt. Unter diesen Umständen dürfte der Fehler als geringer eingeschätzt werden.

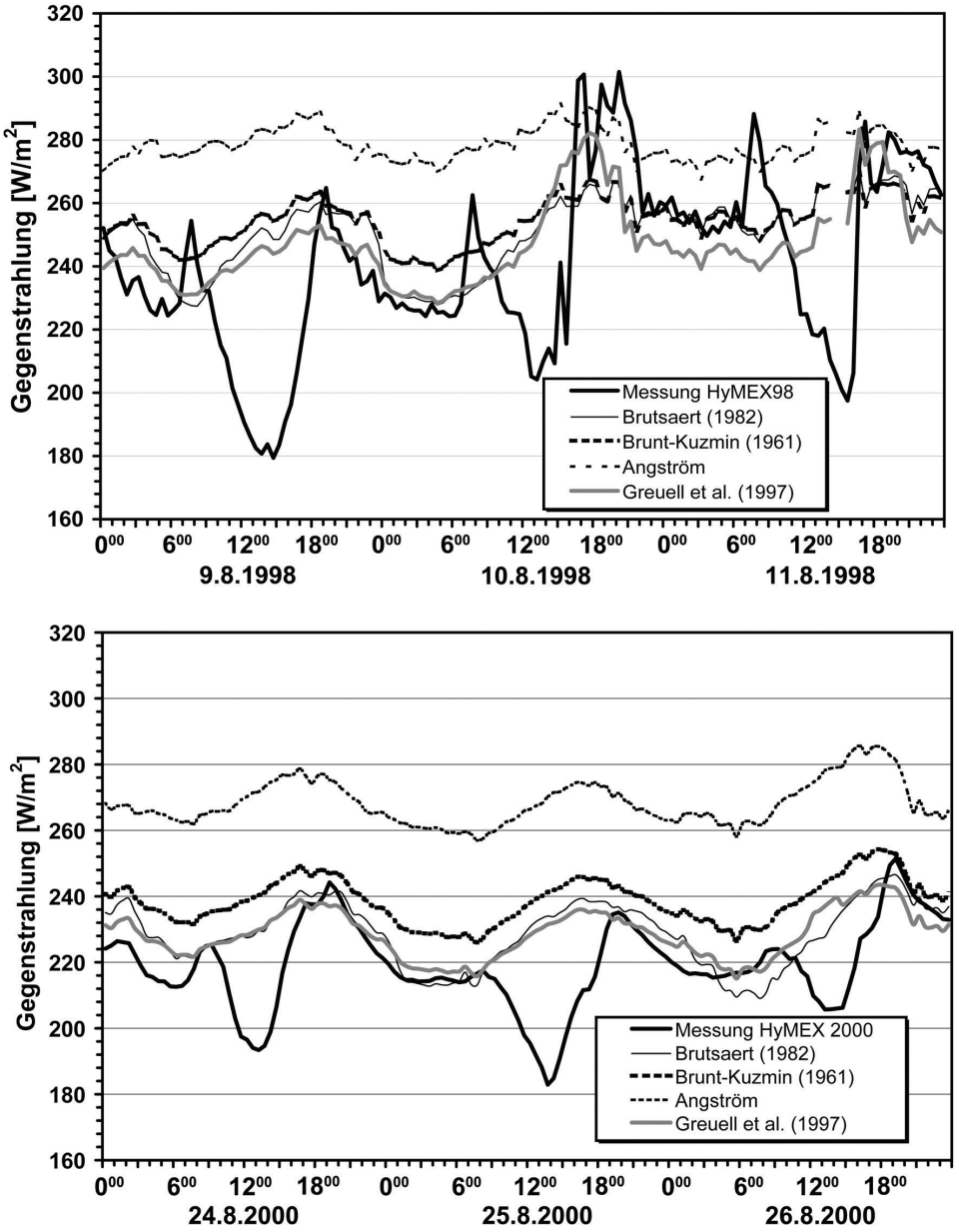


Abb. 6.9: *Verlauf der langwelligen Gegenstrahlung auf der Basis von 30-Minuten-Mittelwerten nach den Messungen (ausgezogene Linie) bei* ***HyMEX98*** *(oben) und* ***HyMEX 2000*** *(unten). Zum Vergleich sind die nach unterschiedlichen Parametrisierungsverfahren anhand der gemessenen Temperatur und des Dampfdrucks in 2 m Höhe berechneten Werte angegeben.*

Nimmt man die in 2 m Höhe gemessene Temperatur und den Dampfdruck als repräsentativ für die emittierende Schicht, so kann die Gegenstrahlung mittels einer Reihe von empirischen Formeln abgeschätzt werden. Diese sind nach LILJEQUIST (1962) alle von der generellen Form

$$\textbf{[6.4]} \quad L_G = \sigma_{SB} \cdot (T + 273.15)^4 \cdot \varepsilon_{cs} .$$

Der als Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel interpretierbare Parameter $\boldsymbol{\varepsilon_{cs}}$ nimmt erfahrungsgemäß über Gletschern einen Wert um ca. 0.7 an (KUHN, 1984). Die Autoren der Formeln zur Berechnung der Gegenstrahlung verwenden für die genauere Bestimmung empirische Funktionen in Abhängigkeit von dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck bzw. dem Quotienten aus Dampfdruck und Lufttemperatur. In *Abbildung 6.9* werden die Berechnungen der Gegenstrahlung mit den klassischen Ansätzen für wolkenlosen Himmel nach ANGSTRÖM (*nach* MÖLLER, 1973), BRUNT (1932) - KUZMIN (1961) und BRUTSAERT (1975, 1982) mit den Messgebnissen bei **HyMEX** und Berechnungen mit einer neueren Formel nach GREUELL *et al.* (1997) verglichen. Letztere ähnelt in der Struktur der Beziehung nach BRUTSAERT, sie wird stellvertretend weiter unten näher erläutert. Die Resultate liegen bis auf die der einfacher strukturierten ANGSTRÖM-Formel relativ nahe beieinander und stimmen insbesondere in den Nachtstunden gut mit den Messungen überein. $\boldsymbol{\varepsilon_{cs}}$ variiert je nach Ansatz zwischen 0.6 (BRUTSAERT) und 0.72 (BRUNT-KUZMIN), während er mit der Formel nach ANGSTRÖM nahe 0.8 auf deutlich höherem Niveau schwankt. Insgesamt verbleibt bei Verwendung der anderen Beziehungen gegenüber der Messung dennoch ein Streubereich von 20 bis 30 Wm^{-2}, betreffend sowohl die zeitliche Variation als auch das absolute Niveau. Dieser resultiert nicht zuletzt auch aus dem Problem, dass auf Grund der starken Inversion über dem Gletscher die in 2 m Höhe über dem Eis gemessenen Temperatur- und Dampfdruckwerte die tatsächlichen Verhältnisse in der Atmosphäre nur sehr ungenau wiedergegeben (LILJEQUIST, 1962). Die Berechnungen können unter diesem Gesichtspunkt zunächst bestenfalls als grobe Abschätzung zur Beurteilung der Güte der Messungen dienen.

Dennoch führt der Vergleich der Kurven zu dem Schluss, dass die Berechnungen nicht allzu weit von der Realität entfernt liegen dürften und es sich bei dem Minimum um die Mittagszeit mit hoher Sicherheit um den zuvor beschriebenen Messfehler handeln dürfte. Abgesehen davon werden sowohl die wesentliche Struktur als auch das Niveau der Messwerte relativ gut mit den Ansätzen nach BRUTSAERT (1982) und GREUELL *et al.* (1997) reproduziert. Letzterer beruht auf Messungen über der *Pasterze* (Großglocknergebiet) und lautet

$$\textbf{[6.5]} \quad \varepsilon_{CS} = 0.23 + k_b \cdot \left(\frac{e}{T + 273.15} \right)^{0.125} .$$

Sämtliche Prozesse sind in der empirische Konstante $\mathbf{k_b}$ zusammengefasst, die durch den Vergleich mit Messwerten bestimmt werden muss. Möglicherweise nimmt sie mit der Seehöhe ab. Eine Analyse von Messungen an mehreren Stationen im Höhenbereich von 2300 bis 3200 m NN auf der Zunge der Pasterze ergab nach GREUELL *et al.* (1997) Zahlenwerte für $\mathbf{k_b}$ zwischen 0.4 und 0.5. Wendet man diese auf die Verhältnisse am Vernagtferner an, so erhält man in Relation zu den Messergebnissen ein um durchschnittlich 40 Wm^{-2} zu niedriges Niveau der Gegenstrahlung. Für die Berechnungen in *Abbildung 6.9* wurde daher ein Wert von 0.75 gewählt.

Bewölkung erhöht die Gegenstrahlung je nach Wolkenart und –dichte beträchtlich. In Gleichung [*6.4*] kann $\boldsymbol{\varepsilon_{CS}}$ durch einen Emissionskoeffizienten für den bedeckten Himmel ersetzt werden, der den Einfluss der Bewölkung in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad $\mathbf{N_W}$ berücksichtigt. Nach OERLEMANS (2001) kann $\boldsymbol{\varepsilon_{Cl}}$ berechnet werden zu

$$\textbf{[6.5b]} \quad \varepsilon_{Cl} = \varepsilon_{CS} \cdot (1 - N_W{}^2) + 0.976 \cdot N_W{}^2 .$$

ε_{CS} kann dabei auch nach einer der anderen genannten Beziehungen berechnet werden. Für die **HyMEX**-Experimente muss der zwischen 0 und 1 liegende Bedeckungsgrad N_W anhand der verfügbaren Wetterbeobachtungsaufzeichnungen und Bilddokumente geschätzt werden. Generell besteht das Problem, dass eine spezielle Klassifizierung der Wolken und die Berücksichtigung ihrer besonderen Eigenschaften auf diese Weise nicht vorgenommen werden können. Aber derartig detaillierte Informationen zur Wolkenbedeckung sind mit der erforderlichen zeitlichen Auflösung selten verfügbar. Die einfache Berücksichtigung nach Gleichung *[6.5b]* gibt aber bereits die Erhöhung der Gegenstrahlung in den Zeiten mit dichterer Quellbewölkung am Nachmittag des 10. und 11.8.1998 in *Abbildung 6.1* realistischer wieder.

Mit einem Ansatz wie dem von GREUELL *et al.* (1997) und der Erweiterung *[6.5b]* kann der Verlauf der Gegenstrahlung für die Experimente auf 20 bis 50 Wm^{-2} abgeschätzt werden. Unter dem Aspekt, dass die Güte der Messung nicht wesentlich genauer ist, ist er bereits durchaus praktikabel. Da die Gegenstrahlung eine wesentliche Größe in der Energiebilanz und somit für die Ablationsvorgänge ist, wäre eine höhere Genauigkeit der Messung durchaus wünschenswert. Bei zukünftigen Experimenten sollte man daher unbedingt Vorkehrungen treffen, die Gegenstrahlung mit einem geringeren Fehler zu messen. Ist dies nicht möglich, kann der Aufwand der Messung der Gesamtstrahlung auch eingespart werden und eine in der beschriebenen Weise berechnete Gegenstrahlung verwendet werden.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
$L\uparrow + L_G$ [Wm^{-2}]	-90.2	-70.3	-61.7	-92.7	-99.1	-89.6

Tab. 6.4: *Mittlere tägliche Strahlungsverluste durch die langwellige Strahlungsbilanz, gemessen während der* ***HyMEX****-Experimente über dem Vernagtferner.*

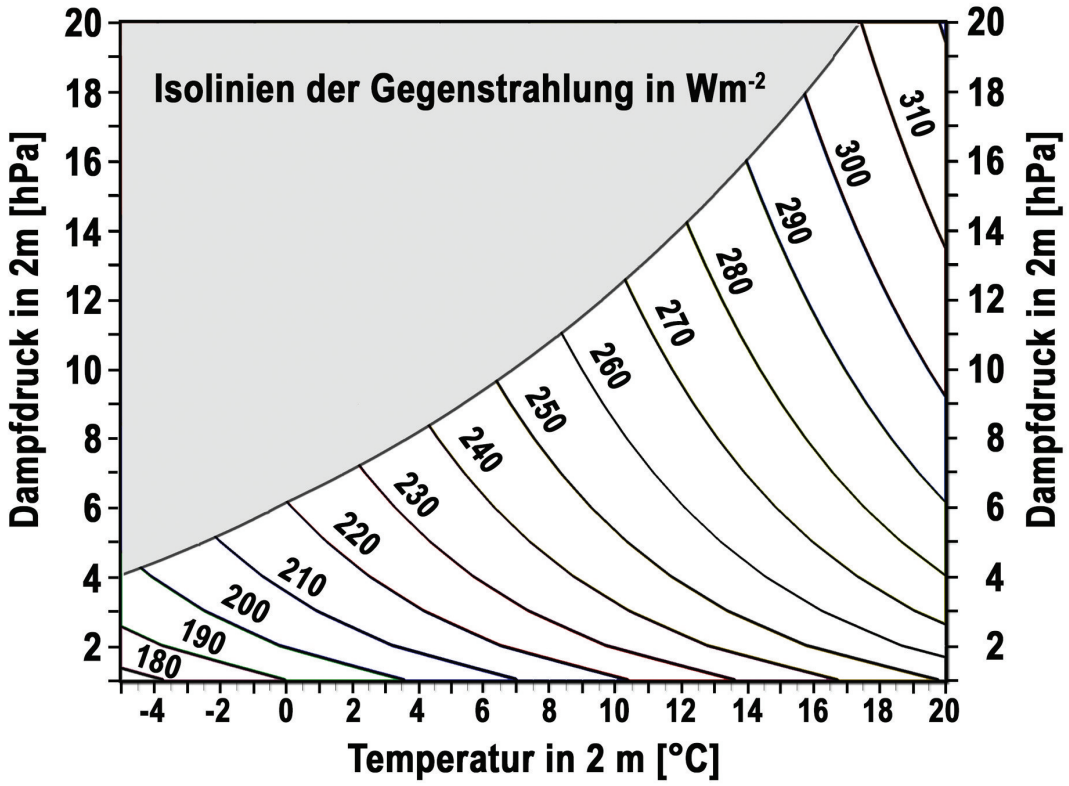


Abb. 6.10: *Empirische Abhängigkeit der Gegenstrahlung von der Temperatur und dem Dampfdruck in 2 m Höhe bei wolkenlosem Himmel. Die Darstellung basiert auf der Gleichung [6.5] nach* GREUELL *et al. (1997) mit* $k_b = 0.75$. *Begrenzt werden die Isolinien durch den Sättigungsdampfdruck.*

Abschließend ist zu bemerken, dass unabhängig von dem potentiellen Messfehler die langwellige Strahlungsbilanz bei wolkenlosem bis gering bewölktem Himmel durchwegs negativ ist. Wie der *Abbildung 6.10* entnommen werden kann, in der die Zusammenhänge anhand des Beispiels der *Gleichung [6.5]* dargestellt werden, sind über einem schmelzenden Alpengletscher Kombinationen von Temperatur und Dampfdruck, welche eine Gegenstrahlung größer als die Ausstrahlung der Oberfläche bewirken könnten, ohne die Mitwirkung einer Wolkenbedeckung unrealistisch. Für die **HyMEX**-Experimente ist daher lediglich unsicher, ob der mittlere Verlust in der Größenordnung von 40 bis 60 Wm^{-2} oder eher in der Nähe der in *Tabelle 6.4* angegeben höheren mittleren Messwerte liegt. $\mathbf{L_G}$ ist die einzige Komponente der Strahlungsbilanz, die eine unmittelbare Abhängigkeit von der Lufttemperatur besitzt (Oerlemans, 2001). Höhere durchschnittliche Temperaturen in der Troposphäre erhöhen die Gegenstrahlung und mindern dadurch die Strahlungsverluste, die insbesondere während der Nachtstunden, in denen keine nennenswerte weitere Energiequelle verfügbar ist, allein durch die turbulenten Flüsse kompensiert werden müssen. Nach *Abbildung 6.10* ist die Abhängigkeit jedoch nicht besonders groß, denn eine um 10K höhere Temperatur erhöht die Gegenstrahlung lediglich um ca. 30 Wm^{-2}.

Ähnlich bedeutsam, wenn nicht gar mit einem größeren Einfluss als die Lufttemperatur, ist bei wolkenlosem Himmel der Wasserdampfgehalt der Luft. Ein um 10 hPa höherer Dampfdruck hebt das Niveau der Gegenstrahlung um 30 bis 50 Wm^{-2}. Der Unterschied zwischen **HyMEX98** mit Maximalwerten des Dampfdrucks um 12 hPa und **HyMEX 2000** mit Minimalwerten um 2 hPa bewirkt bei einem Temperaturniveau von 10°C unter trockenen Bedingungen einen mehr als 10% höheren der Strahlungsverlust. Umgekehrt wirkt ein höherer Wasserdampfgehalt auch bei wolkenlosem Himmel durch die Erhöhung der Gegenstrahlung in dieser Größenordnung ablationsfördernd.

Allerdings liefert die Gegenstrahlung im Gegensatz zur Globalstrahlung den ganzen Tag über Energie, so dass sie in den Nachtstunden eine zusätzliche Bedeutung erlangt. Dann zeigt sich nämlich, ob die Verluste an Energie durch den Gewinn aus der Summe der turbulenten Flüsse kompensiert werden können und damit die Schmelze auch in der Nacht weiter aufrecht erhalten werden kann. Unter diesen Umständen fehlt die Reifbildung in der Nacht, weshalb die Albedo auch in den Stunden kurz nach Sonnenaufgang geringer ist, was die Schmelze weiter verstärkt. Den größten Einfluss hat in diesem Zusammenhang allerdings die Bewölkung. Je nach Bedeckungsgrad erhöht sie nach Gleichung *[6.5b]* den Emissionsfaktor bis nahe 1, was über einer schmelzenden Oberfläche bei positiver Lufttemperatur zu einem zusätzlichen Gewinn aus der langwelligen Strahlungsbilanz um 10 bis 20 Wm^{-2} führt, der primär von dieser abhängig ist. Während der **HyMEX**-Experimente konnte eine solche Situation allerdings nicht explizit beobachtet werden.

6.2.4 Die Strahlungsbilanz

Die vollständige Strahlungsbilanz **R** ergibt sich entweder nach *Gleichung [6.1]* aus den in den voranstehenden Abschnitten beschriebenen Einzelkomponenten oder direkt aus den Messungen des Strahlungsbilanzmessers. Da Korrekturen an den Einzelkomponenten genauer durchführbar sind, wurde für die weitere Betrachtung die aus den Einzelkomponenten berechnete Strahlungsbilanz auf der Basis von Halbstundenmittel und Stundenmittel berechnet.

Für **HyMEX98** konnten die Terme die Energiebilanzbilanz und damit auch der Strahlungsbilanz wegen technisch bedingter Datenlücken nicht in der Genauigkeit und Vollständigkeit bestimmt werden wie für **HyMEX 2000**. Die maximal einige 10-Minutenintervalle umfassenden Lücken werden für die Bilanzbetrachtung entweder interpoliert oder durch Modellrechnungen ersetzt. Zur Beurteilung der Ergebnisse der Messung der turbulenten Flüsse ist zunächst einmal der Anteil der Strahlungsbilanz an der verfügbaren Schmelzenergie von Interesse. Im August 2000 betrug dieser zwischen 88 und 95%. Für **HyMEX98** wurde er in ähnlicher Größenordnung zu 87% bis 97% als Hauptenergielieferant für die beobachteten Ablationsraten abgeschätzt (*siehe auch Tabelle 6.11 in Abschnitt 6.8*). Die an der Oberfläche absorbierte tägliche Energiesumme war 1998 im Mittel 25% höher als 2000. In *Tabelle 6.5* zeigt sich dieses Verhältnis in etwa auch im Vergleich der maximalen Ablationsraten innerhalb einer Stunde.

Der verbleibende Rest muss zwangsläufig als positiver Beitrag durch die Summe der turbulenten Flüsse **H+LE** aufgebracht werden. Anhand der beobachteten täglichen Ablationsraten kann zunächst einmal die Größenordnung dieser Energiemenge grob abgeschätzt werden, was in den letzten beiden Spalten der *Tabelle 6.5* für die Fallstudien am Vernagtferner durchgeführt wird. Die umgekehrte Vorgehensweise zur genaueren Ermittlung der tatsächlichen Ablationsraten wird dann im *Abschnitt 6.8* vorgenommen.

Datum	**Gewinn aus R** [10^6 Jm^{-2}]	**entspricht Ablation** [mm w.e.]	**maximale Ablation** [mm/h]	***) beobacht. Ablation** [mm w.e.]	**Rest aus turbulenten Flüssen H+LE** [10^6 Jm^{-2}]	**entspricht mittl. Fluss** [Wm^{-2}]
9.8.1998	18.3	54.8	7.3	63	2.7	31
10.8.1998	17.6	52.7	8.0	62	2.8	32
11.8.1998	18.8	56.3	8.1	71	4.9	57
24.8.2000	14.8	44.3	6.0	47	0.9	10
25.8.2000	14.1	42.3	6.0	45	0.9	10
26.8.2000	15.0	45.0	6.6	50	1.7	19

**) unter Annahme einer Eisdichte von 0.9g/cm³*

Tab. 6.5: *Tägliche Energiegewinne aus der Strahlungsbilanz* ***R****, deren Beitrag zur Ablation und die aus der Energiebilanz berechnete maximale Ablationsrate. Aus dem Vergleich mit der beobachteten Ablation wird das Tagesmittel der turbulenten Flüsse bestimmt.*

Die Ergebnisse korrespondieren gut mit der Beobachtung, dass geringe durchschnittliche Beträge der Summe aus **H+LE** zwischen 10 bis maximal 60 Wm^{-2} genügen, um die restliche Schmelzenergie über den Tag verteilt aufzubringen. Diese sagen allerdings noch nichts über die tatsächliche Größe der turbulenten Flüsse aus. Im Gegensatz zu **H** kann **LE** sowohl einen Energiegewinn durch Kondensationsprozesse als auch einen Verlust in Form von Verdunstung bewirken. Falls keine Schmelze stattfindet besteht zwar im zweiten Fall die Möglichkeit eines direkten Ablationsbeitrags von **LE** über die Sublimation, die potenziellen Raten betragen aber nur ca. 1/10tel von denen der Schmelze, können also bei dieser Betrachtung getrost vernachlässigt werden. Die Zufuhr von 100 Wm^{-2} in Form von sensibler oder latenter Wärme schmilzt ca. 1 mm w.e. Eis binnen einer Stunde. Um denselben Betrag allein durch Sublimation zu erhalten, wäre ein latenter Verdunstungsfluss von 1000 Wm^{-2} erforderlich. Ist dagegen Schmelzwasser vorhanden, wird zunächst dieses verdunstet.

Wie der *Tabelle 6.5* anhand des Vergleichs der Summe des täglich für die Ablation verfügbaren Energiegewinns mit der tatsächlich beobachteten Ablation zu entnehmen ist, korrespondiert diese gut mit der Beobachtung. Während im Jahr 2000 die Ablationsraten bis auf einen geringen Restbetrag zwischen 10 und 19 Wm^{-2} nahezu vollständig durch die absorbierte Strahlung abgedeckt wurden, war unter den Bedingungen von 1998 eine zusätzliche Energiezufuhr aus der Summe des sensiblen (**H**) und latenten (**LE**) Wärmestrom von 31 bis 57 Wm^{-2} im Tagesmittel zur Erklärung der beobachteten Ablationsraten erforderlich. Diese Werte sind nicht besonders groß, sofern **H** und **LE** zur Oberfläche gerichtet sind und somit gleichzeitig als Energielieferanten dienen können. Unter Verdunstungsbedingungen dagegen muss der Verlust durch **LE** durch einen entsprechend höheren sensiblen Wärmestrom kompensiert werden, also beispielsweise am 26.8.2000 minimal **H** den Wert 19 Wm^{-2} + **LE** annehmen.

Die in *Tabelle 6.5* angegebenen Strahlungsgewinne sind integral über die Zeiträume mit positiver Bilanz berechnet. Die in *Tabelle 6.4* aufgeführten Verluste aus der langwelligen Strahlungsbilanz können nur bei ausreichend kurzwelligem Strahlungsgewinn ausgeglichen werden, also tagsüber im Zeitraum zwischen Sonnenauf- und –Untergang. In den Nachtstunden dagegen ist die kurzwellige Strahlungsbilanz Null. Die Summe der turbulenten Flüsse in *Tabelle 6.5* würde daher nur dann als Lieferant für die restliche Schmelzenergie ausreichen, falls es den nächtlichen Strahlungsverlust nicht gäbe. Dieser ist aber vorhanden und in der *Farbabbildung auf Tafel XXXIV* als hell gefärbte Flächen gekennzeichnet. Wird der

auftretende Strahlungsverlust nicht durch die turbulenten Flüsse kompensiert, kühlt sich die Gletscherfläche unter den Gefrierpunkt ab und es wird in der Nacht kein weiteres Schmelzwasser produziert. In *Tabelle 6.6* werden die nächtlichen Strahlungsverluste und die Größe der zur Aufrechterhaltung von Schmelzbedingungen erforderlichen mittleren Kompensationsflüsse getrennt für die morgendliche und die abendliche Nachthälfte aufgelistet. In der Regel sind Verluste vor Mitternacht etwas geringer, da die Gegenstrahlung wegen der am Anfang noch höheren Lufttemperatur der sich im Laufe der Nacht allmählich abkühlenden Grenzschicht größer ist.

Datum	gesamter tägl. Strahlungsverlust [10^6 Jm^{-2}]	von Mitternacht bis SA		von SU bis Mitternacht	
		Verlust [10^6 Jm^{-2}]	(H+LE)> [Wm^{-2}]	Verlust [10^6 Jm^{-2}]	(H+LE)> [Wm^{-2}]
9.8.1998	-0.86	-0.56	80	-0.30	76
10.8.1998	-0.75	-0.58	82	-0.17	43
11.8.1998	-0.60	-0.42	61	-0.18	44
24.8.2000	-1.07	-0.71	89	-0.36	72
25.8.2000	-1.10	-0.73	92	-0.37	74
26.8.2000	-1.04	-0.70	88	-0.31	68

Tab. 6.6: *Nächtliche Strahlungsverluste und die notwendige Größenordnung der Summe Kompensationsflüsse* **H+LE**.

Die Werte in *Tabelle 6.6* verdeutlichen die unterschiedlichen Bedingungen am Anfang und am Ende der Intensivmessphase (*IOP*) von **HyMEX98**. Während in der Nacht auf den 9.8. und den 10.8. der Strahlungsverlust durch turbulente Energieflüsse von im Mittel 80 Wm^{-2} bzw. 82 Wm^{-2} in der Summe kompensiert werden müsste, genügten in den folgenden Nächten bereits ein Anteil von jeweils 20 bis 30 Wm^{-2} des zur Oberfläche gerichteten fühlbaren und latenten Wärmestroms, um selbst in der Stationshöhe von 3045 m NN noch für Schmelzbedingungen zu sorgen. Hier wird besonders in der ersten Nachthälfte die Wirkung der sich ausbreitenden Restbewölkung vom Nachmittag in Form einer weiter erhöhten Gegenstrahlung sichtbar. Flüsse dieser Größenordnung sind in der Gletscherwindschicht immer möglich. Somit konnte in der Nacht vom 10.8. auf den 11.8. und auch in der darauf folgenden Nacht auf weiten Teilen des Gletschers Schmelzwasser gebildet werden. Deshalb fiel das Minimum des Abflusses an der Pegelstation am 11.8. mit 1.92 m^3/s um 0.5 m^3/s höher aus als am Vortag, was eine Voraussetzung dafür bildet, dass die darauf folgende Abflussspitze noch höher werden kann.

Im Jahr 2000 war die Situation eine völlig andere. Zur Aufrechterhaltung der Schmelze hätte ein nahezu doppelt so großer Energieverlust wie 1998 kompensiert werden müssen, was angesichts der zusätzlichen Verluste durch die Verdunstung trotz der gegenüber **HyMEX98** größeren Flussbeiträge die meiste Zeit nicht geleistet werden konnte. Daher fielen in jeder Nacht die Oberflächentemperaturen zeitweise unter den Gefrierpunkt, was die Schmelzwasserproduktion in der Nacht unterbrach und zur weiteren Austrocknung der Luftschicht unmittelbar über dem Eis führte. Damit wurde die Ablation gegenüber 1998 reduziert.

In der *Tabelle 6.5* wird suggeriert, dass die Ablation im Jahr 2000 nahezu zu 100% von der Strahlungsbilanz bewältigt wird, die turbulenten Flüsse somit verschwindend klein sein können. Dies stimmt natürlich nur zum Teil, da nur der sensible Wärmefluss einen bedeutsamen Anteil zur Kompensation der Strahlungsverluste nach *Tabelle 6.6* lieferte. Somit herrschten während **HyMEX 2000** Bedingungen, die in ihrer Summe auch bei ähnlich hohen Energieumsätzen wie 1998 keine vergleichbar effiziente Schmelzwasserproduktion ermöglichte, was sich in deutlich niedrigeren beobachteten Ablationsraten äußerte.

6.3 Die Schichtung von Temperatur und Feuchte

Analog zu den Windgeschwindigkeiten in *Abbildung Tafel XIX* sind auf Tafel XX die Zeit-Höhenschnitte der vertikalen Verteilung von Temperatur und Dampfdruck für den 9.8.1998 wiedergegeben. Charakteristisch ist die extreme Variation der Schichtung im Tagesverlauf. Ausgeprägtes periodisches Einmischen (*Entrainment*) von wärmerer Luft und feuchterer (**HyMEX98**) bzw. trockenerer Luft (**HyMEX 2000**) aus höheren Schichten führt zu einem ständigen Wechsel zwischen Episoden, die durch unterschiedliche Stabilität gekennzeichnet sind. Kurzzeitig bauen sich direkt über dem Eis extrem scharfe Gradienten der Temperatur (7-8 K/m) auf, die auf einen sehr ineffektiven Wärmeübergang schließen lassen. In den Böen des Gletscherwindes dagegen wird die 9 m dicke Schicht relativ gut durchmischt, was die These erhärtet, dass der katabatische Kaltluftabfluss einen positiven fühlbaren Wärmefluss zu liefern vermag. Problematisch ist jedoch, dass die Schichtdicke, in der dieser Prozess wirksam ist, nur wenige Meter beträgt. Im Rahmen des **LUZIVER**-Experimentes (Weber, 1987) wurde zwar festgestellt, dass die Schichtdicke im Extremfall über dem Vernagtferner bis zu 50 m betragen kann, also weit über den bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000** durch die Messung erfassten Höhenbereich hinausgeht, normalerweise aber innerhalb der untersuchten knapp 10 m am effektivsten ist. Zum Zungenende des Gletschers hin ist jedoch offensichtlich ein Anwachsen der Schichtdicke zu beobachten. Ferner wurde im Rahmen des LUZIVER-Experiments beobachtet, dass Bewölkung die Entwicklung des Gletscherwindes in erheblichem Maße dämpft, so dass unter diesen Bedingungen die Effizienz des Vertikaltransports sinkt.

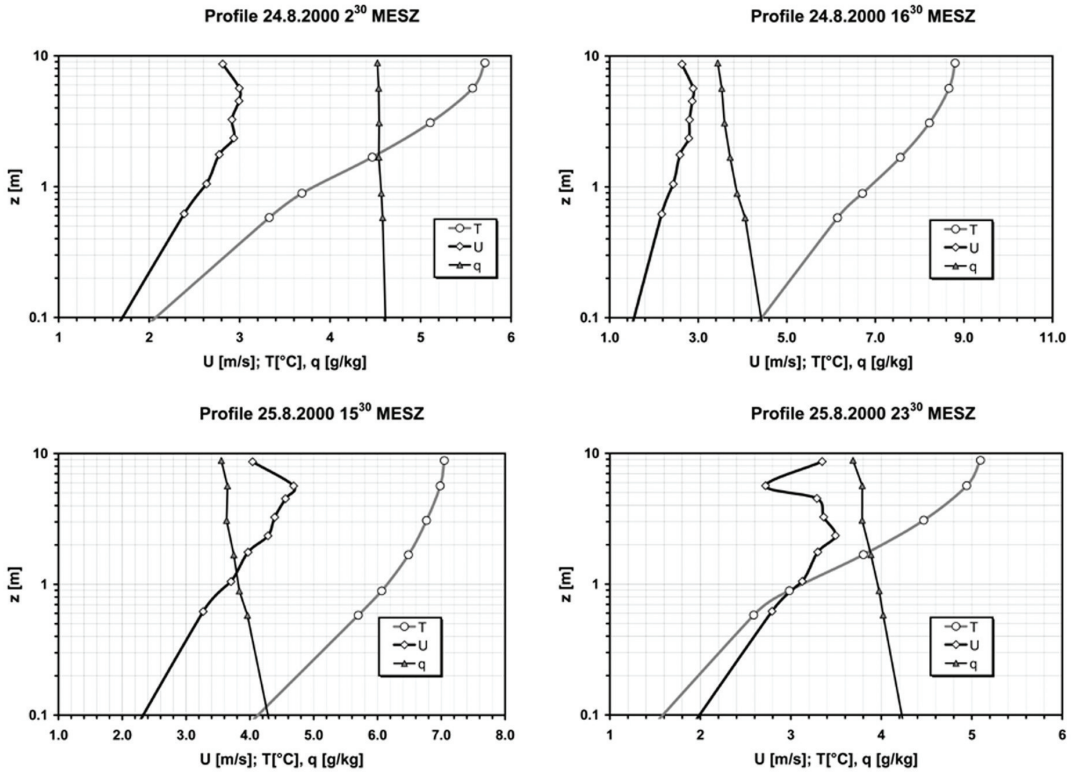


Abb. 6.11: *Beispiele für die über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit (**U**) , der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**) während **HyMEX 2000** in semilogarithmischer Darstellung. Der Verlauf wird mittels der gemessenen Oberflächentemperatur bzw. regressiv zur Oberfläche hin extrapoliert.*

Wegen der geringen Mächtigkeit der Gletscherwindschicht ist damit klar, dass die Gesamtwärmemenge, die der eisnahen Grenzschicht entnommen werden kann und damit auch der turbulente Wärmefluss limitiert ist. Im umgekehrten Beispiel, dem einer konvektiven Grenzschicht, sind zwar die vertikalen

Gradienten meist geringer, die Schichtdicke kann jedoch mehrere Kilometer betragen, so dass im Hochsommer häufig Ströme fühlbarer Wärme in die Atmosphäre von mehreren 100 Wm^{-2} im Mittel über eine Stunde auftreten. Die Verhältnisse über einem Gletscher würden jedoch für einen fühlbaren Wärmestrom in derselben Größenordnung eine Dicke der Gletscherwindschicht im Bereich von 100 m und mehr voraussetzen, wie sie nur auf sehr großen und tiefgelegenen Gletschern beobachtet werden kann.

Die analoge Erkenntnis gilt für die latenten Wärmeflüsse. Das Verhalten der eisnahen Luftschicht in Bezug auf den Wasserdampfgehalt *auf Tafel XX* ist ein gutes Beispiel für die Analogie von Wärme- und Feuchtetransport. Im Wesentlichen spiegelt das Bild der vertikalen Feuchtigkeitsverteilung das der Temperatur wieder. Wie die Analysen der turbulenten Struktur zeigen (*siehe Kapitel 5*), setzt sich diese Ähnlichkeit bis in den Bereich der hochfrequenten Schwankungen fort. Unterschiede finden sich nicht so sehr in der hochaufgelösten Detailstruktur, sondern vielmehr in den Trends, hervorgerufen durch advektive Prozesse. So werden offensichtlich am Vormittag des 9.8.1998 trockenere Luftmassen aus der Umgebung herantransportiert. Die Durchmischungszone erreicht ähnliche Mächtigkeiten wie die der Temperatur. Als Fazit ergibt sich, dass die turbulenten Ströme ohne das Phänomen des Gletscherwindes kaum eine Rolle spielen würden. Je mächtiger jedoch dessen Schicht wird, um so mehr Bedeutung erlangen sie für den Energiehaushalt.

Wie die Beispiele in *Abbildung 6.11* vermitteln, zeigen die Vertikalprofile auffällige Charakteristiken und deutliche Abweichungen vom Standard des logarithmischen Profils. Im Windprofil ist das für den Gletscherwind typische Windmaximum nahezu immer vorhanden. Vor allem bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ergibt sich wegen der Instationaritäten auch im Stundenmittel keine eindeutige Form des Windprofils. Die Temperaturprofile weisen entweder eine gegenüber dem logarithmischen Verlauf stärkere Krümmung oder gelegentlich bei vermehrter Instationarität sogar eine S-Form auf.
Anhand dieser Profile können die für die Berechnung der turbulenten Flüsse nach der MO-Theorie erforderlichen Parameter und Gradienten kaum abgeleitet werden. In weit über 80% der Fälle können nur die untersten 2 bis 3 Messhöhen für eine regressive Auswertung herangezogen werden, was für eine ausreichende Signifikanz der Bestimmung der turbulenten Flüsse nicht ausreicht. Deshalb kommen in der Regel zur Parametrisierung der Flüsse über dem Gletscher nur einfache *Bulk*-Methoden in Frage, bei denen Messwerte in einer bis zu zwei Höhen verwendet werden.

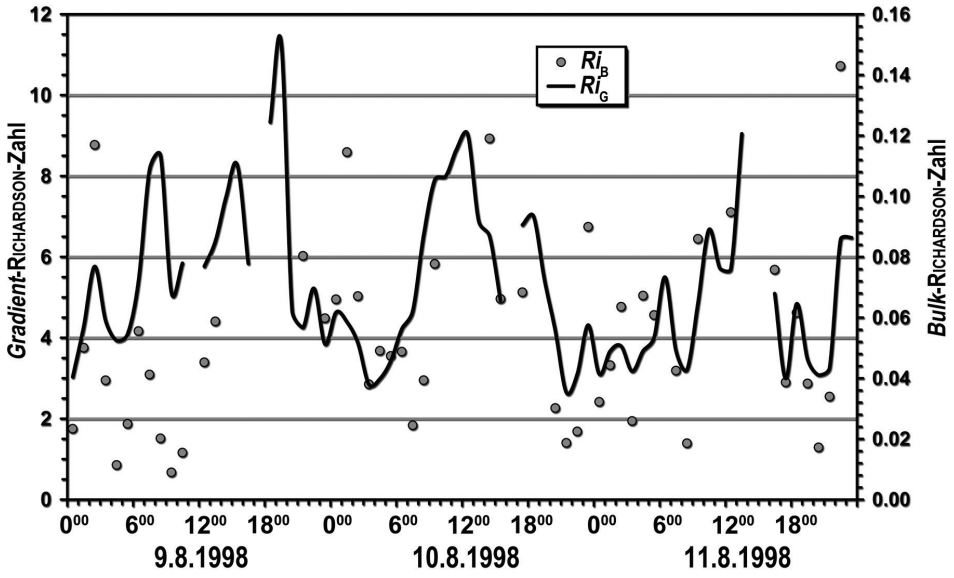


Abb. 6.12: *Gradient-Richardson-Zahl (**Ri_G**, linke Skala) und Bulk-Richardson-Zahl (**Ri_B**, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX98**. Die Gradienten sind anhand einer Regression über die untersten 4 bis 5 Messhöhen des Profils berechnet.*

Als Maß für die Beurteilung der Stabilität der Strömung anhand von Profilmessungen dient die *Gradient*-RICHARDSON-*Zahl*, definiert (FOKEN, 2003) nach

$$\textbf{[6.6]} \quad Ri_G = -\frac{g}{T + 273.15} \cdot \frac{\partial T / \partial z}{\left(\partial U / \partial z\right)^2}$$

oder alternativ die *Bulk-Richardson*-Zahl, in der die lokalen Gradienten durch die Differenz der Messwerte in zwei Messhöhen angenähert werden, zu

$$\textbf{[6.7]} \quad Ri_B = -\frac{g}{T + 273.15} \cdot \frac{\Delta T \cdot \Delta z}{\left(\Delta U\right)^2} .$$

Überschreitet die RICHARDSON-*Zahl* in einer stabilen Schicht den kritischen Wert 0.2, ist die Strömung nach der Theorie quasi laminar und es findet praktisch kein turbulenter Austausch mehr statt (FOKEN, 2003). In den *Abbildungen 6.12* und *6.13* wurden sowohl $\mathbf{Ri_G}$ als auch $\mathbf{Ri_B}$ anhand der Messungen von **HyMEX98** und **HyMEX 2000** berechnet. Für den Zeitraum von **HyMEX98** war die Berechnung der *Gradient*-RICHARDSON-*Zahl* vielfach gar nicht möglich, da ein lokaler Gradient wegen der unregelmäßigen Profilform nicht bestimmbar war. Es ergeben sich teilweise unrealistisch große Werte für $\mathbf{Ri_G}$. Auch die *Bulk*-RICHARDSON-*Zahl* ist durchwegs überkritisch. Bei **HyMEX 2000** wurde der kritische Wert von $\mathbf{Ri_B}$ seltener überschritten (*Abbildung 6.13*).

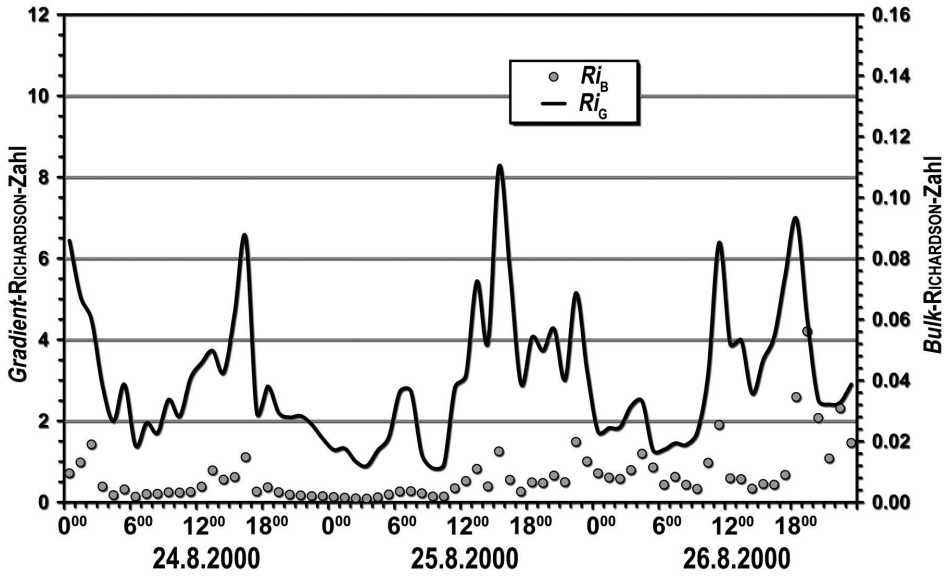


Abb. 6.13: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (**Ri**$_G$, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (**Ri**$_B$, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX 2000**.*

Die Analyse der Turbulenzdaten (*Kapitel 5*) ergibt aber durchwegs auch in den Fällen mit extrem großen RICHARDSON-*Zahlen* einen turbulenten Charakter der Strömung. Die Werte für den aus den Kospektren abgeleiteten Stabilitätsparameter ξ deuten immer auf vorhandene Turbulenz hin**. HyMEX 2000** gliedert sich nach *Abbildung 6.13* grob in einen Abschnitt, der den 24.8.2000 und den 25.8.2000 bis 12^{00} MESZ umfasst, und einen bis zum Ende der IOP. In der Zeit mit auch nach der Profilanalyse unterkritischen

$\mathbf{Ri_B}$ im ersten Abschnitt können die Flüsse nach der Eddykorrelationsmethode mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Je niedriger **Ri**, desto größer sind die turbulenten Flüsse. In den restlichen Zeiträumen sorgen die Instationaritätsprobleme für einen erweiterten Unsicherheitsbereich bei der Flussbestimmung.

6.4 Gletscherwind

Bereits die Beobachtungen während des **LUZIVER**-Experimentes 1983 (WEBER, 1987) dokumentierten die Auswirkungen der gegenüber der Atmosphäre kalten Gletscheroberfläche in Form einer nahezu ganztägig stabilen Schichtung der eisnahen Luftschicht. Diese zeigte damals eine Mächtigkeit zwischen 5 und 20 m, wobei sie in der Nacht dicker war als am Tage. Innerhalb dieser Schicht herrscht - anders als im Flachland- keinesfalls Luftruhe, sondern es wird ein beständiger stark böiger Wind mit Geschwindigkeiten von 3 bis 5 m/s beobachtet, der erstmals bei SCHLAGINTWEIT (1850) als "*Gletscherwind*" bezeichnet wird. Er ist gekennzeichnet durch hohe Richtungsstabilität und ein Maximum der Windgeschwindigkeit wenige Meter über dem Eis. Gewöhnlich nimmt die Windgeschwindigkeit zum Zungenende des Gletschers hin zu.

Als Ursache für diese Luftbewegung ist primär der Aufbau eines Druckgefälles zwischen der sich im Tagesverlauf stärker aufheizenden Luftmasse über dem Gletschervorfeld und der über der Eisfläche ständig abgekühlten Luftmasse verantwortlich. Zusammen mit dem Bergtalwind- und Hangwindsystem, welches nach den Beobachtungen bei **LUZIVER** im Vernagttal nicht allzu ausgeprägt ist, und den synoptischen Randbedingungen bildet sich die Gletscherwindschicht in unterschiedlicher Ausprägung aus. Die Anströmungsrichtung des synoptisch bedingten *Gradientwindes* ist am Vernagtferner offensichtlich von untergeordneter Bedeutung, wichtiger sind dessen Stärke und das Vorherrschen von Warmluft- oder Kaltluftadvektion. Nach den **LUZIVER**-Untersuchungen ist primär die potentielle Verweildauer der Luftmasse über der Gletscherfläche und damit der Grad ihrer Modifikation von Bedeutung. Starke Höhenwinde und kräftige Advektion schwächen die Entwicklung. Während der **HyMEX98**-Intensivmessphase waren in dieser Hinsicht günstige Bedingungen gegeben, so dass sich über die gesamte Messperiode im Bereich der Station eine Gletscherwindschicht mit allen Charakteristika ausbildete. Dabei konnten die untersten 10 m über der Eisoberfläche in einer bis heute nicht veröffentlichten vertikalen und zeitlichen Auflösung vermessen werden. An der Messstelle von **HyMEX 2000** war die Gletscherwindschicht offensichtlich zeitweise erheblich mächtiger, so dass gelegentlich das Maximum oberhalb der obersten Messhöhe für die Windgeschwindigkeit vermutet werden musste. Dafür war die Richtungsstabilität des Windes nicht im selben Masse gegeben wie an der Messstelle von 1998, was allerdings auch mit einem höheren Turbulenzgrad und unterschiedlichen potentiellen Anströmrichtungen verbunden werden kann.

Die mit einem Zeitschritt von 1 Minute zeitlich gut aufgelösten Messungen am Profilturm verdeutlichen bereits den hohen Grad an Instationarität des Windfeldes innerhalb der Gletscherwindschicht. Den optimalen Eindruck erhält man durch eine animierte Darstellung der Profile im Zeitraffer. Ein Beispiel ist auf CD-Rom präsentiert (WEBER, 2002d). Diese direkte Visualisierung ist jedoch nur am Computer möglich, in statischen Darstellungen auf dem Papier ist eine Komprimierung des Informationsinhaltes unumgänglich. Eine Möglichkeit der Darstellung bietet wiederum der Zeit-Höhenschnitt, wie er in der *Abbildung auf Tafel XIX* wiedergegeben wird. Die erforderliche Datenfilterung und Interpolation beinhaltet jedoch die Gefahr digital geförderter Strukturen und Fehlinterpretationen, auf die hin das Ergebnis kritisch überprüft wird, indem man die Abschnitte mit hoher zeitlicher Auflösung untersucht.

Die *Tafel XIX* zeigt beispielhaft den Überblick über die Charakteristiken der Windverhältnisse an der Station am 9.8.98, einem vollständig wolkenlosen Tag, der aber offensichtlich nicht völlig unbeeinflusst durch advektive Prozesse ist. Es herrschte mit einer leichten nordöstlichen Höhenströmung eindeutig eine Zufuhr von wärmeren und trockeneren Luftmassen in das Untersuchungsgebiet. Üblicherweise ist der Tagesgang der Windgeschwindigkeit innerhalb der Gletscherwindschicht durch eine doppelte Tageschwankung mit jeweils einem Maximum gegen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang gekennzeichnet,

theoretisch verursacht durch die im Tagesverlauf unterschiedlich scharfen Temperaturgegensätze zwischen dem Gletscherareal und dem Vorfeld. Die Warmluftadvektion entschärft diese etwas, so dass das Maximum in der zweiten Tageshälfte am 9.8.98 nicht so deutlich hervortritt wie an den folgenden Tagen (siehe den Verlauf der Windgeschwindigkeiten auf der *Tafel XXXI* und den Übersichten auf *Tafel XXIX*.

Das ausgeprägteste Merkmal der Gletscherwindschicht ist jedoch das Maximum in der Windgeschwindigkeit wenige Meter über dem Eis. Auf der *Tafel XIX* sind drei exemplarische Beispiele des momentanen vertikalen Windprofils wiedergegeben. Die Zeithöhenschnitte über eine Stunde und über den ganzen Tag zeigen, dass diese Charakteristik auch über längere Zeitabschnitte erhalten bleibt. Die Höhe des Windmaximums liegt überwiegend bei etwa 3 m über dem Eis, sie zeigt im Laufe des Tages kaum Variationen. Insbesondere ist keine einfache Abhängigkeit der Höhe des Maximums von der Windgeschwindigkeit festzustellen, wie sie von Hoinkes (1955) und Oerlemans (2001) postuliert wurde. Vielmehr gibt es Zeiträume, in denen das Maximum sehr gut ausgeprägt ist und solche, in denen praktisch keine Gletscherwindschicht mehr existiert, da sie z.B. durch Talwind überlagert wird. Sehr gut ist der Gletscherwind allgemein in den Nachtstunden entwickelt, weniger gut dagegen im Verlauf des Vormittags bis zum frühen Nachmittag. Dort finden sich Abschnitte, in denen das Gletscherwindmaximum nur sehr dicht über dem Eis oder überhaupt nicht zu finden ist.

Die *Abbildung auf der Tafel XXXVII* verdeutlicht jedoch, dass der völlige Zusammenbruch der Gletscherwindschicht eine Besonderheit der Verhältnisse am 9.8.1998 war. Hier wird das Maximum durch die Differenz aus den Halbstundenmittelwerten der Windgeschwindigkeiten an der Messstelle in der Nähe des Maximums (ca. 2.7 m) und der Registrierung an der höchstgelegenen Messstelle (ca. 9.2 m) dargestellt (*blaue Kurve mit roter Raute*). Zur Erhöhung der Signifikanz wird diese Differenz noch mit dem jeweiligen Absolutwert der Windgeschwindigkeit normiert (*orange und gelbe Kurven*). Es zeigt sich, dass das Maximum generell in den Nachtstunden und am Nachmittag besser ausgeprägt ist als in den Vormittagsstunden, dass aber normalerweise der Gletscherwind den ganzen Tag über anhält. Nur am 9.8. zwischen 9^{00} und 11^{00} MESZ ist gar kein Maximum mehr auszumachen (*negative Differenzen*). Hier herrscht die Anbindung an die höheren Schichten vor. Offensichtlich verhindert die Nordströmung über eine geringere Verweildauer der Luftmasse auf dem Gletscher eine ausreichende Modifikation und damit die Ausbildung der Gletscherwindschicht.

Die in der *Abbildung auf Tafel XIX* wiedergegebene Stärkewindrose (*rechts oben*) kann für den gesamten Zeitraum von **HyMEX98** als charakteristisch betrachtet werden. Die Richtung des Gletscherwindes orientiert sich streng an den Gefällegradienten des Geländes. Lediglich die Turbulenz führt zu Abweichungen, die je nach Turbulenzgrad einen Sektor von ca. 30° einschließen. Abweichungen davon werden nur in den Zeiträumen mit Windgeschwindigkeiten unter 2 m/s in 9.5 m Höhe festgestellt. In diesem Fall ist der Sektor bis auf 45° aufgeweitet.

Die gleichzeitig durchgeführten Profilmessungen geben ein klares Bild des Zustandes der Grenzschicht über dem Eis. Unter den Witterungsbedingungen während **HYMEX 98** bildete sich über längere Zeiträume eine sehr ausgeprägte Gletscherwindschicht aus, gekennzeichnet durch eine richtungsstabile Strömung mit einem Geschwindigkeitsmaximum in etwa 3 m Höhe und sehr stabiler Schichtung in den untersten Metern. Die Höhe variiert im Tagesverlauf je nach Schichtdicke. Diese ist in der zweiten Nachthälfte am mächtigsten und ist zum Sonnenhöchststand am dünnsten. Energetisch bewirkt der Gletscherwind prinzipiell eine Effizienzsteigerung des Wärmetransports aus der Atmosphäre zur Gletscheroberfläche infolge der mechanisch erzeugten Turbulenz (Ohata, 1991).

Trotz relativ ähnlicher Witterungsbedingungen lieferte das Experiment **HYMEX2000** an der 50 Höhenmeter tiefer und ca. 400 m näher am Zungenende gelegenen Messstelle signifikant verschiedene Ergebnisse. Die Gletscherwindschicht war dort mächtiger, die Strömungsrichtung nicht im selben Maße stationär. Die Ursache ist teilweise ortsbedingt, teilweise ist sie auch der überwiegenden Gradientwindrichtung aus Nord zuzuordnen. Bereits die Untersuchung der Lokalwindzirkulation mit Pilotballonsondierungen 1983 im Rahmen des **SFB 81** zeigte die Ausdünnung der Gletscherwindschicht durch einen entgegengesetzt gerichteten Gradientwind (Moser *et al.*, *1986*).

Bemerkenswert sind in diesem Zusammenhang noch die Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse anhand der Differenz der Temperatur der ungestörten Atmosphäre und an der Gletscheroberfläche,

des Gefälles und der Höhe des Gletscherwindmaximums nach KUHN (1978, 1979) und in ähnlicher Form nach OERLEMANS (2001) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002). Die erhaltenen Beziehungen würden die Berechnung der turbulenten Flüsse auch unter den besonderen Bedingungen der katabatischen Strömung erlauben, indem der Austauschkoeffizient erweitert wird (*siehe auch Abschnitt 6.6.2*). Das Problem sind jedoch eine Reihe von Konstanten, die keinen universellen Charakter besitzen. Insbesondere wären zu einer Validierung sowohl Turbulenzmessungen als auch eine dichte Information über die meteorologischen Parameter in den höheren Schichten erforderlich. Bislang konnte jedoch noch kein Gletscherwindexperiment, weder **LUZIVER**, noch **PASTEX** oder **HYMEX** alle dazu notwendigen Daten gleichzeitig liefern, so dass man wiederum auf Abschätzungen angewiesen ist.

6.5 Die turbulenten Flüsse

Die spezielle Natur der turbulenten Flüsse und deren Zustandekommen über einem Gletscher wurden bereits im *Kapitel 5* ausführlicher erläutert. Trotz der Ausbildung extremer Temperturgradienten bis zu mehreren Kelvin pro Meter innerhalb der direkt dem Eis angrenzenden Luftschicht ist die Effizienz des turbulenten Austausches überraschend gering. Wie im nachfolgenden *Abschnitt 6.6* noch genauer ausgeführt, überschätzen gängige auf Windgeschwindigkeit und Temperatur basierende empirische Parametrisierungen den Austauschkoeffizienten je nach Situation beträchtlich. Hochaufgelöste Zeit-Höhenschnitte, wie beispielsweise die *Abbildung auf Tafel XXI* zeigen jedoch, dass die durch die kühlende Wirkung der Eisdecke gebildete stabile Luftschicht eine Dicke von meist nur wenigen Metern aufweist. Sie wird zudem innerhalb von Minuten auf- und abgebaut, ist also hochgradig instationär. Im Gegensatz zur konvektiven Grenzschicht über schnee- und eisfreiem Gelände, die oft mehrere Hektometer hoch aufgeheizt wird, kann dieser dünnen Schicht nur ein begrenzter Wärmeinhalt entzogen werden. Wirksam ist dagegen die adiabatische Erwärmung um 1 K/100m durch Verfrachtung von Luftmassen in tiefere Lagen mit der katabatischen Strömung. Das dadurch verursachte Massendefizit ist jedoch relativ klein und wird im Wesentlichen durch Einmischen von Luftmassen im Kammbereich ausgeglichen. Eine klar identifizierbare Ausgleichszirkulation konnte im Rahmen des **LUZIVER**-Experimentes nicht nachgewiesen werden (WEBER, 1987).

Der Prozess ist außerdem in Perioden von wenigen Minuten Dauer mit unterschiedlicher Effizienz gegliedert. Die extremen Gradienten werden nur dann beobachtet, wenn die Turbulenz innerhalb der eisnahen Grenzschicht nur schwach ausgebildet ist, d. h. der Fluss klein ist. Setzt anschließend lokal eine kräftige turbulente Luftbewegung ein, wachsen die Flüsse nur kurzzeitig an und die Schichtung wird rasch wieder destabilisiert. Daher liefern nur längere Integrationszeiten über viele derartige Perioden ein Maß für den tatsächlichen Energieübergang.

Die Analyse der hochfrequenten Temperatur-, Feuchte- und Windmessreihen des Kovarianzmesssystems im *Kapitel 5* zeigen, dass der Mechanismus des Wärmeübergangs in Form des Einmischens von Blasen warmer Luft mit Dimensionen zwischen 10 m und 100 m aus Bereichen oberhalb der Gletscherwindschicht erfolgt, die zunächst in der Strömung mittransportiert und mit der Zeit in der durch die Bodenreibung entstehenden Turbulenz in Mini- und Mikrowirbel zerlegt werden. Näher zu den Kämmen hin ist der Charakter der Turbulenz sehr heterogen und unzusammenhängend. An der Position der **HyMEX98**-Station wurde zwischen den Zeitreihen der Vertikalbewegung und der Temperatur bzw. Wasserdampf eine geringere Korrelation gefunden, daher ergaben selbst große Schwankungen in den Größen nur kleine Kovarianzen. An der tiefer gelegenen **HyMEX 2000**-Messstelle war die Turbulenz tatsächlich sehr viel kleinskaliger und homogener. Die Korrelation steigt um mehr als eine Größenordnung bei insgesamt etwas geringeren Varianzen in den Zeitreihen. Diese Beobachtung stützt die These einer Zunahme der Flüsse in Richtung Zungenende des Gletschers. Die Flüsse waren unter ähnlichen Randbedingungen von Temperatur und Wind wie an der höher gelegen Station zeitweise mehr als dop-

pelt so groß wie an der höher gelegenen Messstelle (*Tabelle 6.7*).

Die relativ ausgeglichenen Tagesgänge der turbulenten Flüsse an der **HYMEX 2000**-Station erlaubten die geplante Untersuchung der vertikalen Flussdivergenz. Dazu wurde die Messhöhe der Kovarianzmesseinrichtung am 25.8. unterhalb des Gletscherwindmaximums innerhalb einer Spanne von einem Meter variiert. Die Änderungen der resultierenden Flüsse waren jedoch nur marginal, zu klein, um eine Zu- oder Abnahme der Flüsse mit der Höhe in diesem Bereich unter der Berücksichtigung der erforderlichen spektralen Korrekturen signifikant nachzuweisen. Daraus lässt sich der Schluss ableiten, dass eine Kovarianzmessung auch in der Gletscherwindschicht realistische Werte für die Flüsse liefert, sofern die Messung weit genug unterhalb des Gletscherwindmaximums erfolgt.

Aus den gewonnenen Kovarianzen wurde mit Hilfe der aus den Referenzmessungen berechneten Luftdichte der tatsächliche Fluss sensibler Wärme ermittelt. Messhöhe, Gelände, Reaktionsgeschwindigkeit der Sensoren und Stationaritätsbedingungen ließen bei der Auswertung eine maximale zeitliche Auflösung von einer Stunde zu. Beispiele für den Tagesgang der Flüsse während **HyMEX98** zeigen die *Abbildungen auf Tafel XXXVIII* im *Abschnitt 6.8*, für das Experiment **HyMEX 2000** ist er in den *Abbildungen 6.49* auf *Tafel XXXIX* wiedergegeben. Tagesmittelwerte, Mittelwerte über die Zeiträume mit und ohne Schmelze sowie die Extremwerte sind für 6 Messtage in der *Tabelle 6.7* aufgeführt. Der fühlbare Wärmestrom ist in der Regel die dominierende Größe. Dessen Maximalwerte von deutlich über 100 Wm^{-2} findet man in den Nachtstunden, die minimalen Beträge zwischen 10 bis 20 Wm^{-2} üblicherweise am Nachmittag zwischen 15^{00} MESZ und dem Sonnenuntergang. In diesem Zeitraum erreicht die turbulente Aktivität ein Minimum. Die in der *Tabelle 6.7* aufgeführten schwach negativen Werte von **H** wurden jeweils in der Umstellungszeit gegen Sonnenuntergang gemessen. Sie liegen allerdings wegen ihres niedrigen Betrages von maximal 10 Wm^{-2} im Bereich der Fehlerschwelle. Eine Ausnahme bildet der 26.8.2000, bei dem am Nachmittag die turbulente Aktivität durch großräumige Warmluftaktivität angeregt wurde. Der sensible Wärmefluss liefert demnach den ganzen Tag über einen positiven Beitrag zur Energiebilanz. Der Tagesgang des Flusses spiegelt deutlich die Änderungen in der stabilen Temperaturschichtung über dem Eis wieder. Der Gletscherwind hat dabei eine verstärkende Wirkung, welche die Flüsse zeitweise auf mehr als das doppelte des Mittelwertes anwachsen lässt.

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
H (*Mittel*)	27.5	20.4	41.0	61.7	60.0	45.8
LE (*Mittel*)	-3.7	-4.1	14.0	-33.2	-37.4	-27.9
H + LE	**23.8**	**16.3**	**55.0**	**28.5**	**22.6**	**17.9**
H (*Max.*)	42	58	72	143	129	107
LE (*Min.*)	-21	-24	2	-63	-82	-79
H (*Min.*)	-7	15	10	18	18	-10
LE (*Max.*)	13	32	26	-2	-10	2
H (S>0)	22.8	31.7	41.5	47.4	43.0	56.6
LE (S>0)	-9.3	0.8	15.2	-34.1	-35.6	-17.2
H + LE	**13.5**	**32.5**	**56.7**	**13.3**	**7.2**	**39.4**
H (S≤0)	33.1	41.9	39.7	55.0	74.5	46.8
LE (S≤0)	2.9	-16.0	11.2	-33.5	-38.9	-17.8
H + LE	**36.0**	**25.9**	**50.9**	**21.5**	**35.1**	**28.3**

Tab. 6.7: *Tagesmittel (Mittel), Summe und Extremwerte (Max., Min.) für die Stundenmittel des fühlbaren (**H**) und latenten Wärmestroms (**LE**) in Wm^{-2} an 6 Messtagen der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX2000** am Vernagtferner. In den unteren 6 Zeilen sind die Mittelwerte und Summen für die Zeiträume mit (S<0) und ohne Schmelze (S>0) getrennt ausgewiesen.*

Die Beträge des latenten Wärmestroms sind nach *Tabelle 6.7* deutlich kleiner als die des sensiblen Wärmestroms. Während **HyMEX98** betrugen sie im Tagesmittel maximal ein Viertel, bei **HyMEX 2000** allerdings mehr als die Hälfte von **H**. Für seine Bedeutung als Energielieferant für die Schmelze ist entscheidend, ob eher Verdunstungs- oder Kondensationsbedingungen herrschen. Beides kann im Laufe eines Tages auftreten, was die Tendenz zu kleineren Tagesmittelwerten von **LE** gegenüber **H** fördert. Während **HyMEX 2000** überwogen die Zeiträume mit relativ hoher Verdunstung, so dass der Nettogewinn an Energie aus den turbulenten Flüssen trotz höherer Beträge nicht größer war als 1998.

In der Summe werden die Schätzwerte in *Tabelle 6.5* nicht immer erreicht. Angesichts der Fehlerbreite bei der Messung der Ablation mittels einfacher Pegel zusammen mit der generellen Problematik der Repräsentativität der Punktmessung gegenüber der flächenhaft bestimmten Ablation anhand der Energiebilanz ist das Ergebnis zufriedenstellend. Auffallend ist abschließend der deutlich höhere Energiegewinn am letzten Tag der beiden Messperioden. Dies deckt sich mit der allgemeinen Beobachtung, dass kurz vor einem markanten Wetterumschwung häufig die maximalen Ablationsraten einer Episode beobachtet werden. In beiden Fällen ist sie auf die Advektion wärmerer und insbesondere feuchterer Luftmassen im Verlauf der Annäherung eines Höhentroges zurückführbar. Die Überlagerung der daraus resultierenden Spitzenabflüsse der Schmelzwasserwelle mit dem Abfluss eines Starkniederschlages kann unter ungünstigen Umständen zu Extremabflüssen führen (Braun & Weber, 2002a).

6.6 Die Parametrisierung der turbulenten Flüsse

Experimente wie **HyMEX98** und **HyMEX 2000** liefern punktuell Informationen zu sämtlichen Termen der Energiebilanz unter den zum Zeitpunkt der Messungen herrschenden meteorologischen Randbedingungen und dem temporären Zustand des Gletschers. Für Untersuchungen, welche die gesamte Fläche des Gletschers und längere Zeiträume umfassen, müssen jedoch Massenbilanzmodelle in der Art herangezogen werden, wie sie bereits im *Kapitel 3* angesprochen wurden.

Obwohl nach den bisherigen Erkenntnissen der Modellierung der Strahlungsbilanz als hauptsächlicher Lieferant der Schmelzenergie die primäre Bedeutung zukommt, so sind doch die turbulenten Flüsse für die Ablation nicht vernachlässigbar. Sie bestimmen wesentlich die Tagesvariation der Schmelze in den Zeiträumen, in denen der Energiegewinn aus der Strahlungsbilanz nicht die dominierende Größe ist, z.B. bei tiefem Sonnenstand oder stark bewölktem Himmel (Oerlemans, 2001). Die Summe aus **H** und **LE** wächst zudem mit dem Wasserdampfgehalt der Luft. Nicht zuletzt hat der latente Wärmestrom nicht nur eine energetische Bedeutung, sondern liefert durch unmittelbare Phasenumwandlung von Eis und Schnee in Wasserdampf auch einen direkten Beitrag zur Ablation, der aber im Verhältnis zur Schmelze um eine Größenordnung kleiner ist.

Insbesondere die Ausführungen in den *Kapiteln 4* und *5* haben gezeigt, dass die exakte Berechnung der turbulenten Flüsse ein Wunschziel bleiben wird. Die Genauigkeit hängt dabei wesentlich von der Güte und dem Umfang der verfügbaren Eingangsdaten ab, welche aber insbesondere im stark gegliederten Gelände im Hochgebirge trotz ständiger Weiterentwicklung der Messtechnik auch weiterhin den Anforderungen komplexer physikalischer Modelle selten genügen wird. Deshalb sind auch in Zukunft Parametrisierungsansätze erforderlich, die einerseits möglichst wenig konkrete Daten benötigen und anderseits maximalen Genauigkeitsansprüchen genügen.

Der Vorteil einfacher kompakter Ansätze zur Parametrisierung gegenüber komplexen besteht häufig darin, dass sich trotz der breiten Streuung Ungenauigkeiten in den einzelnen Komponenten gegenseitig kompensieren und damit das Resultat immer noch nützlich ist. Ungünstig sind dagegen komplizierte Ansätze, die ausgewählte Teilprobleme sehr akkurat, den Rest dagegen mit systematischen Fehlern behandeln. Kritisch wird es auf jeden Fall, wenn eine hohe zeitliche Auflösung gewünscht ist, denn die in der Regel allein auf statistischen Verfahren beruhenden Parametrisierungen benötigen zu ihrer Ableitung immer ein ausreichend umfangreiches Datenensemble.

Zusammenfassend gliedert sich das Problem der Parametrisierung immer in zwei Teilprobleme, die nicht unabhängig voneinander sind: Einmal in die Bereitstellung der minimal benötigten Daten mit einer subjektiv vorgegebenen Genauigkeit und in die Ermittlung der an diesem Ort optimalen Parametrisierung. Zu beiden Fragestellungen sollten die **HyMEX**-Experimente für den Vernagtferner weitere Erkenntnisse liefern. Schließlich erhält man auch mit einem physikalisch exakten Ansatz kein richtiges Ergebnis, falls mit fehlerhaften Eingangsdaten gerechnet wird. Umgekehrt erhält man mit einem die in der stabilen Grenzschicht über einem Gletscher maßgeblichen Prozesse nicht berücksichtigenden Parametrisierungsansatz auch mit vor Ort gemessenen Daten kein brauchbares Resultat.

6.6.1 Extrapolation der erforderlichen Messgrößen

Während ein auf Tagesschritten basierendes konzeptionelles Indexverfahren die tägliche Ablationsrate anhand eines einzigen Tagesmittelwertes der Temperatur abzuschätzen vermag, sind für eine Bestimmung des Tagesgangs der turbulenten Flüsse mit stündlicher Auflösung über einer homogenen natürlichen Oberfläche minimal 5 lokale Zustandsgrößen der Grenzschicht in der gleichen zeitlichen Auflösung erforderlich. Im Einzelnen sind dies in ca. 2 m Höhe über Grund gemessen die *Lufttemperatur*, die *Temperatur an der Oberfläche*, *Luftdruck* und *Wasserdampfgehalt* der Luft, sowie die mittlere *horizontale Windgeschwindigkeit*.

In der Regel sind diese Größen nicht an jedem Ort verfügbar, sondern müssen aus einer nahgelegenen Messung über einem völlig unterschiedlichen Untergrund oder sogar aus Messdaten weit entfernter Klimastationen abgeleitet werden. Am Vernagtferner ist man mit der nur 1.2 km vom Gletscher entfernt im Vorfeld gelegenen Klimastation Vernagtbach mit den dort kontinuierlich und hochgenau durchgeführten Messungen in einer ausgezeichneten Ausgangslage. Erheblich umfassender wird das Problem beispielsweise innerhalb des Projektes **GLOWA**-*Danube*, in dem ein Energiebilanzmodell für das gesamte Einzugsgebiet der Donau mit einer Auflösung von 1 km^2 gerechnet wird und somit die mittleren lokalen Zustandsgrößen für jede der ca. 77´000 Teilflächen benötigt werden. Dort werden anhand Klimadaten mittels eines komplexen Interpolationsverfahrens die meteorologischen Grundgrößen wie Luftdruck, Temperatur, Feuchte, Windgeschwindigkeit, Strahlungsbilanz und Niederschlag mit einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde repräsentativ für jede Teilfläche interpoliert. Die Güte der Interpolation ist wesentlich von der Stationsdichte, der Höhenlage und Heterogenität der Teilflächen abhängig (Strasser *et al.*, 2004).

Mit welcher Genauigkeit eine derartige Interpolation möglich ist, verdeutlicht die *Abbildung 6.14*. Sie zeigt den an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Temperaturverlauf im Vergleich zu den aus Stationsdaten auf ein 1 km^2 messendes Flächenelement des digitalen Geländemodells (*Proxel*) extrapolierten Werten, innerhalb dessen Eckkoordinaten sich die Station befindet. Die mittlere Höhenlage stimmt dabei mit der wahren Stationshöhe sehr gut überein. Die Daten der Klimastation Vernagtbach werden nicht zur Extrapolation herangezogen und dienen daher in ausgezeichneter Weise zur Validierung des Verfahrens. Trend und Tagesschwankungen werden erstaunlich gut reproduziert, einzelne Maxima jedoch zeitweise um mehr als 5K überschätzt, was in erster Linie zu Fehlern bei der Feststellung des Aggregatzustandes des Niederschlags führen kann.

Die Überschätzung der Temperatur beruht nicht nur auf einem generellen Fehler im Verfahren, sondern auch auf der unzureichenden Berücksichtigung der lokalen Verhältnisse. Die Klimastation Vernagtbach ist zu mehr als 80% der Jahresstunden direkt der vom Vernagtferner herabfließenden Luftströmung ausgesetzt und daher deutlich von ihr beeinflusst. Die bodennahe Lufttemperatur resultiert darin nicht allein aus der Abnahme mit der Höhe in der freien Atmosphäre, sondern ist das Ergebnis des komplexen Energieaustausches zwischen dem System Gletscher - Gletschervorfeld. Die Störung des Temperaturfeldes durch den Wärmeentzug über der Gletscherfläche ist auch an der Klimastation 1.2 km vom Ende des Gletschers entfernt im Gletschervorfeld noch wirksam.

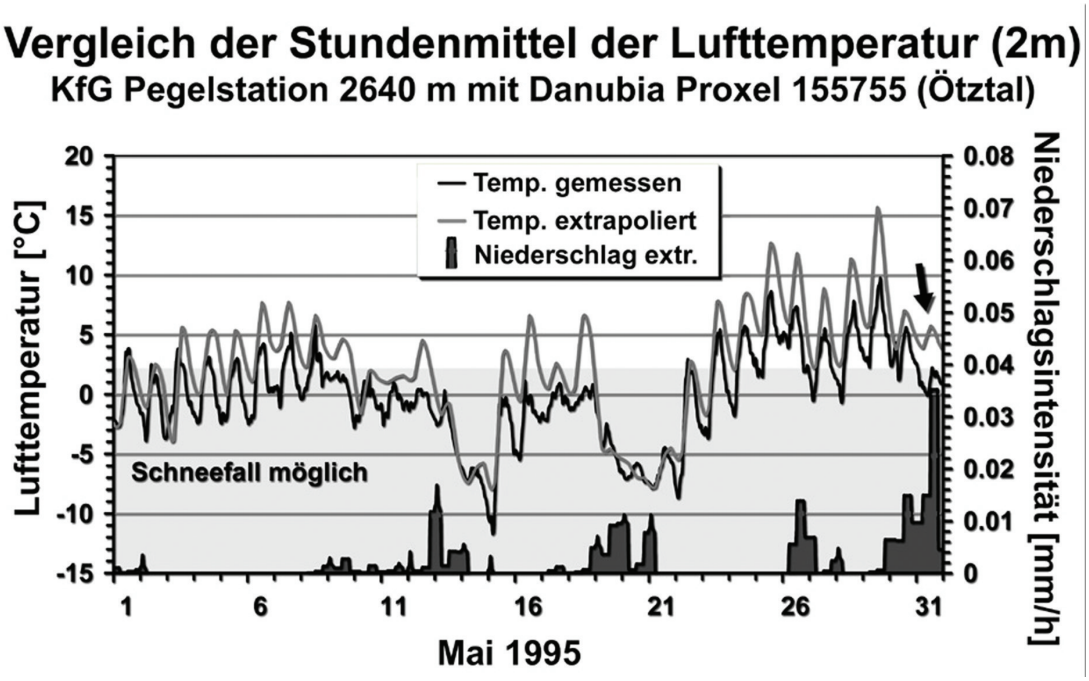


Abb. 6.14: *Beispiel einer Extrapolation der Stundenmittel der Temperatur (grau) und der Niederschlagsintensität (dunkelgrau) aus den Daten von entfernt gelegenen Klimastationen auf das äquivalente Flächenelement des Danube-Modells und Vergleich mit dort an der Klimastation gemessenen Werten (schwarz). Die hellgraue Fläche markiert den Bereich mit potentiellem Schneefall an der Station. Der Pfeil weist auf ein Schneefallereignis hin, das innerhalb des Modells wegen des zu hohen Niveaus der extrapolierten Temperaturwerte nicht als solches behandelt wird.*

Zur Extrapolation der Temperatur auf die Gletscherfläche bietet sich der sogenannte *hangparallele Temperaturgradient* $\mathbf{\Gamma_h = (T_{Gl} - T_{VB})/\Delta z}$ an**,** gebildet aus der Differenz zwischen der in 2 m Höhe an einer Messstelle auf dem Gletscher $\mathbf{T_{Gl}}$ und der an der Klimastation Vernagtbach gemessenen Temperatur $\mathbf{T_{VB}}$, dividiert durch den Höhenunterschied $\mathbf{\Delta z}$. Dieser unterscheidet sich deutlich von dem vertikalen Temperaturgradienten in der freien Atmosphäre, welcher im Mittel etwa –0.0065 K/m beträgt. Bei einigen Feldexperimenten, die am Vernagtferner im Rahmen des *Sonderforschungsbereiches 81* (ZUNKE, 1984; MOSER *et al.*, 1986; WEBER, 1987) durchgeführt wurden, konnte $\mathbf{\Gamma_h}$ unter unterschiedlichen Randbedingungen mehrfach bestimmt werden. In Abhängigkeit von der Position der Messstelle auf dem Gletscher ergaben sich unter Schmelzbedingungen zeitweise deutlich negativere Werte als der adiabatische Temperaturgradient $\mathbf{\Gamma_a}$ mit –1 K/100 m. Weiterhin wurde festgestellt, dass $\mathbf{\Gamma_h}$ mit zunehmender Seehöhe des Messpunktes auf dem Gletscher kleinere bzw. zum Zungenende hin größere Beträge annimmt. ZUNKE (1984) fand außerdem an wolkenlosen Tagen eine relativ gute Korrelation mit der Globalstrahlung.

Auch auf der Basis der **HyMEX**-Messungen konnte der hangparallele Temperaturgradient zur Klimastation Vernagtbach berechnet werden. Die *Abbildung 6.15* zeigt ebenfalls eine von Sonnenaufgang bis gegen 21^{00} MESZ charakteristische überadiabatische Temperaturabnahme. Eine Korrelation mit der Globalstrahlung ist für die Messungen während **HyMEX98** zwar vorhanden, sie ist jedoch besonders in den Nachmittagsstunden nicht optimal.

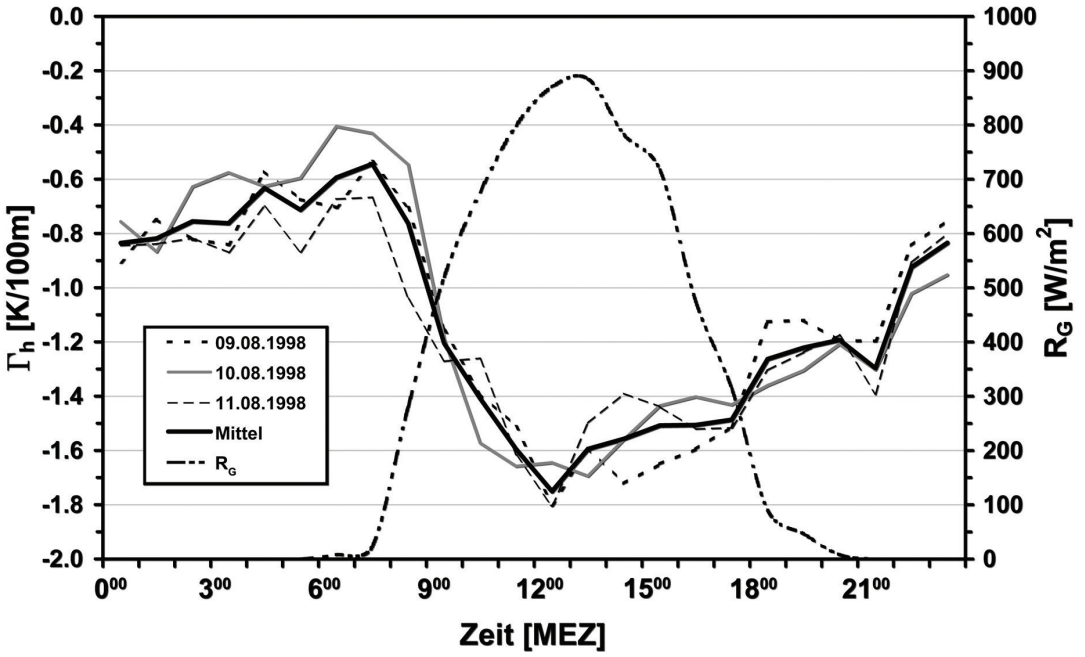


Abb. 6.15: *Tagesgänge des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten* Γ_h *zwischen der* ***HyMEX98****-Station (3045 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittelwert der Globalstrahlung* R_G.

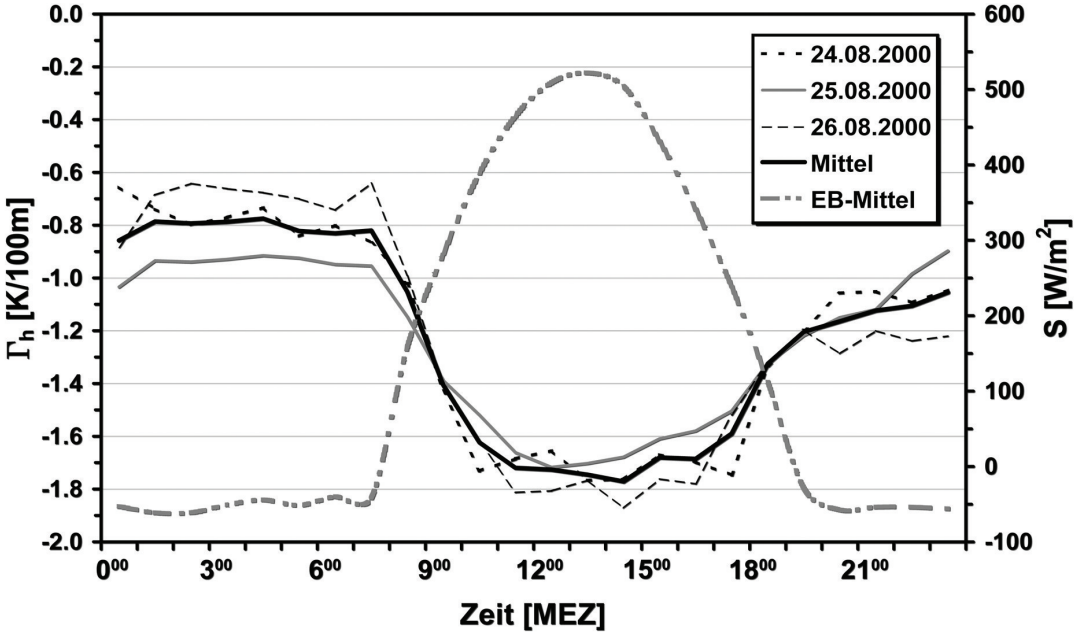


Abb. 6.16: *Verlauf des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten* Γ_h *zwischen der* ***HyMEX 2000****-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittel der Energiebilanz.*

Deutlich signifikanter mit einem Gütemaß für die Korrelation $R^2 = 0.9$ ist dagegen der Zusammenhang zwischen $\mathbf{\Gamma_h}$ und der aus der Energiebilanz berechneten verfügbaren Schmelzenergie **S**, in *Abbildung 6.17* demonstriert anhand der Stundenmittelwerte während **HyMEX 2000**. Wie ebenfalls der Abbildung entnommen werden kann, ist dieser linear mit **S** (-1) = 0.

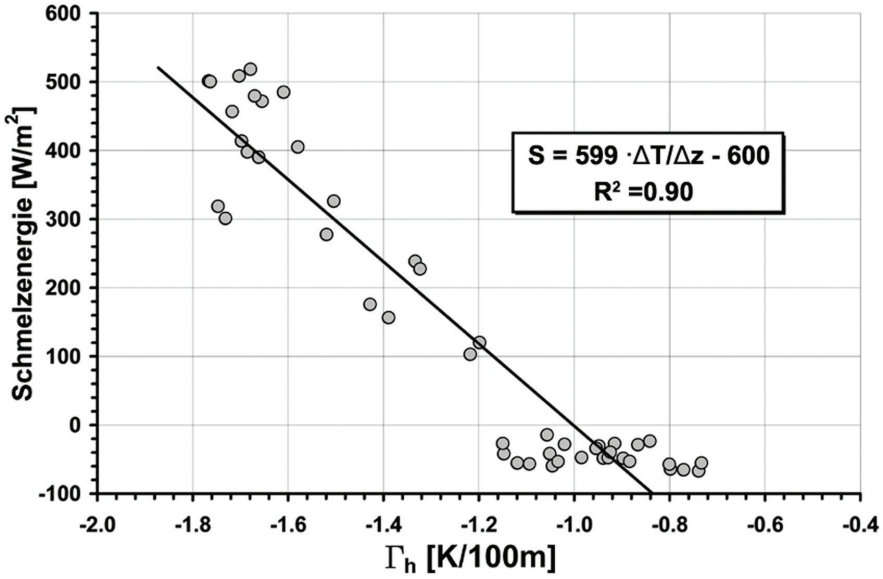


Abb. 6.17 *Regressionsbeziehung zwischen dem Stundenmittel des hangparallelen Temperaturgradienten zwischen der Energiebilanzstation* ***HyMEX 2000*** *und der Klimastation Vernagtbach mit den auf dem Vernagtferner gemessenen Werten der Energiebilanz. Die gewonnene Beziehung erlaubt die einfache Abschätzung der stündlichen Ablationsraten in der Umgebung der Station auf der Basis einer zusätzlichen Temperaturmessung auf dem Gletscher in ca. 2 bis 2.5 m über dem Eis (Gleichung [6.8b]).*

Die in der *Abbildung 6.17* angegebene lineare Regression führt zu der einfachen Näherungsformel *Gleichung [6.8]*, welche die Berechnung des Stundenmittels der Schmelzenergie **S** an einem Ort in der näheren Umgebung des ehemaligen Standorts der Energiebilanzstation **HyMEX 2000** lediglich anhand der dort in ca. 2 bis 2.5 m über dem Eis gemessenen Stundenmittel der Lufttemperatur nach

$$\textbf{[6.8]} \quad S \approx -600 \cdot (\Gamma_h + 1) \quad [\mathrm{Wm^{-2}}]$$

erlaubt. Mit der Schmelzwärme von Eis ergibt sich weiterhin die stündliche Ablationsrate $\mathbf{S_a}$ zu

$$\textbf{[6.8b]} \quad S_a \approx -6.4 \cdot (\Gamma_h - \Gamma_a) \quad [\text{mm w.e./h}],$$

wobei die Konstante 1 K/100m in *Gl.* [*6.8*] als die adiabatische Erwärmung interpretiert wird.

Im Sommer 2003 wurde am Vernagtferner ca. 300 m südwestlich der Position der Energiebilanzstation im Jahr 2000 ein Ultraschallabstandsmesser zur kontinuierlichen Messung der Ablation installiert (Braun *et al.*, 2004). Zur Kalibrierung des Ultraschallsensors war die Messung der Lufttemperatur mit einem künstlich ventilierten Temperaturgeber erforderlich. Dieser Datensatz erlaubt eine erstmalige Anwendung der *Gleichung [6.8]*, wenn auch mit der Einschränkung, dass die Messhöhe der Temperatur im Laufe der Zeit mit der Ablation zunahm. Eigentlich sollte diese konstant 2 m über dem Eis betragen.

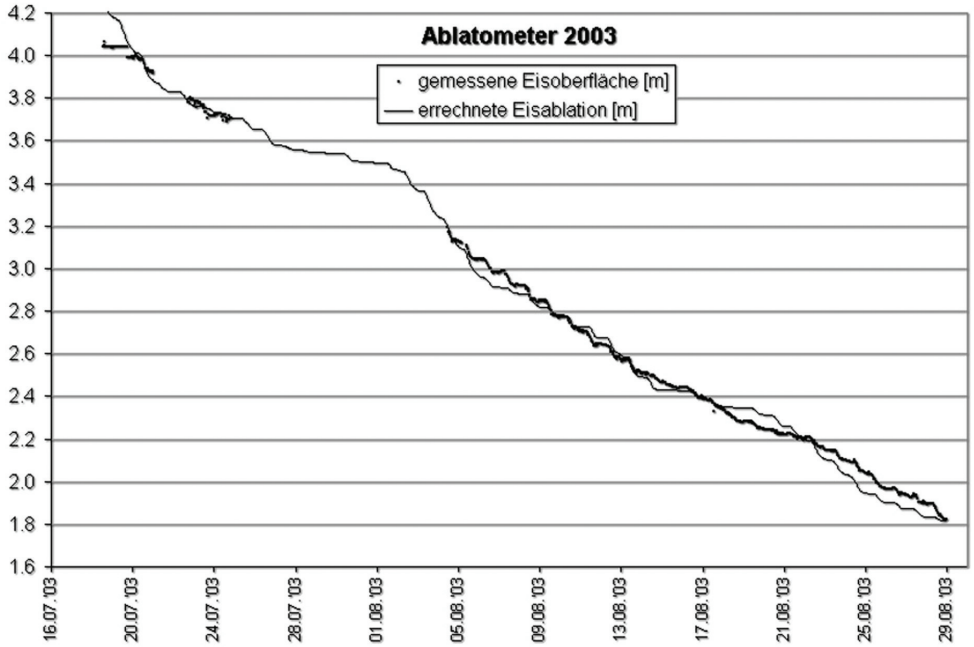


Abb. 6.18: *Erster Versuch der Validierung der Näherungsformel Gleichung [6.8] anhand einer Messreihe der Stundenmittelwerte der Temperatur und der Summenkurve der Eisablation, gemessen im Sommer 2003 auf dem Vernagtferner. (Abbildung: pers. Mitteilung von M. Siebers, 2004)*

Dennoch zeigt *Abbildung 6.18* anhand der vom 18.7. bis 29.8.2003 während des Ablatometerexperiments gewonnenen Daten eine durchaus befriedigende bis gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den nach *Gleichung [6.8b]* berechneten Ablationsraten. Der Proportionalitätsfaktor könnte theoretisch auch anhand der gemessenen Ablation und dem Gradienten bestimmt werden. Die Genauigkeit der Abstandsmessung mit dem Ultraschallmessgerät von ±2 cm ist allerdings für eine Auflösung des Tagesgangs in Stundenwerten gegenwärtig noch zu gering. Erst die Integration über einen Zeitraum von einigen Tagen liefert verlässliche Ablationsbeträge. Bis zur Verfügbarkeit von genaueren Verfahren zur Ablationsmessung bleibt daher nur der hier aufgezeigte Weg über die mikrometeorologische Messung der Energiebilanz.

Der Hintergrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Energiebilanz auf dem Gletscher und dem hangparallelen Temperaturgradienten ist unter den gegebenen Randbedingungen relativ einfach: Bereits Hoinkes (1955) hat darauf hingewiesen, dass in der katabatischen Strömung über dem Gletscher die starken vertikalen Temperaturgradienten ein Maß für die horizontalen Temperaturdifferenz darstellen. Während des Vorgangs des Abfließens wird die Luft adiabatisch mit der Rate von etwa 1K/100 m erwärmt (Kuhn, 1978). Der Strahlungsantrieb ist in der Regel an der Klimastation Vernagtbach nicht deutlich von dem über dem Gletscher verschieden. Wäre der Gletscher nicht vorhanden, würde sich die Atmosphäre über dem Gelände im Tagesverlauf entsprechend der Strahlungsabsorption und der turbulenten Flüsse erwärmen (Kraus, 1966). An der Gletscheroberfläche wird allerdings die absorbierte Energie zur Schmelze aufgewandt und kann der Atmosphäre nicht zugeführt werden. Es wird vielmehr der Luft über den sensiblen Wärmestrom und je nach Wasserdampfgehalt auch über den latenten Wärmestrom Wärme entzogen, weshalb sie im selben Höhenniveau über dem Gletscher merklich kühler ist als über dem Vorfeld. Insgesamt führt diese Situation zu einer ausgeprägten Baroklinität im Verlauf der Isothermen mit einem Anstieg über dem Vorfeld. Diese liefert letztlich nicht nur den Antrieb für das lokale Windsystem, sondern ist auch die Ursache für den überadiabatischen hangparallelen Gradienten.

Nach den Messungen an der **HyMEX 2000**-Station stellt sich Γ_h in dem Maße ein, dass der Null-

durchgang der Beziehung zufällig gerade mit dem adiabatischen Gradienten Γ_a im Einklang steht. Daher ergibt sich eine einfache Proportionalität zu der wegen der Schmelze an der Gletscheroberfläche der Luft gegenüber dem Vorfeld nicht zugeführten Energiemenge. Das Verfahren funktioniert nur unter den Voraussetzungen, dass das Vorfeld schneefrei ist, der Strahlungsantrieb auf dem Gletscher und an der Klimastation Vernagtbach sich nicht wesentlich unterscheiden, sowie die katabatische Strömung bis zur Station reicht. In den Nachtstunden herrschen andere Bedingungen, so dass keine unmittelbare Beziehung zwischen dem Gradienten und der Energiebilanz auf dem Gletscher nachgewiesen werden kann. Aber für die Abschätzung der Ablation ist das Problem zunächst von untergeordneter Bedeutung.

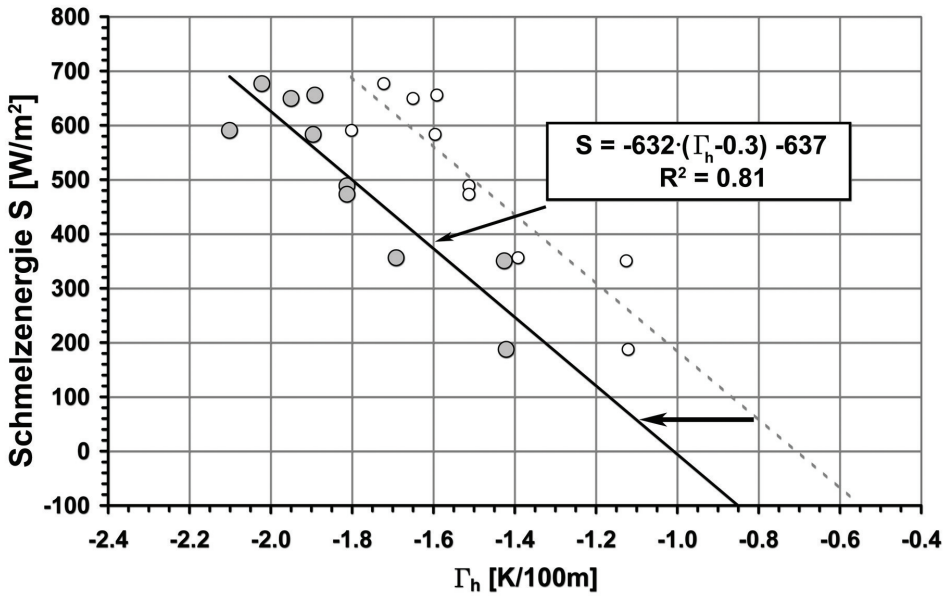


Abb. 6.19: *Analoge Regression wie in Abbildung 6.17 für die Messungen vom 9.8.1998 während* ***HyMEX98****. Die Originalmesswerte sind durch unausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Die angegebene Beziehung ergibt sich durch die konstante Reduktion von* Γ_h *um den Wert 0.3 K/100m, so dass der Ursprung der Regressionsgeraden mit dem Abszissenwert –1 K/100m zusammenfällt.*

Falls für die *Gleichung [6.8]* eine universelle Gültigkeit nachweisbar wäre, stünde für ein Schmelzwasserproduktionsmodell für den Vernagtferner eine ausgesprochen einfache Parametrisierung zur Berechnung der stündlichen Schmelzwasserproduktion auf der Basis relativ kostengünstig realisierbarer Lufttemperaturmessungen zur Verfügung. Das Ergebnis des Ablationsexperiment von 2003 legt den Schluss nahe, dass der anhand der Messungen während **HyMEX 2000** ermittelte Koeffizient zumindest innerhalb eines Monats, möglicherweise aber auch während der gesamten Ablationsperiode keine ausgesprochene Variation aufweist.

Die bereits angesprochene Abhängigkeit von Γ_h von der Höhenlage könnte zusätzlich die Information zur räumlichen Verteilung der Schmelze beinhalten. Einen ersten Hinweis darauf sollten die Messungen an der **HyMEX98**-Station liefern, die sowohl 50 Meter höher als auch an einem anderen Ort unter anderen Bedingungen durchgeführt wurden. Nach der *Abbildung 6.19* findet man dort ebenfalls einen regressiven Zusammenhang, dieser ist jedoch nicht so eindeutig interpretierbar wie der für die Messungen bei **HyMEX 2000**. Insbesondere findet man zunächst einen vom adiabatischen Gradienten verschiedenen 0-Durchgang der Regressionsgeraden. Erniedrigt man den Gradienten jedoch um einen konstanten Wert von 0.3K, was einer parallelen Verschiebung der Regressionsgeraden entspricht, so erhält man einen Koeffizienten von ca. 630 [10^2 $WK^{-1}m^{-1}$], der sich im Rahmen der Messgenauigkeit nur unwesentlich von dem bei **HyMEX 2000** bestimmten Zahlenwert unterscheidet. Letztlich ist diese Vorgehensweise äquivalent zu einer Reduktion der betrachteten Messhöhe über dem Gletscher.

Weitere Untersuchungen dieser Art sind somit von größtem Interesse. Sie können einerseits in Form des beschriebenen einfacheren Ablationsexperiments durchgeführt werden, welches die Vorteile der Erfassung eines längeren Zeitraums und die Option zur Messung auch im steileren Gelände vereinigt, andererseits sind aber auch zur genaueren Bestimmung des Koeffizienten weitere direkte Messungen der Terme der Energiebilanz an unterschiedlichen Lokationen erforderlich. Diese sollten jedoch zur Reduktion der Kosten und des logistischen Aufwands mit einer speziell für den Einsatz auf Gletschern optimierten Messanlage durchgeführt werden. Da sich ein derartiges Projekt bislang lediglich in der Planungsphase befindet, werden am Vernagtferner gegenwärtig jährlich nur die Ablations- und Temperaturmessungen realisiert.

Konsequenzen haben jedoch die bislang gewonnenen Erkenntnisse zur Abhängigkeit des hangparallelen Temperaturgradienten von der Energiebilanz für die Modellierung mittels Energiebilanzansätzen in Kombination mit aus Messungen einer in der Nähe des Gletschers gelegenen Klimastation abgeleiteten Gradienten. In der Regel werden zur Extrapolation auf die Gletscherfläche klimatologisch gewonnene Wind-, Temperatur- und Feuchtegradienten verwendet (z.B. ESCHER-VETTER, 1980; 2000). Benutzt man insbesondere ein charakteristisches statistisch abgeleitetes Muster für Temperaturgradienten, gibt man im Prinzip bereits die Größenordnung des Flusses über die Parametrisierung vor. Letztlich stellt sich aber die Temperatur als Resultat der Oberflächenenergiebilanz ein (KRAUS, 1966). Einen Ausweg bietet der Ansatz von STRASSER *et al.* (2004), die das Temperaturfeld aus Messdaten auf dem Gletscher *interpolieren* und *nicht extrapolieren***.** Dadurch werden die wahren Verhältnisse auf dem Gletscher besser wiedergegeben. Letztlich erhalten sie damit eine flächenhafte Interpolation der Flüsse, ähnlich dem bereits von HENNEMUTH & KÖHLER (1984) für das *Dischmatal* bei Davos auf der Basis von Punktmessungen praktizierten Verfahren.

Der Schlüssel zur Modellierung der Schmelzraten liegt demnach in der realistischen Bestimmung des Temperaturfeldes über dem Gletscher, das in sich bereits Bestandteil der Problemlösung ist. Die weiteren Messgrößen sind in dieser Hinsicht wesentlich unkritischer, da sie geringere zeitliche Abhängigkeiten aufweisen. So zeigt die Windgeschwindigkeit am Vernagtferner zumindest zwischen der Klimastation Vernagtbach und der **HyMEX**-Station keinen signifikanten Gradienten (*Abbildung 6.20*). Ähnliches gilt für den Dampfdruck, der sich auf dem Wege zwischen Gletscher und Klimastation nur geringfügig ändert, bzw. auf der Gletscherfläche relativ homogen verteilt ist und mit einer linearen Beziehung extrapoliert werden kann (ZUNKE, 1984).

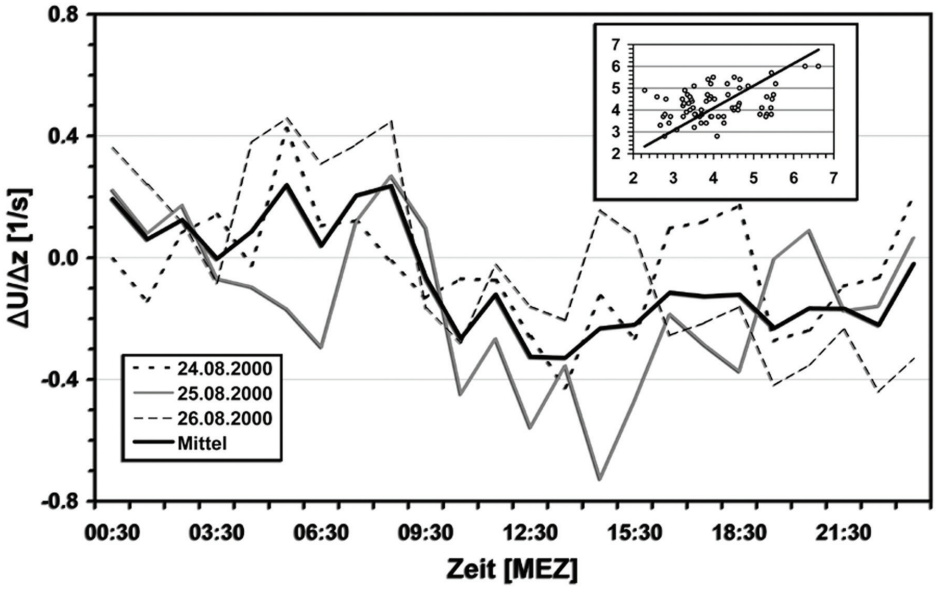


Abb. 6.20: *Verlauf des Stundenmittels der hangparallelen Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zwischen der* ***HyMEX 2000****-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage. Oben das zugehörige Streudiagramm mit der entsprechenden Regressionsgeraden.*

6.6.2 Folgerungen für das Temperatur-Index-Verfahren

Ähnliche Konsequenzen ergeben sich auch für das vielfach in hydrologischen Modellen angewandte Indexverfahren zur Berechnung der Schmelze. Es wird in der Regel auf Tagesmittelwerte angewandt. In dem an der **KfG** betriebenen Niederschlags-Abflussmodell **HBV3-ETH9** (BRAUN *et al.*, 1998, 1999) beispielsweise beruht die Berechnung der täglichen Schmelzbeträge $\mathbf{S_d}$ in mm w.e. auf einer Basisbeziehung der Form (ELLENRIEDER, 2002)

$$[6.9] \quad S_d = CFM_i \cdot (T_M - TS)$$

Die Basisvariable ist dabei $\mathbf{T_M}$, welche dem repräsentativen Tagesmittelwert der Lufttemperatur über der betrachteten Höhenstufe des Gletschers entspricht. Sie wird pragmatisch aus einer in der Regel nahe gelegenen Klimastation gemessenen Tagesmitteltemperatur **T** und einem gemessenen oder angenommen Höhengradienten $\mathbf{\Gamma}$ der Temperatur in der freien Atmosphäre nach $\mathbf{T_M = T + \Gamma \cdot \Delta z}$ abgeleitet. **TS** ist ein freier Parameter, der als die „Schwellentemperatur" interpretiert wird, bei welcher der Niederschlag von der flüssigen in die feste Phase übergeht. Dem eigentlichen *Grad-Tag-Faktor* **CFM** wird in diesem Modell eine Variation mit der Jahreszeit aufgeprägt. Er schwankt sinusförmig zwischen einem Minimalwert am 21. Dezember und dem Maximum am 21. Juni. Die Bestimmung der Schwankungsbreite von **CFM** und der Parameter **TS** in Abhängigkeit von $\mathbf{T_M}$ erfolgt durch eine Optimierungsprozedur über ein geeignet großes Datenensemble anhand des gemessenen Abfluss.

Summiert man *Gleichung [6.8b]* über den Zeitraum der Schmelze und ersetzt in *[6.9]* bei der Berechnung von $\mathbf{T_M}$ den Gradienten $\mathbf{\Gamma}$ durch $\mathbf{\Gamma_h}$, so erhält man bis auf die Konstanten nahezu identische Beziehungen. Der aufsummierte Koeffizient in *[6.8b]* variiert mit der täglichen Dauer der Schmelze. Da diese in erster Näherung von der Dauer zwischen Sonnenauf- und –untergang abhängt, ist die Beschreibung durch eine periodische Funktion wie in *[6.9]* eine gute Näherung. Auch der Parameter der Schwellentemperatur **TS** kann bei dieser Betrachtung neu interpretiert werden, nämlich als die Korrektur der adiabatischen Erwärmung.

Tag	**Ablation *)** nach [6.8b]	**Mittel T VB** [°C]	**Mittel T HS** [°C]	$\mathbf{T_M}$ ****)** [°C]	**CFM** mit $\mathbf{T_M}$**, TS, EB**	**CFM** aus **T-HS, EB**	**Ablation *)** aus EB
9.8.1998	63.5	11.85	7.01	9.21	8.08	8.09	56.7
10.8.1998	63.8	11.84	7.10	9.21	8.11	8.00	56.8
11.8.1998	65.4	11.50	6.79	8.87	9.72	9.54	64.8
24.8.2000	44.4	10.19	5.60	7.88	8.20	8.17	45.8
25.8.2000	41.1	9.40	4.75	7.10	9.01	9.10	43.2
26.8.2000	50.8	11.37	6.57	9.06	7.07	7.28	47.8

*) in mm w.e. **) $T_M = T_{VB} - 0.65 \cdot \Delta z$

Tab. 6.8: *Tägliche Ablation an 6 Messtagen der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX2000*** *am Vernagtferner, in der ersten Spalte berechnet aus der Summe der positiven stündlichen Schmelzbeträge nach der Schätzformel [6.8b] und* $\boldsymbol{\Gamma_h}$ *zwischen der Klimastation Vernagtbach (VB) und der 2m-Temperatur an den* ***HyMEX****-Stationen (HS), in der letzten Spalte bestimmt aus den positiven Beiträgen der Energiebilanz (EB). Weiterhin angegeben sind die Tagesmittel* ***T*** *der 2m-Lufttemperatur an der Klimastation Vernagtbach (****VB****), an den* ***HyMEX****-Stationen (****HS****) und die in Gleichung [6.9] verwendete Referenztemperatur* $\boldsymbol{T_M}$*. Der Grad-Tag-Faktor* ***CFM*** *wird alternativ anhand* $\boldsymbol{T_M}$ *und einer Schwellentemperatur TS von 2.2K (****HyMEX98****) bzw. 2.3K (****HyMEX 2000****) und der direkt an den Stationen gemessenen Temperaturen mit TS=0 (vorletzte Spalte) mittels der aus der Energiebilanz bestimmten Ablation berechnet.*

Der Zusammenhang erklärt die erstaunlich erfolgreiche Anwendbarkeit des einfachen Temperatur-Index-Verfahrens in vergletscherten Einzugsgebieten unter der Voraussetzung, dass Temperaturwerte einer Kli-

mastation im eisfreien Bereich in der Nähe des Gletschers zur Verfügung stehen. Diese enthalten deutlich mehr Information über die Schmelzvorgänge an der Gletscheroberfläche als die dort direkt gemessene Temperatur, was sich mit den frühen Aussagen von LANG (1968) und neueren von OHMURA (2001) deckt. Tatsächlich ist es offensichtlich der Unterschied zwischen den Stationen, welcher unter den genannten günstigen Voraussetzungen am vollständigsten die zur Berechnung der Schmelze benötigte Information beinhaltet. Dies wird noch einmal in der *Tabelle 6.8* deutlich, die den Vergleich zwischen den nach *Gleichung [6.8b]* berechneten täglichen Ablationsraten mit den über die Energiebilanz bestimmten Werten erlaubt. Die Abweichungen der Resultate sind im Rahmen der Genauigkeit aller beteiligten Verfahren mit zumeist unter 10% gering, insbesondere wenn man berücksichtigt, dass die wahren Zusammenhänge für die Messungen während **HyMEX98** noch unvollständig geklärt sind.

Die *Tabelle 6.8* liefert zudem noch weitere Informationen zur lokalen Anwendung des Temperatur-Index-Konzepts auf dem Gletscher. Die Berechnung der Grad-Tag-Faktoren **CFM** mittels der lokal gemessenen Mitteltemperaturen und den aus der Energiebilanz bestimmten Schmelzraten ergeben keinesfalls den erwarteten nahezu konstanten Wert, sondern Abweichungen, die über den durch Messfehler zu erwartenden Streubereich hinausgehen. KUHN (1984) merkt an, dass das Konzept bei seiner formalen Ableitung lediglich den Anteil an fühlbarer Wärme beinhaltet. Die Auswirkungen der Feuchte durch den latenten Wärmefluss und die Veränderungen in der Strahlungsbilanz werden dagegen nicht berücksichtigt. Dass sich der Ansatz dennoch für die praktische Anwendung eignet, liegt daran, dass die täglichen Schwankungen des **CFM** in der Relation zum Absolutwert klein sind und zudem eine genügende Bandbreite zur Fehlerkompensation vorhanden ist.

Der nach den bisherigen Erkenntnissen eine Verbesserung bewirkende hangparallele Höhengradient ist für die praktische Anwendung von *Gleichung [6.9]* in der Regel unbekannt. Durch seine Schätzung besteht somit wiederum die Gefahr, dass die Schmelzraten durch eine willkürliche Wahl faktisch vorgegeben werden. Die *Tabelle 6.8* zeigt jedoch, dass dieses Problem bei Verwendung der im Vorfeld gemessenen Lufttemperatur als Basis in Verbindung mit dem als Schwellentemperatur bezeichneten Parameter **TS** von untergeordneter Rolle ist. Mittels der mittleren Temperaturabnahme der freien Atmosphäre von –0.65K/100m in Kombination mit einer geeigneten Wahl von **TS** kann $\mathbf{T_M}$ relativ gut angenähert werden**,** was durch die verhältnismäßig kleine Abweichung der nach beiden Methoden bestimmten Grad-Tag-Faktoren von weniger als 3% belegt ist. Der Parameter **TS** hat damit in dem **HBV3-ETH9**-Modell eine essentielle Funktion bei der Kalibrierung des Modells und seine gleichzeitige Interpretation als Schwelle des Phasenübergangs des Niederschlags von Regen in Schnee sollte noch einmal überdacht werden.

Aus der Untersuchung kann geschlossen werden, dass das Konzept der Temperatur-Index-Methode im Fall von unzureichender Datenlage trotz der mangelhaften theoretischen Grundlage auch weiterhin als praktikabler Ansatz in konzeptionellen Niederschlag-Abflussmodellen verwendet werden kann. Voraussetzung für eine erfolgreiche Anwendung ist die Bedingung, dass die Station, deren Daten zum Treiben des Modells verwendet werden, deutlich tiefer im eisfreien Gebiet gelegen und dem Einfluss der katabatischen Strömung des Gletschers ausgesetzt ist. Eine Erweiterung der einfachen Beziehung mit etwa einem Term in Abhängigkeit von der Globalstrahlung (HOCK, 1999; JONSELL *et al.*, 2003; STRASSER *et al.*, 2004) ist eigentlich nicht erforderlich und daher auch nicht unbedingt dienlich. Das Problem der eigentlich nicht korrekten Temperaturinterpolation wird dadurch nur auf die Tagesvariation des Grad- Tag-Faktors verlagert. Um den Tagesgang der Schmelze wiederzugeben, ist vielmehr eine zusätzliche Temperaturmessung auf dem Gletscher selbst erforderlich.

6.6.3 Parametrisierungsansätze der turbulenten Flüsse

Obwohl die am Beispiel der Resultate der **HyMEX**-Messungen in den Abschnitten zuvor erläuterten konzeptionellen Verfahren bereits passable Näherungen zur Schmelzwasserproduktion liefern, ist für die physikalisch korrekte Bestimmung der Schmelze die Berechnung aller Terme der Energiebilanz erforderlich. Dazu müssen die wahren meteorologischen Grundgrößen über dem Gletscher bekannt sein, sei es

durch eine in-situ-Messung oder anhand von einem realistischen Inter- oder Extrapolationsverfahren. Ist dies der Fall, dann stellt sich unter anderem die Frage nach einer geeigneten Parametrisierungsmöglichkeit der turbulenten Flüsse. Die besonderen Bedingungen einer stabilen Grenzschicht in Kombination mit einem lokalen Windsystem und die Schwierigkeiten, Messungen deutlich oberhalb der Gletscheroberfläche durchzuführen, legen die Verwendung einfacher *Bulk*-Verfahren nahe. Eine seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzte Rechenvorschrift ist die Parametrisierung des fühlbaren Wärmestroms mit dem speziellen sogenannten α_1-Ansatz (ESCHER-VETTER, 2000), der seinen Namen der Bezeichnung der Wärmeübergangszahl $\boldsymbol{\alpha_1}$ in der zugrundeliegenden Wärmeleitungsgleichung verdankt. Er ergibt sich in Wm^{-2} zu

$$\textbf{[6.10]} \quad H = 5.7 \cdot \sqrt{U} \cdot (T - T_0)$$

Die Beziehung ähnelt einem einfachen Indexverfahren. Sie enthält explizit keinerlei Information über die eigentlich zur Berechnung der Flüsse erforderliche Luftdichte, allenfalls implizit über die Temperatur, sofern es sich um eine schmelzende Oberfläche handelt. Dies dürfte auch den Erfolg des Ansatzes erklären.

Um eine etwas physikalischere Parametrisierung des turbulenten Flusses der fühlbaren Wärme zu erhalten, legt die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der Struktur von Turbulenzdaten die Berechnung des Flusses anhand des Kospektrums (*siehe Abschnitt 5.3.5*) basierend auf der Fluss-Varianz-Beziehung nach Gleichung [*5.14*] nahe. Sie kann damit ähnlich dem einfachen Bulk-Ansatz von Gleichung [*6.10*] aufgebaut werden. Der allgemeine Ansatz lautet

$$\textbf{[6.11]} \quad H = \rho \cdot c_p \cdot R_{wT} \cdot f(U) \cdot f(T - T_0)$$

Anhand der Messdaten vom 24.8.2000 bei **HyMEX 2000** kann eine einfache Relation zwischen der mittleren Windgeschwindigkeit **U** und der Standardabweichung der Vertikalwindgeschwindigkeit $\boldsymbol{\sigma_w}$ bestimmt werden (*Abbildung 6.21*)

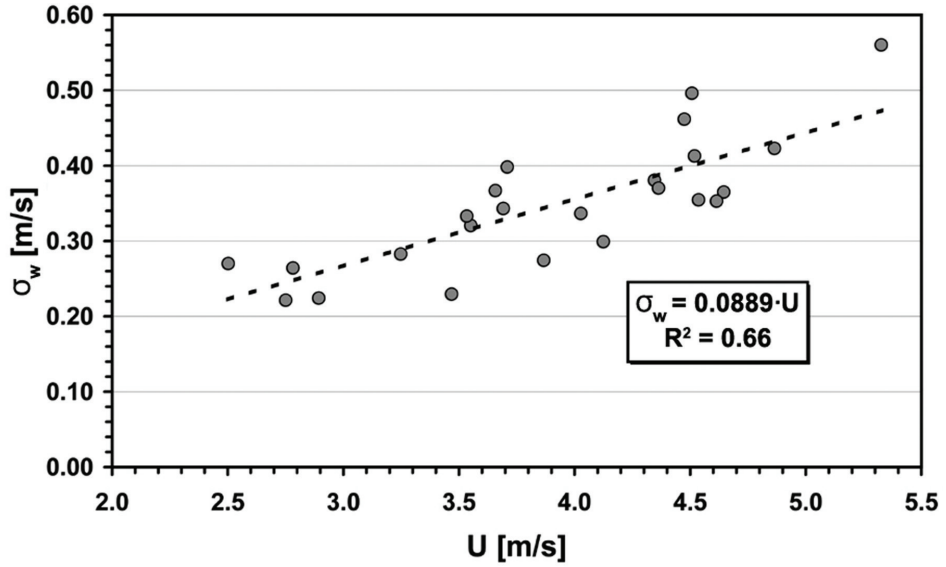


Abb. 6.21: *Streudiagramm der Stundenmittel von $\boldsymbol{\sigma_w}$ und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** in 2.5 m Höhe über dem Eis anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Sinnvollerweise bietet sich hier eine einfache lineare Regression mit U=0 als Ursprung an. Die erhaltene Gleichung ist mit $R^2 = 0.66$ erwartungsgemäß nicht optimal, aber die Linearität der Beziehung insgesamt befriedigend und entspricht in der Größenordnung den typischen Skalenbeziehungen für die stabile Grenzschicht (STULL, 1988). Weiterhin wird eine Beziehung für $\boldsymbol{\sigma_T}$ zur gemessenen Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche und der Messhöhe benötigt. Sie wird ebenfalls über eine Regression der Messdaten gewonnen (*Abbildung 6.22*).

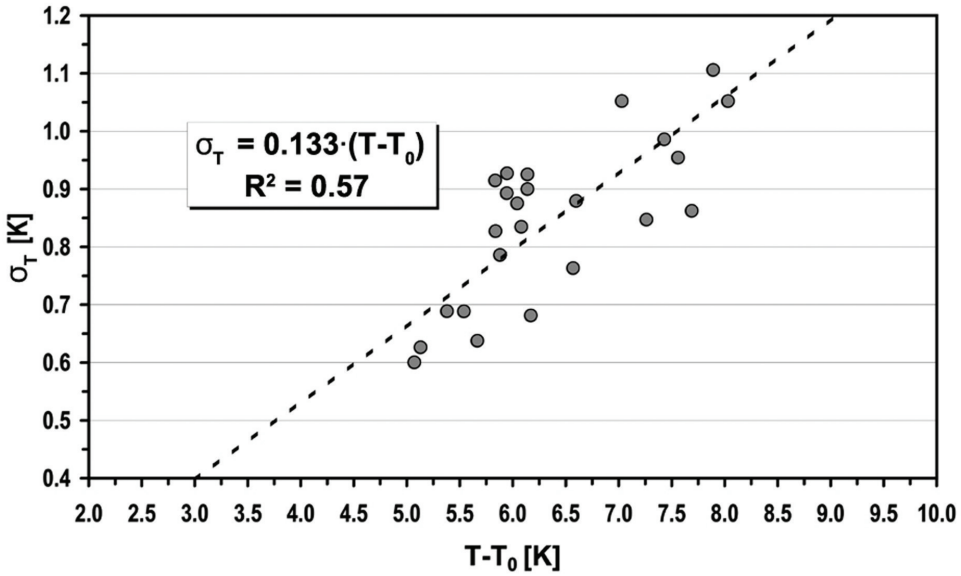


Abb. 6.22: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_T und der Differenz der mittleren Temperatur T in 2.5 m Höhe über dem Eis und der Oberflächentemperatur T_o anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

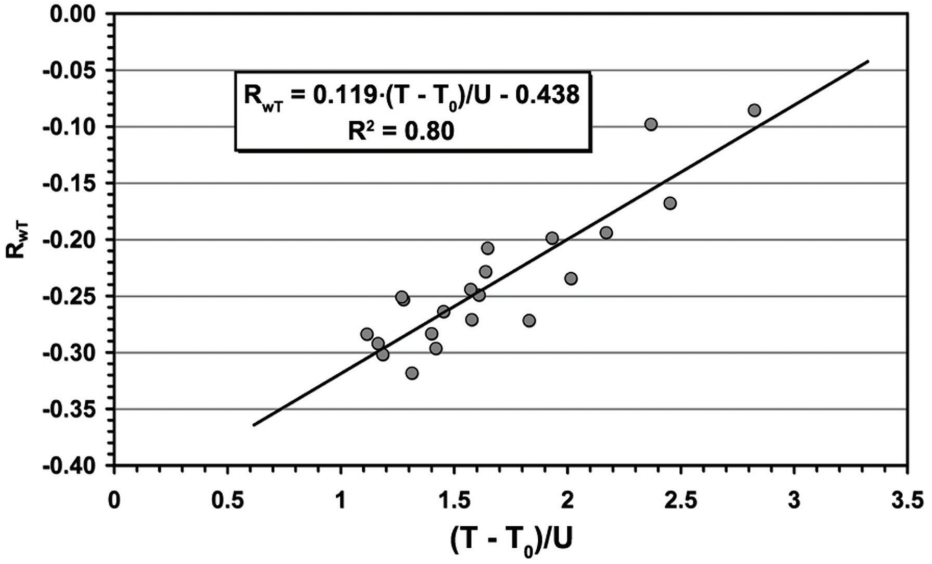


Abb. 6.23: *Streudiagramm zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels dem Verhältnis aus T-T_0 und der mittleren Windgeschwindigkeit U anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Die experimentellen Untersuchungen ergaben, dass in der Gletscherwindschicht die Korrelation zwischen der Vertikalwindgeschwindigkeit und der Temperatur mit wachsender Temperaturdifferenz ansteigt,

gleichzeitig mit wachsender Windgeschwindigkeit abfällt. Es bietet sich daher zusätzlich eine lineare Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels des Verhältnisses der Temperaturdifferenz zur Windgeschwindigkeit an (*Abbildung 6.23*).

Zusammenfassend ergeben sich die nachfolgenden regressiv ermittelten Gleichungen:

$$\textbf{[6.12a]} \quad R_{w'T'} = 0.119 \cdot \frac{(T - T_0)}{U} - 0.4375$$

$$\textbf{[6.12b]} \quad \sigma_w = 0.0889 \cdot U$$

$$\textbf{[6.12c]} \quad \sigma_T = 0.133 \cdot (T - T_0)$$

Die Kombination der Beziehungen mit Gleichung [*6.11*] ergibt die endgültige Parametrisierung des Stroms fühlbarer Wärme in Wm^{-2} zu

$$\textbf{[6.13]} \quad H = \rho \cdot c_p \cdot R_{wT} \cdot 0.01182 \cdot U \cdot (T - T_0) \,.$$

Für den Korrelationskoeffizienten $\mathbf{R_{wT}}$ kann entweder das Ergebnis aus [*6.12a*] oder in erster Näherung auch ein konstanter Wert für stabile Schichtung von –0.3 gesetzt werden. Die letzte Alternative vereinfacht [*6.13*] weiter zu

$$\textbf{[6.14]} \quad H = -\rho \cdot c_p \cdot 0.00355 \cdot U \cdot (T - T_0) \,.$$

Die einfache Gleichung [*6.14*], nachfolgend mit „*Fix KK*" bezeichnet, kann direkt mit dem Ansatz [*6.10*] verglichen werden. Letzterer enthält eine Abhängigkeit von der Wurzel der Windgeschwindigkeit, welche aus der Abschätzung für $\boldsymbol{\sigma_w}$ in *Abbildung 6.21* nicht erkennbar ist. In der Tat würde die Anwendung einer Wurzelbeziehung sogar zu einer schlechteren Korrelation führen. Andererseits hat die einfache lineare Abhängigkeit bei gleichbleibender Temperaturdifferenz mit zunehmender Windgeschwindigkeit ein beliebiges Anwachsen des Flusses zur Folge, was der Beobachtung widerspricht. Der Ansatz [*6.13*] in Kombination mit [*6.12a*] wirkt dieser Tendenz verstärkt entgegen, obwohl sich in der Realität bei höheren Windgeschwindigkeiten wegen dem mehr laminaren Charakter der Strömung ein geringerer Temperaturgegensatz zwischen der Lufttemperatur und der Oberflächentemperatur einstellen sollte.

Adaptiert man die Gleichung [*6.14*] durch Zerlegung der Windgeschwindigkeit **U** in

$$U \approx \sqrt{\overline{U}} \cdot \sqrt{U}$$

und setzt mit $\mathbf{c_p}$ = 1008 $J \cdot (kgK)^{-1}$, $\boldsymbol{\rho}$ = 0.9 kg/m^3 und die mittlere Windgeschwindigkeit mit 3 m/s an, so erhält man für **H** die Schätzformel

$$\textbf{[6.15]} \quad H \approx 5.58 \cdot \sqrt{U} \cdot (T - T_0) \quad [Wm^{-2}],$$

welche in der Tat fast identisch mit der Näherungsformel [*6.10*] ist.

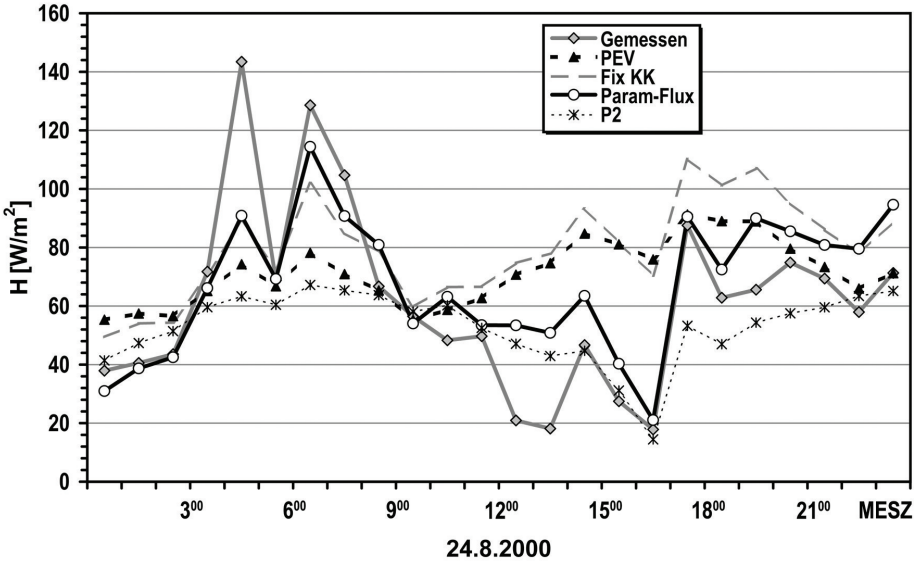


Abb. 6.24: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms fühlbarer Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach vier verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Lufttemperatur und Oberflächentemperatur berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.* ***Param-Flux****: berechnet mit Gleichung [6.13] und [6.12a],* ***PEV****: berechnet mit Gleichung [6.10],* ***Fix-KK****: berechnet nach [6.14]).* ***P2*** *ist eine weitere Parametrisierung nach Gleichung [6.23].*

Die *Abbildung 6.24* zeigt zum einen die nach dem im **PEV**-Modell verwendeten einfachen Ansatz [*6.10*] aus den gemessenen Mittelwerten von Lufttemperatur, Oberflächentemperatur und Windgeschwindigkeit berechneten Stundenmittel der Flüsse, zum anderen die nach der komplexeren Parametrisierung [*6.13*] mit variablem Korrelationskoeffizienten [*6.12a*], und die nach der vereinfachten Version mit festem Korrelationskoeffizienten nach [*6.14*] im Vergleich zu den Messwerten für den 24.8.2000. Alle drei Ansätze treffen in etwa das Niveau der gemessenen Flüsse, der Tagesgang wird jedoch erwartungsgemäß am besten mit der komplexen Parametrisierung wiedergegeben. Der einfache *Bulk*-Ansatz des **PEV**-Modells wie auch das Äquivalent ohne Berücksichtigung des Zusammenhangs zwischen Stabilität und Windgeschwindigkeit unterschätzt den Fluss bei hohen mittleren Windgeschwindigkeiten in der ersten Nachthälfte und überschätzt ihn dafür bei schwächerem Wind in den Nachmittagsstunden. Letzteres überwiegt die zeitweise Unterschätzung, so dass im Tagesmittel der resultierende Fluss mit der α_1-Parametrisierung um ca. 12% gegenüber dem gemessenen überschätzt wird. In Relation zur Primitivität und Universalität des Verfahrens ist die Übereinstimmung immer noch befriedigend.

Zur Prüfung der Universalität werden die nur auf der Basis der Daten vom 24.8.2000 ermittelten Parametrisierungen für die Folgetage angewandt (*Abbildungen 6.25 und 6.26*). Auch am 25.8.2000 zeigt sich die Überlegenheit der komplexeren Parametrisierung, während die Berechnung nach dem **PEV**-Ansatz zwar wiederum die größten Abweichungen zeigt, aber generell die Verhältnisse immer noch erstaunlich gut wiedergibt. Am 26.8.2000 (*Abbildung 6.26*) ist für alle Ansätze die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung besonders in der zweiten Tageshälfte unbefriedigend. Es gilt aber zu bedenken, dass hier wegen der extrem stabilen Bedingungen (*siehe auch Abbildung 6.13*) auch die Bestimmung des Flusses nach der Eddykorrelationsmethode die maximale Bandbreite der Unsicherheit aufweist. Eine zunehmend südliche Komponente der Höhenströmung (*erkennbar auch an der Registrierung an der Bergstation Schwarzkögele, Tafel XXXI*) führt zu einer deutlich geringeren Mächtigkeit der Gletscherwindschicht mit einer Lage des Windmaximums unter 3 m über Grund. Damit liegt das Messniveau der Turbulenzmessung in einem kritischen Bereich und hätte eigentlich deutlich abgesenkt werden müssen. Andererseits macht

sich die mit der Änderung der synoptischen Bedingungen verbundene Warmluftadvektion auch in einer zwangsläufigen Zunahme der Temperaturgradienten in Eisnähe bemerkbar. Die Parametrisierungsansätze liefern entsprechend größere Flüsse, die aber von der Eddykorrelation wegen der unzureichenden Stationarität nicht realisiert werden. Eine ähnliche Situation tritt kurz nach Mitternacht am 26.8.2000 auf. Es ist nicht auszuschließen, dass die berechneten Flüsse unter diesen Umständen näher an der Realität liegen als die gemessenen.

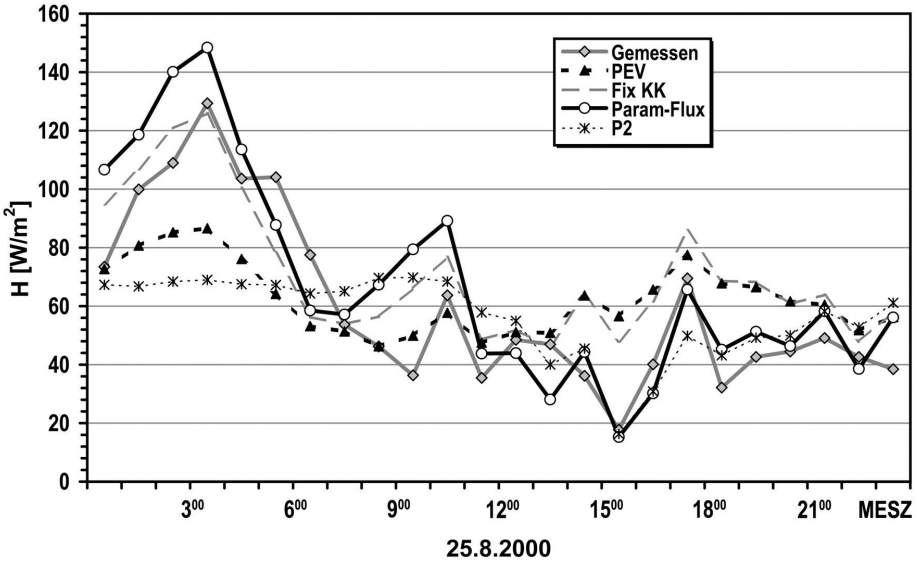


Abb. 6.25: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 25.8.2000.*

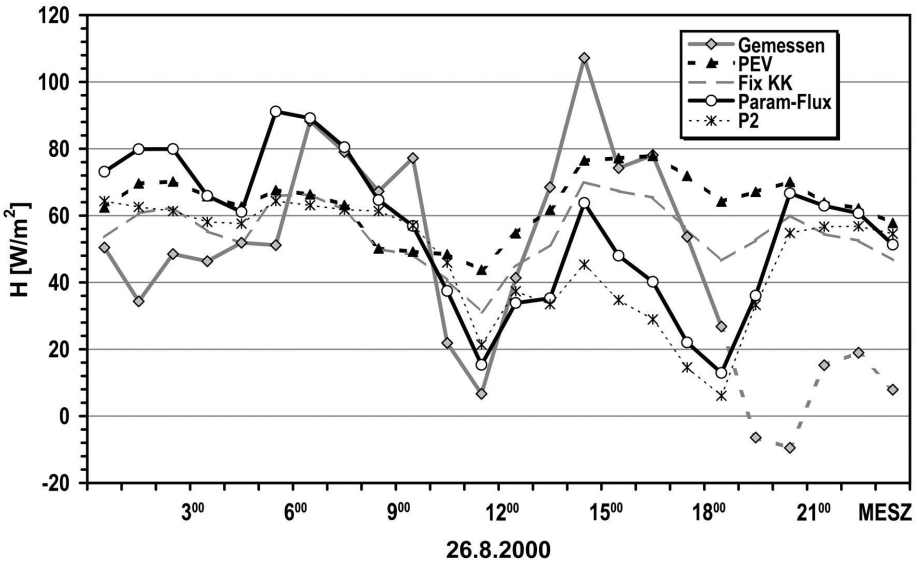


Abb. 6.26: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 26.8.2000. Der gestrichelte Verlauf bei der Kurve der gemessenen Flüsse deutet eine unsichere Datenlage an.*

Im Gegensatz zu den die Physik besser beschreibenden Ansätze von KUHN (1978) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002) sind bei den hier demonstrierten einfachen *Bulk*-Ansätzen keine Informationen über

die Verhältnisse der „*ungestörten Atmosphäre*" im gleichen Niveau erforderlich. Diese lassen sich zwar durch Extrapolation aus Messungen an in der Nähe gelegener Klimastationen abschätzen (KUHN, 1978), aber zum einen ist die Verfügbarkeit geeigneter Stationen in den Alpen generell begrenzt, andererseits sind jegliche statistische Extrapolationsverfahren immer mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet, welche das Resultat erheblich verfälschen kann. Sind gemessene Informationen direkt über dem Eis verfügbar, erscheint daher die Anwendung einer *Bulk*-Parametrisierung zur Berechnung der Flüsse gerechtfertigt.

Die Anwendbarkeit derartiger Beziehungen ist streng genommen auf eine stabile Schichtung beschränkt. Formal würde sie auch unter labilen Verhältnissen ein Resultat liefern, dieses dürfte aber wegen der anders gearteten Turbulenzstruktur keine universelle Gültigkeit besitzen. Allerdings betrifft dieses Problem primär die Skalierung der Varianzen. Wegen der Ähnlichkeit der Turbulenzstrukturen selbst (*siehe auch Kapitel 5*) ändert sich für den Wert des Korrelationskoeffizienten bis auf dessen Vorzeichen wenig. Insofern kann das Konzept der Parametrisierung des Kospektrums mit entsprechend angepassten Koeffizienten auch im labilen Fall weiterverfolgt werden. Über schmelzenden Eis- und Schneeoberflächen ist jedoch die Ausbildung einer stabilen Grenzschicht die Regel.

Datum	**9.8.1998**	**10.8.1998**	**11.8.1998**	**24.8.2000**	**25.8.2000**	**26.8.2000**
T [°C]	7.21	8.12	7.36	5.83	4.95	6.97
σ_T [K]	1.14	1.26	1.19	0.85	0.70	0.97
$\partial T/\partial z$ [K•m^{-1}]	-1.56	-1.88	-1.72	-0.73	-0.51	-1.23
U [m•s^{-1}]	3.02	3.25	3.29	3.92	4.04	4.10
σ_w [m•s^{-1}]	0.145	0.153	0.138	0.357	0.392	0.244
$\partial U/\partial z$ [s^{-1}]	-0.139	-0.138	-0.137	-0.276	-0.242	-0.224
ρ [kg•m^{-3}]	0.882	0.883	0.885	0.895	0.896	0.886
τ [N•m^{-2}]	0.020	0.028	0.031	0.128	0.129	0.065
u_* [m•s^{-1}]	0.152	0.178	0.186	0.378	0.379	0.271
$w'T'$ [mK•s^{-1}]	-0.0301	-0.0339	-0.0460	-0.0684	-0.0665	-0.0514
T_* [K]	-0.221	-0.210	-0.208	-0.181	-0.175	-0.189
T/U [Ks•m^{-1}]	2.388	2.498	2.238	1.488	1.224	1.698
H_{EK} [W•m^{-2}]	27.5	34.7	41.0	61.7	60.0	45.8
K_H	0.00138	0.00148	0.00190	0.00300	0.00332	0.00180
C_D	0.0025	0.0030	0.0032	0.0093	0.0088	0.0044
σ_s [m]	4.61	5.27	5.54	14.01	13.34	7.17
C_H	0.0016	0.0018	0.0018	0.0037	0.0035	0.0021
K_{Kat}	0.0025	0.0027	0.0027	0.0032	0.0033	0.0034

Tab. 6.9: *Mittlere turbulente Kenngrößen für die Messtage der Intensivmessphase der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *für die Messhöhe ca. 2.5 m über dem Eis. (*σ*: Standardabweichung,* $\partial/\partial z$*: lokaler vertikaler Gradient,* τ*: Impulsfluss oder Schubspannung,* u_**: Schubspannungsgeschwindigkeit,* T_**: Temperaturskala,* H_{EK}*: mittl. fühlbarer Wärmefluss bestimmt mit der Eddykorrelationsmethode,* K_H*: Bulk-Austauschkoeffizient für Wärme,* C_D*: Reibungskoeffizient nach [6.16],* σ_s*: Varianz der Oberflächentopografie berechnet nach [6.18],* C_H*: Austauschkoeffizient für fühlbare Wärme berechnet nach [6.17]),* K_{Kat}*: katabatischer Austauschkoeffizient nach [6.22].*

Der universelle Koeffizient 5.7 in Gleichung [*6.10*] wurde empirisch anhand von Messungen über Schnee am *Weissfluhjoch* bei Davos ermittelt (ESCHER-VETTER, 2000). Die relativ gute Reproduktion

der Verhältnisse am Vernagtferner auf 3000 m NN mag auf Ähnlichkeiten insbesondere bezüglich der Höhenlage und eventuell der Rauhigkeit der Unterlage beruhen. Die Näherungsformel liefert daher in den großflächigen Arealen des Vernagtferners zwischen 3000 und 3200 m NN möglicherweise durchaus plausible Werte, die jedoch vor der Durchführung der **HyMEX**-Experimente nicht explizit validiert werden konnten. Aber bereits die Anwendung der Parametrisierung auf einen größeren Höhenbereich muss wegen der nicht berücksichtigten Abhängigkeit von der Luftdichte zu entsprechenden Abweichungen führen. In dem Niveau von München (ca. 540 m NN) beispielsweise werden die Flüsse unter der Annahme von ansonsten gleichen Bedingungen um 30% unterschätzt. Allerdings dürfte allein der auf der Extrapolation der Temperatur basierende Fehler mindestens von ähnlicher Größenordnung sein. In den *Abbildungen 6.23* bis *6.26* wurde dieser nicht berücksichtigt.

Der Koeffizient in Gleichung [*6.14*] kann für das **HyMEX 2000**-Experiment direkt als der ungefähre mittlere Wert des Austauschkoeffizienten $\mathbf{K_H}$ für die Enthalpie in der Messhöhe von 2.5 m interpretiert werden (OERLEMANS, 2001). Dessen lokale Abhängigkeiten sind jedoch vielfältig. Er ist mit Sicherheit keine universelle Größe, die an jedem Ort des Gletschers zu jedem Zeitpunkt zur Berechnung des sensiblen Wärmestroms verwendet werden kann.

Die mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Flüsse sind am Messort von **HyMEX 2000** trotz geringfügig niedrigeren Temperaturen und etwas höheren Windgeschwindigkeiten gut doppelt so hoch wie am 50 m höher gelegenen Messplatz von **HyMEX98**. Dies kann durch die einfache Schätzformel [*6.10*] nicht wiedergegeben werden. Zur Verdeutlichung der Verhältnisse sind in der *Tabelle 6.9* die wichtigsten über den Tag gemittelten turbulenten Kenngrößen für den fühlbaren Wärmestrom in 2.5 m über dem Eis aufgelistet. Die aus den gemessenen Profilen abgeleiteten lokalen Temperaturgradienten zeigten während **HyMEX 98** eine deutlich stabilere Schichtung der eisnahen Grenzschicht wie 2000. Umgekehrt ist die Windscherung bei **HyMEX 2000** gut doppelt so groß. Letzteres könnte auf einen verstärkten Einfluss der Reibung infolge einer aerodynamisch raueren Oberfläche hindeuten.

Einen Hinweis darauf kann der nach der Eddykorrelationsmethode bestimmte Impulsfluss $\boldsymbol{\tau}$ bzw. die Schubspannungsgeschwindigkeit $\mathbf{u}^{\star}$ liefern. Letztere liegt für die Messungen 1998 im Bereich von 0.15 bis 0.18 m/s, 2000 dagegen zwischen 0.27 und 0.38 m/s. Der zugehörige Impulsfluss beträgt im Jahr 2000 das 6fache von dem 1998. Der nach der Beziehung (OERLEMANS, 2001)

$$\tau = \rho \cdot C_D \cdot U^2 \qquad \textbf{[6.16]}$$

abschätzbare Reibungskoeffizient $\mathbf{C_D}$ zeigt nach einer Untersuchung von ANDREAS (1987) über Schnee- und (*Meer*-)Eis-Oberflächen eine lineare Abhängigkeit von der Varianz der Oberflächentopografie $\boldsymbol{\sigma_s}$ in der Form

$$C_D = (1.10 + 0.72 \cdot \sigma_s) \cdot 10^{-3}. \qquad \textbf{[6.17]}$$

Die nach der Beziehung [*6.17*] aus den Messdaten ableitbare Variation der Varianz der Mikrotopografie der Oberfläche ist kaum validierbar. Zwar war die Station **HyMEX98** näher an der Firngrenze gelegen, so dass die Strömung durch Areale mit geringerer Rauigkeit geprägt sein dürfte, die Grobstruktur der Eisoberfläche in der unmittelbaren Umgebung der Stationen unterschied sich jedoch nur unwesentlich. Insbesondere konnte jedoch 1998 keine Zunahme der Höhe der Struktur in der Größenordnung beobachtet werden, wie sie durch die Werte in der *Tabelle 6.9* vermittelt wird. Keinesfalls wurde das Gelände vom 25.8.2000 auf den 26.8.2000 merklich glatter. ANDREAS (1987) gibt weiterhin eine Parametrisierung des Austauschkoeffizienten an nach

$$C_H = C_D - \frac{C_D - 10^{-3}}{0.5\pi} \arctan(0.45 \cdot U). \qquad \textbf{[6.18]}$$

Die in der viertletzten Zeile von Tabelle 6.9 angegebenen Werte von $\mathbf{C_D}$, berechnet mit Hilfe der Gleichung [*6.18*], entsprechen dennoch recht gut den Koeffizienten in der Parametrisierung. Trotz der guten Übereinstimmung dürfte der Ansatz [*6.17*] für eine generelle Parametrisierung ungeeignet sein, zumal eine Erfassung der Mikrotopografie der Oberfläche mit der erforderlichen Genauigkeit praktisch mit erheblichem Aufwand verbunden sein dürfte.

Die Variation des Austauschkoeffizienten dürfte nur in geringerem Maße durch eine Änderung der Oberflächenstruktur und damit der aerodynamischen Rauigkeit verursacht sein, sondern ist vielmehr der Ausdruck einer generellen Änderung der Turbulenzstruktur. Die Intensität der Turbulenz ist an der tiefer gelegenen **HyMEX 2000**-Station insbesondere am 24.8. und 25.8.2000 erheblich höher als bei **HyMEX98**. Dies korrespondiert mit einer größeren Mächtigkeit der Gletscherwindschicht in Verbindung mit einem längeren Anlaufweg der Strömung. Am 26.8.2000 führte eine südliche, dem Gletscherwind entgegengesetzte Komponente des Höhenwindes zu einer deutlich niedrigeren Lage des Windmaximums und damit einer dünneren Schichtdicke. Die Strömung war dabei durch einen höheren Laminaritäts- und Instationaritätsgrad ähnlich der Situation bei **HyMEX98** charakterisiert.

Der Austausch wird somit wesentlich durch die äußeren Randbedingungen kontrolliert. Physikalisch korrekt wäre daher tatsächlich eine Neuparametrisierung des Austauschkoeffizienten durch einen speziellen *katabatischen* Koeffizienten in der Weise, wie sie von KUHN (1978) und OERLEMANS & GRISOGONO (2002) auf der Basis der PRANDTL´schen Hangwindtheorie vorgeschlagen wird. KUHN (1978) leitet für den Diffusionskoeffizienten die nachfolgende einfache Beziehung ab

$$\textbf{[6.19]} \quad K_{kat} = \sqrt{\frac{g \cdot \gamma}{\Theta_0}} \cdot \frac{\eta \cdot \varsigma^2}{\sqrt{1.52}} \approx 0.0153 \cdot \eta \cdot \varsigma^2$$

mit

- $\boldsymbol{\eta}$: Tangens der Hangneigung,
- $\boldsymbol{\zeta}$: Höhe der maximalen Windgeschwindigkeit im Gletscherwind,
- $\mathbf{g}$: Schwerebeschleunigung,
- $\boldsymbol{\gamma}$: vertikaler Gradient der potentiellen Temperatur,
- $\boldsymbol{\Theta_0}$: potentielle Temperatur an der Oberfläche.

Die letzten drei Parameter sind in der Regel über einer schmelzenden Schnee- oder Eisoberfläche konstant und können daher zu einer Konstante zusammengefasst werden. Man könnte meinen, dass sich [*6.19*] anhand der Daten der **HyMEX**-Experimente leicht verifizieren ließe, aber weder die für das Quellgebiet des Flusses maßgeblich Hangneigung $\boldsymbol{\eta}$ noch die Höhe der maximalen Windgeschwindigkeit im Gletscherwind $\boldsymbol{\zeta}$ lassen sich mit der erforderlichen Genauigkeit eingrenzen. Nach [*6.19*] wäre der Austausch nur von der Geländeneigung und dem sich einstellenden Windprofil im Gletscherwind abhängig. Unter Annahme einer Geländeneigung von weniger als 3° und einer mittleren Höhe des Gletscherwindmaximums zwischen 1.5 und 3 m liefert die Beziehung einen Wert für den Austauschkoeffizienten, der durchaus in der Größenordnung der in *Tabelle 6.9* nominal anhand der Messungen berechneten Werte liegt. Ferner wird auch die Beobachtung, dass der Austausch mit zunehmender Mächtigkeit der Schichtdicke ansteigt, qualitativ richtig wiedergegeben. Während das Maximum während **HyMEX98** und am 26.8.2000 nur knapp über dem Niveau der Turbulenzmessung oder teilweise sogar knapp darunter gefunden wurde, lag es am 24.8.2000 und 25.8.2000 deutlich darüber, teilweise vermutlich sogar oberhalb der obersten Messhöhe des Profilmastes. Für diesen Fall ergibt [*6.19*] deutlich zu große Werte für den Austauschkoeffizienten.

OERLEMANS & GRISOGONO (2002) erweitern in ähnlicher Weise die PRANDTL´sche Theorie durch eine Höhenabhängigkeit des Austauschkoeffizienten und erhalten eine Beziehung der Form

$$\textbf{[6.20]} \quad K_{Kat} = -k_1 \cdot k_2^2 \cdot \vartheta_0 \sqrt{\frac{g}{\Theta_0 \gamma \ \mathrm{Pr}}} \approx 0.0005 \cdot \vartheta_0 .$$

Die Konstanten $\mathbf{k}_1$ und $\mathbf{k}_2$ müssen empirisch durch beispielsweise direkte Flussmessungen bestimmt werden. **Pr** ist die turbulente PRANDTL-Zahl, das Verhältnis des Austauschkoeffizienten für Enthalpie zu dem von Impuls (FOKEN, 2003). Die Variable ϑ_0 ist das Temperaturdefizit, hervorgerufen durch die kühlende Wirkung der Gletscheroberfläche. Sie ergibt sich als die Differenz zwischen der Temperatur der Gletscheroberfläche (*im Falle von Schmelze üblicherweise 0°C*) und der Temperatur der ungestörten freien Atmosphäre in der äquivalenten Höhe über dem Meer. OERLEMANS & GRISOGONO (2002) geben Abschätzungen für die Konstanten anhand des **PASTEX-94**-Experimentes auf der Pasterze (Großglockner) an, die zu der einfachen Näherungsformel auf der rechten Seite von [*6.20*] führen.

Die Bestimmung des Temperaturdefizits ist bei ausschließlich bodengebundenen Messungen in der Praxis ähnlich schwierig wie die der bodennahen Lufttemperatur an einer beliebigen Stelle auf dem Gletscher aus Messungen im Gletschervorfeld. Die Temperatur der freien Atmosphäre in der Höhe des Gletschers kann beispielsweise anhand der Messung an einer entfernten Klimastation mit einem passenden Temperaturgradienten oder aus Radiosondenmessungen extrapoliert werden. Letztere sind jedoch zu den synoptischen Terminen verfügbar. Messungen mit einem Fesselsondensystem mit Funkübertragung, wie sie im Rahmen des **LUZIVER**-Experiments 1983 (WEBER, 1987a) durchgeführt wurden, könnten die Information besser liefern, sind aber logistisch aufwändig und in der Regel haben die Daten nicht die erforderliche zeitlichen Dichte. Dasselbe gilt für ebenfalls denkbare Flugzeugmessungen.

Falls die Windgeschwindigkeit in Höhe des Gletscherwindmaximums $\mathbf{U}_{\max}$ bekannt ist, liefert KUHN (1978) eine einfache Beziehung zwischen ϑ_0 und $\mathbf{U}_{\max}$ in der Form

$$\textbf{[6.21]} \quad U_{\max} = 0.61 \cdot \vartheta_0 .$$

Somit ergäbe sich zusammen mit [*6.21*] eine einfache Schätzformel für den katabatischen Austauschkoeffizienten

$$\textbf{[6.22]} \quad K_{Kat} \approx 0.00082 \cdot U_{\max} .$$

Dies würde eine besonders einfache Parametrisierung des fühlbaren Wärmestroms liefern, die aber gemäß der Angaben in *Tabelle 6.9* offensichtlich eine zu große Vereinfachung der wahren Zusammenhänge bedeuten würde. Somit führen die komplexeren physikalischen Ansätze bislang nicht wirklich zu einer praktikablen Lösung des Problems, sondern liefern im wesentlichen stichhaltige Argumente für die ansonsten empirisch-statistische Vorgehensweise bei der Parametrisierung.

Es scheint, dass die Zusammenhänge zwischen Stabilität und Turbulenzintensität innerhalb der Gletscherwindschicht bereits in ausreichendem Maße durch das Verhältnis aus Temperatur und Windgeschwindigkeit in der Messhöhe **T/U** beschrieben wird, welches bereits in ähnlicher Form zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten in Gleichung [*6.13*] herangezogen wurde. Auch für die Werte von $\mathbf{T}^{\star}$ und $\mathbf{u}^{\star}$ in *Tabelle 6.9* lässt sich eine lineare Beziehung mit einer Güte des Korrelationskoeffizienten von 0.93 ableiten, die letztlich zu einer weiteren Näherungsbeziehung für den kinematischen Fluss

$$\textbf{[6.23]} \quad \overline{w'T'} = T_* u_* = 0.221 \cdot \left(\frac{T}{U}\right)^2 + 0.00419 \frac{T}{U} - 0.082$$

führt. Diese allerdings auf einer relativ dünnen Datenlage beruhende Parametrisierung wurde unter der Bezeichnung ***P2*** sowohl zur Berechnung des sensiblen Wärmeflusses für **HyMEX 2000** (*Abbildung 6.24 bis 6.26*) als auch zusammen mit [*6.13*] und [*6.12c*] für **HyMEX98** getestet. Sie erreicht angewandt auf Stundenmittelwerte zwar nicht ganz die Übereinstimmung mit den gemessenen Flüssen wie die Parametrisierung des Kospektrums nach [*6.13*], gibt aber dennoch für die unterschiedlichen Bedingungen beider Experimente bereits wesentliche Charakteristiken wieder. So kam es bei **HyMEX98** beispielsweise am 9.8.1998 (*Abbildung 6.27*) gegen Sonnenuntergang zu einer Flussumkehr bei einer extrem tiefen Lage

des Gletscherwindmaximums. Sogar diese Extremsituation wird einigermaßen abgebildet. Dagegen wird während einiger Zeiträume in der Nacht mit nach der Messung stark anwachsenden Flüssen der fühlbare Wärmestrom massiv unterschätzt.

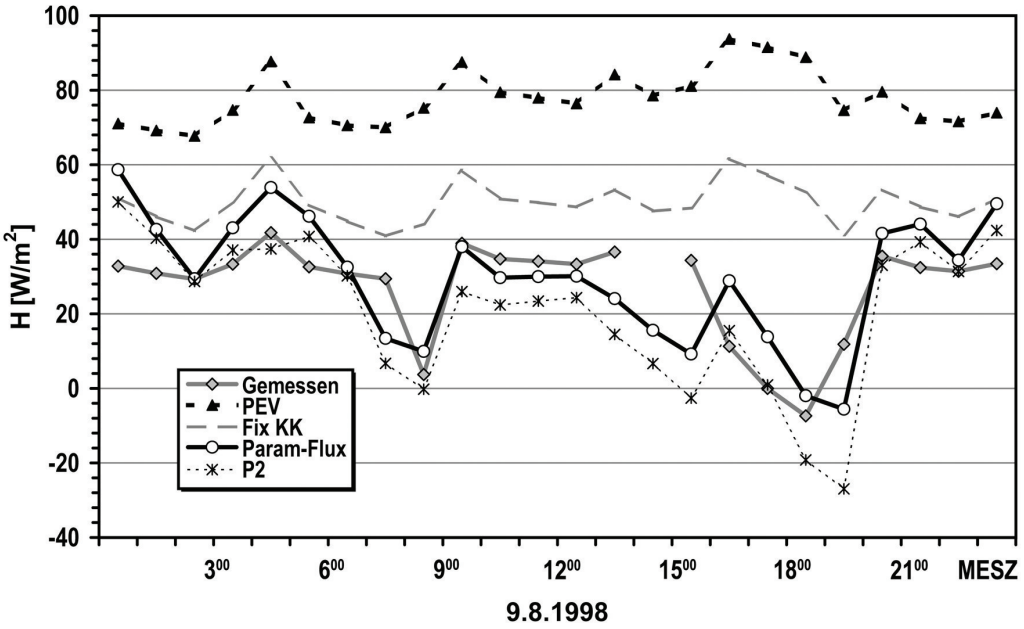


Abb. 6.27: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

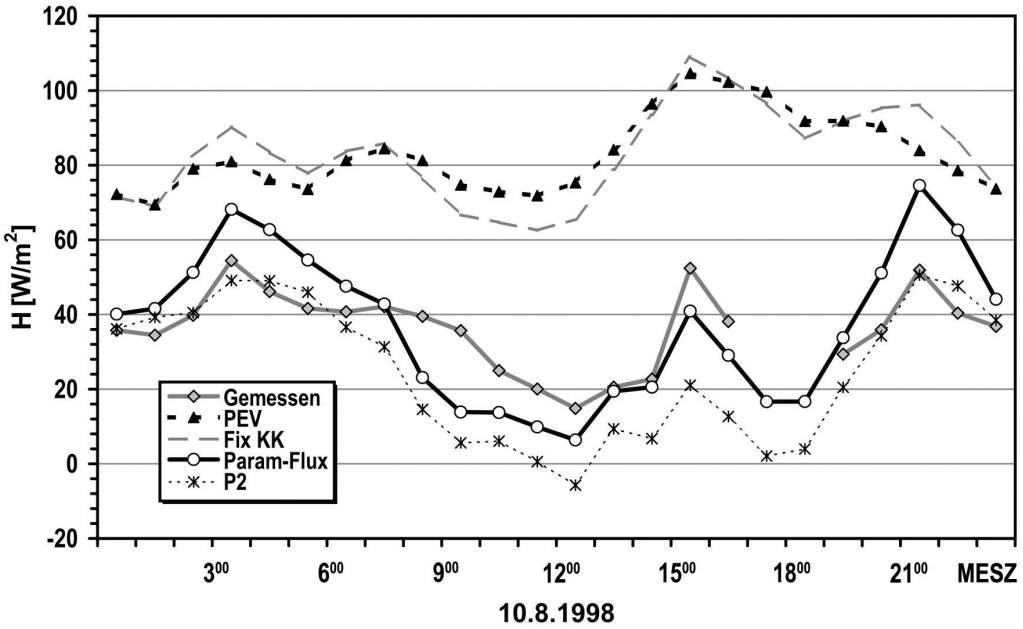


Abb. 6.28: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

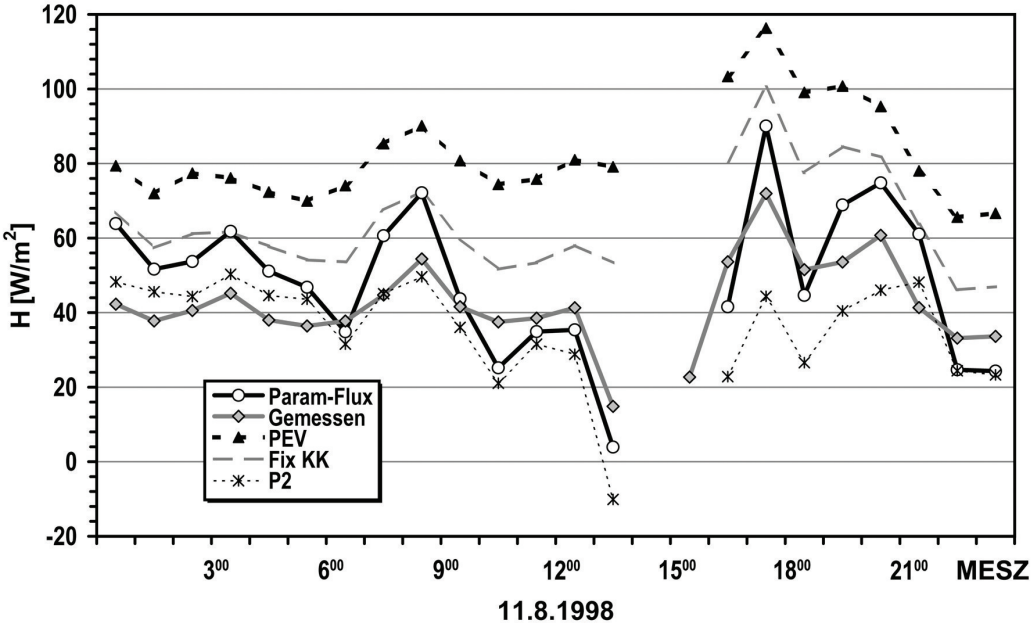


Abb. 6.29: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 11.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Die *Abbildungen 6.27* bis *6.29* zeigen, dass die aus den **HyMEX**-Experimenten für den fühlbaren Wärmestrom abgeleiteten Parametrisierungsansätze mit einem vom Verhältnis **T/U** abhängigen Austauschkoeffizienten zumindest für den Vernagtferner bei moderater bis starker Ausbildung des Gletscherwinds durchaus universell anwendbar sind und eine Verbesserung der Flussparametrisierung darstellen. Die einfachen konventionellen Ansätze mit fixen Konstanten zeigen dagegen je nach Situation unterschiedlich große Abweichungen gegenüber der direkten Messung.

Datum	9.8.1998	10.8.1998	11.8.1998	24.8.2000	25.8.2000	26.8.2000
Eddyflüsse	27.5±15	34.7±15	41.0±15	61.7±10	60.0±10	45.8±15
PEV	77.93	82.95	82.41	71.40	62.50	63.50
Fix-KK	49.96	83.02	54.80	79.69	71.26	54.80
Param-Flux	29.64	36.89	48.63	67.40	68.07	55.37
P2	20.92	24.86	35.75	52.97	56.40	47.30

Tab. 6.10: *Tagesmittelwerte der turbulenten Flüsse in* Wm^{-2}*, gemessen mit Eddykorrelation und parametrisiert nach Gl. [6.10] (PEV), [6.14] (Fix-KK), [6.13+6.12a] (Param-Flux) und [6.23] (P2) für die Messtage der Intensivmessphase der Experimente* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000*** *für die Messhöhe ca. 2.5 m über dem Eis.*

Wie der *Tabelle 6.10* entnommen werden kann, liefert der von der Luftdichte unabhängige α_1-Ansatz (PEV) insbesondere für die Bedingungen der höher gelegenen **HyMEX98**-Station deutlich zu große Flüsse. Dies ist weniger die Folge der nicht explizit berücksichtigten Luftdichte, als vielmehr die Wahl eines nicht der Situation angepassten zu großen Austauschkoeffizienten. Wie das Beispiel der Berechnung des Flusses nach Gleichung [*6.14*] zeigt, ist dessen Variation deutlich größer als der zwischen dem vorgelagerten Flachland und den Gipfelregionen der Ostalpen maximal um die 30% betragende Unterschied der Luftdichte.

Offensichtlich wird die beobachtete Zunahme des Flusses in Richtung des Zungenendes des Gletschers durch die Parametrisierung sowohl nach Gleichung [*6.13*] (*Param-Flux*) oder auch [*6.23*] (*P2*) berücksichtigt. Unklar ist jedoch die Übertragbarkeit auf Flächen mit verringerter (*Schnee- und Firnflächen*) oder vergrößerter (*Gletscherbrüche oder großdimensionierte Ablationsformen*) Oberflächenrauigkeit. Ebenfalls nicht geklärt ist der tatsächliche Einfluss der Geländeneigung. Nach der theoretischen Betrachtung nach KUHN (1978) nimmt der Austausch linear mit dem Tangens des Neigungswinkels zu, bei OERLEMANS & GRISOGONO (2002) bzw. OERLEMANS (2001) ist dagegen eine explizite Abhängigkeit nicht gegeben. Bei den **HyMEX**-Experimenten waren die Unterschiede der untersuchten Areale zu gering, um hierzu signifikante Aussagen zu treffen. Es sind also sicherlich noch weitere Messungen erforderlich, um die universelle Gültigkeit des Parametrisierungsansatzes zu überprüfen. Andererseits muss beachtet werden, dass die direkte Flussmessung beim Einsatz in einem Gelände mit einer stark gegliederten Oberfläche oder einem Neigungswinkel deutlich über 5° schnell ihre logistischen und methodischen Grenzen erreicht.

Unter der Annahme eines identischen Mechanismus bei dem Transport von Enthalpie und Wasserdampf ist eine zu den oben behandelten analoge Formulierung der Parametrisierung des latenten Wärmeflusses zunächst naheliegend. Entsprechend den Ausführungen im Kapitel 5 wird statt der Fluktuation der Temperatur die der *spezifischen Feuchte* $\boldsymbol{\sigma_q}$ durch die Differenz des in der Messhöhe gemessenen mittleren Wertes und dem unmittelbar an der Oberfläche parametrisiert. Da letzterer in der Regel schwer zugänglich ist, wird statt der spezifischen Feuchte deren Abhängigkeit vom Dampfdruck **e** verwendet, die mit brauchbarer Näherung nach

$$\textbf{[6.24]} \quad q = 0.623 \cdot \frac{e}{p - 0.378 \cdot e} \approx m = 0.623 \cdot \frac{e}{p}$$

dem *Mischungsverhältnis* **m** gleichgesetzt werden kann (FOKEN, 2003). Somit kann als unterer Randwert der anhand der MAGNUS-Formel (*Gleichung* [*1.1*]) berechenbare Sättigungsdampfdruck $\mathbf{E_0}(\mathbf{T_0})$ mit dem Wert der Oberflächentemperatur angenommen werden. Dies muss zwar in der Praxis nicht immer richtig sein, zumindest unter der Bedingung einer schmelzenden Gletscheroberfläche ist die Annahme wegen des Vorhandenseins von genügend flüssigem Wasser berechtigt. Durch diesen Wert wird zudem das Vorzeichen des Flusses festgelegt. Ist $\mathbf{e>E_0}$, ist der Wasserdampfstrom zur Oberfläche hin gerichtet und es findet dort Kondensation statt. Verdunstung dagegen impliziert $\mathbf{e<E_0}$.

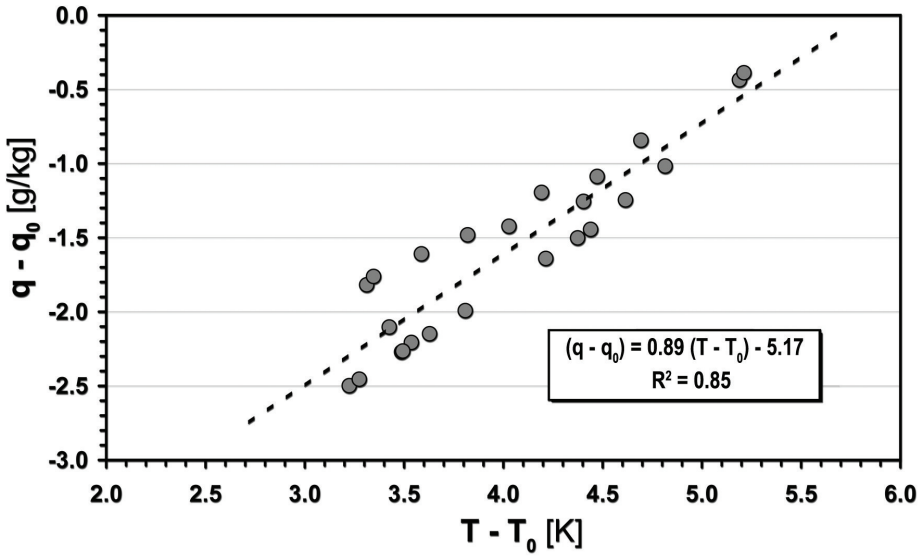


Abb. 6.30: *Streudiagramm der Differenz zwischen der Lufttemperatur in 2.5 m und der Oberflächentemperatur gegen die der spezifische Feuchte in 2.5 m und in der Nähe der Oberfläche für Stundenmittelwerte am 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.*

Dass der vertikale Transport des Wasserdampfes über der Gletscheroberfläche tatsächlich demselben Mechanismus der turbulenten Durchmischung wie der Enthalpie unterliegt, konnte im *Kapitel 5* bereits gezeigt werden. Das Kospektrum der Kovarianz $\mathbf{w'q'}$ lässt sich durch eine einfache lineare Skalierung in das von $\mathbf{w'T'}$ überführen, welche letztlich nur vom Verhältnis $\boldsymbol{\sigma_q/\sigma_T}$ abhängt. Da letztlich ein Zusammenhang zwischen $\boldsymbol{\sigma T}$ und $\mathbf{T\text{-}T_0}$ nachweislich besteht, ist auch ein solcher zwischen $\boldsymbol{\sigma_q}$ und $\mathbf{q\text{-}q_0}$ zu erwarten. Eigentlich müsste die Proportionalität sogar identisch sein. Dann wären die Koeffizienten der Parametrisierungen sogar identisch.

Eine lineare Beziehung zwischen $\mathbf{q\text{-}q_0}$ und $\mathbf{T\text{-}T_0}$ besteht tatsächlich, wie die *Abbildung 6.30* zeigt. Eigentlich wäre hier sogar eine Steigung 1:1 zu erwarten. Da es sich bei der spezifische Feuchte um eine über mehrere Schritte aus Messungen abgeleitete Größe handelt, ist deren Absolutgenauigkeit gegenüber der Temperaturmessung stark eingeschränkt. Außerdem bleibt die Unsicherheit des nur näherungsweise bestimmbaren Bodenwertes. Deshalb zeigt die Regressionsgerade in *Abbildung 6.30* eine vom Idealwert 1 abweichende Steigung und zudem noch eine beachtliche Streuung.

Ungeachtet dessen wird im einfachsten Ansatz, der wiederum in dem **PEV**-Modell bislang Verwendung fand, von einer uneingeschränkten Identität des Austauschkoeffizienten ausgegangen. Damit erhält man

$$\textbf{[6.25]} \quad LE = \rho \cdot l_v \cdot k(U) \cdot (q - q_0) = \frac{\alpha_l}{c_p} \cdot l_v \cdot \frac{0.623}{p} \cdot (e - E_0)$$

$$\text{mit wiederum} \quad \alpha_l = 5.7 \cdot \sqrt{U} \; .$$

Die Verdampfungswärme $\mathbf{l_v}$ liefert die Umrechnung des Massen- in einen Energiestrom. In analoger Weise lässt sich die Beziehung [*6.13*] umformulieren zu

$$\textbf{[6.26]} \quad LE = \rho \cdot l_v \cdot R_{wT} \cdot 0.0092 \cdot U \cdot (q - q_0) \, ,$$

wobei der ursprüngliche Koeffizient 0.01182 anhand der empirischen Untersuchungen geringfügig zu 0.0092 angepasst wurde. Unter Verwendung von [*6.25*] kann alternativ auch der Dampfdruck als Eingangsgröße verwendet werden. Als Vereinfachung kann wiederum statt des von der Schichtung abhängigen Korrelationskoeffizienten nach [*6.12a*] ein konstanter Wert von –0.3 für eine stabile Schichtung gewählt werden, so dass man die Näherung

$$\textbf{[6.27]} \quad LE = -\rho \cdot l_v \cdot 0.0276 \cdot U \cdot (q - q_0)$$

erhält. Die *Abbildungen 6.31 bis 6.33* demonstrieren beispielhaft die Anwendung der Beziehungen auf mehrere Messtage von **HyMEX98** und den Vergleich mit den direkten Eddykorrelationsmessungen. Auch hier zeigt sich die bereits diskutierte Abhängigkeit des Flusses von dem Verhältnis zwischen Temperaturschichtung und Windgeschwindigkeit. Die einfache **PEV**-Beziehung, die im Prinzip der Anwendung eines konstanten Korrelationskoeffizienten entspricht, liefert im Bereich der Station **HyMEX 2000** ebenfalls eine mit [*6.26*] vergleichbare Genauigkeit, für **HyMEX98** ergeben sich aber wieder deutlich zu große Flüsse.

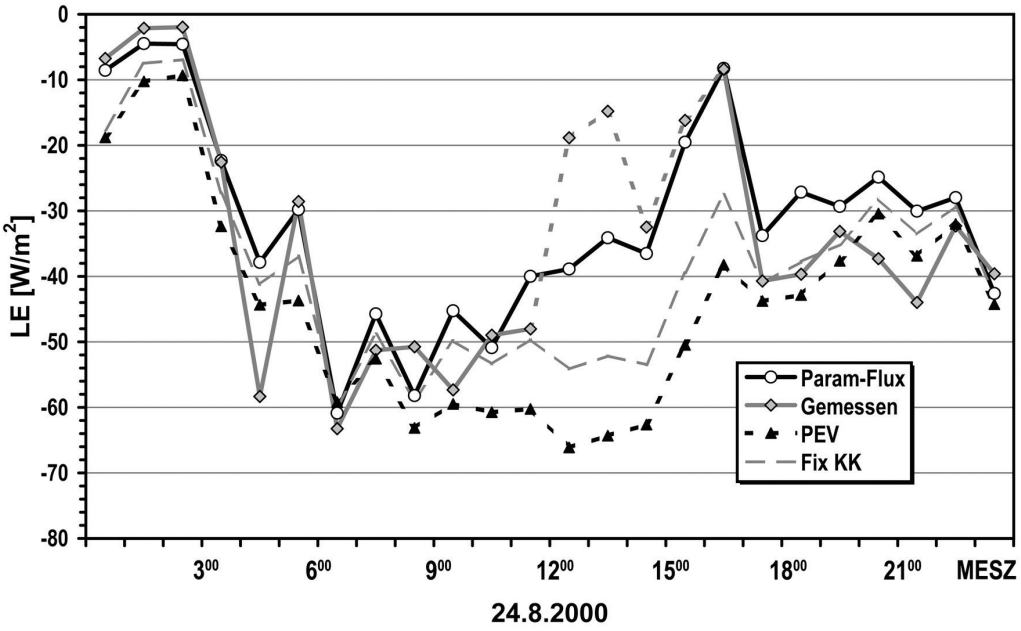


Abb. 6.31: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms der latenten Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach drei verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz der spezifischen Feuchte bzw. des Dampfdrucks in 2.5 m und an der Oberfläche berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000. Param-Flux****: berechnet mit Gleichung [6.26] und [6.12a],* ***PEV****: berechnet mit Gleichung [6.25],* ***Fix-KK****: berechnet nach [6.27]).*

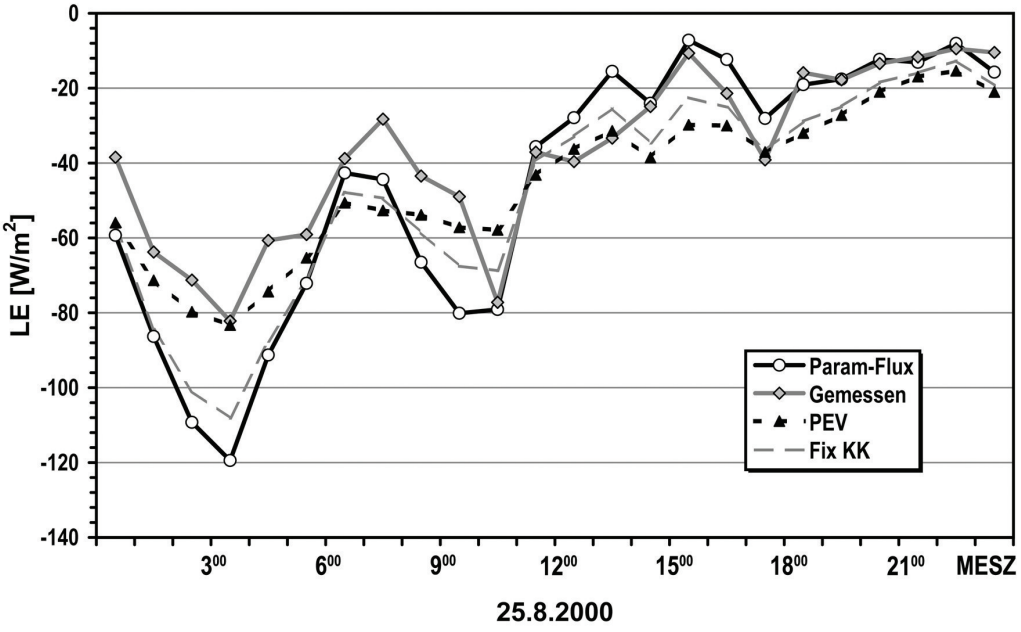


Abb. 6.32: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 25.8.2000 während* ***HyMEX 2000****.*

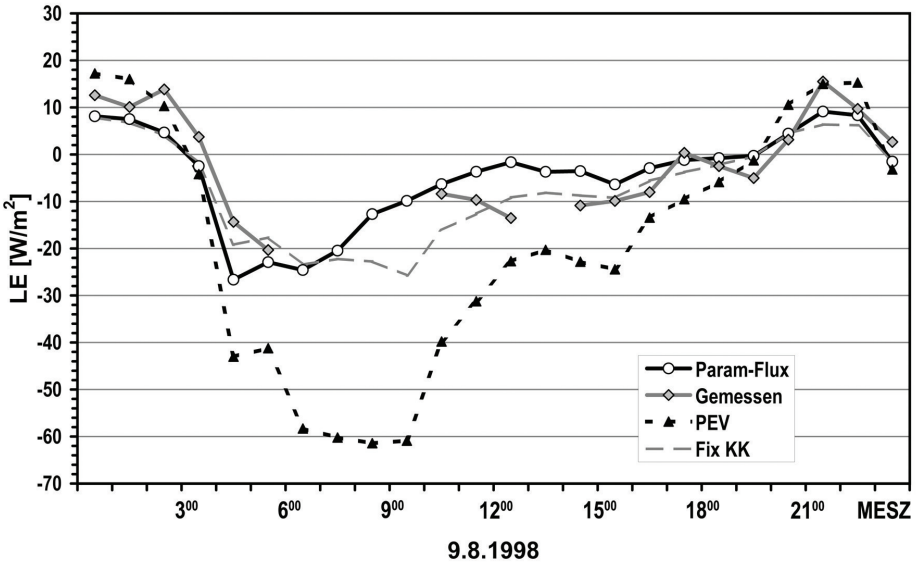


Abb. 6.33: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

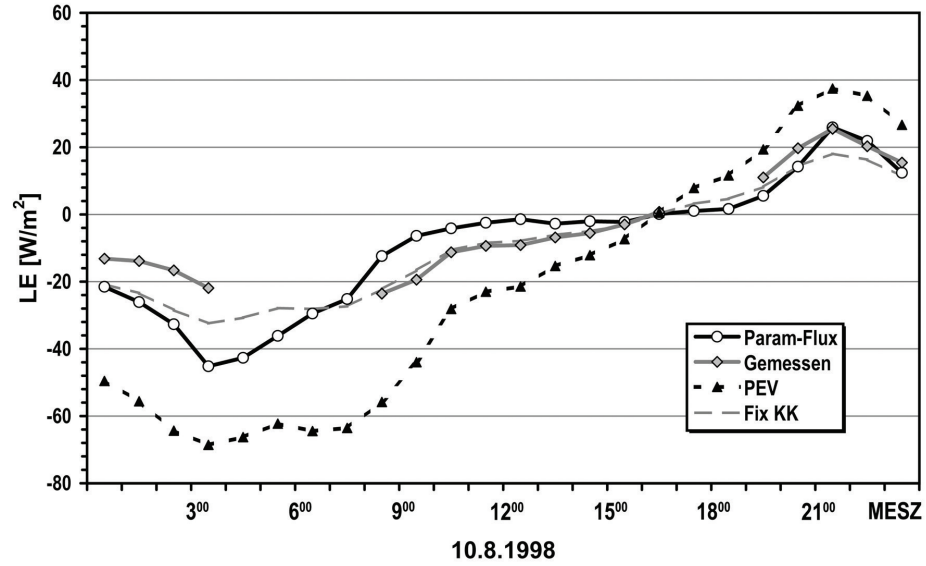


Abb. 6.34: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Die relativ einfachen Beziehungen [*6.13*] und [*6.26*] eignen sich offensichtlich besser zur Abschätzung der Stundenmittel der turbulenten Ströme an der schmelzenden Oberfläche des Vernagtferners als die einfachen Näherungsformeln [*6.10*] und [*6.25*]. Voraussetzung ist jedoch die möglichst genaue Kenntnis der Lufttemperatur, Feuchte, Windgeschwindigkeit und des Luftdrucks in ca. 2 bis 2.5 m Höhe über dem Eis, die daher möglichst über direkte Messungen gewonnen werden sollten. Dazu eignet sich beispielsweise eine automatische Klimastation nach dem Vorbild der **AWS**-Station auf dem *Morteratsch*-Gletscher (Oerlemans, 2000; 2001). Sind dagegen nur extrapolierte Daten verfügbar, wird die Genauigkeit aus den in *Abschnitt 6.6.1* behandelten Gründen deutlich niedriger liegen, so dass die konventionellen Parametrisierungsverfahren wie die einfache Bulk- bzw. Index-Methode nicht wesentlich schlechter abschneiden dürften.

Die Parametrisierung beruht physikalisch auf der Ähnlichkeit der in der Modellvorstellung von den turbulenten Austauschprozessen verwendeten Kospektren und deren einfacher Beschreibung über die *Fluss-Varianz*-Beziehung. Innerhalb der betrachteten Integralskala passt sich die turbulente Struktur der Strömung den jeweiligen Randbedingung durch die Geometrie und die Oberflächenbeschaffenheit des Gletschers, dem externen Antrieb und Angebot an Enthalpie ständig an. Die dicht über dem Eis gemessenen Temperatur- und Windverhältnisse stellen unter der Prämisse einigermaßen stationärer Bedingungen bereits das Ergebnis dieses Anpassungsprozesses dar, so dass zusätzliche externe Informationen zur Beschreibung des Austauschvorgangs nicht mehr erforderlich sind. Deshalb sind umgekehrt auch keine unmittelbaren Aussagen hinsichtlich der Reaktion des Systems auf Veränderungen der äußeren Bedingungen wie beispielsweise einer höheren Temperatur der ungestörten Atmosphäre möglich.

Nach den Gleichungen [*6.13*] und [*6.26*] wachsen die Flüsse jeweils linear mit der Temperaturdifferenz und der Windgeschwindigkeit. Beide Größen sind jedoch nicht voneinander unabhängig. Mit zunehmender Geschwindigkeit nehmen die Turbulenzintensität der Strömung und damit die Effizienz des Austausches ab, so dass der Temperaturgradient kleiner wird. Dieser Mechanismus verhindert ein ungebremstes Anwachsen der Flüsse auch bei sehr hohen Temperaturen der freien Atmosphäre.

6.7 Wärmeflüsse in das Eis, Oberflächentemperatur

Strenggenommen müsste in der Energiebilanz auch der bei Abkühlung der Oberfläche unter den Gefrierpunkt in das Eis fließende Energiestrom berücksichtigt werden. Die Messungen der Oberflächentemperatur (*Abbildung 6.35*) zeigen jedoch, dass sich während der Experimente die Eisoberfläche nur geringfügig abkühlte, da das an der Oberfläche gefrierende Wasser dabei Gefrierwärme freisetzt. Es wurden zwar auch mittels einem speziellen Messstab die Temperaturen im Eis bis in eine Tiefe von 50 cm gemessen (*siehe dazu auch Abbildung B auf Tafel XVI*), diese Messung lieferte jedoch wegen ungenügendem Kontakt zum Eis und ständig einsickerndem Schmelzwasser keine auswertbaren Temperaturgänge. Entweder herrschte tatsächlich in der oberen Eisschicht weitgehende Isothermie, oder es wurde im Wesentlichen die Temperatur des Schmelzwassers an der Oberfläche gemessen. Das Ausapern des Messstabes und der damit verbundene Strahlungsfehler führten tagsüber in den obersten 10 cm sogar zu Messwerten über dem Gefrierpunkt.

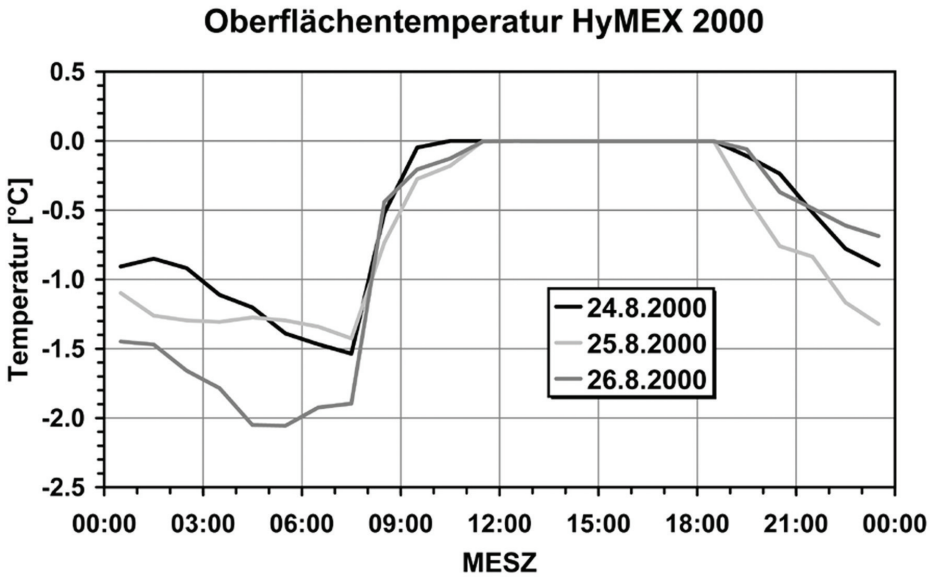


Abb. 6.35: *Tagesgang der Stundemittelwerte der Temperatur der Eisoberfläche während drei Messtagen während* ***HyMEX 2000.***

Es ist daher davon auszugehen, dass der Wärmestrom in und aus dem Eis im Verhältnis zu den Messfehlern

verschwindend kleine Werte im Bereich von maximal 1 bis 10 Wm^{-2} annehmen dürfte, und damit in der Betrachtung der Energiebilanz zunächst vernachlässigt werden kann. Dies dürfte aber nur für die Situation bei den **HyMEX**-Experimenten gelten, denn während anderer Untersuchungen (z.B. ZUNKE, 1984) wurde durchaus eine Abkühlung der Oberfläche bis auf –10°C beobachtet.

6.8 Tagesgang der Oberflächenenergiebilanz und Schmelzwasserproduktion

Anhand der Terme der Energiebilanz lassen sich die Tagesgänge der zur Schmelze verfügbaren Energie berechnen. Wie die *Abbildungen A* bis *C auf Tafel XXXVIII* für das Experiment **HyMEX98** und auf *Tafel XXXIX* für **HyMEX 2000** zeigen, ist die Bedeutung der turbulenten Flüsse im Verhältnis zum Energiegewinn aus der Strahlungsbilanz unter den untersuchten Randbedingungen überraschend gering. Sicherlich ist in den Messungen noch ein erheblicher Restfehler enthalten, der aber nur in geringerem Maße auf der fehlerhaften Erfassung des sensiblen und latenten Wärmestroms beruht. Wesentlicher ist das Problem, dass die Strahlungsmessungen für die unmittelbare Umgebung der Station gelten, während die Turbulenzmessungen einen Mittelwert über ein größeres Areal oberhalb des Messplatzes repräsentieren. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor liegt in der Genauigkeit der Messung der atmosphärischen Gegenstrahlung, die über den gesamten Tagesgang kontinuierlich wirksam ist. Diese kann leicht um 40 bis 50 Wm^{-2} über den aktuellen Messwerten liegen und damit die besonders in den Nachtstunden offensichtliche Energielücke ausgleichen. Auch die komplexen Meßmethoden der Eddykorrelation liefern damit keine Genauigkeit, die in der Summe deutlich besser als 25 bis 50 Wm^{-2} eingeschätzt werden kann. Dennoch liefern die Messungen ein eindrückliches Zeugnis über die Vorgänge auf einem schmelzenden Alpengletscher.

Datum	Gemessene Ablation [mm w.e.]	Ablation aus S>0 [mm w.e.]	Anteil aus R [mm w.e.]	%	Anteil aus H+LE [mm w.e.]	%	Spezifisch. Abfluss [mm]
9.8.1998	63	56.7	54.8	96.7	1.9	3.3	46.0
10.8.1998	62	56.8	52.7	92.3	4.1	7.2	44.8
11.8.1998	71	64.8	56.3	86.9	8.5	13.1	51.1
24.8. 2000	47	45.8	44.3	96.8	1.3	3.2	37.4
25.8.2000	45	43.2	42.3	98.0	0.9	2.0	33.8
26.8.2000	50	47.8	45.0	94.1	2.8	5.9	34.2

Tab. 6.11: *Vergleich zwischen der mittels eines Pegelfeld gemessenen und aus Zeiträumen mit eindeutig positiver Energiebilanz bestimmten Ablation für 6 vollständige Messtage während* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000****. Weiterhin die Aufgliederung in der durch die Strahlungsbilanz und die turbulenten Flüsse geleisteten Anteile. Die letzte Spalte zeigt den aus der Abflussmessung an der Pegelstation Vernagtbach und der aktuellen Gletscherfläche bestimmten spezifischen Abfluss.*

Die *Tabelle 6.11* fasst sämtliche Messergebnisse zur Schmelzwasserproduktion zusammen und liefert den Vergleich mit den parallel durchgeführten Ablationsmessungen. Anhand des an der Pegelstation Vernagtbach gemessenen Abflusses, welcher mit der Gesamtfläche zu einer spezifischen Abflussspende umgerechnet wird, zeigt die Tabelle den unmittelbaren Zusammenhang zwischen Schmelzwasserproduktion und Glazialabfluss. Der Anteil der turbulenten Flüsse an der Gesamtablation ist an der höher gelegenen Station trotz höherer Temperaturen und einem zeitweise zur Oberfläche hin gerichteten Kondensationsfluss deutlich geringer als bei **HyMEX 2000**. Dort erreicht er unter den Bedingungen intensiver Warmluftadvektion bis über 10%. Der Hauptanteil der Ablation resultiert jedoch auch unter teilweise bewölkten Bedingungen aus der Strahlung, wobei hier die Albedo die entscheidende Kontrollgröße ist. Die besondere Bedeutung des Wasserdampfes und dessen komplexe Rückkoppelung gilt es in diesem Zusammenhang noch intensiver zu untersuchen.

7. Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurden die zur Eisablation eines Alpengletschers führenden mikrometeorologischen Prozesse anhand experimentell gewonnener Daten untersucht. Die vordergründigen Ziele bestanden neben einem erweiterten Einblick in die physikalischen Zusammenhänge insbesondere in der Beurteilung der Eignung bestehender Modellierungs- bzw. Parametrisierungsansätze in Schmelzwasserproduktionsmodellen und gegebenenfalls ihrer Verbesserung. Diese konnten mit den hier vorgestellten Datenanalysen weitgehend erreicht werden, der Informationsgehalt des umfangreichen Datensatzes ist jedoch bei weitem nicht ausgeschöpft und kann daher als Basis für weitere Untersuchungen dienen.

Wie nahezu jede experimentelle Untersuchung hat auch diese einen exemplarischen Charakter, die Allgemeingültigkeit der Erkenntnisse muss erst noch durch weitere ähnliche Messungen gezeigt werden. Die im Rahmen der **HyMEX**-Experimente gewonnenen Erfahrungen sind dafür äußerst nützlich und können bei der Realisierung zukünftiger Experimente einfließen. Es zeigt sich, dass verlässliche Informationen zur Schnee- und Eisschmelze nur durch die möglichst vollständige Erfassung der Terme der Energiebilanz zu gewinnen sind. Generell wäre dabei eine Reduzierung des technischen Aufwands zur Vereinfachung des operationellen Einsatzes wünschenswert, dieser kann aber durch Spezialisierung der Messanlage für den Einsatz unter den rauen Bedingungen durch die Verwendung modernster Komponenten sicherlich erreicht werden.

Dennoch ist auch eine umsichtige Verallgemeinerung der hier vorgestellten Ergebnisse zulässig. Der Vernagtferner darf als repräsentativ für eine große Zahl von Gletschern ähnlicher Größe im Bereich der Zentralalpen angesehen werden. Insofern sind die Erkenntnisse mit Sicherheit übertragbar, zumal die beschränkte Zahl der bislang vorliegenden vergleichbaren Untersuchungen in anderen Regionen prinzipiell ähnliche Ergebnisse zeigen.

Die aus logistischen Gründen erforderliche Beschränkung der Untersuchung auf die Eisablation im schneefreien, flachen Gelände des Gletschers und unter den Bedingungen einer Strahlungswetterlage mag zwar die universelle Gültigkeit auf ähnlich gelagerte Randbedingungen einschränken. Unter solchen wird aber gerade die effizienteste Schmelze beobachtet, so dass diese Verhältnisse die wichtigsten für die Ablation eines Gletschers darstellen. Die Übertragung der Ergebnisse auf eine schmelzende Schnee- oder Firndecke erscheint prinzipiell zulässig, da die wesentlichen Prozesse Strahlungsabsorption und turbulenter Wärmetransport dort in vergleichbarer Weise wirksam sind.

7.1 Ablation und meteorologische Einflussgrößen

Im Rahmen der Untersuchung konnten die kurzfristigen Einflüsse der meteorologischen Grundgrößen auf die lokale Schmelzwasserproduktion untersucht werden. Die beiden Messepisoden (beides Hochdruckwetterlagen mit unterschiedlicher Advektion) waren bezüglich Strahlungsangebot und Temperaturniveau ähnlich, unterschieden sich aber im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, so dass dessen Bedeutung ebenfalls abgeschätzt werden konnte. Zusammenfassend werden nachfolgend die wichtigsten Erkenntnisse dieser Studie zu den Einflussgrößen der Ablation zusammengefasst.

7.1.1 Strahlung

Der wichtigste Energielieferant für die Ablation ist in Übereinstimmung mit den bisherigen Erkennt-

nissen die *elektromagnetische Strahlung*. Nach den Ergebnissen der **HyMEX**-Experimente stellt sie über 90% der verfügbaren Schmelzenergie bereit. Über Gletschern überwiegt die Bedeutung des kurzwelligen Spektralbereichs, der Hauptanteil der Energie stammt aus der direkten Sonnenstrahlung $\mathbf{S_D}$. Aber auch die langwellige Gegenstrahlung trägt im Zusammenhang mit einer hohen Lufttemperatur und insbesondere einem Wasserdampfgehalt der Luft oberhalb des Grenzwerts von 6.1 hPa in beschränktem Umfang zusätzlich zur Schmelze bei. Hier wirken auch antropogen in die Atmosphäre emittierte Treibhausgase, denn diese erhöhen ebenfalls die Gegenstrahlung. Die kurzwellige Einstrahlung ist dagegen durch die Konstanz der Emission der Sonne und den maximalen Sonnenstand in Abhängigkeit von der Jahres- bzw. Tageszeit limitiert, so dass ihr Beitrag an klaren Tagen in Abhängigkeit von der atmosphärischen Trübung relativ gut abgeschätzt werden kann. Für diesen Fall liefern auch Modellalgorithmen, welche die Bestrahlungsstärke anhand der astronomischen und geländespezifischen Parameter berechnen, sehr realistische Ergebnisse.

Erhebliche Unsicherheiten birgt die Berücksichtigung des Einflusses der *Bewölkung*. Der Bewölkungsgrad ist zwar dafür ein praktikabler Parameter, der von Bewölkungsart abhängige Einfluss auf die Schwächung der direkten Sonnenstrahlung und die diffuse Himmelsstrahlung wird dadurch ungenügend erfasst. Besonders schwierig ist die Situation, bei der durch Mehrfachreflexion zwischen der Oberfläche und den Wolken sogar ein verstärkender Effekt auftreten kann. Für die Parametrisierung der Erhöhung der Gegenstrahlung erweist sich der Bewölkungsgrad dagegen als durchaus nutzbare Größe, da hier die Zusammenhänge mit einem regressiven Zusammenhang beschrieben werden können.

7.1.2 Wasserdampf

Der *Wasserdampfgehalt* der Atmosphäre ist die nächste bedeutsame Größe. In Einzelfällen ist sein Einfluss auf die Ablationsraten größer als der durch eine Temperaturerhöhung. Seine Wirksamkeit ist vielschichtig. Ein hoher Wasserdampfgehalt oberhalb von 6 hPa wirkt in der Regel ablationsfördernd, denn sowohl die damit verbundene höhere Gegenstrahlung als auch der unter diesen Bedingungen positive latente Wärmestrom liefern zusätzliche Beiträge zur Schmelze.

Ist der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre dagegen niedriger als 6 hPa, wird die Ablation reduziert. Der wirksamste Prozess ist dabei nach den Erkenntnissen dieser Studie ein Zusammenhang mit der Oberflächenalbedo, welche unter Verdunstungsbedingungen deutlich erhöht wird. Dessen ursächliche Klärung und die Quantifizierung dieser Wirkungskette bedürfen noch der weiteren Untersuchung. Es erhöht sich nicht nur die Reflexstrahlung als Folge der höheren Reflexivität, sondern es wird bei niedriger Feuchte auch der Beitrag durch die langwellige Gegenstrahlung kleiner. Der Effekt einer geringeren Trübung der direkten Sonnenstrahlung ist dagegen den anderen Einflüssen untergeordnet.

Zusätzlich reduziert unter trockenen Bedingungen der latente Wärmestrom die Ablation, er ist in diesem Fall in die Atmosphäre gerichtet. Zwar ist der latente Wärmestrom bei einer niedrigen spezifischen Feuchte betragsmäßig deutlich niedriger als der sensible Wärmestrom, vermindert aber durch sein entgegengesetztes Vorzeichen den Beitrag aus der Summe der turbulenten Ströme. Da aber die Strahlung den wichtigeren Beitrag zur Schmelze liefert, ist dieser Effekt erst von zweitrangiger Bedeutung. Den zusätzlich an der Oberfläche auftretende Massenverlust durch den Verdunstungsstrom kann man jedoch gegenüber der Schmelze vernachlässigen.

Insgesamt konnte beobachtet werden, dass die Ablation bei einem Wasserdampfpartialdruck von 2 bis 3 hPa bis zu 30% niedriger ist als bei Dampfdrücken über 6hPa und ansonsten ähnlichen Temperaturverhältnissen (Weber, 2001). Dies lässt den Schluss zu, dass Gletscher in Trockenklimaten wie beispielsweise Zentralasien im Mittel geringere Ablationsraten aufweisen, während Gletscher in feuchteren Regionen wie den Alpen schneller schmelzen. Dies liefert allerdings noch keine Aussage über die tatsächlichen Massenverluste, denn diese ergeben sich aus dem Saldo von Akkumulation und Ablation. In Feuchtklimaten wird die Gletscherentwicklung erheblich stärker durch die Akkumulation gesteuert.

7.1.3 Wind

Die *Luftbewegung* und die sich darin ausbildende Turbulenz ist eine Voraussetzung für die Entwicklung des turbulenten Transports. Über Gletschern entsteht bei Strahlungsbedingungen dicht über der Oberfläche ein lokales thermisch induziertes Windsystem, das durch eine relative Richtungsstabilität entlang des Gefälles und einem Maximum der Windgeschwindigkeit wenige Meter über der Oberfläche charakterisiert ist. In höheren Schichten steht es in Wechselwirkung mit dem Berg- Talwindsystem und den Gradientwinden.

Die sich aufgrund der kühlenden Wirkung der Gletscheroberfläche bei positiven Lufttemperaturen einstellende stabile Schichtung dämpft generell die Turbulenz. Deshalb ist die sich in der Strömung ausbildende Turbulenz weitgehend durch Reibungsprozesse verursacht, hängt also in erster Linie von der aerodynamischen Rauigkeit der Oberfläche ab. Ein während der **HyMEX**-Experimente beobachtetes Charakteristikum ist die Zunahme der Laminarität der Strömung bei einer höheren mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Diese verringert die Effizienz des turbulenten Transports erheblich. Die Datenanalyse ergab, dass diesem Zusammenhang in einer *Bulk*-Parametrisisierung durch Einführung einer **T/U**-Abhängigkeit in befriedigender Weise Rechnung getragen werden kann.

Die Analyse der Wirbelgrößen zeigt eine klare Abhängigkeit der Turbulenzstruktur von den geometrischen Abmessungen des Gletscherareals. Der Vergleich der Ergebnisse der beiden an unterschiedlich hoch gelegenen Messstellen durchgeführten Experimente zeigt eine Effizienzsteigerung des turbulenten Transports zum Zungenende des Gletschers hin, die sich in einer Vergrößerung des Austauschkoeffizienten zwischen 50 und 100% ausdrückt. Die oben erwähnte **T/U**-Abhängigkeit scheint auch diesen Zusammenhang zu beschreiben, da der bodennahe vertikale Temperaturgradient zunimmt. Tatsächlich erfordert die räumliche Beschreibung des Turbulenzfeldes noch weitere Untersuchungen dieser Art. Da das Eddykorrelationsverfahren auf Grund des *Footprint*-Effekts auch Quellgebiete des Flusses jenseits der Firngrenze erfasst, ist zu vermuten, dass sich die Turbulenz über der Eisfläche und der geringfügig glatteren Schneefläche in ähnlicher Weise entwickelt.

Durch die Turbulenz wird im Übergangsbereich zwischen der einige Meter mächtigen Gletscherwindschicht und den darüber liegenden Schichten Luft in die eisnahe Grenzschicht herunter gemischt. Dieser Vorgang bewirkt eine Effizienzsteigerung des turbulenten Transports. Insgesamt ist die Bedeutung der turbulenten Flüsse in der Energiebilanz zumindest unter den untersuchten Bedingungen klein gegenüber der Strahlungsbilanz.

7.1.4 Bodennahe Temperatur

Die direkt über einem Gletscher gemessene *Lufttemperatur* zeigt Besonderheiten. Sie besitzt im Gegensatz zu der über dem Vorfeld gemessenen einen stark gedämpften Tagesgang und ist um bis zu 10 K tiefer als die auf gleicher Seehöhe in der freien Atmosphäre gemessene Temperatur. Dadurch ist die hangparallele Temperaturabnahme zwischen einer Station auf dem Gletscher und einer Messstelle im schneefreien Gletschervorland verglichen mit den vertikalen Temperaturgradienten deutlich überadiabatisch. Im Falle des Vernagtferners zeigt der Temperaturunterschied zwischen beiden Stationen eine enge lineare Beziehung mit der an der Gletscheroberfläche verfügbaren Schmelzenergie. Dies ermöglicht in einfacher Weise die relativ genaue zeitlich hochaufgelöste Berechnung der Ablation. Die Temperatur an der Station im Vorfeld passt sich somit entsprechend der Gletscherschmelze an und enthält dadurch wichtige Informationen dazu. Statt der direkt gemessenen Temperatur über dem Gletscher kann man sie somit auch mit der ungestörten Temperatur in der freien Atmosphäre im gleichen Höhenniveau vergleichen. Die Differenz beinhaltet ebenfalls die Information über die Schmelze. Dies bildet die Basis für die erfolgreiche Anwendung des *Temperatur-Index*-Verfahrens.

Letzteres erfordert somit eine repräsentative Temperaturmessung an einem tiefer gelegenen Ort im schnee- und eisfreien Gelände, der sich im Einflussbereich der vom Gletscher advehierten Luftmassen befindet. Direkte Messungen auf dem Gletscher sind dagegen weniger geeignet.

Umgekehrt impliziert diese Erkenntnis, dass bei der Anwendung von Verfahren, bei denen die Extrapolation der Temperatur von einer Klimastation auf das Gletscherniveau mittels nicht auf gleichzeitigen Messungen auf dem Gletscher beruhenden Gradienten erfolgt, die Schmelzraten durch das Extrapolationsverfahren faktisch vorgegeben werden. Auf der Basis der direkt auf dem Gletscher gemessen Temperatur lassen sich die turbulenten Flüsse als Komponenten der Oberflächenenergiebilanz mittels der abgeleiteten Parametrisierungen relativ genau abschätzen, nicht aber anhand eines mit statistischen Gradienten extrapolierten Wert.

Die in der Nähe eines Gletschers gemessene Temperatur ist somit bezüglich des globalen Klimas wenig aussagekräftig. Möglicherweise ist somit ein Teil des in den Alpen beobachteten stärkeren Erwärmungstrends auch mit dem Rückgang der Schnee- und Eisbedeckung erklärbar.

Da die bodennahe Lufttemperatur über einem Gletscher nur in die Berechnung der Terme des fühlbaren Wärmestroms und der Gegenstrahlung als direkte Eingangsgröße eingeht, diese im Verhältnis aber nur einen geringen Beitrag zur Schmelze liefern, hat eine Temperaturerhöhung auf die resultierenden Schmelzraten nur wenig Einfluss. Somit werden die maximalen täglichen Schmelzraten im Falle einer weiteren Erwärmung nur wenig anwachsen. Die hohen Massenverluste der Gletscher, wie beispielsweise im Sommer 2003, sind vielmehr die Folge der Verlängerung der Ablationsperiode. In der letzten Dekade ist ein deutlicher Trend zu einer längeren Dauer bzw. zu weniger Unterbrechungen der Eisschmelze durch Neuschneefälle erkennbar, der bislang im Jahre 2003 mit 99 ausgeprägten Schmelztagen seinen absoluten Höhepunkt erreicht hat (WEBER, 2004).

7.2 Ausblick

Trotz der relativ hohen Informationsdichte der **HyMEX**-Experimente fehlen noch wichtige Informationen zur räumlichen Verteilung der Oberflächenenergiebilanz auf dem Gesamtgletscher. Die bisherigen Erkenntnisse dazu sind mehr qualitativer statt quantitativer Natur. Die im *Kapitel 6* angegebenen Parametrisierungen können jedoch zunächst in ein Schmelzwasserproduktionsmodell integriert und damit validiert werden. Die einfache Berechnung der Schmelzrate auf der Basis einer Temperaturmessung auf dem Gletscher und an einer Station im Gletschervorfeld eröffnet die Möglichkeit der Realisierung von sehr einfachen flächenverteilten Modellen. Zwei derartige Messstellen wurden im Sommer 2004 versuchsweise installiert. Statt der Energiebilanzmessung könnte zur Ableitung der Beziehung theoretisch auch eine Ablationsmessung mit einer Auflösung im mm-Bereich und einer zeitlichen Auflösung von einer Stunde herangezogen werden. Ein entsprechendes Verfahren steht jedoch bislang nicht zur Verfügung.

Deshalb ist man vorläufig zur Ermittlung des Tagesgangs der Ablation im Stundenschritt weiterhin auf die Messung der Terme der Energiebilanz angewiesen. Die genaueste, aber auch aufwendigste direkte Methode zur messtechnischen Erfassung der turbulenten Flüsse auf einem Gletscher bleibt immer noch das Eddykorrelationsverfahren. Allerdings eröffnen die Erfahrungen der **HyMEX**-Experimente und neuere Entwicklungen in der Mess- und Datenerfassungstechnik neue Optionen, derartige Messungen in Zukunft einfacher zu gestalten und damit die Untersuchung tatsächlich auf die Fläche und längere Zeiträume auszudehnen. Anhand dieser Daten ließen sich genauere Modelle für die Ablation eines Gletschers als Basis für ein umfassendes Gletschermodell entwickeln.

8. Literatur

Andreas, E.L. (1987): "A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice", *Boundary_Layer Meteorology,* **38**, *159-184.*

Ambach, W. (1955): „Über den nächtlichen Wärmeumsatz der gefrorenen Gletscheroberfläche", *Archiv Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A*, *Band* **8**, *411-426.*

Arck, M. & Scherer, D. (2001): "A physically based method for correcting temperature data measured by naturally ventilated sensors over snow", *J. of Glaciology,* **47** *(159), 665-670.*

Balk, K. & Elder, K. (2000): "Combining binary decision tree and geostatistical methods to estimate snow distribution in a mountain watershed", *Water Resour. Res.,* **36**, *13-26.*

Beier, N. & **Weber, M. (1992): „**Turbulente Austauschprozesse in der Grenzschicht - TUAREG" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 0743139, Meteorol. Inst. d. Univ. München. Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Beier, N.; **Escher-Vetter, H.; Schroers, H.**; **Müller, D.**; **Weber, M. (1994a): „**SANA: Bestimmung turbulenter Stofftransporte auf dem Gebiet der ehemaligen DDR" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 12/103020 (UA 1.2), Meteorol. Inst. d. Univ. München. Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Beier, N.; **Bender, S.; Dillmann, M., H.**; **Schneewind, R. (1994b): „**SANA: Aufbau und Betrieb einer Intensivmessstation zur experimentellen Bestimmung des Schadstoffeintrags durch trockene Deposition" , *Abschlussbericht BMFT-Projekt 12/103012 (UA 1.11), Meteorol. Inst. d. Univ. München.*

Beier, N.; **Schroers, H.**; **Müller, D.**; **Weber, M. (1996): „**Grenzschichtmeteorologische Untersuchungen zur trockenen Deposition chemisch inerter und reaktiver Luftbeimengungen – Beitrag B 3.2" , in *SANA- Wissenschaftliches Begleitprogramm zur Sanierung der Atmosphäre über den neuen Bundesländern, Abschlussbericht,* **Band II**, bmbf+f, *GSF Projektträger Umwelt und Klimaforschung*, *München. Verfügbar auch auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CD , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Bergström, S. (1976): "Development and application of a conceptual runoff model for Scandinavian catchments". - *No. RHO 7, Swedish Meteo. and Hydro. Institute SMHI, Norrköping.*

Bergström, S. (1992): „The HBV-model – its structure and applications", *Norrköping, Sweden, Sveriges Meteorologiska och Hydrologiska Institut, SMHI Report RH 4.*

Bernhardt, K. (1995): „Zur Interpretation der Monin-Obukhov´schen Länge", *Meteorol. Zeitschr.,* **4**, *81-82.*

Berz, G. (1969): „Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen Transport“, *Wissenschaftliche Mitteilungen des Meteorologischen Instituts der Universität München*, **16**.

Betterton, M. D. (2001): “Theory of structure formation in snowfields motivated by penitentes, suncups, and dirt cones”, *Physical Review E*, **63**, *056129.1-12.*

Bowen, I.S. (1926): “The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface”, *Physical Review*, **27**, *779-787.*
Braun, L.N. (1985): “Simulation of Snowmelt-Runoff in Lowland and Lower Alpine Regions of Switzerland”, *Züricher Geographische Schriften*, **21**.

Braun, L.N. & Renner, C. (1992): “Application of a conceptual runoff model in different physiographic regions of Switzerland”, *Hydrological Sciences Journal*, **37** (3), *217-231.*

Braun, L.N.; Hottelet, Ch.; Weber, M. & Grabs, W. (1998):”Measurement and simulation of runoff from Nepalese head watersheds”, *International Association of Hydrological Sciences Publication (IAHS)* ***248****, 9-18.*

Braun, L.N., Weber, M. and Schulz, M. (1999): “Consequences of climate change for runoff from Alpine regions”. *Annals of Glaciology*, **31**, *19-25.*

Braun, L. & Weber, M. (2002A): „Droht im nächsten Sommer Hochwasser vom Gletscher?“, *Rundgespräche der Komm. f. Ökologie der BAdW München, Band* **24**, *„Katastrophe oder Chance? Hochwasser und Ökologie“, Verlag Dr. Friedrich Pfeil, München, ISBN 3 89937 002 3, 47-66.*

Braun, L. & Weber, M. (2002B): „Wasserspende aus hochalpinen Gebieten“, *Berichte der ANL (Bayerische Akademie für Naturschutz und Landschaftspflege),* ***26****, 95-105.*

Braun, L.N.; Escher-Vetter, H.; Heucke, E.; Siebers, M. & Weber, M. (2004): ”Experiences with the new ´Vernagtbach’ hydro-meteorological station”, e*xtended abstract of presentation at the Workshop “Automatic Weather Stations on Glaciers”, Pontresina, 28 to 31 March 2004, IMAU, Utrecht University, 38-44.*

Brook, R.R. (1978): “The Influence of Water Vapor Fluctuations on Turbulent Fluxes”, *Boundary-Layer Meteorology,* **15***, pp481-487.*

Brun, E.; Martin, E.; Simon, V. ; Gendre, C. & Coleou, C. (1989) : “An Energy and Mass Model of Snow Cover suitable for Operational Avalanche Forecasting”, *Journal of Glaciology, Vol.* **35** *(121), 333-342.*

Brunner, K. (1993): „Die Karte ´Der Vernagt-Ferner im Jahre 1889´ als erste exakte Kartierung eines Gesamtgletschers“, *Zeitschr. für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **29** (1), *93-98.*

Brunner, K. & Rentsch, H. (1972): „Die Änderung von Fläche, Höhe und Volumen am Vernagt- und Guslarferner 1989-1912-1938-1969“, *Zeitschr. für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **8** (1-2), *11-25.*

Brunt, D. (1932): “Notes on radiation in the atmosphere”, *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, **58**, *389-420.*

Brutsaert, W.A. (1975): “On a derivable formula for longwave radiation from clear skies”, *Water Resources Research*, **18***, 742-744.*

Brutsaert, W.A. (1982): “Evaporation into the atmosphere: Theory, history and application”, *D. Reidel,*

Dordrecht- London, 299S.

Burlando, P.; Pellicciotti, F. & Strasser, U. (2002): "Modelling mountainous water systems between learning and speculating, looking for challenges ", *Nordic Hydrol.,* **33** (1), *47-74.*

Cooley, J.M. & Tukey, J.W. (1965): "An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series", *Math. Comp.*, **19**, *297-301.*

Denby, B. & Smeets, C.I.P.P. (2000): "Derivation of Turbulent Flux Profiles and Roughness Length from Katabatic Flow Dynamics", *Jour. of Appl. Meteorol.*, **39**, *1601-1612.*

Dillmann, M. (1991): „Untersuchungen zur Genauigkeit bei der Bestimmung turbulenter Flüsse mit der Eddy-Korrelationsmethode", *Diplomarbeit, Met. Institut der LMU München.*

Dirmhirn, I. & Trojer, E. (1955): „Albedountersuchungen auf dem Hintereisferner", *Archiv f. Met., Geoph. und Bioklim., Serie B, Band* **6** (4), *400.*

Dirmhirn, I. (1957): „Über neuere Strahlungsmessungen auf den Ostalpengletschern", *La Met., 345-351.*

Dirmhirn, I. (1958): „Studie über die Strahlungsvorgänge auf Gletschern", *Archiv f. Met., Geoph. und Bioklim., Serie B, Band* **8** .

Dyer, A.J. (1974): "A Review of Flux-Profile-Relationships", *Boundary Layer Meteorology*, **7**, *363-372.*

Ekhart, E. (1935): „Über einige Gletscherwindmessungen in den Ötztaler Alpen", *Zeitschr. für Gletscherkunde,* **XXII**, *217-222.*

Ellenrieder, T. (2002): „Abfluss und Gletschermassenbilanz im Einzugsgebiet des Vernagtferners - Eine Rekonstruktion für die Wende vom 19. zum 20. Jahrhundert", *Diplomarbeit, Geogr. Institut der Universität Würzburg und KfG, 133S.*

Ellenrieder, T.; Braun, N. & Weber, M. (2002): "Reconstruction of mass balance and runoff of Vernagtferner from 1895 to 1915", *Zeitschr. f. Gletscherk. u. Glazialgeol.,* **38** *(2), 165-178.*

Escher-Vetter, H. (1980): „Der Strahlungshaushalt des Vernagtferners als Basis der Energiehaushaltsberechnung zur Bestimmung der Schmelzwasserproduktion eines Alpengletschers", *Münchener Universitäts-Schriften, Fachbereich Physik - Univ. München Met. Inst. , Wiss. Mitt. Nr.* ***39****, 117 S.*

Escher-Vetter, H. (2000): "Modelling meltwater production with a distributed energy balance method and runoff using a linear reservoir approach - results from Vernagtferner, Oetztal Alps, for the ablation seasons 1992 to 1995." *Zeitschr. f. Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **36**, *119-150.*

Escher-Vetter, H. (2002): „Zum Gletscherverhalten in den Alpen im zwanzigsten Jahrhundert", *Klimastatusbericht des Deutschen Wetterdientes 2001*, 51-57.

Escher-Vetter, H. & Reinwarth, O. (1994): Two decades of runoff measurements (1974 to 1993) at the Pegelstation Vernagtbach / Oetztal Alps. Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, Bd. 30, pp. 53-98.

Escher-Vetter, H.; Weber, M. & Braun, L. N. (1998): „Auswirkungen von Klimaänderungen auf

den Wasserhaushalt alpiner, teilweise vergletscherter Gebiete“, *Schlussbericht BayFORKLIM, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München*, http://www.glaziologie.de/bericht/index.html *oder auf CD-Rom ISBN 3-7696-3500-0 (KfG1999).*

Escher-Vetter, H.; Ellenrieder, T. & Siebers, M. (2004): „Gemessene und modellierte Komponenten der Wasserbilanz für ein stark vergletschertes alpines Einzugsgebiet“, *Langfassung eines Beitrags zur DACH-Meteorologentagung Karlsruhe, 6.9.-10.9.2004, 10S auf CDR.*

Finsterwalder, S. (1897): „Der Vernagtferner. Seine Geschichte und seine Vermessung in den Jahren 1888 und 1889“, *Wissenschaftliche Ergänzungshefte zur Zeitschrift des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins*, *Band* **1**, *Heft 1*, *Verlag des Deutschen und Österreichischen Alpenvereins, Graz, 96 S + Anhang.*

Foken, T. (2003): „Angewandte Meteorologie – Mikrometeorologische Methoden“, *Springer Verlag, Berlin, ISBN 3 540 00322 3, 289S.*

Fortak, H. (1971): „Meteorologie“, *Deutsche Buchgemeinschaft, C.A. Koch´s Verlag, Darmstadt, 287S.*

Friehe, C.A.; Williams, E.R. & Großman, R. L. (1988): „An intercomparison of two aircraft gust probe systems“, *Symposium on Lower Tropospheric Profiiling: Needs and Technologies, Boulder, CO, May 31 – Jun 3, Amer. Met. Soc., 235–236.*

Gao, W.; Shaw, R.H.; Paw U, K.T. (1989): “Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy”, *Boundary Layer Meteorology,* **44***, 349-377.*

Gash, J.H.C. (1986): “A note on estimating the effect of a limited fetch on micrometeorological evaporation measurements”, *Boundary Layer Meteorology,* **35***, 409-414.*

Geiger, R. (1927): „Das Klima der bodennahen Luftschicht“, *Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 246S.*

Georges, C. & Kaser, G. (2002): „Ventilated and unventilated air temperature measurements for glacier-climate studies on a tropical high mountain site“, *J. Geophys. Res.*, *Vol.* **107** *(D24)*, *4775, 21 December 2002, doi: 10.1029/2002JD002503.*

Greuel, W.; van den Brocke, M. R.; Knap, W.; Reijmer, C.; Smeets, P.; Struijk, I. (1995): “PASTEX: a glacio-meteorological experiment on the Pasterze (Austria)”, *Field-Report, University Utrecht, Institute fore Marine and Atmospheric Research; Amsterdam, Vrije Universiteit; Faculty of Earth Science.*

Greuel, W.; Knap, W.H.; Smeets, P.C. (1997): “Elevational changes in meteorological variables along a mitlatitude glacier during summer”, *Journal of Geophys. Research,* **102** *(D22), 25941-25954.*

Großmann, S. (1990): „Turbulenz – Verstehen wir endlich dieses nichtlineare Phänomen?“, *Physikalische Blätter*, **46** *(1), 2-7.*

Haeberli, W. & Hoelzle, M. (1995): “Application of inventory data for estimating characteristics of and regional climate-change effects on mountain glaciers: pilot study with the European Alps”, *Annals of Glaciology,* **21***, 206-212.*

Haid, H. (2000): „Sölden im Ötztal: Natur + Kultur; Ruhegebiet Ötztaler Alpen“, *Ed. Löwenzahn*, (*OEAV-Reihe*, *Band 7*, *Ötztal-Archiv*; *Band 4*), *ISBN 3-7066-2224-6.*

Hagg, W. (2003): „Auswirkungen von Gletscherschwund auf die Wasserspende hochalpiner Gebiete,

Vergleich Alpen - Zentralasien“, *Dissertation, Fakultät für Geowissenschaften, LMU München, 121S.*

Hartmann, M.; Baron, J.S.; Lammers, R.C.; Cline, D.W.; Band, L.H.; Liston, G.E. & Tague, C. (1999): “Simulation of snow distribution and hydrology in a mountain basin“, *Water Resour. Res.,* **35** (5)*, 1587-1603.*

Haude, W. (1955): „Bestimmung der Verdunstung auf möglichst einfache Weise“, *Mitteilungen des Deutschen Wetterdienstes*, **11**, *24S.*

Healey, J.V. (1985): “The Influence of Spectrum Functions and Filters on Crossing Frequency of Atmospheric Turbulence”, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology,* **2***, 590-597.*

Heim, A. (1916): „Vermessungen am Rhonegletscher“, 1916.

Hennemuth, B. & Köhler, U. (1984): “Estimation of the Energy Balance of the Dischma Valley“, *Arch. Met. Geoph. Biocl., Ser. B*, **34**, *97-119.*

Heucke, E. (1999): “A light portable steam-driven ice drill suitable for drilling holes in ice and firn” . *Geografiska Annaler,* **81 A (4)**, *603-609.*

Heuseler, H.; Jaumann, R. & Neukum, G. (1998): „Die Mars Mission – Pathfinder, Sojourner und die Eroberung des Roten Planeten“, *BLV-Verlagsgesellschaft mbH München, 159S.*

Hock, R. (1999): “A distributed temperature index ice- and snowmelt model including direct solar radiation”, *J. Glaciol.*, **45**, *101-111.*

Hoinkes, H. (1954): „Über die Messungen der Ablation und des Wärmeumsatzes auf Alpengletschern mit Bemerkungen über die Ursachen des Gletscherschwundes in den Alpen“, *Commission of Snow and Ice, General Assembly Rome 1954, IAHS-AISH Publication, Gentbrugge, No.***39**, *442-448.*

Hoinkes, H. (1955): „Beiträge zur Kenntnis des Gletscherwinds“, *Archiv f. Met, Geoph. und Bioklimatologie*, **B 6**, *36-53.*

Hoinkes, H. (1956): „Einfluss des Gletscherwindes auf die Ablation“, *Zeitschr. F. Gletscherkunde und Glazialgeologie***, 3** *(1)***,** *18-23***.**

Hoinkes, H. & Untersteiner, N. (1952): „Wärmeumsatz und Ablation auf Alpengletschern - I. Vernagtferner (Ötztaler Alpen), August 1950“, *Geografiska Annaler*, **34**, *(1-2)*, *99-158.*

Hoinkes, H. & Steinacker, R. (1975): „Zur Parametrisierung der Beziehung Klima – Gletscher“, *Rivista Italiana di Geofisica e Scienze Affini*, **I**, *97–104.*

Horst, T.W. & Weil, J.C. (1992): Footprint Estimation for Scalar flux Measurements in the atmospheric Surface Layer.”, *Boundary Layer Meteorol.,* **59***, 279-296.*

IPCC (2001): Climate Change 2001. „Impacts, Adaptation and Vulnerability. Summary for Policymakers.” *A Report of the Working Group I of the Intergovernmental Panel on Climate Change. UNEP & WMO, Geneva. Internet-Adresse* http://www.ipcc.ch/

Izumi, Y. (1971): “Kansas 1968 Field Program Data Report”, *Air Force Cambridge Research Papers, No.*

379, Air Force Cambridge Research Laboratory, Bedford, MA, 79S.

Izumi, Y. & Barad, M.L. (1970): „Wind speeds as measured by cup and sonic anemometers and influencend bay tower structure", *J. Appl. Meteorol.*, **9**, *851-856.*

Jonsell, U.; Hock, R. & Holmgren, B. (2003): "Spatial and temporal variations in albedo on Storglaciären, Sweden", *J. of Glaciology,* **49***, (164), 59-68.*

Kaimal, J.C. (1973): "Turbulence Spectra, Length Scales and Structure Parameters in the Stable Surface Layer", *Boundary-Layer Meteorology,* **4***, 289-309.*

Kaimal, J.C. (1988): "The atmospheric boundary layer – its structure and measurement", *Lecture notes, IITM visiting professorship program, Indian Institute of tropical Meteorology, Shivajinagar.*

Kaimal, J.C. & Businger, J.A. (1970): "Case studies of a convective plume and a dust devil", *J. Appl. Meteorol.,* **9***, 612-620.*

Kaimal, J.C.; Wyngaard, J.C.; Izumi, Y. & Coté, O.R. (1972): "Spectral characteristics of surface-layer turbulence", *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.,* **98***, 563-589.*

Kaimal, J.C. & Finnigan, J.J. (1994): "Atmospheric Boundary Layer Flows", *Oxford University Press, New York, 289S.*

Kaser, G. (1982): "Measurements of Evaporation from Snow", *Archiv for Met., Geophys. Bioklim.*, **B 30**, *333-340.*

Kaser, G. (1983): „Über die Verdunstung auf dem Hintereisferner", *Zeitschr. f. Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **19** *(2)*, *149-162.*

Kaser, G. (1999): "A review of the modern fluctuations of tropical glaciers", *Global and Planetary Change*, **22**, *93-103.*

Kaser, G. (2001): "Glacier-climate interaction at low latitudes", *Journal of Glaciology*, **47** *(157)*, *195-204.*

Khazaleh, T. (2002): „Die oberflächliche, horizontale Eisgeschwindigkeit des Vernagtferner im Zeitraum 1986-2001. Dynamik, Ursachen und räumlich-zeitliche Differenzierung", *Diplomarbeit, Lehrstuhl der Physischen Geographie der Universität Augsburg, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 105S.*

Kiesle, H. (1983): „Albedountersuchungen an einem Gletscher mit Hilfe von Schwarzweißphotografien", *Diplomarbeit in Meteorologie*, *Met. Institut der LMU-München*, *102S.*

Kohler, J. (1995): "Determining the extent of pressurized flow beneath Storglaciären, Sweden, using results of tracer experiments and measurements of input and output discharge", *Journal of Glaciology,* **41** *(138), 217-231.*

Kolmogorov, A. N. (1941): "Energy dissipation in locally isotropic turbulence", *Doklady AN SSSR*, **32** (1), *19-21.*

Kramm, G.; Dlugi, R. & Lenschow, D.H. (1995): "A re-evaluation of the Webb correction using density weighted avarages", *J. of Hydrology*, **166**, *293-311.*

Kraus, H. (1966): „Wie entsteht der Tagesgang der Lufttemperatur?“, *Zeitschrift für Meteorologie*, **17** *(9-12)*, *339-342*.

Kristensen, R. & Fitzjarrald, R. (1984): “The effect of line averaging on scalar flux mesurements with a sonic anemometer near surface”, *J. of Atm. and Ocean. Techn.*, **1**, *No.* **2**, *138-146*.

Kuhn, M. (1972): „Die spektrale Transparenz der antarktischen Atmosphäre- Teil1 : Messinstrumente und Rechenmethoden“, *Arch. Met. Geophys. Biokl., Serie B,* **20**, *207-248*.

Kuhn, M. (1973): “Principles of the calibration of thermal radiometers, illustrated by the performance of 12 instruments in antarctic field work”, *Proceedigs of Symposium on Solar Radiation – Measurements and Instrumentation, Nov 13-15, 1973, Smithsonian Institution Radiation Biology Laboratory, 217-268*.

Kuhn, M. (1978): „Die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums im Gletscherwind als Parameter des Wärmehaushalts“, *Arbeiten aus der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien,* **31**, *69/1-69/8*.

Kuhn, M. (1979): “On the computation of heat transfer coefficients from energy-blance gradients on a glacier“, *J. of Glaciology*, **22** *(87)*, *263-272*.

Kuhn, M. (1984): „Physikalische Grundlagen des Energie- und Massenhaushaltes der Schneedecke“, *Mitteilungen Dtsch. Verband f. Wasserwirtschaft und Kulturbau*, **7**, *5-56*.

Kuhn, M. (1987): “Micro-meteorological conditions for snow melt“, *Journal of Glaciology*, **33** *(113)*, *24-26*.

Kuhn, M. (1994): „Schnee und Eis im Wasserkreislauf Österreichs“, *Österreichische Wasser- und Abfallwirtschaft,* **46** *(3-4), 76-83*.

Kuhn, M. & N. Batlogg (1999): „Modellierung der Auswirkungen von Klimaänderung auf verschiedene Einzugsgebiete in Österreich“, *Schriftenreihe der Forschung im Verbund, Bd.* **46**, *Österreichische Elektrizitätswirtschafts-AG, 94S.*

Kuhn, M.; Dreiseitl, E.; Hofinger, S., Markl, G., Span, N.& Kaser, G. (1999): „Measurements and models of the mass balance of Hintereisferner“, *Geograf. Anal.*, **81**A, *658-670*.

Kuzmin, P.P. (1961): “Melting of snow cover“, *Translated from Russian by Israel Program for scientific Translation*, *1972*, *290S.*

Lang, H. (1968): “Relations between glacier runoff and meteorological factors observed on and outside the glacier”, *IUGG Ge. Ass. 1967, Berne, IAHS Publ. No* **79**, *429-439*.

Lang, H. (1981): “Is Evaporation an Important Component in High Alpine Hydrology?”, *Nordic Hydrology* **12**, *217-224*.

Lang, H.W. (2002): „Algorithmen in JAVA“, *Oldenbourg Verlag*.

Laubach, J.; 1996: „Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelationsmessungen“, *Wiss. Mittl. aus dem Inst. F. Met. der Univ. Leipzig und dem IFT e.V. Leipzig* , **Band 3**, *Leipzig (1999), ISBN 3-9804089-2-2, 139S.*

Lenschow, D. H. & Kristensen, L. (1985): “Uncorrelated Noise in Turbulence Measurements“, *J. of*

*Atmospheric and Oceanic Technology, Vol **2**, 1983, pp68-81.*

Liljequist, G.H. (1962): „Allgemeine Meteorologie“, *Verlag Friedr. Vieweg + Sohn*, Braunschweig (2. Auflage 1974), *ISBN 3 528 03555 2*, *368S.*

Liston, G.E. & Sturm, M. (1998): „A snow-transport model for complex terrain“, *Journal of Glaciologie,* **44** *(148), 498-516.*

MacCready, P. B. jr. (1966): "Mean wind speed measurements in turbulence", *J. Appl. Meteorology*, **5**, *219-225.*

Martin, E.& Lejeune, Y. (1998) : "Turbulent fluxes above the snow surface"; *Annals of Glaciology*, **26**, *179-183.*

McMillen, R. T. (1988): "An Eddy Correlation Technique with Extended Applicability to Nonsimple Terrain", *Boundary Layer Meteorology*, **43**, *231-245.*

Meier, M.F. & Post, A.S. (1962): "Recent variations in mass budgets of glaciers in western North America", *Commission of Snow and Ice Symposium of Obergurgl 1962*, *IASH Publ. No* **58***, 63-77.*

MIM (2003): "Meteorologisches Instrumentenpraktikum“, *Meteorologisches Institut der Ludwig-Maximilans-Universität München*, *Ausgabe 2003*, *74S.*

Miller, H. (1972): „Ergebnisse von Messungen mit der Methode der Refraktionsseismik auf dem Guslar- und Vernagtferner", *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **8**, *27-41.*

Mitsuta, Y. & Fujitani, T. (1974): "Direct measurement of turbulent fluxes on a cruising ship", *Boundary Layer Meteorology*, **6**, *203-217*

Möller, F. (1973): "Einführung in die Meteorologie, Band 2: Physik der Atmosphäre“, *B.I.-Wissenschaftsverlag*, *Mannheim*, *223S.*

Monin, A. S. & Obukhov, A.M. (1958): "Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre“. *In: H. Goering (Hrsg), Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz, Akademieverlag, Berlin, 199-224.*

Monteith, J.L. (1965): "Evaporation and enviroment", *Symp. Soc. Exp. Biol.*, **19**, *205-234.*

Moser, H., Escher-Vetter, H., Oerter, H., Reinwarth, O. &. Zunke, D. (1986): „Abfluss in und von Gletschern.“ *GSF-Bericht, **41/86**, Teil I u. II, GSF Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, München, 408/147S.*

Moore, C.J. (1986): "Frequency Response Corrections for Eddy Correlation Systems", *Boundary Layer Meteorology*, **37**, *17-35.*

Mortensen, N. G.; Larsen, S. E.; Troen, J. & Mikkelsen, T. (1987): „Two Years-worth of Turbulence Data recorded by a Sonic Anemometer based Data Acquisition System", *6th Symposium AMS, Meteoroligical Obervation and Instrumentation, Jan 12-16, New Orleans, 393-396.*

Müller, H. (1985): "On the Radiation Budget in the Alps", *Journal of Climatology,* **5**, *445-462.*

Müller, D.; Lößlein, H.; Schroers, H. (1991): „Berechnung der Energiebilanzterme auf der Basis der Monin-Obukhov-Theorie – Ergebnisse des Experiments HIBE89"; *Abschlußbericht des Vorhabens BMFT KF 07 114-6, LOF 40/87, Met. Instit. Der Univ. München*; *Verfügbar z.B. auf CD-Rom* „Mikrometeorologische Datenbank", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CDR , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller.*

Müller, D.: (2001): „Mikrometeorologische Datenbank – Messwerte und ausgewertete Daten von 5 Feldexperimenten", *Hrsg.: Met. Institut d. Univ. München*, 2001, *5 CDR , Bezugsquelle: http://home.t-online.de/home/dietrich-mueller*

Munro, S. D. (1989): "Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier: comparison with eddy correlation", *Journal of Glaciology*, ***35*** *(121), 343-348.*

Naeser, T. (2002): „Schwebstoffuntersuchungen am Gletscherbach des Vernagtferners in den zentralen Ötztaler Alpen", *Diplomarbeit, Institut f. Geographie der LMU München, 100S.*

Nicolussi, K. (1990): „Bilddokumente zur Geschichte des Vernagtferners im 17. Jahrhundert", *Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie*, **26** (2), *97-119.*

Oerlemans, J. (2000): "Analysis of a 3 year meteorological record from the ablation zone of Moteratschgletscher, Switzerland: energy and mass balance, *Journal of Glaciology*, **46** *(155), 571-579.*

Oerlemans, J. (2001): "Glaciers and Climate Change", *A.A. Balkema Publishers, Lisse/Abingdon/ Exton/ Tokyo, ISBN 90 265 1813 7, 148S.*

Oerlemans, J. & Grisogono, B. (2002): "Glacier winds and parameterisation of the related surface heat fluxes", *Tellus*, **54**A, *pp. 440-452.*

Oerlemans, J. & Klok E.J. (2002): "Energy Balance of a Glacier Surface: Analysis of Automatic Weather Station Data from the Morteratschgletscher, Switzerland", *Arctic, Antarctic, and Alpine Research*, **34** *(4), 477-485.*

Oerter, H. & Baker, D. & Moser, H. & Reinwarth, O. (1981): "Glacial-hydrological investigations at the Vernagtferner Glacier as a basis for discharge model", *Nordic Hydrology, Vol.* **12***, 335-348.*

Ohata, T. (1991): "The effect of glacier wind on local climate, turbulent heat fluxes and ablation", *Zeitschr. F. Gletscherkunde und Glazialgeologie***, 25** (1)**,** *49-68***.**

Ohmura, A. (1981): "Climate and energy balance on Arctic Tundra, Axel Heiberg Island, Canadian Arctic Archipelago, spring and summer 1969,1970 and 1972", *Zürcher Geografische Schriften*, **3**, *Geogr. Institut ETH.*

Ohmura, A. (2001): "Physical Basis for the Temperature-Based Melt-Index Method", *Journal of Applied Meteorology*, **40**, *753-761.*

Ohmura, A.; Kasser, P. & Funk, M. (1992): "Climate at the equilibrium line of glaciers", *Journal of Glaciology*, **38** (130), *397-411.*

Ohno, H.; Ohata, T.; Higuchi K (1992): "The influence of humidity on the ablation of continental-type glaciers". *Annals of Glaciology* **, 16,** *107-113***.**

Olesen, H. R.; Larsen, S. E. & Højstrup, J. (1984): "Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer", *Boundary-Layer Meteorology,* **29,** *285-312.*

Oncley, S. P. (1989): "Flux Parameterization Techniques in the Atmospheric Surface Layer". *Dissertation* **,** *University of California, Irvine***,** *202S***.**

Paterson, W.S.B. (1969): "The Physics of Glaciers", *Pergamom Press Ltd.*, *First Edition* (1969), *Second Edition* (1981), *ISBN 0 08 024005 4*, *380S.*

Penman, H.L. (1948): "Natural evaporation from open water, bare soil and grass". *Proc. Royal Society London*, A**193**, *120-195.*

Pusch, W. und Kastner, S. (2000): „Vermessungsarbeiten Vernagtferner/Pegelstation Vernagtbach 7.8.-29.8.2000", *Praktikumsbericht, Universität der Bundeswehr München.*

Rahmstorf, S. (2003): „Klimawandel – Rote Karte für die Leugner", *Bild der Wissenschaft*, **1**/2003, *56-61.*

Reinwarth, O. (1990): „100 Jahre Forschung am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen.", *Mitteilungen der Dt. Meteorolog. Ges.,* **1***, 63-66.*

Reinwarth, O. & **Escher-Vetter, H. (1999):** "Mass balance of Vernagtferner, Austria, from 1964/65 to 1996/97: Results for three sections and the entire glacier." *Geogr. Ann.*, **81 A** (4), *743-751.*

Reinwarth, O. & **Stäblein, G. (1972):** „Die Kryosphäre – das Eis der Erde und seine Untersuchung", *Würzburger Geographische Arbeiten*, Heft **36**, *71S.*

Reinwarth, O. & **Rentsch, H. (1994):** „Volume and Mass Balance of Vernagtferner/ Ötztal Alps", *Zeitschr. f. Gletscherk. u. Glazialgeol.*, **30**, *99-104.*

Richardson, L.F. (1920): "The supply of energy from and to atmospheric eddies", *Proceedings Royal Society*, A**97**, *354–373.*

Roedel, W. (2000): „Physik unserer Umwelt – die Atmosphäre". *Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 498S.*

Sauberer, F. (1938): „Versuche über spektrale Messungen Der Strahlungseigenschaften von Schnee und Eis mit Photoelementen", *Met. Zeitschrift*, **55**, *250 – 255.*

Sauberer, F. & Dirmhirn, I. (1952): „Der Strahlungshaushalt horizontaler Gletscherflächen auf dem Hohen Sonnblick", *Geografiska Annaler,* ***34****, (3-4), 291.*

Schlagintweit, H. & A., (1950): „Untersuchungen über die physikalische Geographie der Alpen", *Verlag J.A, Barth, Leipzig.*

Schmid, H.P. und Oke, T.R. (1990): A model to estimate the source area contributing to turbulent exchange in the surface layer over patchy terrain, *Quart. J.R. Meteorol. Soc.*, **116** (1990), *965-988.*

Schmid, H.P. (2002): "Footprint modelling for vegetation atmosphere exchange studies: A review and perspective.", *Agric. Forest Meteorol.,* **113***, 159-184.*

Schmidt, W. (1925): „Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen", *Henry Grand*

verlag, Hamburg, 118S.

Schönwiese, CH.D. (2002): „Das Klima ändert sich: Die Fakten", *in „Klima. Das Experiment mit dem Planeten Erde"; Katalog zur Sonderausstellung des Deutschen Museums vom 7.11.2002 – 15.6.2003, Hrsg. Walter Hauser, München, ISBN 3 924183 88 0, 187-217.*

Schotanus, P.; **Nieuwstadt, F.T.M.**; **de Bruin, H.A.R. (1983)**: "Temperature Measurement with a Sonic Anemometer and its Application to Heat and Moisture Fluxes", *Boundary Layer Meteorology*, **26**, *81-93.*

Schroers, H.; Lösslein, H. & Zilch, K. (1990): „Untersuchungen der Windstruktur bei Starkwind und Sturm", *Meteorologische Rundschau*, **42**, *202-212.*

Schuepp, P. H.; Leclerc, M. Y.; MacPherson, J. I. & Desjardins, R. L. (1990): „Footprint Prediction of Scalar Fluxes from Analytical Solutions of the Diffusion Equation.", *Boundary Layer Meteorol.,* **50**, *355-373.*

Schuhmann, U. (2002): „Klimadiagnosen aus dem All: Satellitenklimatologie", *in „Klima. Das Experiment mit dem Planeten Erde"; Katalog zur Sonderausstellung des Deutschen Museums vom 7.11.2002 – 15.6.2003, Hrsg. Walter Hauser, München, ISBN 3 924183 88 0, 54–75.*

Schulz, M. (1999): „Bestimmung der Wasserhaushaltgrenzen ausgewählter hochalpiner Einzugsgebiete mittels Messung und Simulation", *Diplomarbeit*, *Institut für Geographie der LMU-München.*

Schwarb, M.; Daly, C.; Frei, C. & Schär, C. (2001): „Mittlere jährliche Niederschlagshöhen im europäischen Alpenraum, 1971-1990", *Hydrologischer Atlas der Schweiz, Blatt 2.6, Karte 1:1 700 000, Bundesamt für Landestopografie, Bern.*

Shaw, R.H.; Paw U., K.T., Gao, W. (1990): "Detection of temperature ramps and flow structures at a deciduous forest site", *Agric. and Forest Meteorol.,* **47**,*123-138.*

Shchetinnikov, A.S. (1998): "Morphology and regime of glaciers of Pamirs-Alay", *Tashkent, SANIGMI Publ., 219 p. (russisch)*

Siebers, M., (1999): „Projekt Glazialabflüsse Vernagtferner: Schmelzwasserproduktion und Glazialabflüsse nach erheblichen Massenverlusten" - Zwischenbericht „Hydrologische Prozesse". *IFH-GSF und KfG München, 22S.*

Smedman, A-S. (1988): "Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer", *Boundary-Layer Meteorology*, **44**, *231-253.*

Smeets, C. J. P.P.; Dynkerke P.G. & Vugts, H. F. (1998): "Turbulence Characteristics of the Stable Boundary Layer over a Mid-Latitude Glacier. Part 1: A Combination of Katabatic and Large-Scale Forcing", *Boundary-Layer Meteorology*, **87**, *117-145.*

Solent Research (1992): "Ultrasonic Anemometer – Product Specification, Issue 4.1", *Gill Instruments Ltd., Lymington, Hampshire.*

Sonklar, K. v. (1860): „Die Oetzthaler Gebirgsgruppe, mit besonderer Rücksicht auf Orographie und Gletscherkunde, nach eigenen Untersuchungen", *Justus Perthes*, *Gotha*, *292S & Atlas.*

Sonntag, D. (1990): „Important new values of the physical constants of 1986, vapour pressure formulations based on ITC-90, and psychrometric formulae", *Z. Meteorol.*, **40**, *340-344.*

Strasser, U.; Corripio, J.; Pellicciotti, F.; Burlando, P.; Brock, B. & Funk, M. (2004): "Spatial and temporal variability of meteorological variables at Haut Glacier d´Arrolla (Switzerland) during the ablation season 2001: Measurements and simulations", *J. of Geophysical Research, Vol.* **109***, im Druck.*

Stull, R.B. (1988): "An Introduction to Bounary Layer Meteorology"; *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, ISBN 90 277 2769 4, 666p.*

Taylor, G.I. (1938): "The spectrum of turbulence", *Proc. Royal. Soc. London, A164, 476-490.*

Troll, C. (1949): "Schmelzung und Verdunstung von Eis und Schnee in ihrem Verhältnis zur geographischen Verbreitung der Ablationsformen", *Petermanns Geographische Mtteilungen, Ergänzungsheft* **240**, *Justus Pertes, Gotha, 115S.*

Troll, C. (1942): "Büsserschnee in den Hochgebirgen der Erde – Ein Beitrag zur Geographie der Schneedecke und ihrer Ablationsformen", *Petermanns Geographische Mtteilungen, Ergänzungsheft* **240**, *Justus Pertes, Gotha, 115S.*

Turc, L. (1961): « Évaluation des besoins en eau d´írrigation évapotranspiration poten-tielle ». Ann Agron, **12**, *13-49.*

Van der Hoven, I. (1957): „Power spectrum of horizontal windspeed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour". J. of Meteor., 14, 160S.

Walcher, J. (1773): „Nachrichten von den Eisbergen in Tyrol", *Wien.*

Walk, O. (1970): „Zur Interpretation von Energie-, Ko- und Quadraturspektren meteorologischer Parameter", *Münchener Universitäts-Schriften, Fachbereich Physik - Univ. München Met. Inst. , Wiss. Mitt. Nr.* **20**.

Webb, E. K. (1982): "On the Correction of Flux Measurements for Effekts of Heat and Water Vapour Transfer", *Boundary Layer Meterology*, **23***, 251-254.*

Webb, E.K.; Pearman, G.I.; Leuning, R. (1980): "Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer", *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 106, *85-100.*

Weber, M. (1987): „Turbo Pascal Tools – Mathematische Verfahren und Programmroutinen zur Auswertung experimenteller Daten", *Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, ISBN 3-528-04543-4, 311S.*

Weber, M. (1987a): „LUZIVER: Untersuchungen zum Gletscherwindregime am Vernagtferner in den Ötztaler Alpen", *Diplomarbeit für Meteorologie, LMU-München, 99S.*

Weber, M. & Dillmann, M. (1991): „Variations of spectra and cospectra in a slightly heterogeneous terrain. Results from HIBE89 Experiment", *7th joint conference on applications of Air Pollution Meteorology with AWMA, Jan 14-18, 1991, New Orleans, La.., published by AMS, Boston, Mass., J146-151.*

Weber, M. (1995): „Bericht über die geleisteten Arbeiten im Rahmen eines Werkvertrages mit dem IFU-Garmisch-Partenkirchen im September 1995 ", *Interner Bericht, IFU-GAP, 21S.*

Weber, M. (2001): „Der Einfluss der Luftfeuchte auf die Ablation des Vernagtferners - Ergebnisse der Feldmesskampagnen HyMEX98 und HyMEX2000“, *Beitrag anlässlich der Tagung DACH-MT 2001 in Wien, Kommission f. Glaziologie der BAdW, München, 22/24S.*
Auf CDR ISSN Nr.27/Publ. Nr. 399 und http://www.glaziologie.de/download/dach2001.pdf

Weber, M.; Braun, L.N.; Siebers, M. (2002): „Projekt ´Glazialabflüsse am Vernagtferner nach erheblichen Massenverlusten´, DFG-FKZ 1622/3-3“, *Schlussbericht Jan. 2002, Komm. F. Glaz. der BAdW München, 23S.*

Weber, M. (2002a): „Der Magersucht eines Alpengletschers auf der Spur“, *Mitteilungen der Sektion Würzburg des DAV*, Heft **2/2002**, *24S.*

Weber, M. (2002b): „Das auf der CD-Rom „Glaziologie in 3D“ verwendete Verfahren zur 3D-Visualisierung - Ein Leitfaden zur Erstellung von Stereobildern mit der Farb-Anaglyphen-Methode“, *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 84S, auf CD-Rom* KfG2000B *„Glaziologie in 3D“, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. (2002c): „Glaziologie in 3D – Die Panoramen“, *Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München, 24S, auf CD-Rom* KfG2000B *„Glaziologie in 3D“, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. (2002d): „Glaziologie in 3D – Ein außergewöhnlicher Einblick in Welt der Gletscher“, *CD-Rom, Kommission für Glaziologie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, München,* KfG2000B *, KfG 2002, ISBN 3 7696 3501 9.*

Weber, M. & Braun, L. (2004): „Ursachen des Gletscherschwundes in den Alpen“, *Geographie & Schule,* **148**, *21-27.*

Wendling, U., Schellin, H.G. & Thomä, M. (1991): „Bereitstellung von täglichen Informationen zum Wasserhaushalt des Bodens für die Zwecke der agrarmeteorologischen Beratung“. *Z. Meteorologie*, **41**, *468-475.*

Wilczak, J.M. & Tillmann, J. E. (1980): “The three dimensional structure of convection in the atmospheric surface layer”, *J. Atmos. Science,* **37***, 2424-2443.*

Wilhelm, F. (1978): “Grundbegriffe und Aufgaben der Gletscherkunde”. *in R.C. Bachmann: Gletscher der Alpen, Hallwag Verlag, Bern & Stuttgart, 8-21.*

Willis, I.C.; Arnold, N. S. & Brock, B. W. (2002): “Effect of snowpack removal on energy balance, melt and runoff in a small supraglacial catchment”, *Hydrological Processes*, **16**, *2721-2749.*

Wyngaard, J.C.& Zhang, Shi-Feng (1985): „Transducer-Shadow Effects on Turbulence spectra measured by Sonic Anemometers”, *J. Atm. And Ocean. Techn., Vol 2, 1985, 548-558.*

Zunke, D. (1984): „Energiehaushaltsuntersuchungen auf einem Alpengletscher: Ergebnisse meteorologisch-hydrologischer Messprogramme am Vernagtferner 1979 und 1981“, *Diplomarbeit für Meteorologie, LMU-München, 70 S.*

Abbildungsverzeichnis Text

Abb. 1.1: *Globale Verteilung der Vergletscherung außerhalb der Antarktis und Grönland anhand der Gletscherfläche*

Abb. 1.2: *Blick nach Westen entlang des Inntals auf Innsbruck*

Abb. 1.3: *Gesamtschau aller wesentlichen Zusammenhänge und deren zeitliche und räumliche Skalen, welche die Ablationsraten eines Gletschers und deren Änderung mit dem Klima bestimmen bzw. eine Rolle spielen.*

Abb. 3.1: *Höhendiagramm der Massenbilanzbestimmung für das Haushaltsjahr 1997/98 für den Vernagtferner*

Abb. 3.2: *Dto. für das Haushaltsjahr 1998/99*

Abb. 3.3: *Dto. für das Haushaltsjahr 1999/2000*

Abb. 3.4: *Grober schematischer Ablauf der an der Abflussgenese in einem vergletscherten Einzugsgebiet beteiligten Prozesse*

Abb. 3.5: *Veränderung der Charakteristik des Abflusshydrographen des Vernagtbach seit Beginn der Abflussmessungen 1974.*

Abb. 3.6: *Schematische Darstellung des für den Vernagtferner eingesetzten 2D-Abflußmodells*

Abb. 4.1: *Schematische Darstellung der generellen Vorgehensweise zur experimentellen Untersuchung der Abflussgenese am Vernagtferner unter den gegenwärtigen Bedingungen mit erheblichem Massenschwund.*

Abb. 4.2a): *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der potentiellen Temperatur* θ *in Kelvin über dem Vernagtferner*

Abb. 4.2b: *Zeit-Höhenschnitt der Isolinien der äquivalentpotentiellen Temperatur* $\theta_{ä}$ *in Kelvin für denselben Zeitraum wie in Abbildung 4.2a*

Abb. 4.3: *Schemazeichnung der vollständigen grenzschichtmeteorologischen Messanlage des Meteorologischen Instituts der Universität München (MIM) zur Messung des Energie- und Stoffaustausches zwischen Oberfläche und Atmosphäre*

Abb. 4.4: *Grundriss des Experimentalaufbaus während* ***HyMEX2000*** *nach* Pusch & Kastner *(2000), ergänzt um zusätzliche Informationen.*

Abb. 4.5: *Variation der Messhöhe über einer Referenzebene nach temporären Messungen während* ***HyMEX98****.*

Abb. 4.6: *Zwei Beispiele für die Auswirkung fehlerhafter horizontaler Ausrichtung der Strahlungsmessgeräte und deren Nachjustierung auf die Rohdaten der Strahlungsströme bei nahezu wolkenlosem Himmel während HyMEX98.*

Abb. 4.7: *Ausschnitt der im Windkanal bestimmten Korrekturfunktion für Messungen des Horizontalwindes mit dem symmetrischen Messkopf des Ultraschallanemometer R2 von Solent Research in der Umgebung einer Verstrebung.*

Abb. 4.8: *Ergebnisse der Vermessung des* ***ES89****-Turbulenzmesskopfes mit Kaijo-Denki DAT100 Ultraschallanemometer Typ TR 61A und dem Campbell Absorptionshygrometer KH20 für alle azimutalen Anströmrichtungen im Windkanal.*

Abb. 4.9: *Der Messkopf des Ultraschallanemometers Gill Solent R2A in der Aufsicht*

Abb. 4.10: *Korrekturfunktion des Herstellers für das während der* ***HyMEX****-Experimente eingesetzte Ultraschallanemometer mit der Seriennummer 0093R2A*

Abb. 4.11: *Variation der Windrichtung im Tagesverlauf an der Messstelle von* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner*

Abb. 4.12: *Beispiel einer Häufigkeitsverteilung der Windrichtung in 10°-Klassen*

Abb. 4.13: *Beispiel der Wirkungsweise der Rotorsteuerung kurz nach Mitternacht am 24.8.2000*

Abb. 4.14: *Streudiagramm des Vergleichs der 10-Minuten-Mittelwerte der horizontalen Windgeschwindigkeit, gemessen mit dem Ultraschallanemometer in 2.52 m über dem Eis, und den aus dem mit Schalenkreuzanemometern gemessenen Vertikalprofil auf das identische Messniveau interpolierten Werten.*

Abb. 4.15: *Zeitreihen der nach Gleichung [4.26] aus den Referenzmessungen von Temperatur, Luftdruck und Dampfdruck abgeleiteten akustischen Virtuelltemperatur*

Abb. 4.16: *Aufbau des Krypton-Absorptionshygrometer KH 20 der Fa. Campbell Scientific.*

Abb. 4.17: *Abschnittsweise lineare Regression der 10-Minutenmittelwerte des Spannungssignals des KH20 gegen Referenzwerte der absoluten Feuchte vom 26.8.2000 für zwei Zeiträume mit unterschiedlicher Empfindlichkeit des Instruments.*

Abb. 4.18: *Schematische Darstellung des Aufbaus des Datenerfassungssysteme mit der entsprechenden Softwareversion und der Datenleitungen der* ***HyMEX****-Station.*

Abb. 5.1: *Daten des Experiments* ***HyMEX 2000*** *im Programm* ***DATAVIEW***

Abb. 5.2: *Screenshot des Moduls zur animierten Wiedergabe der Profile von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte (Dampfdruck)*

Abb. 5.3: *Schematische Darstellung der Aufbereitung der Turbulenzmessdaten mit* ***ES89DE****.*

Abb. 5.4: *Konvektive Turbulenzstrukturen am Beispiel eines Ausschnittes zweier Zeitreihen der Temperatur, die an zwei benachbarten unterschiedlich hohen Messtürmen*

Abb. 5.5: *Zerlegung eines Ausschnittes der Zeitreihe vom 3.9.1993 in Abbildung 5.4 mittels Bandpassfilterung in einen hochfrequenten Anteil von 0.4 bis 10 Hz und die niederfrequente Variation zur Isolierung der Rampenstruktur.*

Abb. 5.6: *Unterschiedliche Typen von organisierten Strukturen in den hochfrequenten Zeitreihen der Temperatur und der Vertikalwindfluktuation in der Grenzschicht über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.7: *Relativer Beitrag zum turbulenten Fluss in Abhängigkeit von der Distanz zum Sensor*

Abb. 5.8: *Schematische Darstellung des Verfahrens zur Erstellung eines Spektrums über eine lange Zeitreihe*

Abb. 5.9: *Varianzspektren der Temperatur (****T****) und der spezifischen Feuchte (****q****), sowie Energiespektren der Horizontalwindkomponente (****v****) und des Vertikalwindes (****w****) gegen die Frequenz in doppelt-logarithmischer Darstellung, gemessen am 11.8.1998 an der Station* ***HyMEX98*** *über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.10: *Darstellung derselben Spektren wie in Abbildung 5.9, jedoch mit* ***f•S(f)*** *als Ordinate.*

Abb. 5.11: *Darstellung der Spektren wie in Abbildung 5.10, jedoch mit linearer Ordinatenteilung.*

Abb. 5.12: *Normierte Darstellung der Spektren in Abbildung 5.10 in linear-logarithmischer Darstellung.*

Abb. 5.13: *Zwei normierte Spektren der Vertikalgeschwindigkeit, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL & FINNIGAN *(1994) für neutrale Schichtung.*

Abb. 5.14: *Zwei normierte Spektren der Temperaturfluktuation, gemessen über dem Vernagtferner während der* ***HyMEX****-Experimente 1998 und 2000 im Vergleich zu einem Modellspektrum nach* KAIMAL *et al. (1972) für neutrale Schichtung.*

Abb. 5.15: *Schar von 5 normierten Spektren des Vertikalwindes, gemessen während unterschiedlicher 53-Minuten-Intervalle am 24.8.2000 während* ***HyMEX 2000*** *über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.16: *Normierte Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeiträume wie in Abbildung 5.15 und Vergleich mit der universellen Funktion, angepasst über die Lage des Maximums.*

Abb. 5.17: *Schar skalierter Spektren der Vertikalwindfluktuation am Vernagtferner über ein Zeitintervall von 53 Minuten.*

Abb. 5.18: *Spektren der Temperaturfluktuation für dieselben Zeitabschnitte und in der gleichen Darstel-lung wie in Abbildung 5.17.*

Abb. 5.19 : *Tagesgang der Spektren der Vertikalwindfluktuation unter konvektiven Bedingungen über weitgehend homogenem Gelände.*

Abb. 5.20: *Zusammenhang zwischen dem Kospektrum des kinematischen Flusses der fühlbaren Wärme* $\boldsymbol{w'T'}$ *und den Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit* $\boldsymbol{w}$ *und der Temperatur* $\boldsymbol{T}$ *anhand eines Beispiels, gemessen während* ***HyMEX 2000*** *am Vernagtferner.*

Abb. 5.21: *Streubreite des frequenzabhängigen Korrelationskoeffizienten* $\boldsymbol{r(f)}$ *für* $\boldsymbol{w'T'}$ *während der beiden* ***HyMEX****-Experimente auf dem Vernagtferner.*

Abb. 5.22: *Transferfunktionen für den Anteil des Vertikalwindes* $\boldsymbol{TC_w}$ *und der Temperatur* $\boldsymbol{TC_T}$*, bezogen auf den hochfrequenten Anteil des Kospektrums für unterschiedliche mittlere Anströmgeschwindigkeiten.*

Abb. 5.23: *Korrelationsoptimierung anhand von Kovarianzfunktionen für* $\boldsymbol{w'T}$ *und* $\boldsymbol{w'q'}$ *in Abhängigkeit von der Verschiebung der Zeitreihen um n Zeitschritte gegeneinander.*

Abb. 5.24: *Schar von 24 normierten Kospektren* $\boldsymbol{w'T'}$ *über eine Länge von 53 Minuten vom 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Abb. 5.25: *Kospektrum in nicht zur Kovarianz proportionaler doppeltlogarithmischer Darstellung.*

Abb. 5.26: *Normiertes Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Windgeschwindigkeit (*$\boldsymbol{u = 5\ m/s}$*).*

Abb. 5.27: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei niedriger mittlerer Windgeschwindigkeit (*$\boldsymbol{u = 3.1\ m/s}$*).*

Abb. 5.28: *Kospektrum in zur Kovarianz proportionaler semilogarithmischer Darstellung bei hoher mittlerer Wind-*

*geschwindigkeit (**u = 4.4 m/s**) und hoher Stabilität.*
***Abb. 5.29:** Beispiel für den Tagesgang der Kospektren **w′T′** in einer extrem konvektiven Grenzschicht über einer trockenen Wiese in ebenem, weitgehend homogenen Gelände.*

***Abb. 5.30:** Bildung vereinzelter Wolken durch Konvektion über den Gipfeln der Vernagt-Umrahmung. Aufnahme vom 25.8.2000 gegen 15^{00} MESZ.*

***Abb. 5.31:** Vergleich der normierten Kospektren **-w′T′** und **w′q′** und deren Differenz.*

***Abb. 5.32:** Illustration der normierten Ogivenfunktion **Og(f)** am Beispiel des universellen Kaimal-Spektrums. Die grau unterlegte Fläche markiert einen möglichen Integrationsbereich, die Pfeile begrenzen den zugehörigen Ausschnitt der Ogive.*

***Abb. 5.33:** Beispiel für den nahezu optimalen Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss **w′T′** bei einer hohen mittleren Windgeschwindigkeit von 4.9 m/s.*

***Abb. 5.34:** Beispiel für den Verlauf einer Ogive für den sensiblen Wärmefluss **w′T′** unter hochgradig instationären Bedingungen und einer niedrigen mittleren Windgeschwindigkeit von 3.0 m/s.*

***Abb. 5.35:** Ausschnitt des Frequenzbandes von 0.1 bis 10 Hz mit einer Schar mit unterschiedlicher Abweichung von der optimalen Phasenverschiebung (entsprechend 0 Werte) berechneter Ogivenfunktionen für den kinematischen Feuchtefluss, basierend auf einem Datensatz vom 24.8.2000 gegen 19^{00} MESZ.*

***Abb. 5.36:** Approximation einer experimentell bestimmten Ogive für den sensiblen Wärmestrom durch die passende Kurve nach der Beziehung [5.25].*

***Abb. 6.1:** Hochreichende Quellbewölkung mit Gewitterbildung und Cirrus-Schirme im Süden während **HyMEX98** am 10.8.1998 gegen 14^{00} MESZ.*

***Abb. 6.2:** 6 Beispiele für Tagesgänge von Halbstundenmittelwerten der gemessenen Globalstrahlung S_G auf dem Vernagtferner und ihrer Komponenten S_E*

***Abb. 6.3:** Reduktion der direkten Sonnenstrahlung durch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre*

***Abb. 6.4:** Schleierbewölkung über dem westlichen Teil des Vernagtferners am 26.8.2000 gegen 12^{00} MESZ. Blick in Richtung zum Fluchtkogel mit Gepatschjoch.*

***Abb. 6.5:** Streudiagramm der Korrelation zwischen der gemessenen Albedo und der berechneten Sonnenhöhe am 25.8.2000.*

***Abb. 6.6:** Ablationsformen an der Eisoberfläche in unmittelbarer Umgebung der **HyMEX 2000**-Station am 25.8.2000. In dem Kreis wird ein Ausschnitt des Bildes vergrößert wiedergegeben.*

***Abb. 6.7:** Als Büßerschnee oder Penitentes bezeichnete Ablationsformen in ca. 5000 m NN in der Umgebung des Notgemeinschaftsgletschers im Pamir-Gebirge in Zentralasien. (Foto: L. Braun, 5.9.2002)*

***Abb. 6.8:** Streudiagramm der Beziehung zwischen minimaler Albedo und dem in 2 m Höhe gemessenen Dampfdruck während der kontinuierlichen Messtage der Experimente **HyMEX98** und **HyMEX 2000**.*

***Abb. 6.9:** Verlauf der langwelligen Gegenstrahlung auf der Basis von 30-Minuten-Mittelwerten nach den Messungen (ausgezogene Linie) bei **HyMEX98** und **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.10: *Empirische Abhängigkeit der Gegenstrahlung von der Temperatur und dem Dampfdruck in 2 m Höhe bei wolkenlosem Himmel.*

Abb. 6.11: *Beispiele für die über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit (**U**) , der Temperatur (**T**) und der spezifischen Feuchte (**q**) während **HyMEX 2000** in semilogarithmischer Darstellung.*

Abb. 6.12: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (Ri_G, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (Ri_B, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX98**.*

Abb. 6.13: *Gradient-RICHARDSON-Zahl (Ri_G, linke Skala) und Bulk-RICHARDSON-Zahl (Ri_B, rechte Skala) als Maß für die Stabilität, berechnet anhand der Stundenmittel der Gradienten in 2.6 m Höhe und der Messwertdifferenz zwischen Oberfläche und der Messhöhe 2.6 m für den Zeitraum von **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.14: *Beispiel einer Extrapolation der Stundenmittel der Temperatur und der Niederschlagsintensität aus den Daten von entfernt gelegen Klimastationen auf das äquivalente Flächenelement des Danube-Modells und Vergleich mit dort an der Klimastation gemessenen Werten.*

Abb. 6.15: *Tagesgänge des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten Γ_h zwischen der **HyMEX98**-Station (3045 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittelwert der Globalstrahlung R_G.*

Abb. 6.16: *Verlauf des Stundenmittels des hangparallelen Temperaturgradienten Γ_h zwischen der **HyMEX 2000**-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage und Vergleich mit dem Mittel der Energiebilanz.*

Abb. 6.17: *Regressionsbeziehung zwischen dem Stundenmittel des hangparallelen Temperaturgradienten zwischen der Energiebilanzstation **HyMEX 2000** und der Klimastation Vernagtbach mit den auf dem Vernagtferner gemessenen Werten der Energiebilanz.*

Abb. 6.18: *Erster Versuch der Validierung der Näherungsformel Gleichung [6.8] anhand einer Messreihe der Stundenmittelwerte der Temperatur und der Summenkurve der Eisablation, gemessen im Sommer 2003 auf dem Vernagtferner. (Abbildung: pers. Mitteilung von M. Siebers,2004)*

Abb. 6.19: *Analoge Regression wie in Abbildung 6.26 für die Messungen vom 9.8.1998 während **HyMEX98**.*

Abb. 6.20: *Verlauf des Stundenmittels der hangparallelen Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zwischen der **HyMEX 2000**-Station (2995 m) auf dem Vernagtferner und der Klimastation Vernagtbach (2640 m) im Gletschervorfeld für drei Messtage.*

Abb. 6.21: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_w und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** in 2.5 m Höhe über dem Eis anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.22: *Streudiagramm der Stundenmittel von σ_T und der Differenz der mittleren Temperatur **T** in 2.5 m Höhe über dem Eis und der Oberflächentemperatur T_0 anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.23: *Streudiagramm zur Parametrisierung des Korrelationskoeffizienten mittels dem Verhältnis aus $T-T_0$ und der mittleren Windgeschwindigkeit **U** anhand von Messungen vom 24.8.2000.*

Abb. 6.24: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms fühlbarer Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach vier verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Lufttemperatur und Oberflächentemperatur berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station **HyMEX 2000**.*

Abb. 6.25: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 25.8.2000.*

Abb. 6.26: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 26.8.2000. Der gestrichelte Verlauf bei der Kurve der gemessenen Flüsse deutet eine unsichere Datenlage an.*

Abb. 6.27: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 9.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.28: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.29: *Wie Abbildung 6.24, jedoch für den 11.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.30: *Streudiagramm der Differenz zwischen der Lufttemperatur in 2.5 m und der Oberflächentemperatur gegen die der spezifische Feuchte in 2.5 m und in der Nähe der Oberfläche für Stundenmittelwerte am 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000****.*

Abb. 6.31: *Vergleich zwischen den Stundenmittelwerten des mittels der Eddykorrelationsmethode gemessenen Stroms der latenten Wärme in 2.5 m Höhe und dem nach drei verschiedenen Verfahren aus den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und der Differenz der spezifischen Feuchte bzw. des Dampfdrucks in 2.5 m und an der Oberfläche berechneten Fluss für den 24.8.2000 an der Station* ***HyMEX 2000.***

Abb. 6.32: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 25.8.2000 während* ***HyMEX 2000****.*

Abb. 6.33: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 9.8.1988 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.34: *Wie Abbildung 6.31, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*

Abb. 6.35: *Tagesgang der Stundemittelwerte der Temperatur der Eisoberfläche während drei Messtagen während* ***HyMEX 2000.***

Abbildungsverzeichnis Tafelteil

Tafel I, A: *Lage der vergletscherten Regionen in den Alpen in Relation zu den mittleren jährlichen Niederschlagshöhen anhand der Überlagerung eines Mosaiks aus im Sommer aufgenommenen Satellitenbildern und der Karte der mittleren Niederschlagshöhen 1971-1990 nach Schwarb et al. (2001).*

Tafel I, B: *Blick aus einem hochfliegenden Verkehrsflugzeug über Meran nach Nordosten auf den schneebedeckten Hauptkamm der Ötztaler Alpen.*

Tafel II, A: *Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten der Oberflächenenergiebilanz eines Alpengletschers. Pfeilrichtung zur Oberfläche bedeuten einen Energiegewinn, Pfeile nach oben Energieverluste.*

Tafel II, B: *Die Massenbilanz eines Gletschers ergibt sich aus der Bilanzierung der Akkumulations- und Ablationsbeträge. Diese sind von den angegebenen Klima- und Geländeparameter abhängig.*

Tafel III, A: *Blick aus ca. 4500 m Höhe von Südosten über den Verlauf des Ötztaler Weisskamms mit der Umrahmung des Vernagtferners im Hintergrund.*

Tafel III, B: *Nahezu vollständige Ansicht des hufeisenförmigen Hochplateus des Vernagtferner aus westlicher Richtung.*

Tafeln IV-V: *Dokumente des Gletscherschwundes*

Tafel VI: *Akkumulations- und Ablationsbeträge am Vernagtferner in den drei Haushaltsjahren 1997/98, 1998/99 und 1999/20*

Tafel VII: *Übersicht über die wichtigsten Klimaparameter der Jahre 1998 - 2000 für die Ablation anhand der Tagesmittelwerte von Lufttemperatur und Globalstrahlung, sowie der hydrologischen Größen anhand der Tagessummen des Niederschlags und der Tagesmittelwerte des Abfluss an der Klimastation Vernagtbach (2640 m).*

Tafel VIII, A: *Abnahme der absoluten Eismasse des Vernagtferners seit 1844 in Relation zur Änderung der über 9/10-Jahre geglätteten Änderung der globalen bodennahen Lufttemperatur*

Tafel VIII, B: *Verlauf der kumulativen, spezifischen Nettomassenbilanz zweier benachbarter Gletscher im Vergleich zu der des Vernagtferners seit dem Haushaltsjahr 1951/52 (HEF und KWF).*

Tafel IX, A: *Luftaufnahme der Umgebung des Messgeländes von HyMEX98 auf 3045 m NN im zentralen Bereich des Vernagtferners aus südöstlicher Richtung ca. 70 m über Grund.*

Tafel IX, B: *Luftaufnahme des östlichen Abschnitts des Vernagtferners nach Nordwesten aus ca. 3500 m Höhe.*

Tafeln X-XI: *Das Messgelände von* ***HyMEX98*** *und* ***HyMEX 2000***

Tafel XII: *Profilmessturm während* ***HyMEX 2000*** *zur Messung der Profile der Trocken- und Feucht-temperatur (Psychrometer) und der Windgeschwindigkeit (Schalenkreuzanemometer).*

Tafel XIII: *Messmast mit Ausleger und den daran angebrachten Strahlungsmessgeräten.*

Tafel XIV, A: *Bei* ***HyMEX 2000*** *wurde die Strahlungsmessung um eine Einrichtung zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung ergänzt.*

Tafel XIV, B: *Tagesgang der 30 Min-Mittelwerte der Globalstrahlung, der diffusen Himmelsstrahlung SH und der direkten Sonnenstrahlung SD an zwei aufeinanderfolgenden Tagen während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XV: *Der 1.5 m hohe Mast mit dem an der Mastspitze auf einem Antennenrotor montierten Instrumententräger für die Messung der Fluktuation der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der absoluten Feuchte während* ***HyMEX98****.*

Tafel XVI, A: *Für die Messungen während* ***HyMEX 2000*** *wurde der Turbulenzmesskopf nicht mehr auf dem massigen Gittermast montiert, sondern auf einem ca. 1.5 m tief in das Eis eingelassenen Doppelrohr, das zudem durch eine Klemmvorrichtung in einfacher Weise die Variation der Messhöhe im Bereich von 1.5 m bis ca. 3 m über der Oberfläche erlaubte.*

Tafel XVI, B: *Zur Messung der Temperatur in der obersten Eisschicht wurde ein 50 cm langer sonst für Messungen der Bodentemperatur verwendeter Messstab mit 5 Thermometern in das Eis eingelassen. Mit der Zeit aperte der obere Teil des Stabes immer weiter aus und Schmelzwasser konnte nachsickern.*

Tafel XVII: *Logistik und Mastkonstruktion*

Tafel XVIII: *Die Datenerfassung, Steuerungscomputer und Stromversorgung*

Tafel XIX: *Messungen der Windgeschwindigkeit am 9.8.1998 über dem Vernagtferner.*

Tafel XX: *Interpolierte Zeit-Höhen-Schnitte der Temperatur (obere Hälfte) und des Dampfdrucks (untere Hälfte), basierend auf 1-Minuten-Messungen mit Aspirationspsychrometern in 6 Höhen.*

Tafel XXI: *Zeitreihen der hochaufgelösten Schwankungsmessungen des Vertikalwindes, des Horizontalwindes, der Lufttemperatur und der spezifische Feuchte vom 11.8.1998 in 2.72 m Höhe über dem Eis des Vernagtferners.*

Tafel XXII, A: *Modellvorstellung zur Entstehung der Fluktuationen in den Windkomponenten, der Temperatur und der spezifischen Feuchte.*

Tafel XXII, B: *Schematische Darstellung des Spektrums der atmosphärischen Turbulenz am Beispiel der horizontalen Windgeschwindigkeit. Für den turbulenten Vertikaltransport ist die Mikroturbulenz (blau) maßgeblich.*

Tafel XXIII: *3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Vertikalgeschwindigkeit.*

Tafel XXIV: *3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Temperaturfluktuation.*

Tafel XXV: *Isolinien der auf den Maximalwert normierten und auf Skalenlänge transformierten Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit und der Temperatur.*

Tafel XXVI: *Tagesgang der Kospektren w′T′ auf der Basis von 20.83 Hz-Daten über jeweils 53 Minuten. Oben: Ansicht von der kurzwelligen Seite, unten der langwellige Bereich.*

Tafel XXVII, A: *Isoliniendarstellung der mit dem Maximum normierten Kovarianz w′T′ für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Tafel XXVII, B: *Ogivenschar des kinematischen Flusses w′T′gegen die Frequenz für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

Tafel XXVIII: *Ablauf der Großwetterlage an den Intensivmesstagen während der HyMEX-Kampagnen in 1998 und*

2000 nach Re-Analysen des Europäischen Wetterzentrums in Reading.

Tafel XXIX: *Übersicht über einige charakteristische Messgrößen in Form von Stundenmittelwerten über die Intensivmeßphase während HyMEX98 und HyMEX 2000 an den Standorten direkt auf dem Vernagtferner. Als ein Maß für die Schmelzwasserproduktion ist zusätzlich der Abfluß an der Pegelstation Vernagtbach (2635 m) angegeben.*

Tafel XXX: *Verlauf der Temperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (SG) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 98****.*

Tafel XXXI: *Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 98****.*

Tafel XXXII: *Verlauf der Lufttemperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (SG) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen in 2 m Höhe an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXIII: *Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXIV: *Albedo und lang- bzw. kurzwellige Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während* ***HyMex 98****.*

Tafel XXXV: *Albedo und die lang- und kurzwelligen Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXVI: *Die Oberflächenstruktur der Eisoberfläche bestimmt maßgeblich die Reflexionseigenschaften. Oben: Büßerschneeartige Feinstrukturen auf dem Eis unter Verdunstungsbedingungen während* ***HyMEX 2000****.*

Tafel XXXVII: *Gletscherwind während der Intensivmessphase von* ***HyMEX98*** *anhand der Differenz der 30-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit (V) zwischen dem höchsten Messniveau über dem Eis und der Messung in 2.72 m Höhe.*

Tafel XXXVIII: *Stundenmittel der Terme der Oberflächenenergiebilanz während* ***HyMEX98****: H sensibler Wärmestrom, LE latenter Wärmestrom, R Strahlungsbilanz, S > 0 verfügbare Schmelzenergie*

Tafel XXXIX: *Stundenmittel der Terme der Oberflächenenergiebilanz während* ***HyMEX 2000****: H sensibler Wärmestrom, LE latenter Wärmestrom, R Strahlungsbilanz, S > 0 verfügbare Schmelzenergie*

Tafel XL, A: *Im August des „Jahrfünfhundertsommers" 2003 schießen gewaltige Mengen an Schmelzwasser über die Eisfläche des Vernagtferners in den Ötztaler Alpen zu Tal.*

Tafel XL, B: *Erstmals seit Beginn der Beobachtung des Vernagtferners wurde im Jahr 2003 die gesamte Fläche des Gletschers zum Ablationsgebiet.*

Symbole

a	Albedo der Eis- bzw. Schneeoberfläche
af	absolute Feuchte
$\mathbf{a_k}$, $\mathbf{b_k}$	FOURIER-Koeffizienten
A	turbulenter Austauschkoeffizient nach SCHMIDT (1925)
Ab	Gesamtablation
Ac	Gesamtakkumulation
$\mathbf{A_G}$	Gletscherfläche
ab	lokale Ablation
ac	lokale Akkumulation
$\boldsymbol{\alpha_L}$	Wärmeübergangskoeffizient
β	BOWEN-Verhältnis **H/LE**
b	spezifische Massenbilanz
B	Gletschermassenbilanz
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls
$\mathbf{c_{Eis}}$	spezifische Wärmekapazität von Eis
$\mathbf{c_p}$	spezifische Wärmekapazität der feuchten Luft bei konstantem Druck
$\mathbf{c_{pd}}$	spezifische Wärmekapazität von trockener Luft und konstantem Druck
C	Absorberkonzentration
$\mathbf{C_1 ... C_4}$	Koeffizienten zur Beschreibung von Modellspektren
$\mathbf{C_D}$	Reibungskoeffizient in der turbulenten Schicht
$\mathbf{C_H}$	Austauschkoeffizient für Enthalpie
$\mathbf{CFM_i}$	Grad-Tag-Faktor am julianischen Tag i zur Berechnung der Schmelze
$\mathbf{Co_{ab}(f)}$	Kospektrum zweier beliebiger Größen *a* und *b* (*Realteil des Kreuzspektrums*)
$\mathbf{Coh_{ab}(n)}$	Kohärenzspektrum der Größen *a* und *b*
γ	vertikaler Gradient der potentiellen Temperatur
Γ	Temperaturabnahme mit der Höhe in der freien Atmosphäre
$\boldsymbol{\Gamma_a}$	adiabatischer Temperaturgradient –0.01 K/m
$\boldsymbol{\Gamma_h}$	hangparalleler Temperaturgradient **ΔT/Δz** zwischen zwei Stationen
d	Verdrängungshöhe
Dir	Windrichtung
δ	Geographische Länge
Δ	allgemeines Symbol für eine Differenz
Δt	diskreter Digitalisierungszeitschritt
e	Wasserdampfpartialdruck der Luft [hPa]

$\mathbf{E}$	Sättigungsdampfdruck der Luft
$\mathbf{E_0}$	Sättigungsdampfdruck an der Oberfläche
$\boldsymbol{\varepsilon}$	Emissionskoeffizient von Eis für langwellige Ausstrahlung
$\boldsymbol{\varepsilon_{Cl}}$	Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei bewölktem Himmel
$\boldsymbol{\varepsilon_{CS}}$	Emissionskoeffizient der Atmosphäre bei wolkenlosem Himmel
$\boldsymbol{\zeta}$	Höhe des bodennahen Maximums der Windgeschwindigkeit
$\mathbf{f}$	Frequenz $\mathbf{f = n/(N \cdot \Delta t)}$; Anzahl von Schwingungen pro Sekunde [Hz]
$\mathbf{f(t)}$	beliebige Zeitreihe (*hier in der Regel diskret*)
$\mathbf{f_n}$	dimensionslose normierte Frequenz atmosphärischer Spektren
$\mathbf{f_m}$	Frequenz am Maximum atmosphärischer Spektren
$\mathbf{F}$	Oberfläche
$\vec{\mathbf{F}}_\mathbf{R}$	Vektor der Reibungskräfte
$\vec{g}$	Gravitationsbeschleunigung der Erde
$\mathbf{G}$	Wärmefluss an der Oberfläche in und aus dem Eiskörper
$\mathbf{h}$	Sonnenhöhe oder Messhöhe
$\mathbf{h_s}$	Dicke der thermischen Gletscherwindschicht
$\mathbf{h_G}$	Dicke des Gletschers
$\mathbf{H}$	turbulenter Strom der fühlbaren Wärme [W/m^2]
$\mathbf{H_{ext}}$	Wärmezufuhr durch Phasenübergänge etc.
$\boldsymbol{\eta}$	Tangens der Hangneigung
$\boldsymbol{\theta}$	potentielle Temperatur [K]
$\boldsymbol{i,j,k}$	Laufindizes
$\mathbf{I}$	Intensität eines Messsignals
$\mathbf{k_b}$	Koeffizient zur Berechnung der langwelligen Gegenstrahlung
$\mathbf{k_n}$	allgemeine Koeffizienten, z.B. in Regressionsgleichungen
$\mathbf{k_w}$	Absorptionskoeffizient der Kryptonlinie für Wasserdampf
$\mathbf{K_{ab}(n)}$	Kreuzspektrum zweier beliebiger Größen *a* und *b*
$\mathbf{K_H}$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wärme
$\mathbf{K_{kat}}$	„katabatischer“ Austauschkoeffizient
$\mathbf{K_{LE}}$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wasserdampf
$\boldsymbol{\kappa}$	VON-KÁRMÁN-Konstante
$\mathbf{l}$	Messstreckenlänge von Sensoren
$\mathbf{l_S}$	Sublimationswärme von Eis
$\mathbf{l_V}$	Verdampfungswärme von Wasser

LE turbulenter Strom der latenten Wärme [W/m²]
L_G Gegenstrahlung der Atmosphäre
$L\uparrow$ langwellige Ausstrahlung der Oberfläche
L_* MONIN-OBUKHOV´sche Stabilitätslänge

m Mischungsverhältnis
M Anzahl der Stützpunkte eines diskreten Spektrums oder Kospektrums
M_S Masse des gebildeten Schmelzwassers

n Wellenzahl, Anzahl von Schwingungen innerhalb der Periode **N·Δt**
N Anzahl der Stützpunkte einer diskreten Zeitreihe
NF Normierungsfaktor für das Maximum des Kospektrum **w´q´** zu dem von **w´T´**
NS Jahressumme des Niederschlags
N_G NYQUIST-Grenzfrequenz für die Wellenzahl **n = 0.5·N**
N_W Bedeckungsgrad 0..1

ξ dimensionsloser Stabilitätsparameter
$Og_{ab}(f)$ kumulatives Integral über das Kospektrum der Größen *a* und *b* (*Ogive*)

p lokaler Luftdruck
P(x,y,z) 3D-Druckfeld
Pr turbulente PRANDTL-Zahl
PW Wärmezufuhr durch Niederschlag

q spezifische Feuchte
q_0 spezifische Feuchte an der Eisoberfläche
Q Abfluss
$Q_{ab}(n)$ Qadraturspektrum der Größen **a** und **b** (Imaginärteil des Kreuzspektrums)
Q_s Quellgebietsfunktion

r(f) frequenzabhängiger Korrelationskoeffizient
r(t) Entfernung zwischen Erde und Sonne zum Zeitpunkt **t**
rf relative Feuchte **e/E**
r_0 mittlerer Abstand zwischen Erde und Sonne
R Bilanz der Strahlungsflüsse an der Oberfläche [W/m²]
R_{ab} Korrelationskoeffizient zweier diskreter Zeitreihen **a(t)** und **b(t)**
Ri RICHARDSON-Zahl
Ri_B *Bulk*-RICHARDSON-Zahl
Ri_G *Gradient*-RICHARDSON-Zahl
R_L Bilanz der langwelligen Strahlungskomponenten an der Oberfläche
R_S Bilanz der kurzwelligen Strahlungskomponenten an der Oberfläche
R^2 linearer Korrelationskoeffizient
ρ Luftdichte
$ρ_{Eis}$ Dichte von Eis

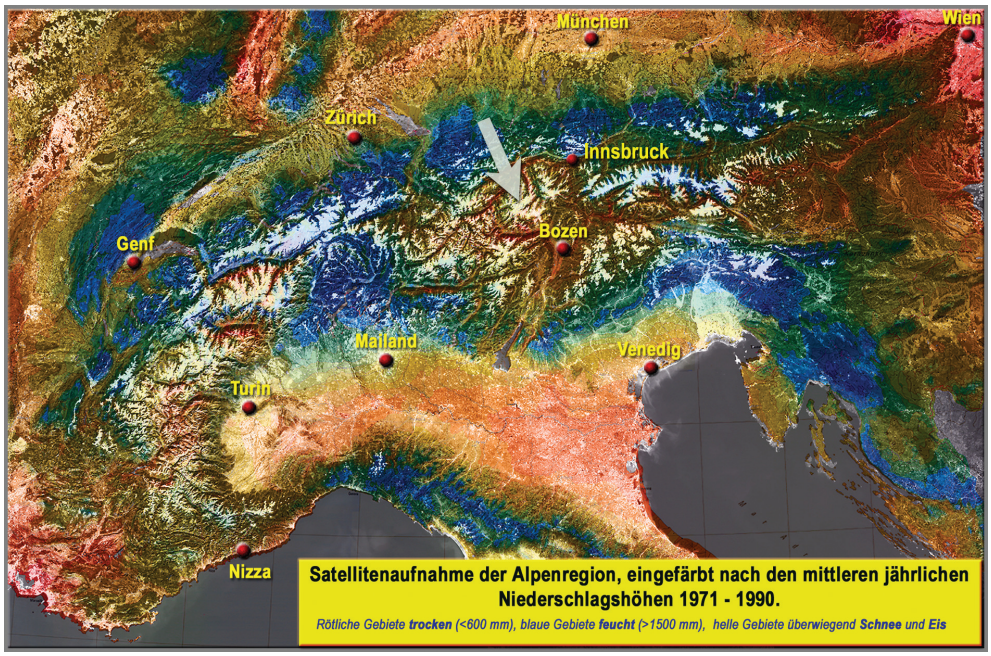
ρ_L	Dichte der feuchten Luft
ρ_w	Dichte des Wasserdampfes
S	zur Schmelze verfügbarer Energieflussdichte [W/m²]
Sa	Fläche des Ablationsgebietes
S_a	stündliche Ablationsrate [mm w.e.]
S_d	tägliche Ablationsrate [mm w.e.]
S(n)	diskretes (Varianz-)Spektrum in Abhängigkeit von der Wellenzahl
S_D	direkte Sonnenstrahlung [W/m²]
S_E	Strahlungsfluss der Sonne am Rand der Atmosphäre [W/m²]
S_G	Globalstrahlung [W/m²]
S_H	diffuse Himmelsstrahlung [W/m²]
S_R	an der Oberfläche reflektierte kurzwellige Strahlung [W/m²]
σ	Standardabweichung einer diskreten Zeitreihe
σ^2	Varianz einer diskreten Zeitreihe
σ_s	Varianz der Oberflächentopografie
σ_{SB}	STEFAN-BOLTZMANN-Konstante
t	Zeit
T	Lufttemperatur [°C]
T_a	absolute Temperatur (*T+273.15*) [K]
T_{av}	akustische Virtuelltemperatur [K]
TS	Schwellentemperatur für das Temperatur-Index-Verfahren
T_E	Temperatur innerhalb des Eises
T_f	Feuchttemperatur
T_{Gl}	Lufttemperatur in 2 m Höhe über der Eisoberfläche
T_M	Tagesmittelwert der Lufttemperatur bei dem Temperatur-Index-Verfahren
T_{VB}	Lufttemperatur, gemessen an der Klimastation Vernagtbach
T_0	Oberflächentemperatur des Eises [°C]
T^*	Strukturparameter für die Temperatur
τ	Schubspannung
τ_x	Transmissionsfaktoren
ϑ_0	Temperaturstörung durch kalte Gletscheroberfläche
u,v,w	Komponenten des Windvektors in kartesischen Koordinaten
u^*	Schubspannungsgeschwindigkeit
U	mittlere horizontale Windgeschwindigkeit
U_{max}	Maximum der Windgeschwindigkeit im Gletscherwind
V_G	Bewegungsgeschwindigkeit des Gletschers
$\vec{v}$	Vektor der Windgeschwindigkeit
W	Wärmemenge, die einer Luftsäule durch Abkühlung entnommen wird

x,y	kartesische Koordinaten in der Horizontalebene in W-E bzw. S-N-Richtung
φ	Geographische Breite
z	Vertikalkoordinate
$\mathbf{z_s}$	Höhenlage der Messstationen über NN
Ω(z)	höhenabhängige Korrekturgröße zur Berechnung der direkten Sonnenstrahlung
$\vec{\Omega}$	Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation
Re, ***Im***	Realteil bzw. Imaginärteil einer komplexen Größe

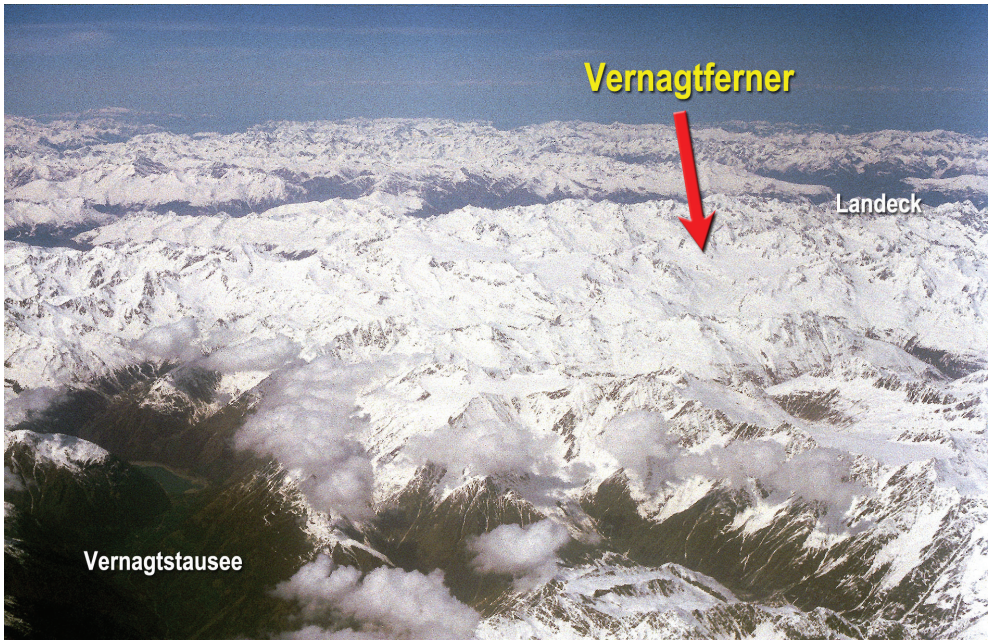
Abkürzungen

AAR	**A**ccumulation **a**e**r**ea - *Akkumulationsgebiet*
AD	**A**nalog-**D**igital-*Wandlung elektrischer Spannungssignale*
AWS	**A**utomatische **W**etter**s**tation
BMFT	**B**undes**m**inisterium für **F**orschung + **T**echnologie
BSRN	**B**asic **S**urface **R**adiation **N**etwork
Cb	**C**umulonim**b**us *Wolkenklassifikation* (*Gewitterwolke*)
CD-R(om)	**C**ompact **D**isc **R**ecordable, *beschreibbares Massenspeichermedium*
Cu	**Cu**mulus *Wolkenklassifikation* (*Haufenwolke*)
DANUBIA	*Hydrologisches Modell für das Donau-Einzugsgebiet*
DCF [77]	*Sender für Zeitsignale bei Mainflingen* (*Kr. Offenbach*)
DFG	**D**eutsche **F**orschungs**g**emeinschaft
DHM	**D**igitales **H**öhen**m**odell
DWD	**D**eutscher **W**etter**d**ienst
EDISOL	Software zur Auswertung von Turbulenzdaten *Univ. Edinburg*
ELA	**e**quilibrium **l**ine **a**ltitude **-** *Höhe der Gleichgewichtslinie*
ESxx	**E**ddy-Korrelations-System des **MIM** *Version 19**xx***
FFT	**F**ast-**F**ourier-**T**ransformation, *mathematischer Algorithmus*
GLOWA	**Gl**obaler Wandel des **Wa**sserkreislaufs – *Verbundprojekt gef. durch das* **BMbf**
GSF	**G**esell**s**chaft für Umwelt**f**orschung, München
HBV3-ETH9	konzeptionelles Niederschlags-Abflussmodell der **KfG**
HyMEX	**Hy**drologisch- **M**eteorologisches-**Ex**periment am Vernagtferner (*1998 & 2000*)
IMAU	**I**nstitut für **M**eeres- und **A**tmosphärenforschung *an der Universität* **U**trecht
IO	**I**nput/**O**utput, *im Zusammenhang mit elektronischen Bauteilen*
IOP	**I**ntensive **o**bservation **p**eriod – *Intensivmessphase*
JPEG	**J**oint **P**hotographic **E**xpert **G**roup – *Konsortium, Bilddatenformat*
KfG	**K**ommission **f**ür **G**laziologie der *Bayerischen Akademie der Wissenschaften*
LOTREX	**La**ndoberflächen **Tr**averse **Ex**periment - *Forschungsprojekt*
LUZIVER	**Lu**ftbewegungs- und **Zi**rkulationsuntersuchung am **Ver**nagtferner
MEZ	**M**ittel**e**uropäische **Z**eit - *UTC +1h*
MESZ	**M**ittel**e**uropäische **S**ommer**z**eit - *UTC + 2h*
MIM	**M**eteorologisches **I**nstitut der Universität **M**ünchen
MO	**M**ONIN-**O**BUKHOV-*Theorie des turbulenten Austausches*
MPEG	**M**otion **P**ictures **E**xpert **G**roup – *Konsortium, Bilddatenformat für Filme*
OMEGA	**O**perational **M**onitoring System for **E**uropean **G**lacial **A**reas

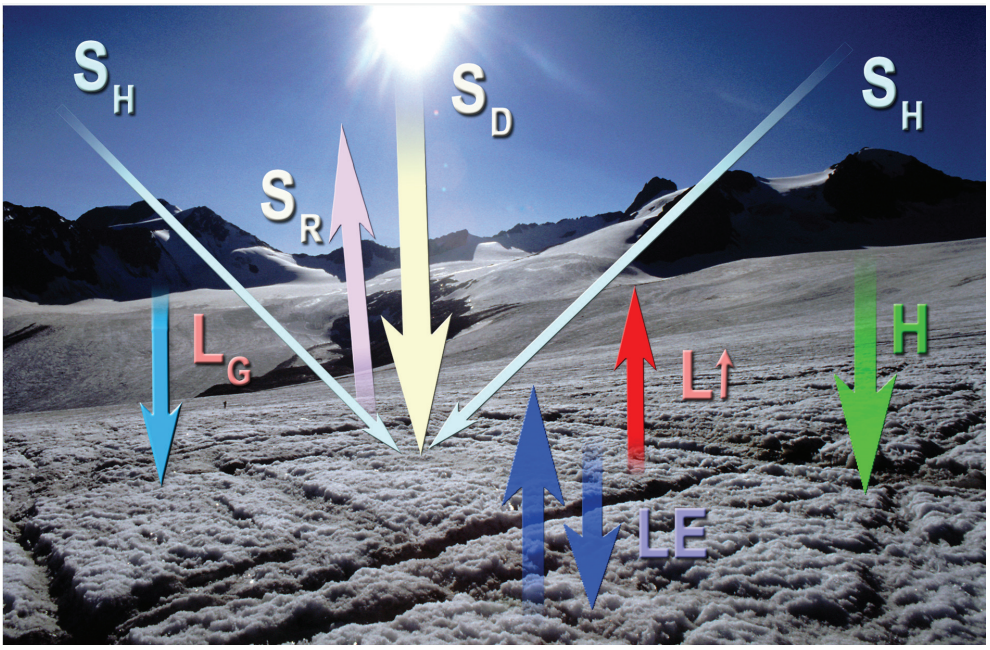
PASTEX-94	**Past**erze **Ex**periment 19**94** *Glazial-meteorologisches Feldexperiment*
PEV	**P**hysikalisch basiertes **E**nergiebilanzmodell für den **V**ernagtferner
PROXEL	**P**rocess **P**ixel – *Kleinste Rastereinheit im DANUBIA-Modell*
PSxx	**P**rofilmessturm und Datenerfassungs**s**ystem des **MIM** *Version 19**xx***
PVB	**P**egelstation **V**ernagt**b**ach
SANA	**San**ierung der **A**tmosphäre über den neuen Bundesländern, *Forschungsprojekt*
SADE	**S**ANA-**D**epositions-**E**xperiment (*Feldexperimente 1993 und 1994*)
SFB 81	**S**onder**f**orschungs**b**ereich 81
TUAREG	**Tu**rbulente **A**ustauschprozesse in der **G**renzschicht – *Forschungsprojekt*
UTC	**U**niversal **T**ime **C**oordinated - *koordinierte Weltzeit*
VAI	Fakultät für Geowissenschaften der Universität Amsterdam
w.e.	**w**ater **e**quivalent – *Wasseräquivalent*
WES	*Pascal-Codegenerator für grafische Oberflächen unter MS-DOS®*
WGMS	**W**orld **G**lacier **M**onitoring **S**ervice
WMO	**W**orld **M**eteorological **O**rganisation
WOZ	**W**ahre **O**rts**z**eit



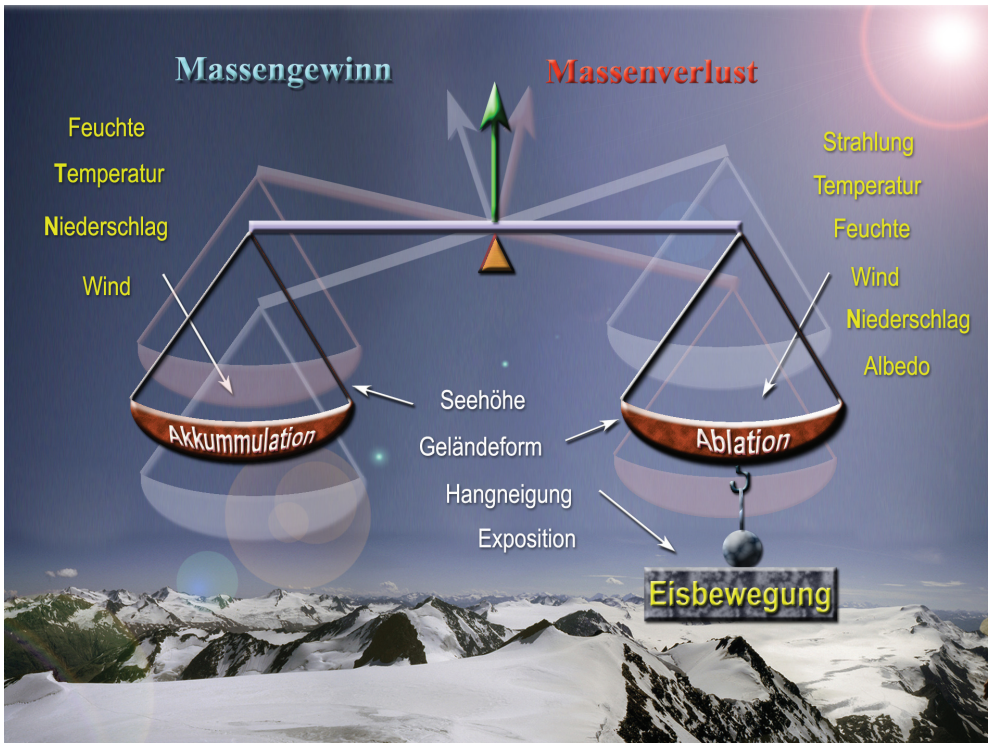
A: *Lage der vergletscherten Regionen in den Alpen in Relation zu den mittleren jährlichen Niederschlagshöhen anhand der Überlagerung eines Mosaiks aus im Sommer aufgenommenen Satellitenbildern und der Karte der mittleren Niederschlagshöhen 1971-1990 nach Schwarb et al. (2001). In rötlicher Farbe Gebiete mit NS < 600 mm, in Grün-Tönen mit NS um 1200 mm und in Blau Regionen mit NS>1500 mm. Gletscher und Schneeflächen zeichnen sich hell ab. Der Pfeil markiert die Region der Ötztaler Alpen mit dem Vernagtferner (Quelle: Braun & Weber, 2002)*



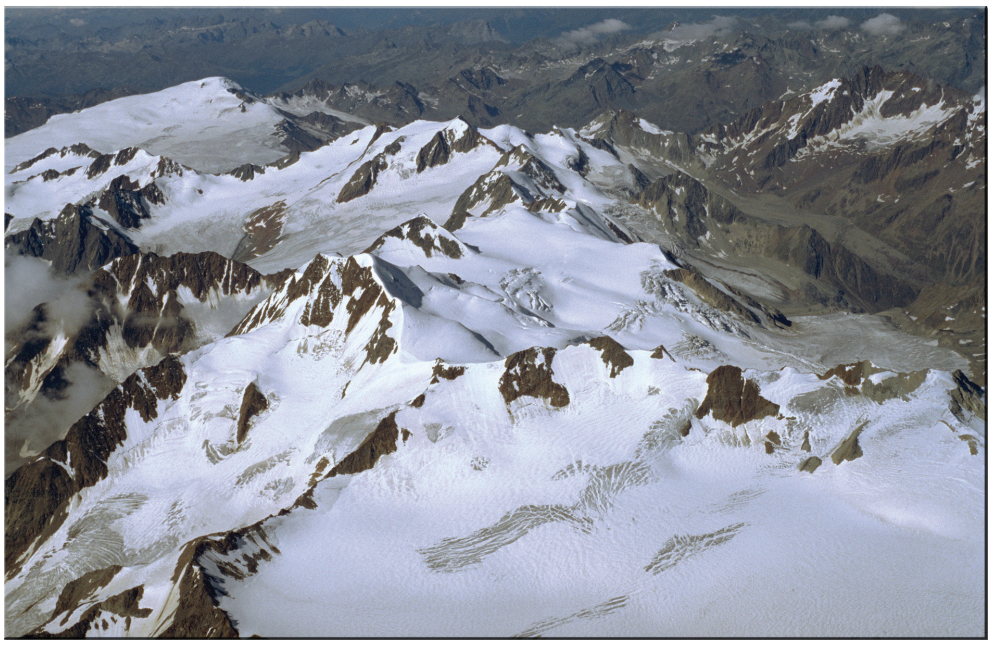
B: *Blick aus einem hochfliegenden Verkehrsflugzeug über Meran nach Nordosten auf den schneebedeckten Hauptkamm der Ötztaler Alpen. Links im Talgrund schemenhaft erkennbar der Vernagtstausee am hinteren Ende des Schnalstals, im Hintergrund hebt sich dunkel das Oberinntal mit Landeck nahe dem rechten Bildrand ab. Die Gletscher heben sich auf dieser Aufnahme von Ende April 2000 noch nicht von der Winterschneedecke ab. Das Untersuchungsgebiet mit dem Vernagtferner ist unterhalb des Pfeiles auszumachen. (Foto: L. Braun, 26.4.2000)*



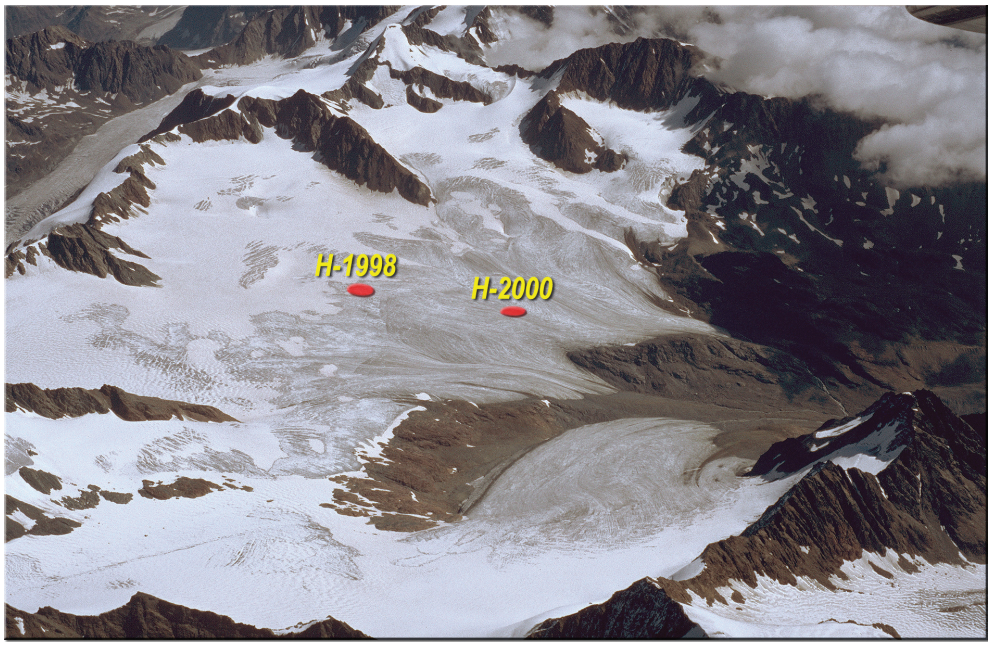
A: *Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten der Oberflächenenergiebilanz eines Alpengletschers. Pfeilrichtung zur Oberfläche bedeuten einen Energiegewinn, Pfeile nach oben Energieverluste. Zur Bedeutung der Symbole siehe Abschnitt 1.3.*



B: *Die Massenbilanz eines Gletschers ergibt sich aus der Bilanzierung der Akkumulations- und Ablationsbeträge. Diese sind von den angegebenen Klima- und Geländeparametern abhängig. Die Eisbewegung wirkt in der Regel ablationsfördernd, da sie dem Akkumulationsgebiet Eis entzieht und in das Ablationsgebiet verfrachtet.*



A: *Blick aus ca. 4500 m Höhe von Südosten über den Verlauf des Ötztaler Weisskamms mit der Umrahmung des Vernagtferners im Hintergrund. Im Vordergrund der Gipfelaufbau der Tiroler Wildspitze (3770m). Dahinter der Hintere Brochkogel, Petersenspitze, Vernagtwand und Hochvernagtspitze. Auf der linken Seite der Platteikogel, dahinter der Fluchtkogel und über dem Gepatschjoch der breite Rücken der Weissseespitze. Auf der rechten Seite die Zunge des Taschachferners. (Foto: 9.9.1999, M. Weber)*



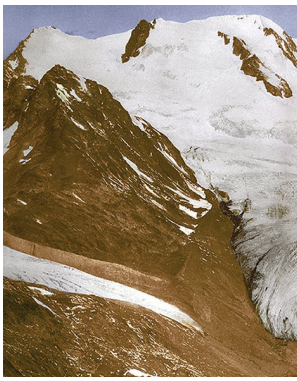
B: *Nahezu vollständige Ansicht des hufeisenförmigen Hochplateus des Vernagtferner aus westlicher Richtung. Im Vordergrund die nach rechts in das Vernagttal reichende Schwarzwandzunge, dahinter die Reste der mittleren Zunge und der Schwarzkögelezunge. Oben der Nordöstliche Eckpunkt und höchstr Punkt der Kammlinie, der Hintere Brochkogel, davor der Petersengrat. Die Experimente fanden im Jahr vor der Aufnahme und im Jahr danach an den markierten Stellen statt. (Foto: 9.9.1999 M. Weber)*

Dokumente des Gletscherschwundes





A: *Vergleich der Ansicht des Vernagttals nach einem Gemälde von T. Enders und einem Foto vom gleichen Standort (Weber, 2002a).*

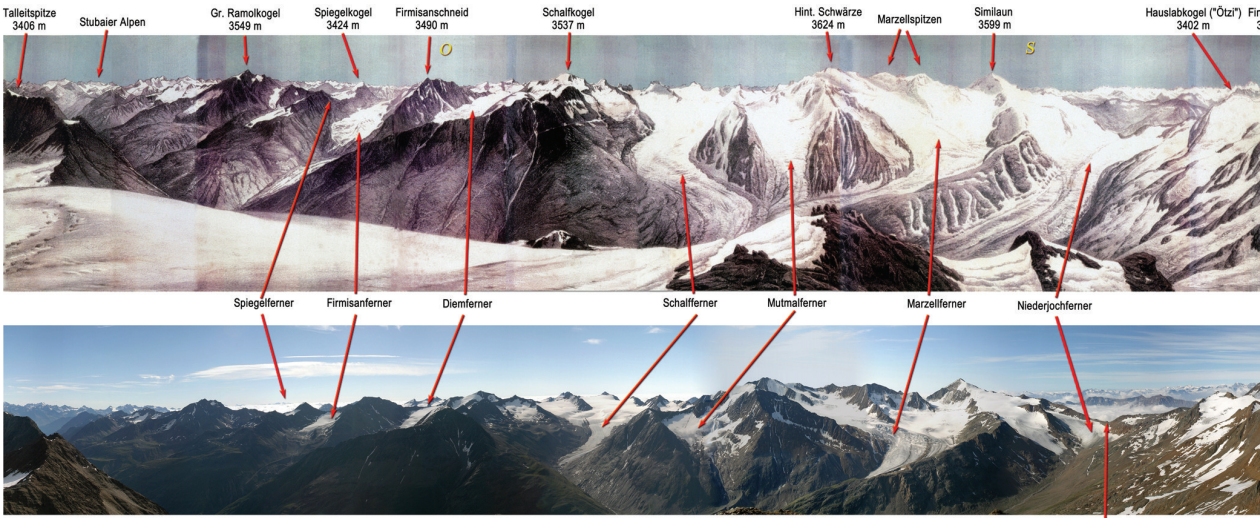


B: *Der Vernagtferner 1898 von der Kreuzspitze. Nachträglich kolorierte*



C: *Aktuelle Aufnamme vom selben Standort aus dem Jahre 2005*

E: *Vergleich eines 1869 von den Malern Jordan und Engelhard im Auftrag von P. Senn gezeichneten 360°-Panoramas vom Gipfel der Kreuzspitze (3457 m) am Ötztaler Kreuzkamm mit einer Fotographie von L. Braun aus dem Jahre 2005.*



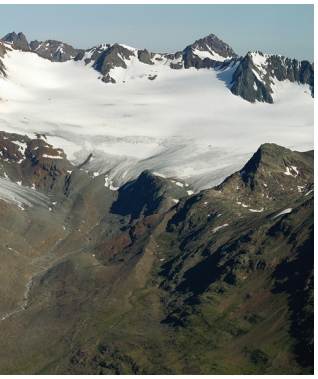
360°-Panoramen vom Gipfel der Kreuzspitze (3455 m) in den Ötztaler Alpen **Oben:** *Lithografie von 1869 im Auftrag von F. Senn* **Unten:** *Fotografie vom 4. Juli 2005*

Niederjoch mit Similaunhütte (3017 m)

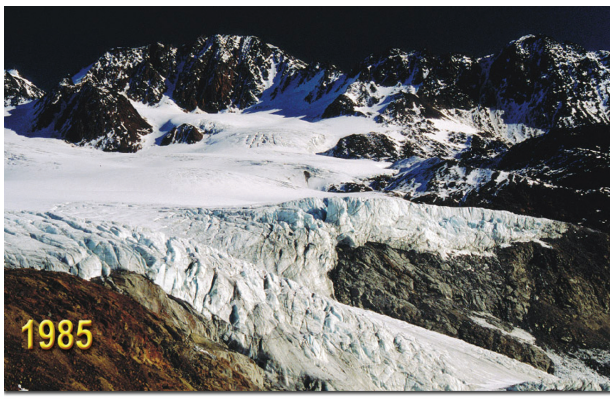
am Vernagtferner und im Hinteren Ötztal

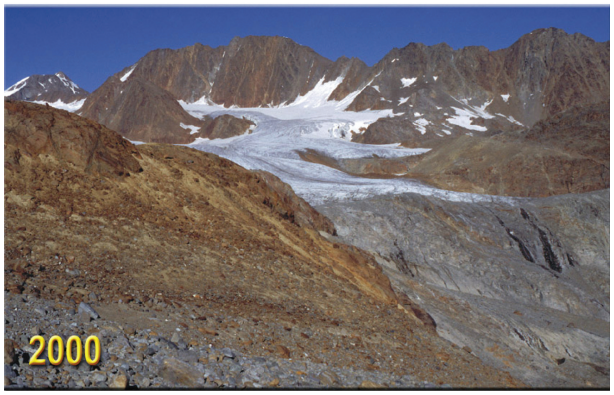


Aufnahme von Würthle und Sohn.

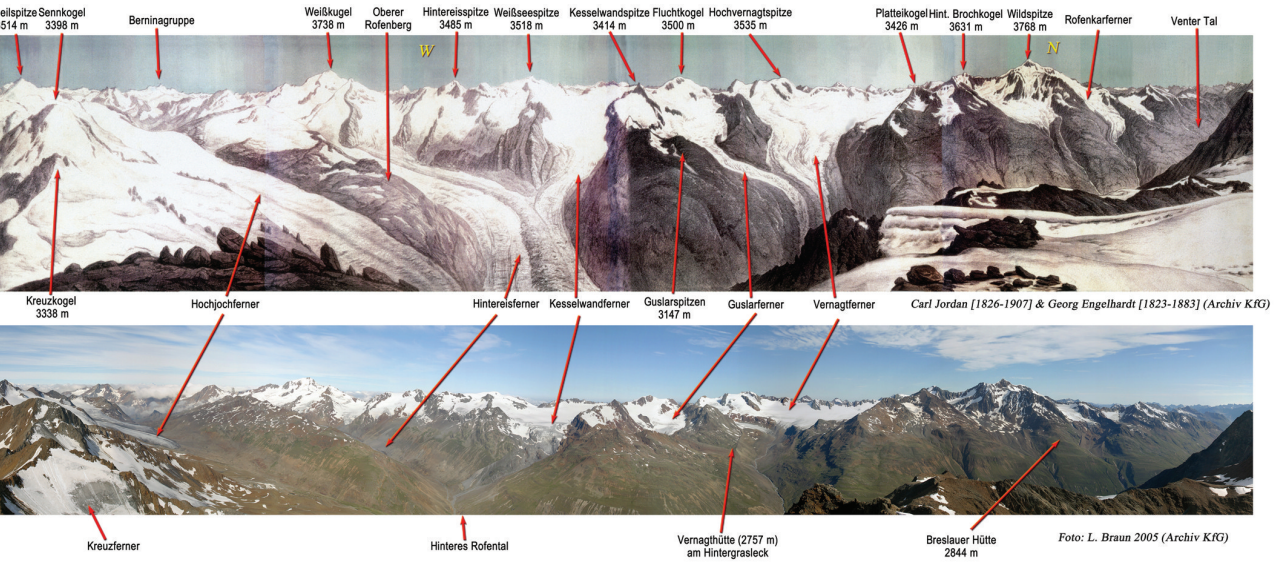


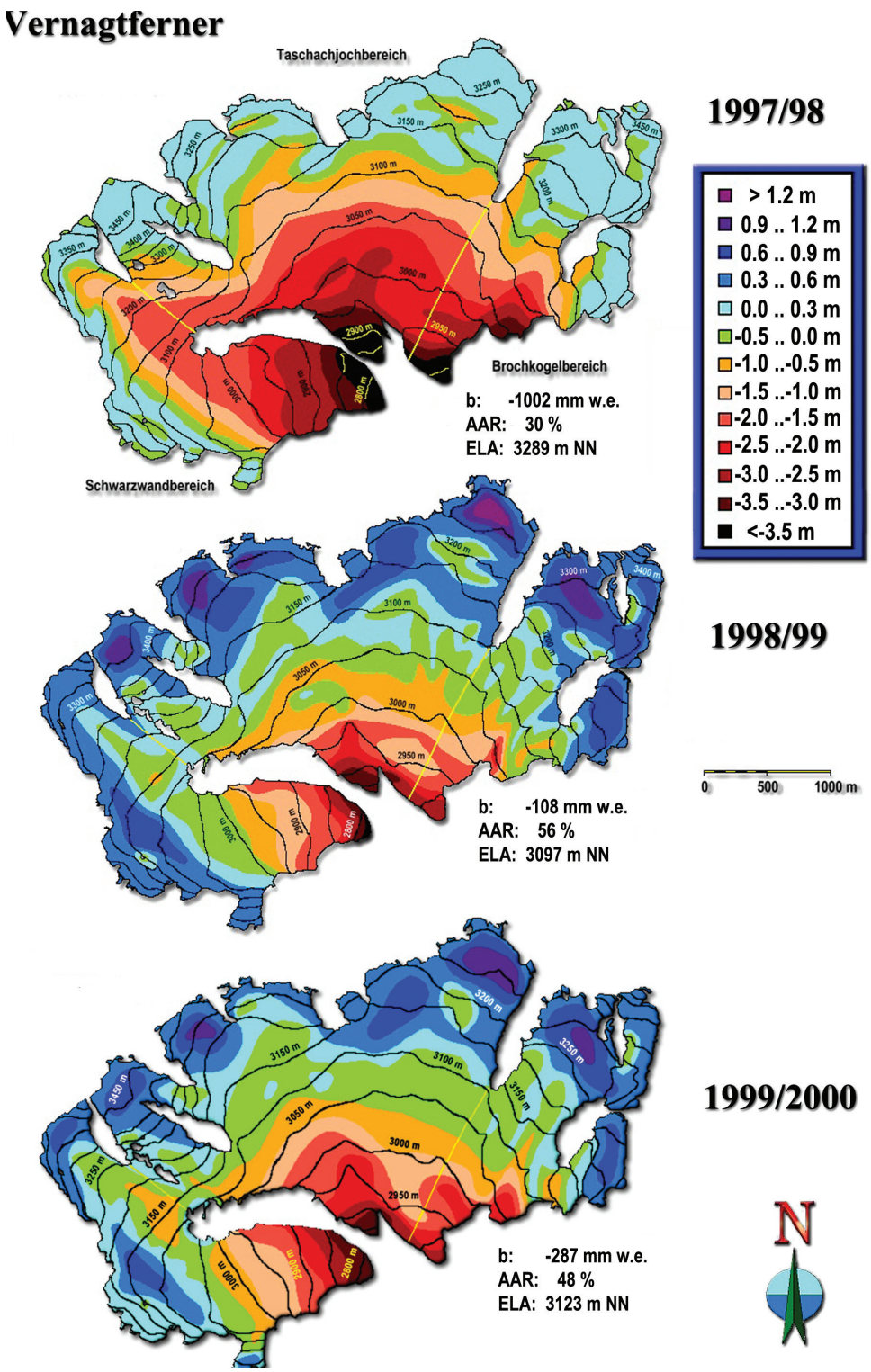
(Foto: L. Braun)



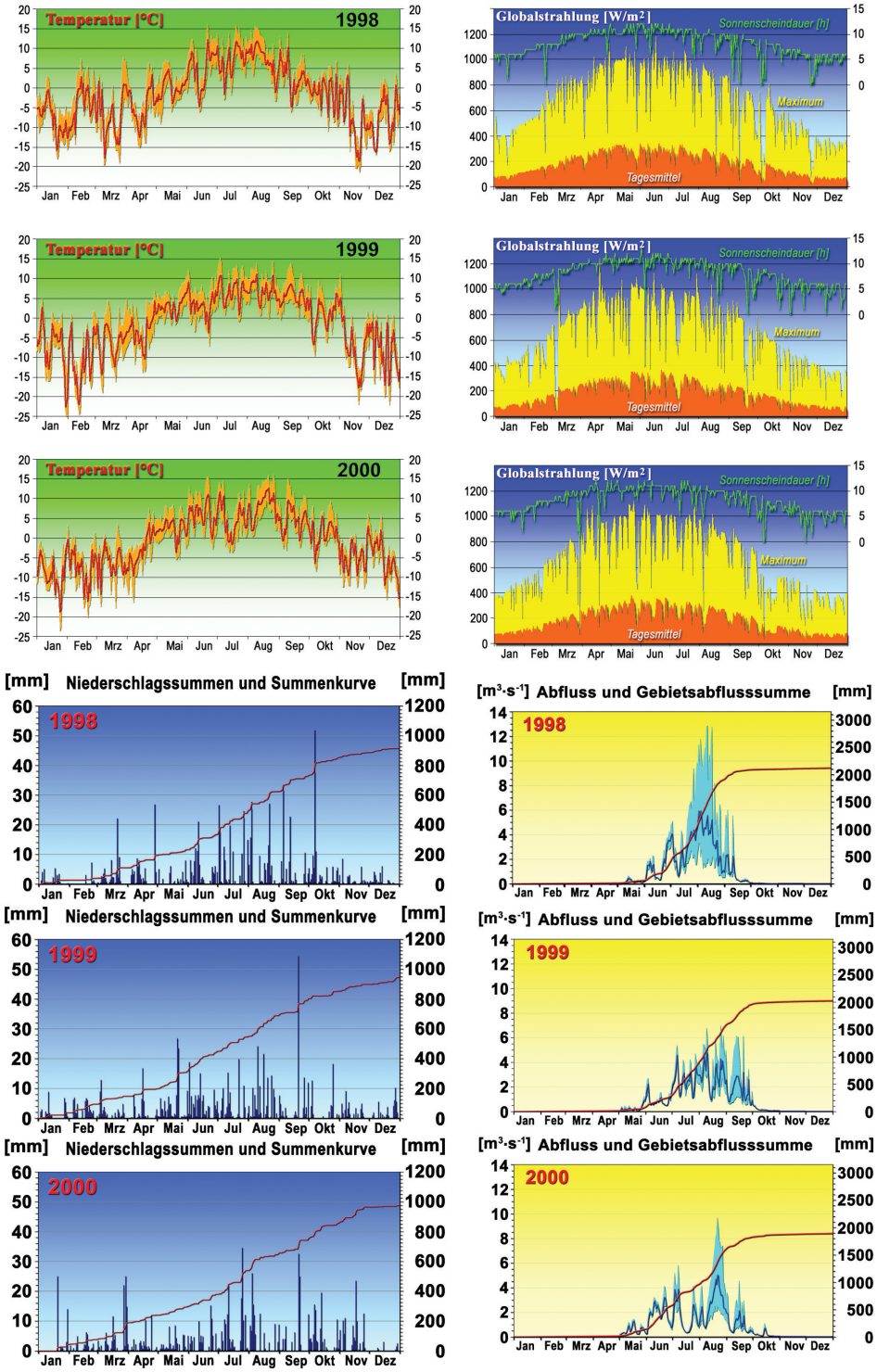


D: *Zwei Aufnahmen in Richtung Vernagtjoch etwa vom gleichen Standpunkt auf der Schwarzwandzunge. Dieser lag 2000 etwa 40 m tiefer als 1985 (Fotos: M. Weber)*

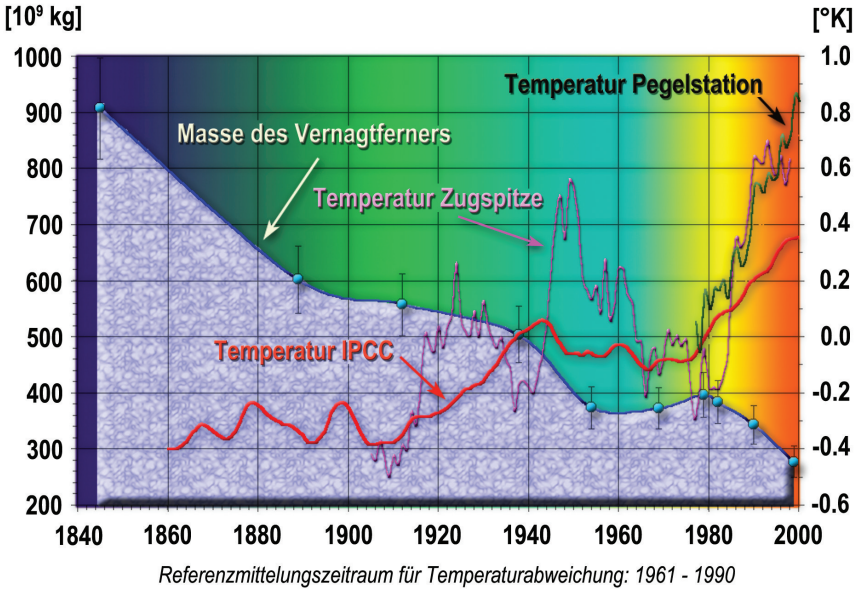




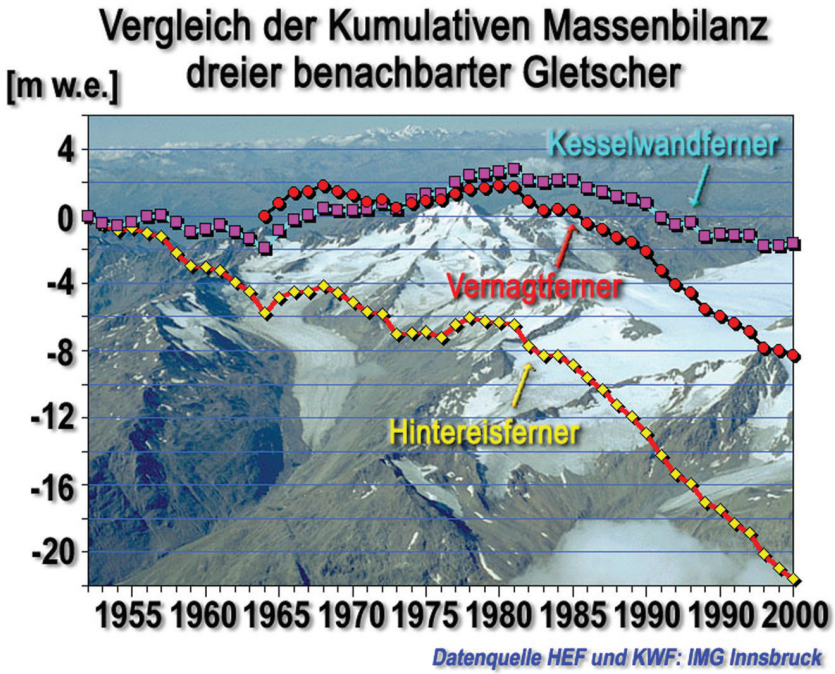
Akkumulations- und Ablationsbeträge am Vernagtferner in den drei Haushaltsjahren 1997/98, 1998/99 und 1999/2000.



Übersicht über die wichtigsten Klimaparameter der Jahre 1998 - 2000 für die Ablation anhand der Tagesmittelwerte von Lufttemperatur und Globalstrahlung (oben), sowie der hydrologischen Größen anhand der Tagessummen des Niederschlags und der Tagesmittelwerte des Abfluss an der Klimastation Vernagtbach (2640 m). Flächen zeigen die Schwankungsbreite der Stundenmittelwerte.



A: *Abnahme der absoluten Eismasse des Vernagtferners seit 1844 auf der Basis von Massenbilanzbestimmungen nach der geodätischen Methode und der Massenbestimmung nach Miller (1972) in Relation zur Änderung der über 9/10-Jahre geglätteten Änderung der globalen bodennahen Lufttemperatur (IPCC, 2001) und der lokalen Änderung auf der Zugspitze (2965 m) und an der Klimastation Vernagtbach (2640 m) (Erweitert nach Weber, 2002A)*



B: *Verlauf der kumulativen, spezifischen Nettomassenbilanz zweier benachbarter Gletscher im Vergleich zu der des Vernagtferners seit dem Haushaltsjahr 1951/52 (HEF und KWF). Im Bild hinten der Hintereisferner (HEF) und der obere Bereich des Kesselwandferners (KWF) von Osten. (Datenquelle für den HEF und KWF: Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck)*

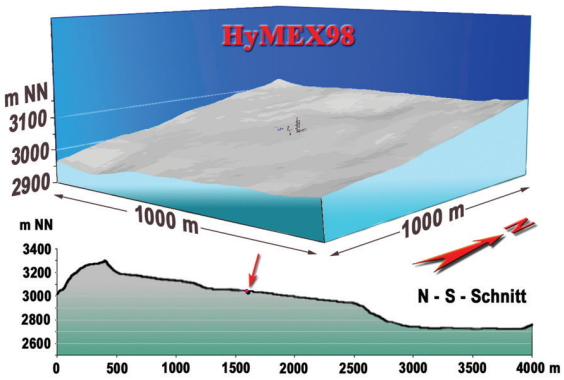


A: *Luftaufnahme der Umgebung des Messgeländes von HyMEX98 auf 3045 m NN im zentralen Bereich des Vernagtferners aus südöstlicher Richtung ca. 70 m über Grund. Der Pfeil markiert die endgültige Position, an der die Station errichtet wurde. Rechts des Pfeils ist im Hintergrund eine Einsenkung erkennbar, in der sich im August 1998 ein Schmelzwassersee gebildet hatte. Rechts der Bildmitte oben ist der Einschnitt des Taschachjochs (3235 m) und die Firnzone sichtbar, im Vordergrund dunkel das Netz der Entwässerungskanäle. Die Aufnahme stammt vom 4.8.1998 gegen 1300 MESZ.*

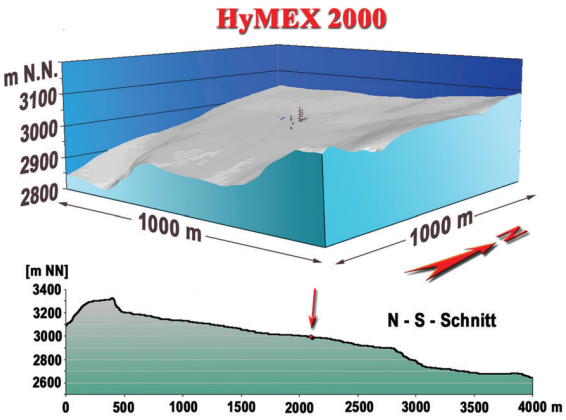


B: *Luftaufnahme des östlichen Abschnitts des Vernagtferners nach Nordwesten aus ca. 3500 m Höhe. Unterhalb des Pfeils sind die Zelte der Station HyMEX 2000 auf 2995 m gerade noch erkennbar. Links oben der Einschnitt des Sexegertenjochs, unten links die Moräne zum Schwarzkögele etwa 400 m von der Messstelle entfernt. (Aufnahme M. Kuhn, 26.8.2000)*

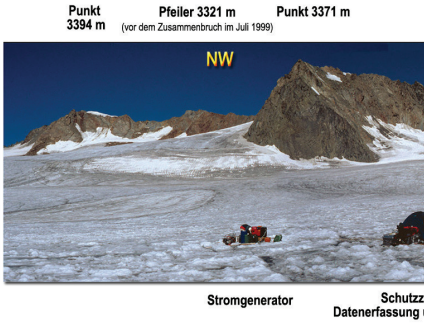
Das Messgelände von HyMEX98



A: *Darstellung der Umgebung des Messplatzes von* ***HyMEX98*** *anhand eines DGM von 1999 und Höhenprofil durch die Koordinaten der Station.*



B: *Darstellung der Umgebung des Messplatzes von* ***HyMEX 2000*** *anhand eines DGM von 1999 und Höhenprofil durch die Koordinaten der Station.*

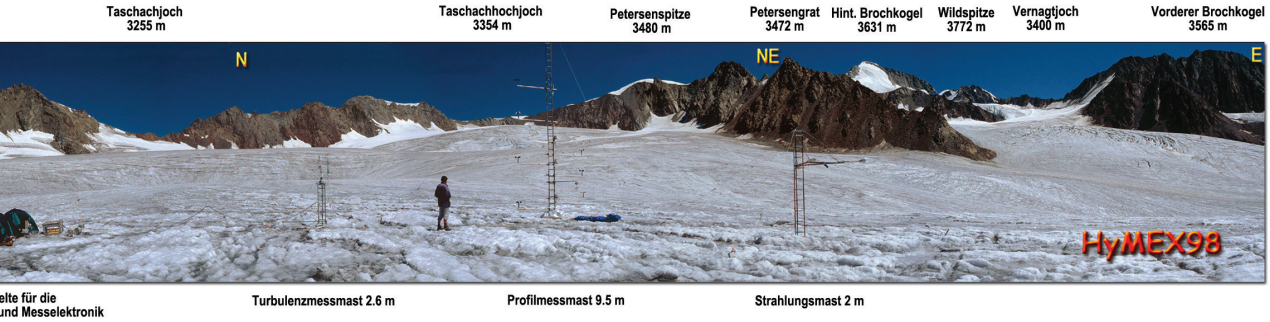




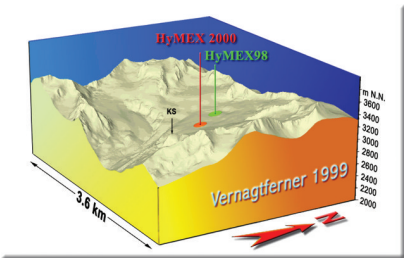


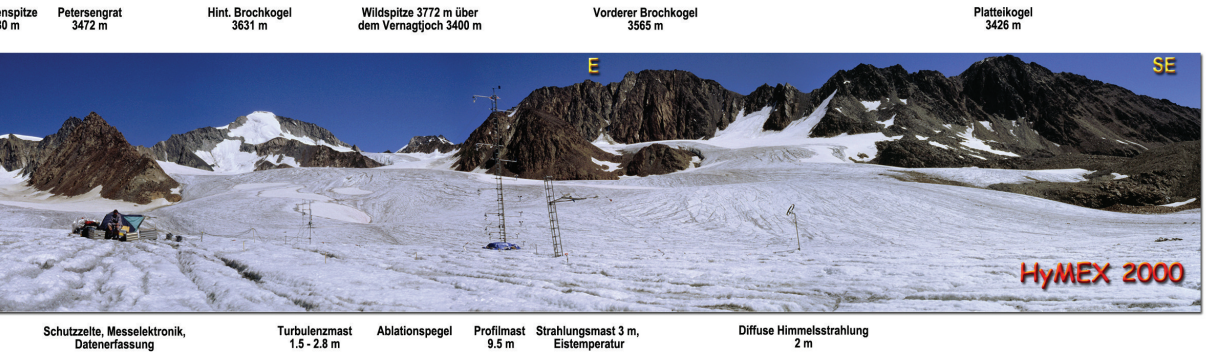
E: *150°-Panorama des Sektors von Südwest bis Nord an der Station* ***HyMEX 2000*** *vom 24.8.2000 gegen 1230. (Fotos M. Weber)*

und HyMEX 2000

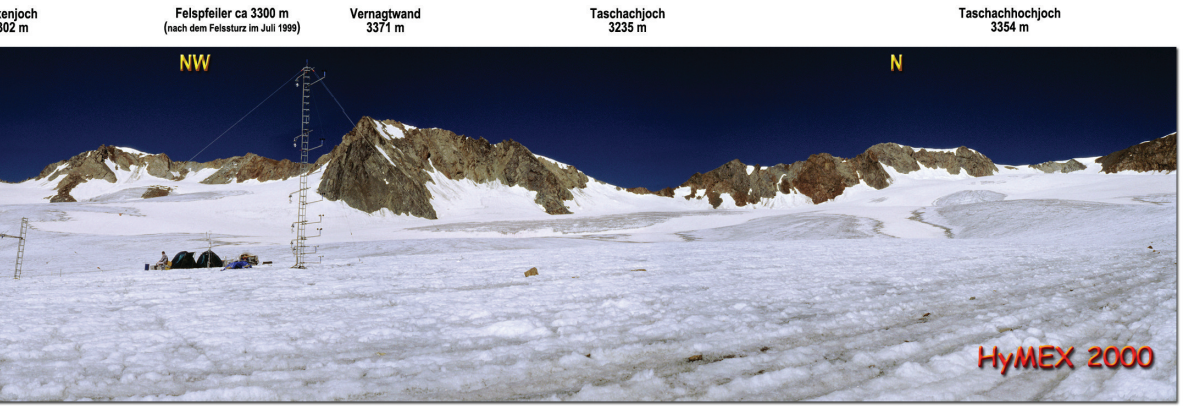


*C: 150°-Panorama-Anschicht des nördlichen Sektors des Messgeländes an der Station **HyMEX98** am 9.8.1998 gegen 12[30] MESZ. Die Panoramen wurden durch das nahtlose Zusammenfügen einer Serie von Kleinbildaufnahmen erstellt. Von diesem Panorama ist eine 3D-Version veröffentlicht (Weber, 2002d)*

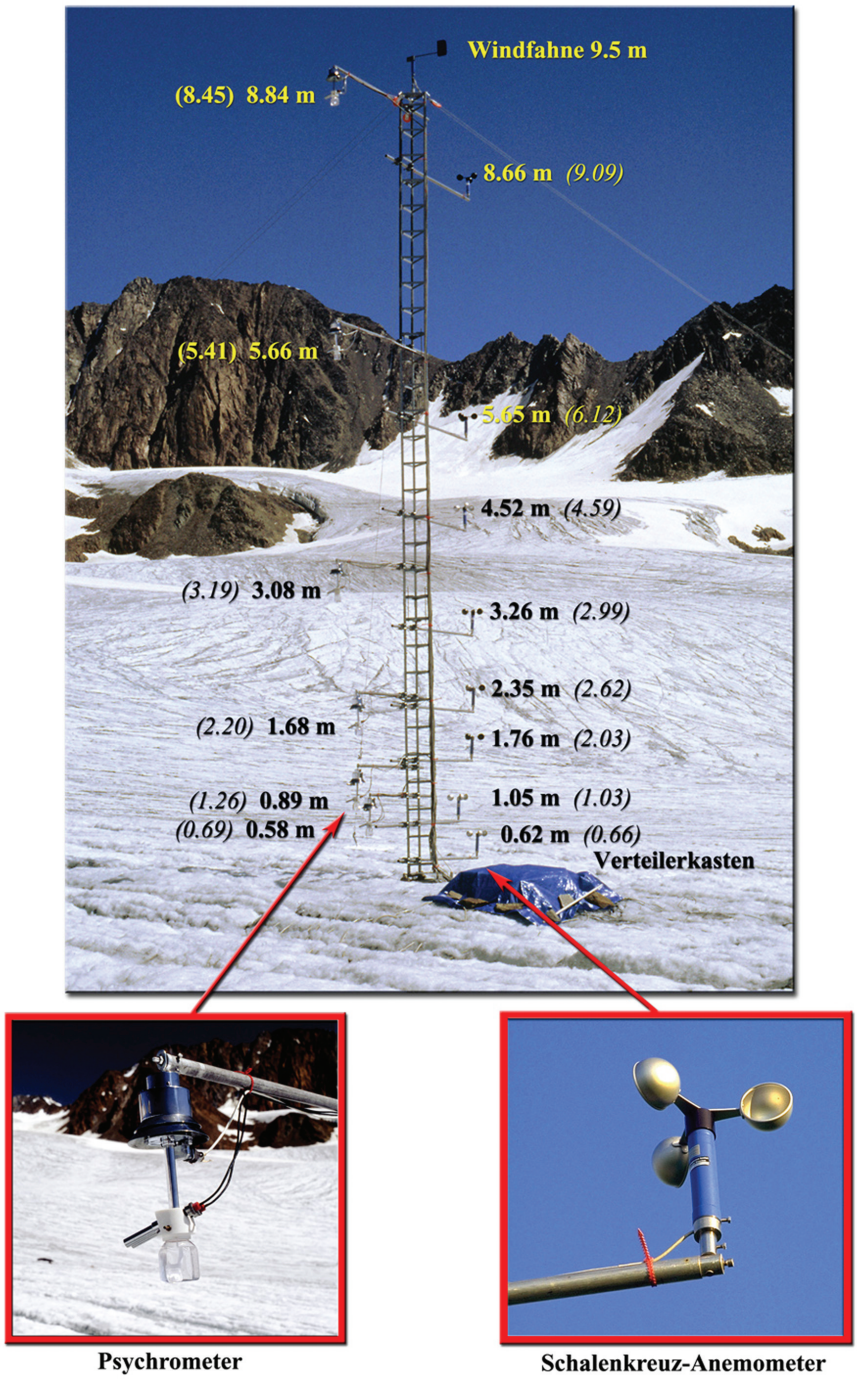




*D: 100°-Panorama-Anschicht des nordöstlichen Sektors des Messgeländes an der Station **HyMEX 2000** am 24.8.2000 gegen 12[30] MESZ. (Fotos M. Weber)*



Profilmessturm



*Profilmessturm während **HyMEX 2000** zur Messung der Profile der Trocken- und Feuchttemperatur (Psychrometer) und der Windgeschwindigkeit (Schalenkreuzanemometer). Neben den Sensoren die Angaben der mittleren Messhöhe über dem Eis, in Klammern die von **HyMEX98**.*

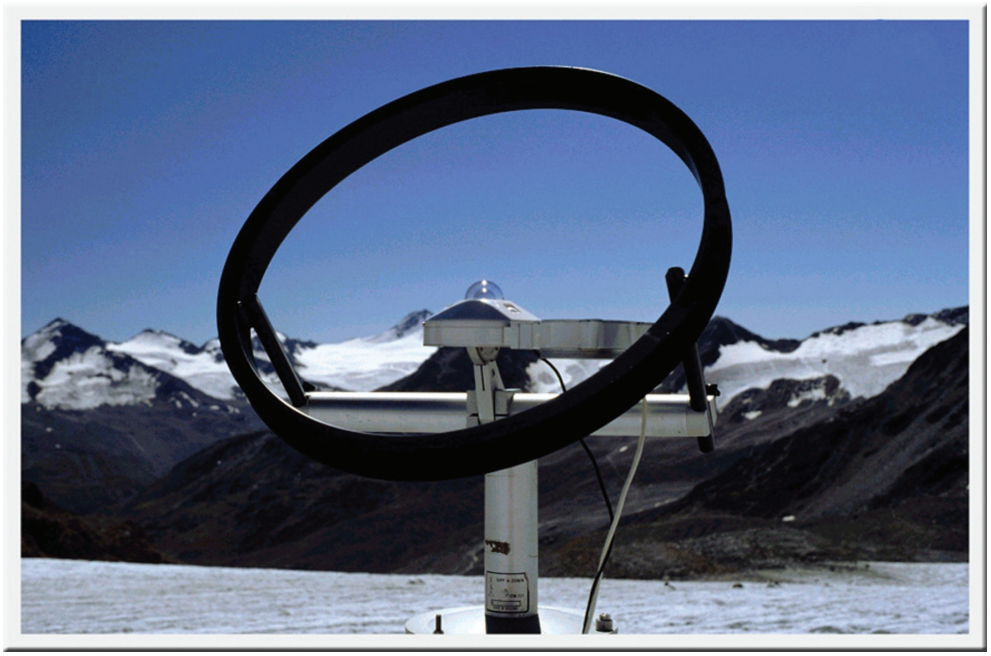
Strahlungsmessgeräte



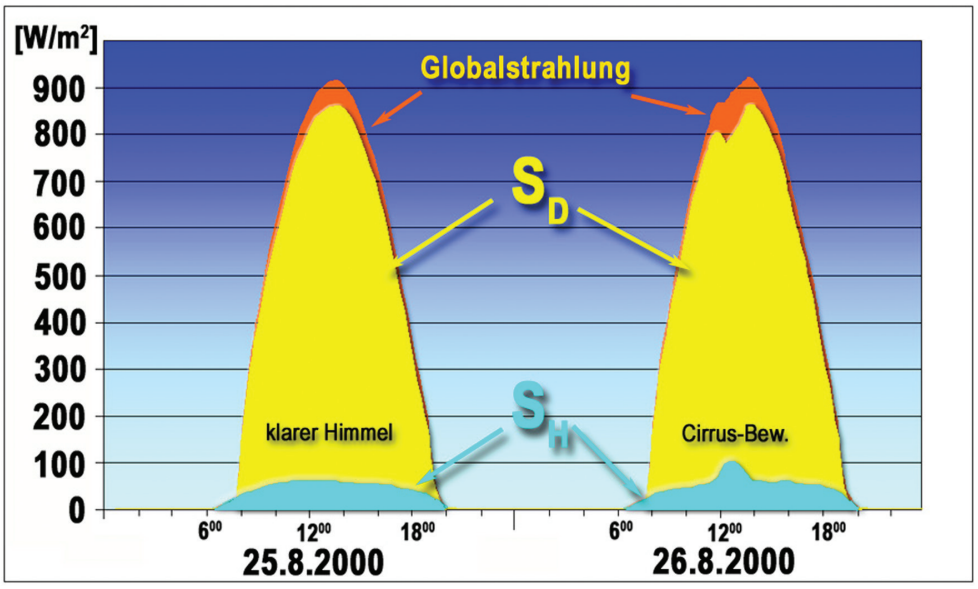


Messmast mit Ausleger und den daran angebrachten Strahlungsmessgeräten.
A Oben: *Dietrich Müller bei der Überprüfung der Horizontierung des Strahlungsbilanzmessers während* ***HyMEX98****. (Foto: L. Braun)*
B Unten: *Es wurde bei beiden Experimenten die identische Bestückung mit Messgeräten verwendet, nämlich ein Albedometer zur Messung von Globalstrahlung und der Reflexstrahlung, ein Gesamtstrahlungsbilanzmesser, sowie ein IR-Strahlungtshermometer zur Messung der Oberflächentemperatur. Die Anordnung bei* ***HyMEX 2000*** *wurde um ein Inklinometer zur Messung der Abweichung von der horizontalen Ausrichtung ergänzt.*

Diffuse Himmelsstrahlung

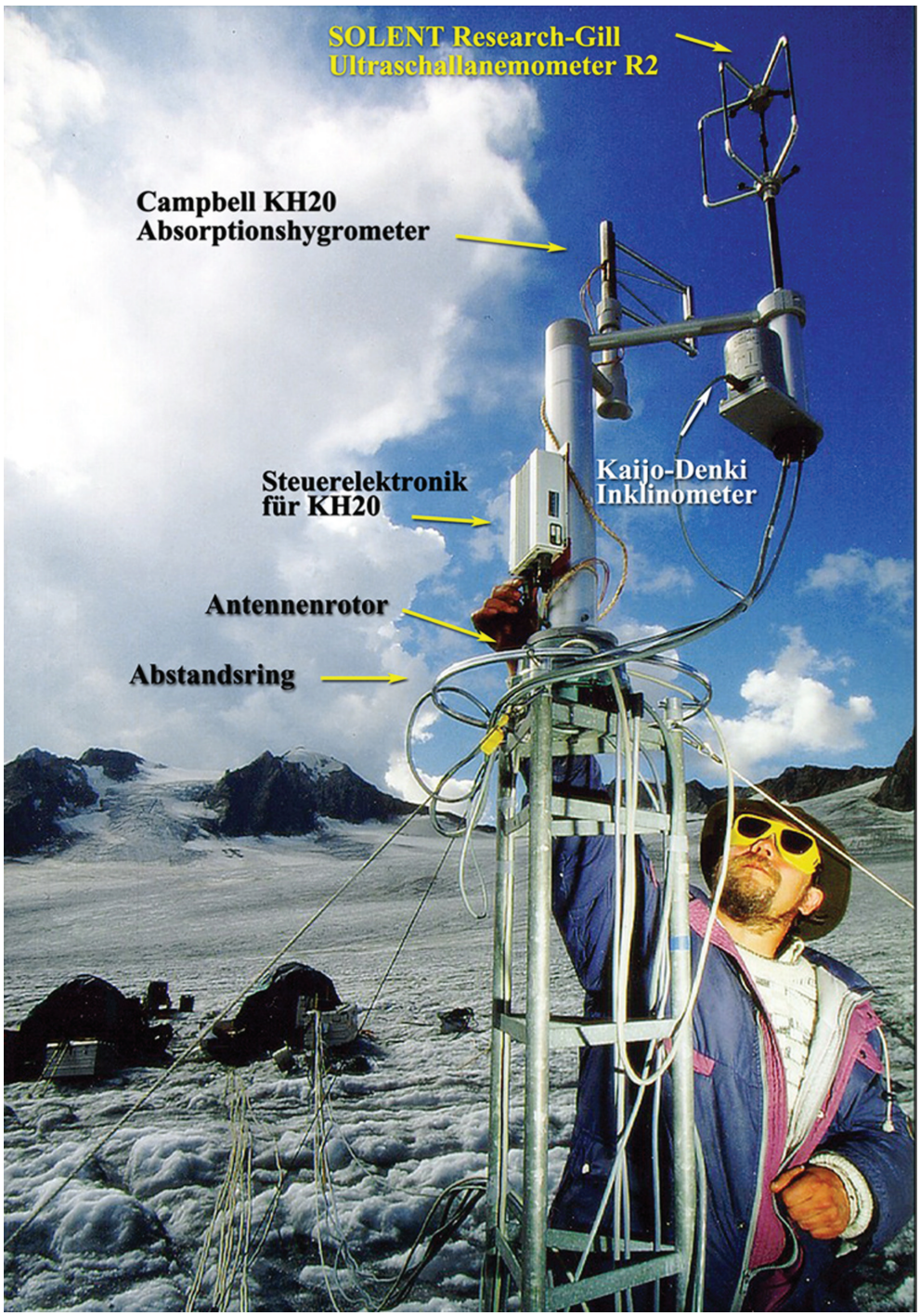


A: *Bei* ***HyMEX 2000*** *wurde die Strahlungsmessung um eine Einrichtung zur Messung der diffusen Himmelsstrahlung ergänzt. Dazu wurde ein belüftetes Pyranometer CM11 von Kipp & Zonen mit einem Ring zur Abschattung der direkten Sonnenstrahlung ausgestattet.*

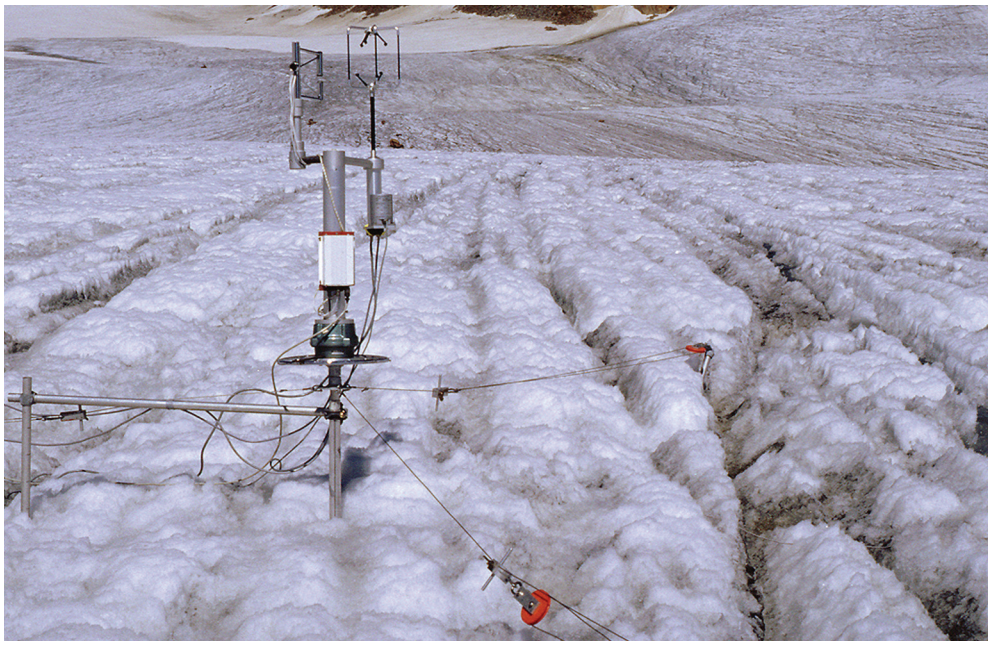


B: *Tagesgang der 30 Min-Mittelwerte der Globalstrahlung, der diffusen Himmelsstrahlung S_H und der direkten Sonnenstrahlung S_D an zwei aufeinanderfolgenden Tagen während* ***HyMEX 2000****. Am 25. August 2000 herrschte ganztägig ein klarer Himmel ohne Bewölkung, am darauffolgenden Tag wurde die Sonne um die Mittagszeit teilweise durch leichte Cirrus-Bewölkung verdeckt, welche einen geringfügigen Anstieg der diffusen Himmelsstrahlung zu Lasten der direkten Sonneneinstrahlung bewirkten.*

Turbulenzmesskopf



Der 1.5 m hohe Mast mit dem an der Mastspitze auf einem Antennenrotor montierten Instrumententräger für die Messung der Fluktuation der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und der absoluten Feuchte während ***HyMEX98****. Der Messkopf wird automatisch in die mittlere Horizontalwindrichtung gedreht, um Störungseinflüsse durch Verwirbelung an der Konstruktion zu minimieren.*
(Foto: J. Greune, am 10.8.1998)

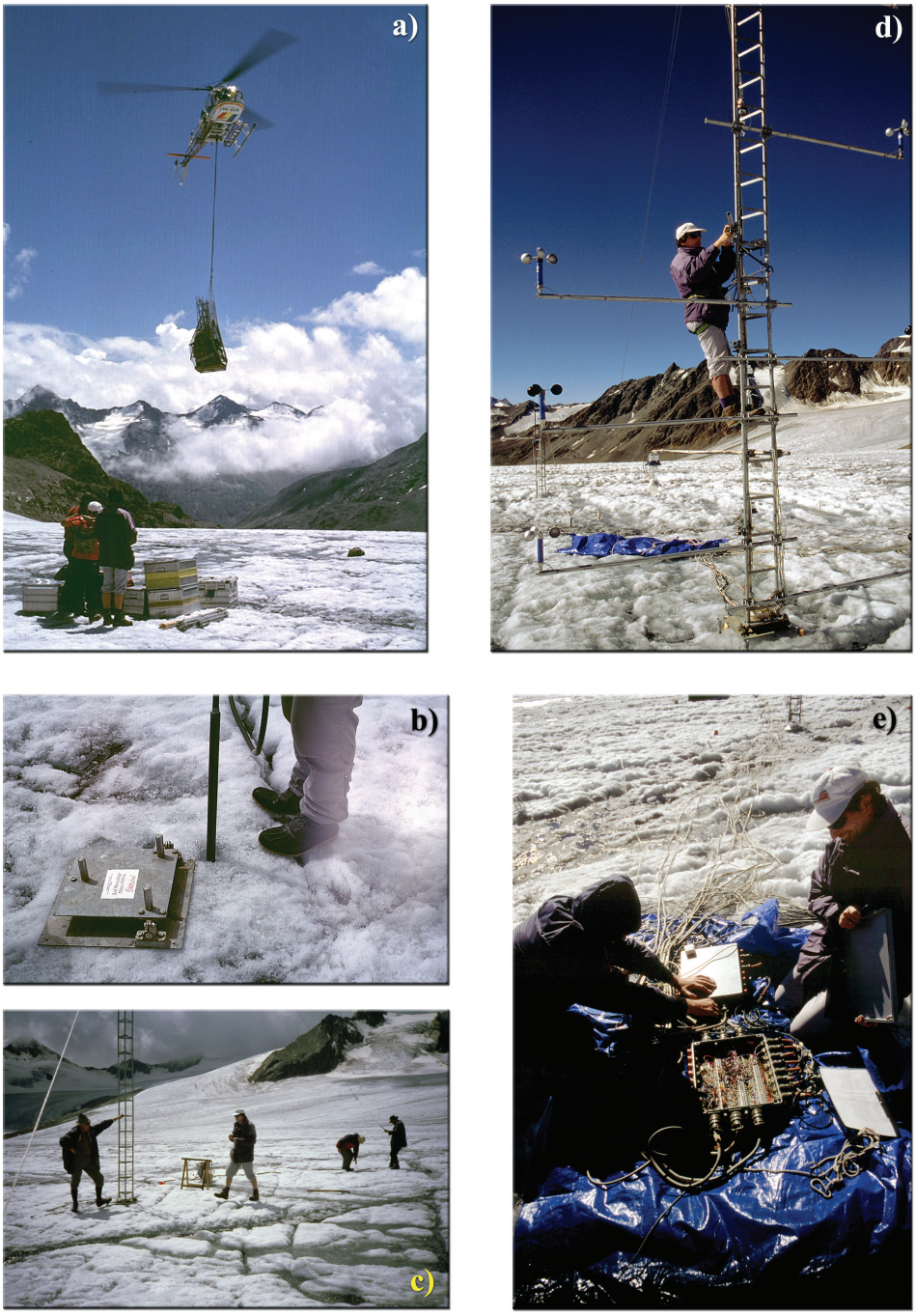


A: *Für die Messungen während* ***HyMEX 2000*** *wurde der Turbulenzmesskopf nicht mehr auf dem massigen Gittermast montiert, sondern auf einem ca. 1.5 m tief in das Eis eingelassenen Doppelrohr, das zudem durch eine Klemmvorrichtung in einfacher Weise die Variation der Messhöhe im Bereich von 1.5 m bis ca. 3 m über der Oberfläche erlaubte.*



B: *Zur Messung der Temperatur in der obersten Eisschicht wurde ein 50 cm langer sonst für Messungen der Bodentemperatur verwendeter Messstab mit 5 Thermometern in das Eis eingelassen. Mit der Zeit aperte der obere Teil des Stabes immer weiter aus und Schmelzwasser konnte nachsickern. Die Aufnahme entstand gegen Ende von* ***HyMEX98****. (Foto: L. Braun)*

Logistik und Mastkonstruktion



*Bildserie vom Aufbau der **HyMEX98**- Station. a) Antransport der Komponenten mit dem Helikopter "Lama". b) Bohren der Löcher für die Verankerung des Mastfußes mit Kippscharnier. c) nach der Montage am Boden wird der Mast mit Hilfe der Spannseile und dem Scharnier in die Vertikale aufgerichtet und an drei Punkten an schräg in das Eis eingelassenen Ankern verspannt. d) Ausleger und Instrumente werden am besteigbaren Mast montiert. e) Die komplexe Verschaltung aller Daten- und Versorgungsleitungen zur Datenerfassung. (Fotos: L. Braun (3), M. Weber (2))*

Datenerfassung und Stromversorgung

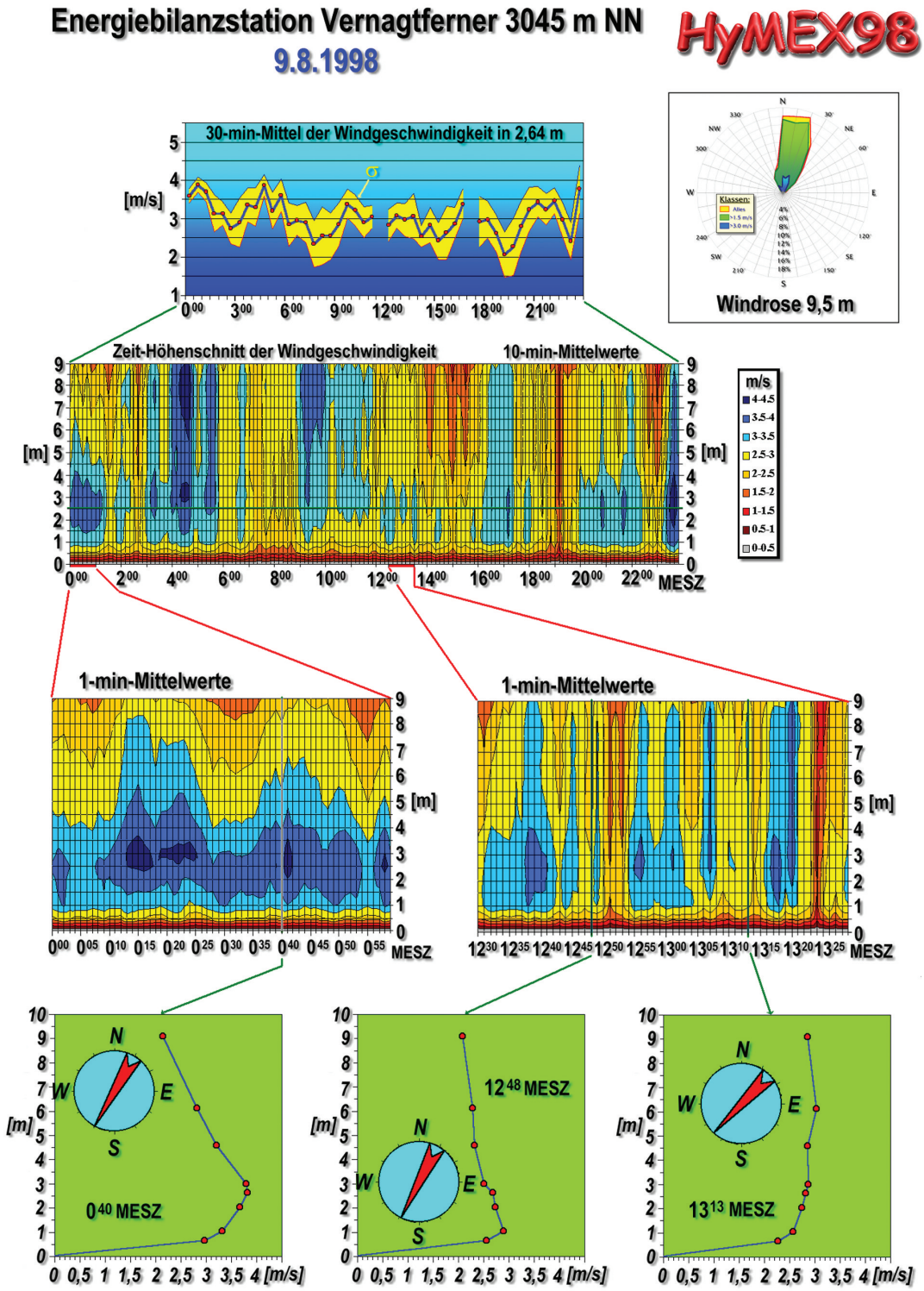


A: *Die Datenerfassung und die Steuerungscomputer wurden in Zelten geschützt untergebracht. Oben das Zelt mit der Datenerfassung für den Profilmessturm, unten links der PC und ein Teil der Steuerungselektronik für die Turbulenzmessanlage. Die Photos entstanden während des Experimentes* ***HyMEX98****. (Foto oben: Jan Greune, FOCUS; unten: L. Braun)*

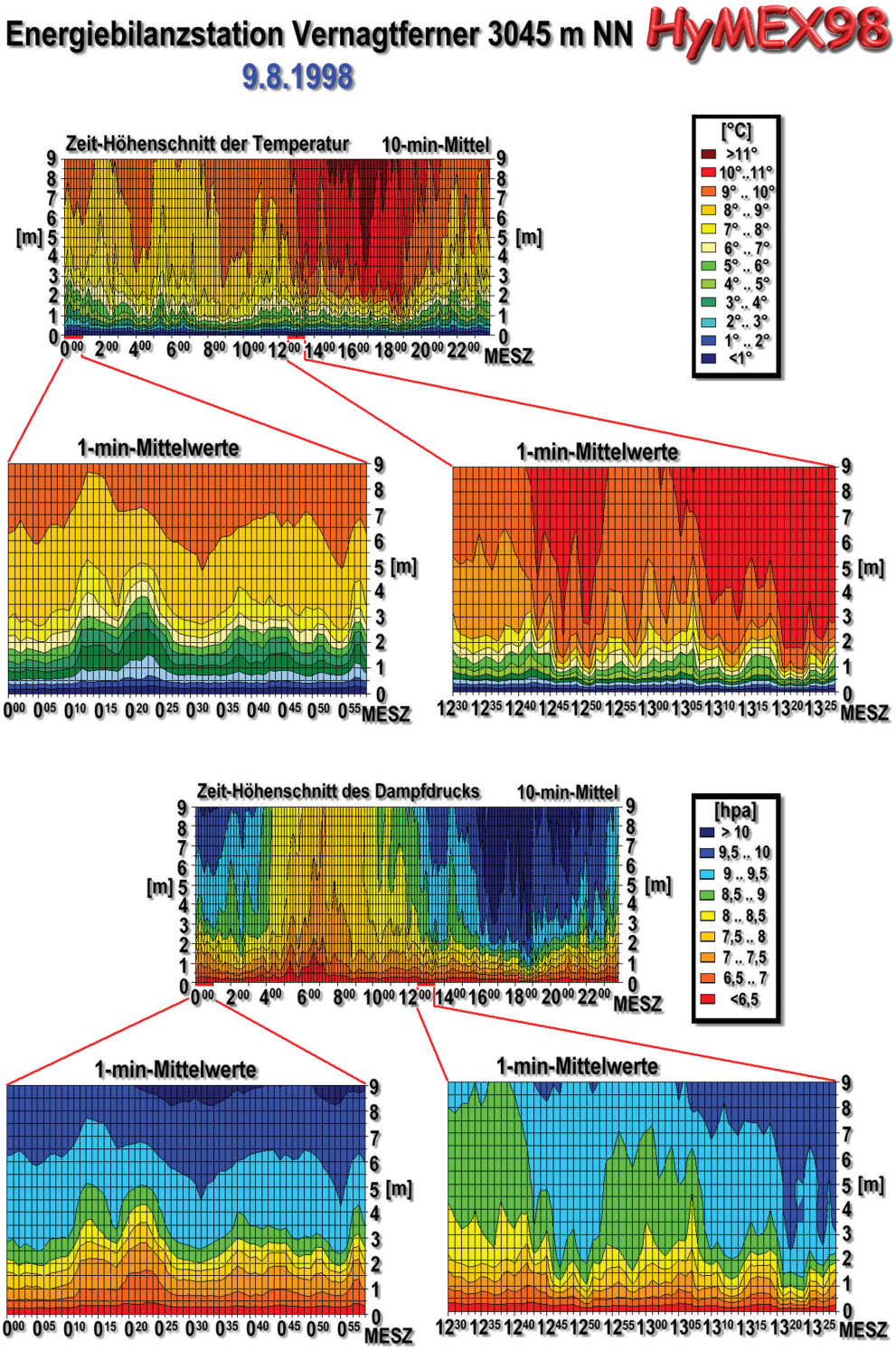




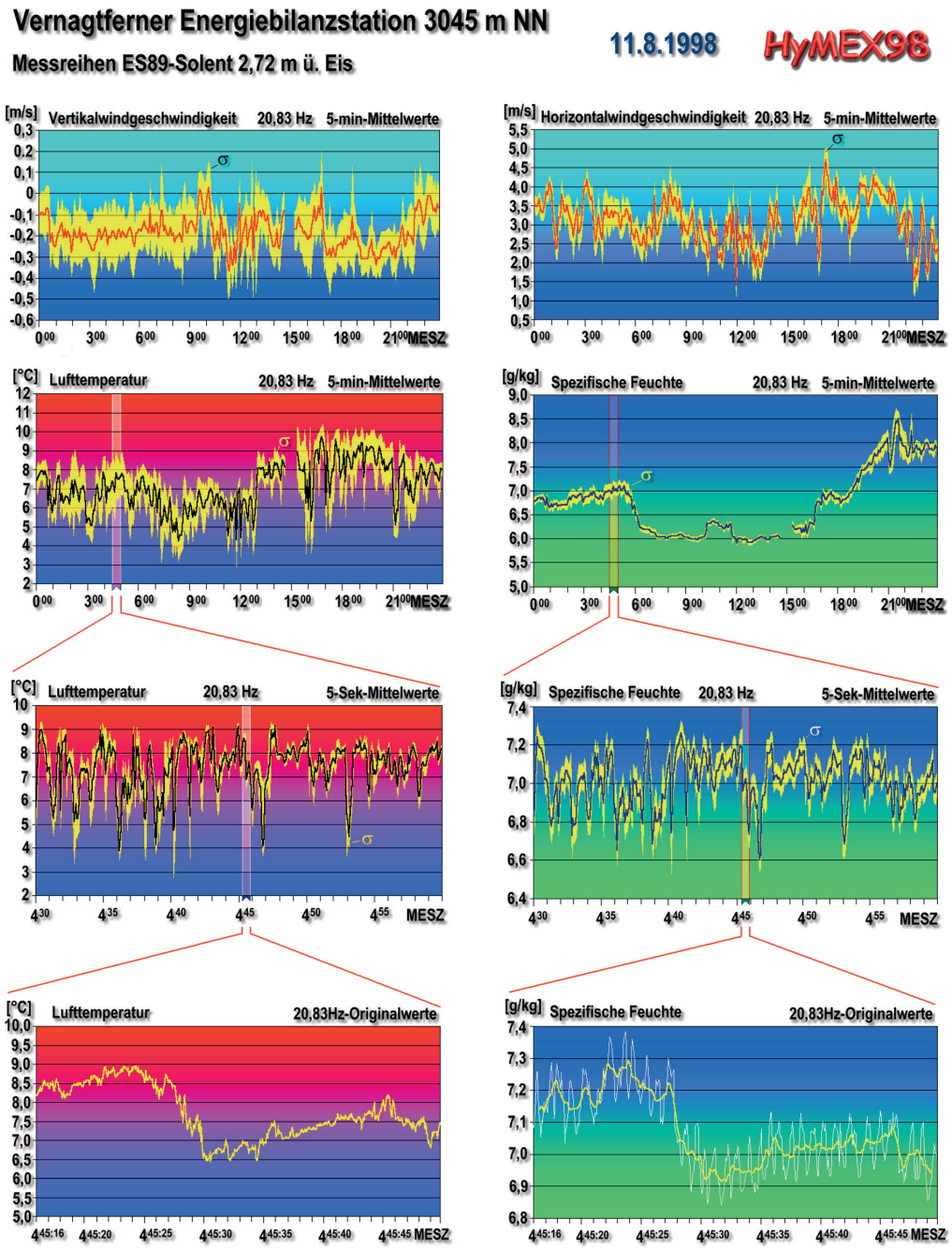
B: *Die Energieversorgung wurde mittels einem benzinbetriebenem Generator mit einer Nennleistung von 1.5 kW sichergestellt. Der Generator lief bis auf kurze Wartungsintervalle nach 96 Stunden Laufzeit ohne Unterbrechung. Die waagrechte Ausrichtung musste jedoch die ganze Zeit über durch eine justierbare Unterlage gewährleistet sein.*



Messungen der Windgeschwindigkeit am 9.8.1998 über dem Vernagtferner. Oben links: *Mittlere horizontale Windgeschwindigkeit und Standardabweichung der Turbulenzmessung;* ***Oben rechts:*** *Windrose;* ***Mitte:*** *Zeit-Höhenschnitte der Windgeschwindigkeit und Detailausschnitte, basierend auf 1-Minuten-Werten;* ***Unten:*** *Fallbeispiele für 1-Minuten-Windprofile.*

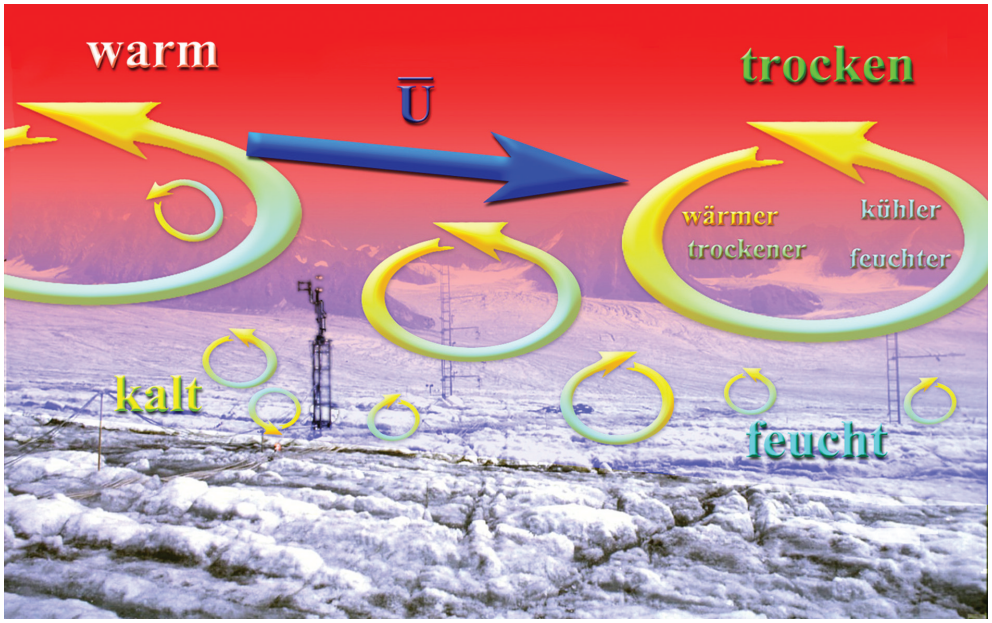


Interpolierte Zeit-Höhen-Schnitte der Temperatur (obere Hälfte) und des Dampfdrucks (untere Hälfte), basierend auf 1-Minuten-Messungen mit Aspirationspsychrometern in 6 Höhen. Die vergrößerten Ausschnitte korrespondieren mit denen auf Tafel XIX.

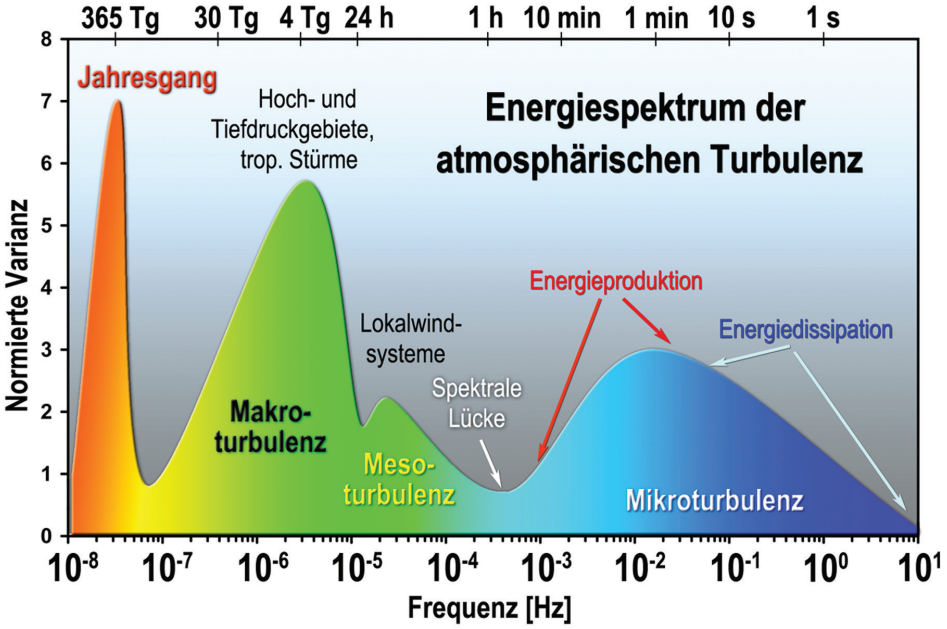


Zeitreihen der hochaufgelösten Schwankungsmessungen des Vertikalwindes, des Horizontalwindes, der Luftemperatur und der spezifische Feuchte vom 11.8.1998 in 2.72 m Höhe über dem Eis des Vernagtferners. ***1. + 2. Reihe****: Tagesgänge als 5-Minuten-Mittelwerte & Standardabweichung (gelb unterlegte Fläche).* ***3. Reihe****: Ausschnitte aus den Zeitreihen der Temperatur und der spezifischen Feuchte anhand von 5-Sekunden-Mittelwerten und der Standardabweichung.* ***4. Reihe****: Ausschnitt der Originalzeitreihen, aufgezeichnet mit einer Abtastfrequenz von 20.83 Hz.*

Turbulenz

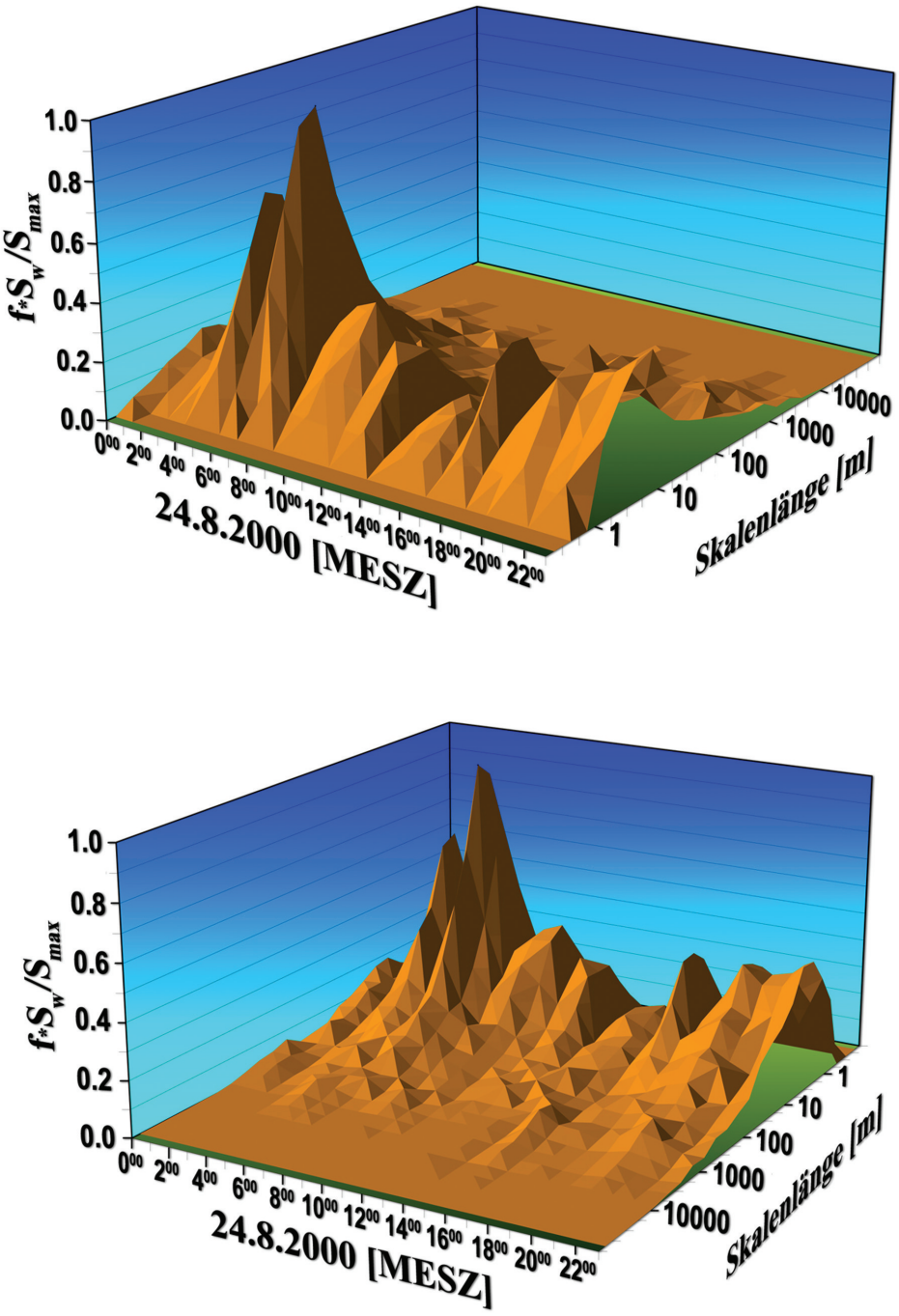


A: *Modellvorstellung zur Entstehung der Fluktuationen in den Windkomponenten, der Tem-peratur und der spezifischen Feuchte. Wirbel unterschiedlicher Größe driften mit der mittleren Strömung an den Messeinrichtungen vorbei und transportieren dabei wärmere Luftpakete mit geringerem Wasserdampfgehalt von oben nach unten, bzw. kältere und feuchtere Luft nach oben.*



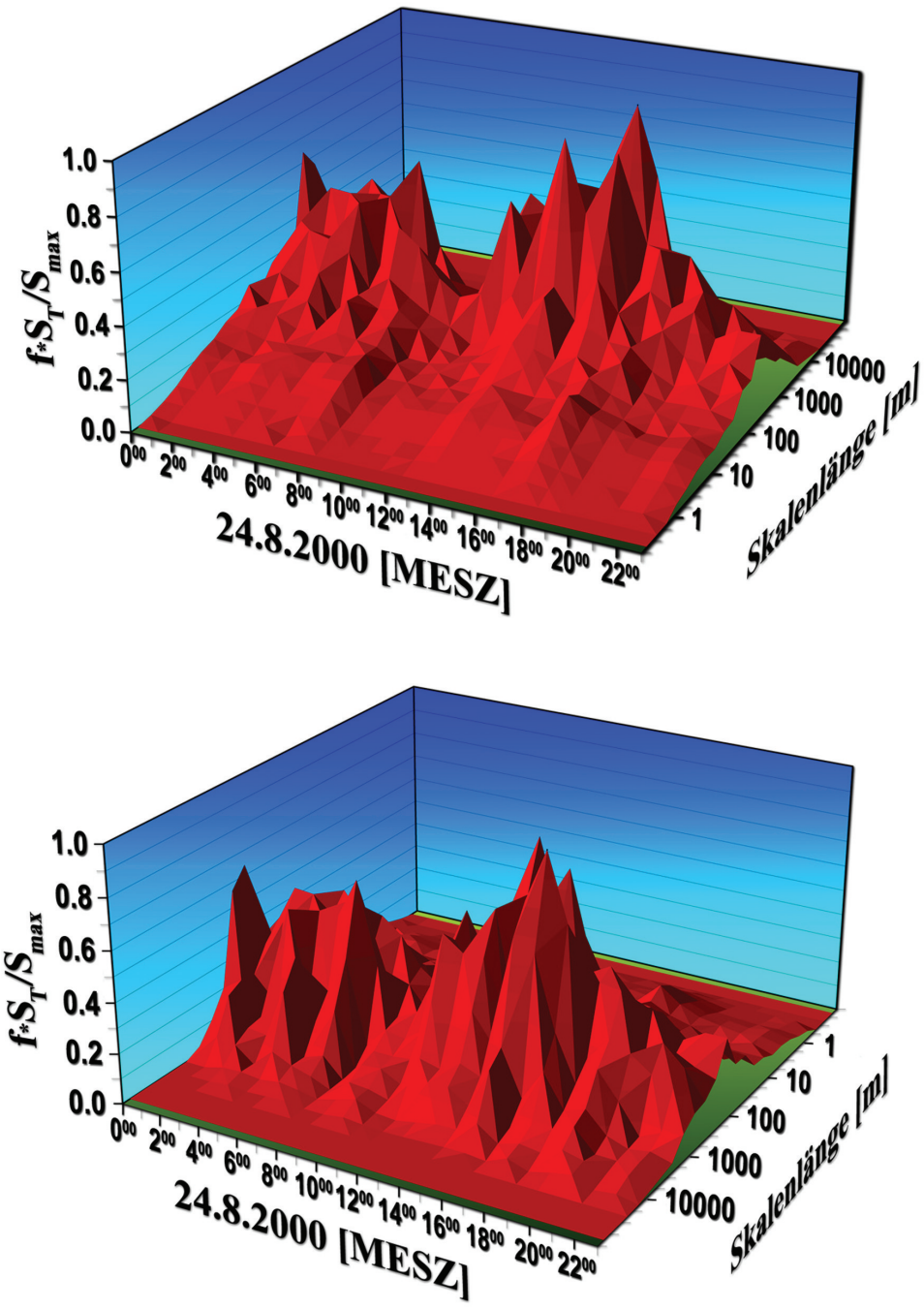
B: *Schematische Darstellung des Spektrums der atmosphärischen Turbulenz am Beispiel der horizontalen Windgeschwindigkeit. Für den turbulenten Vertikaltransport ist die Mikroturbulenz (blau) maßgeblich. Nach Van der Hoven (1957) und Roedel (2000).*

Varianzspektren der Vertikalwindgeschwindigkeit



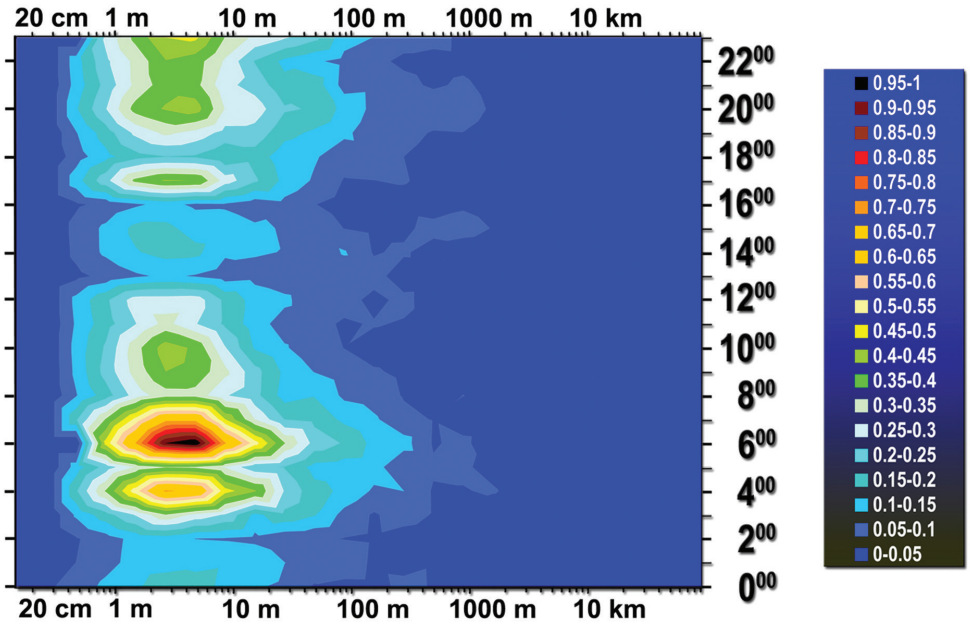
3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Vertikalgeschwindigkeit. Die Länge der mit 20.83 Hz gemessenen Datenreihen beträgt jeweils 53 Minuten. Die obere Ansicht zeigt den Inertialbereich der Spektren, die untere den Erzeugungsbereich. (Vgl. auch Abbildung 5.19 Seite 138)

Varianzspektren der Temperaturfluktuation

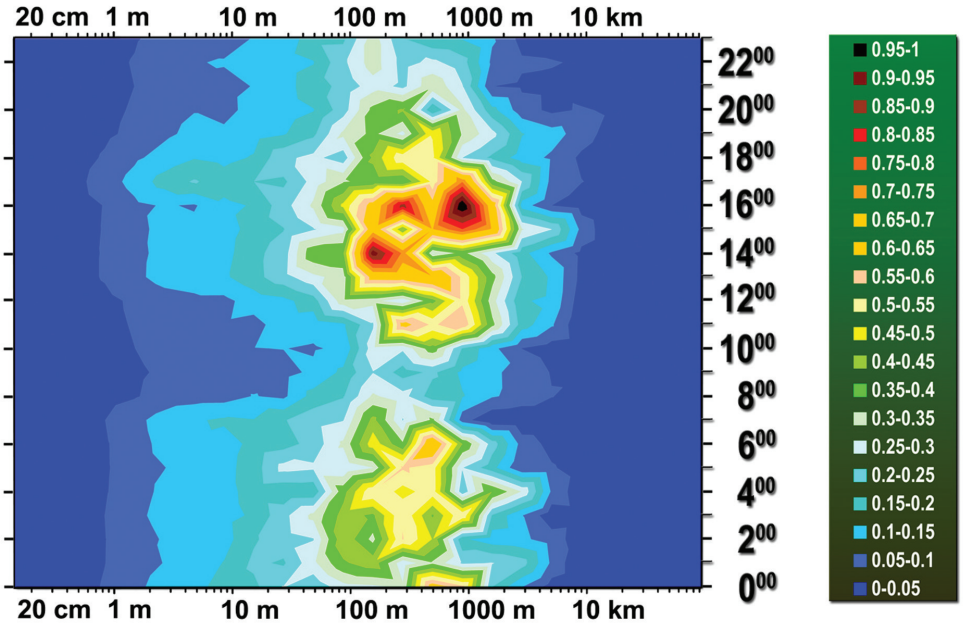


3D-Darstellung der Tagesvariation der auf die Skalenlänge und die maximale Varianz normierten Spektren der Temperaturfluktuation. Die Länge der mit 20.83Hz gemessenen Datenreihen beträgt jeweils 53 Minuten. Die obere Ansicht zeigt den Inertialbereich der Spektren, die untere den Erzeugungsbereich.

Isolinien der Varianzspektren von w und T

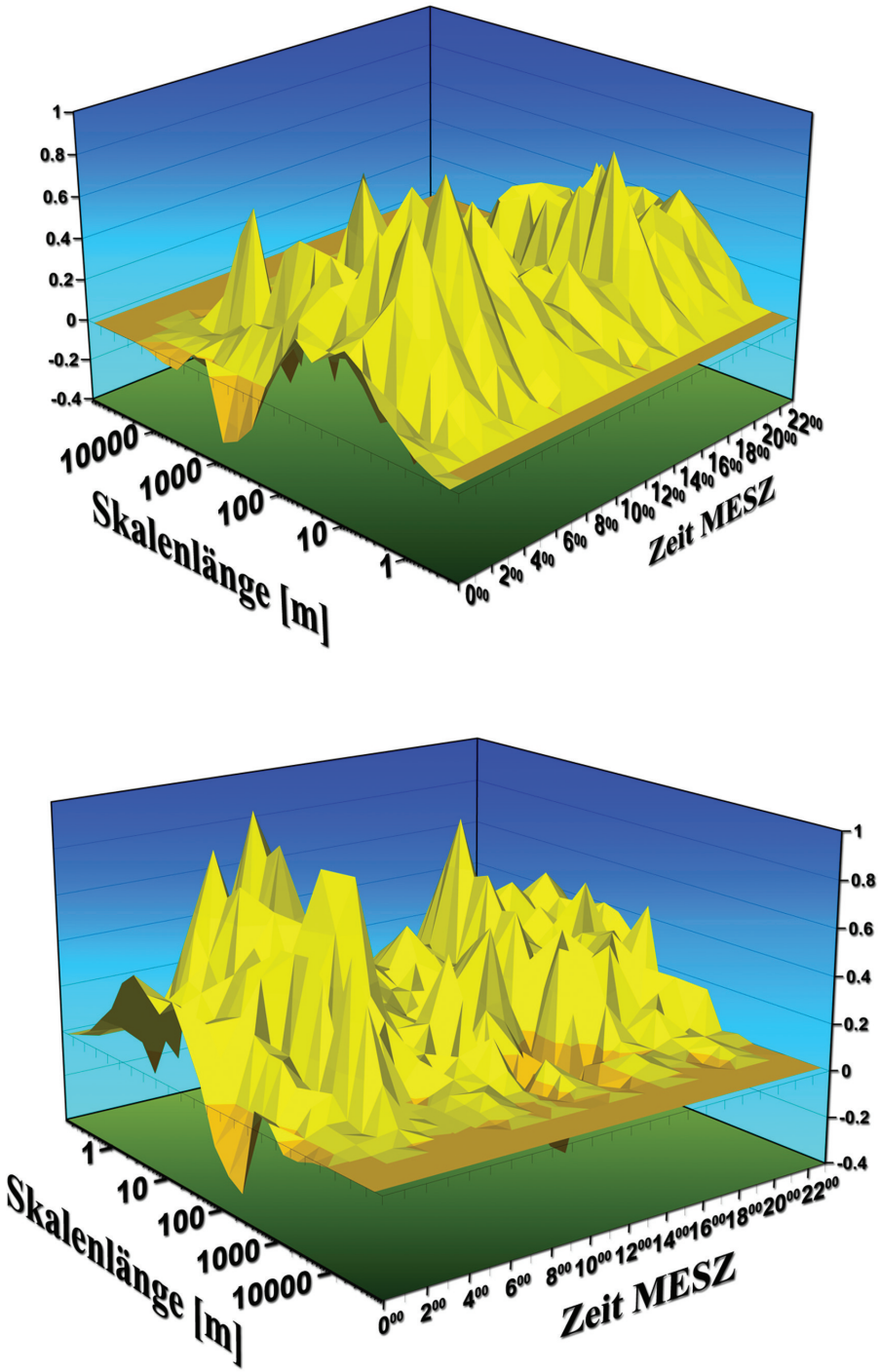


Vernagtferner 24.8.2000

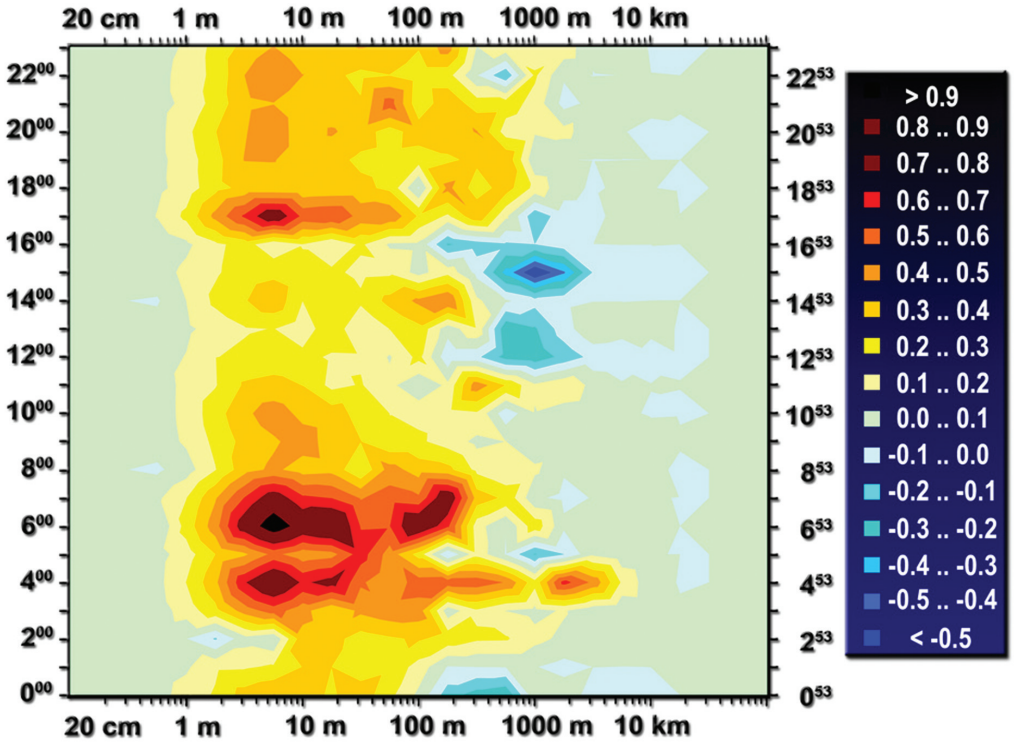


Isolinien der auf den Maximalwert normierten und auf Skalenlänge transformierten Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit (oben) und der Temperatur (unten). Die Darstellungen entsprechen inhaltlich den 3D-Bildern auf den Tafeln XXIII und XXIV.

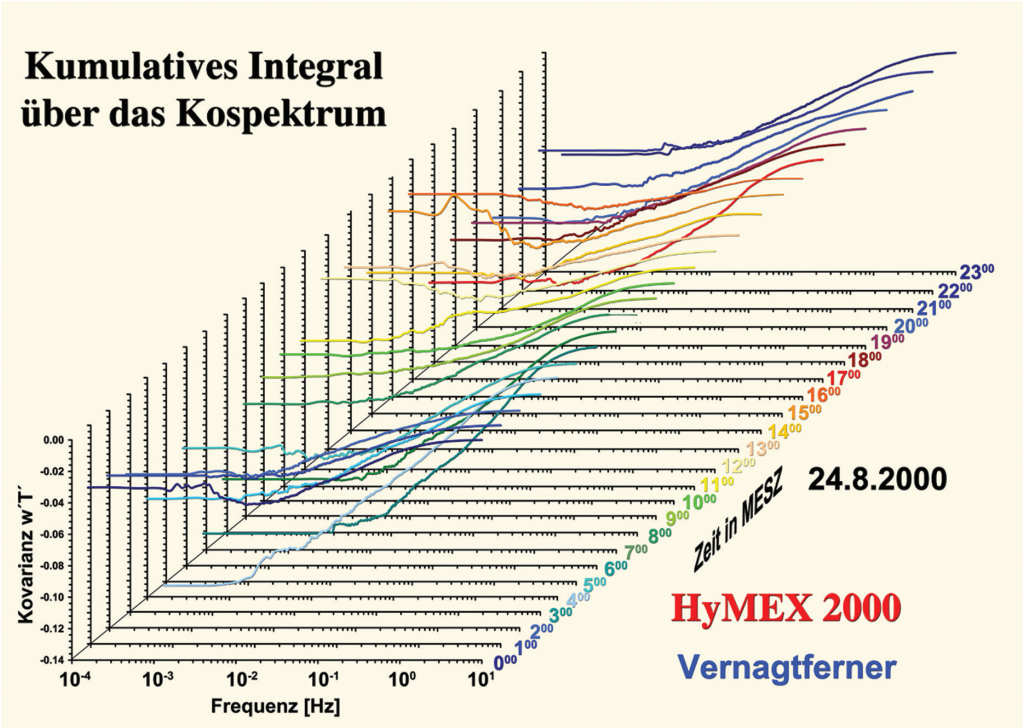
Kospektren w′T′ 24.8.2000



Tagesgang der Kospektren w′T′ auf der Basis von 20.83 Hz-Daten über jeweils 53 Minuten. Oben: Ansicht von der kurzwelligen Seite, unten der langwellige Bereich .

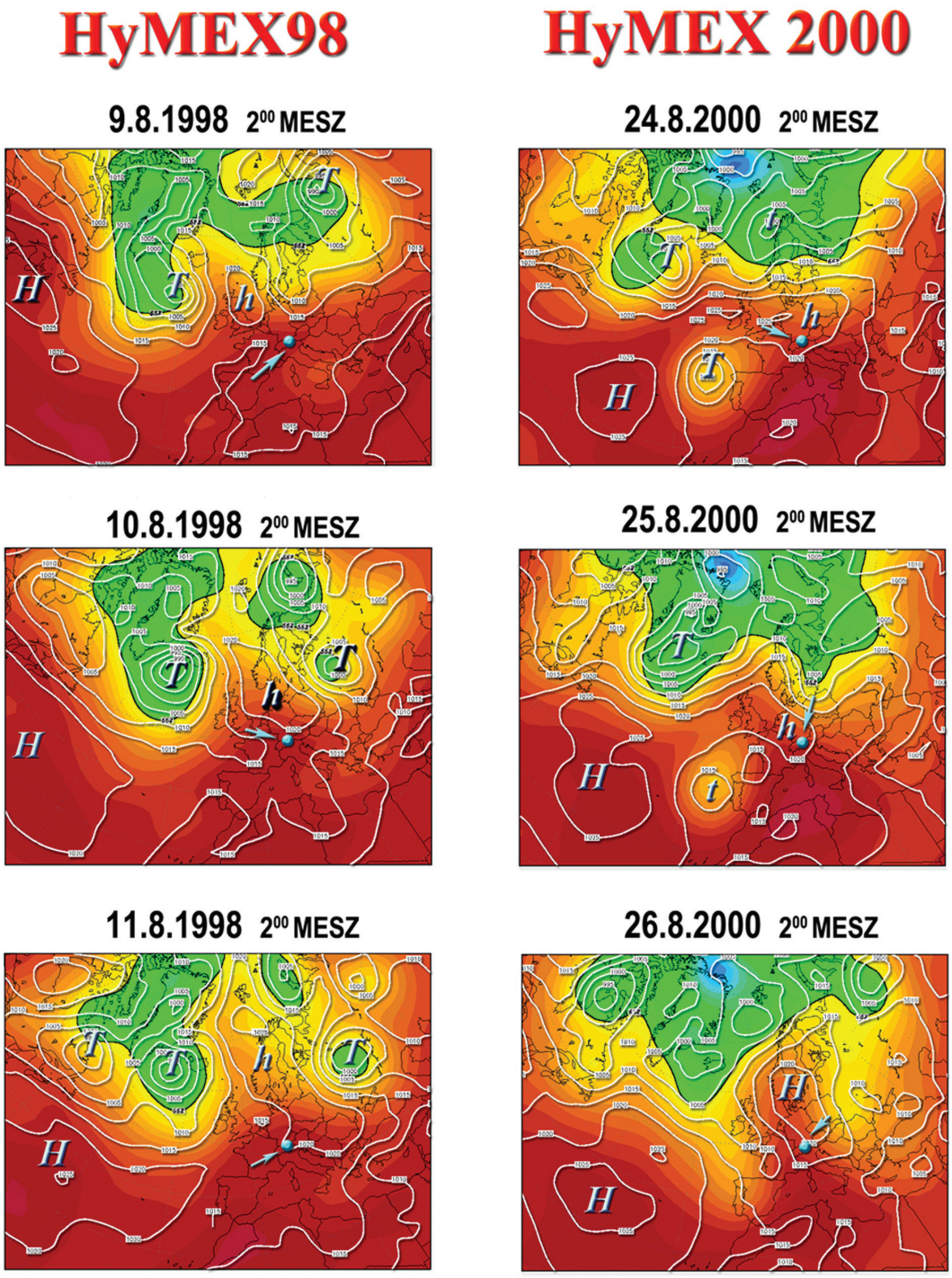


A: *Isoliniendarstellung der mit dem Maximum normierten Kovarianz w′T′ für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

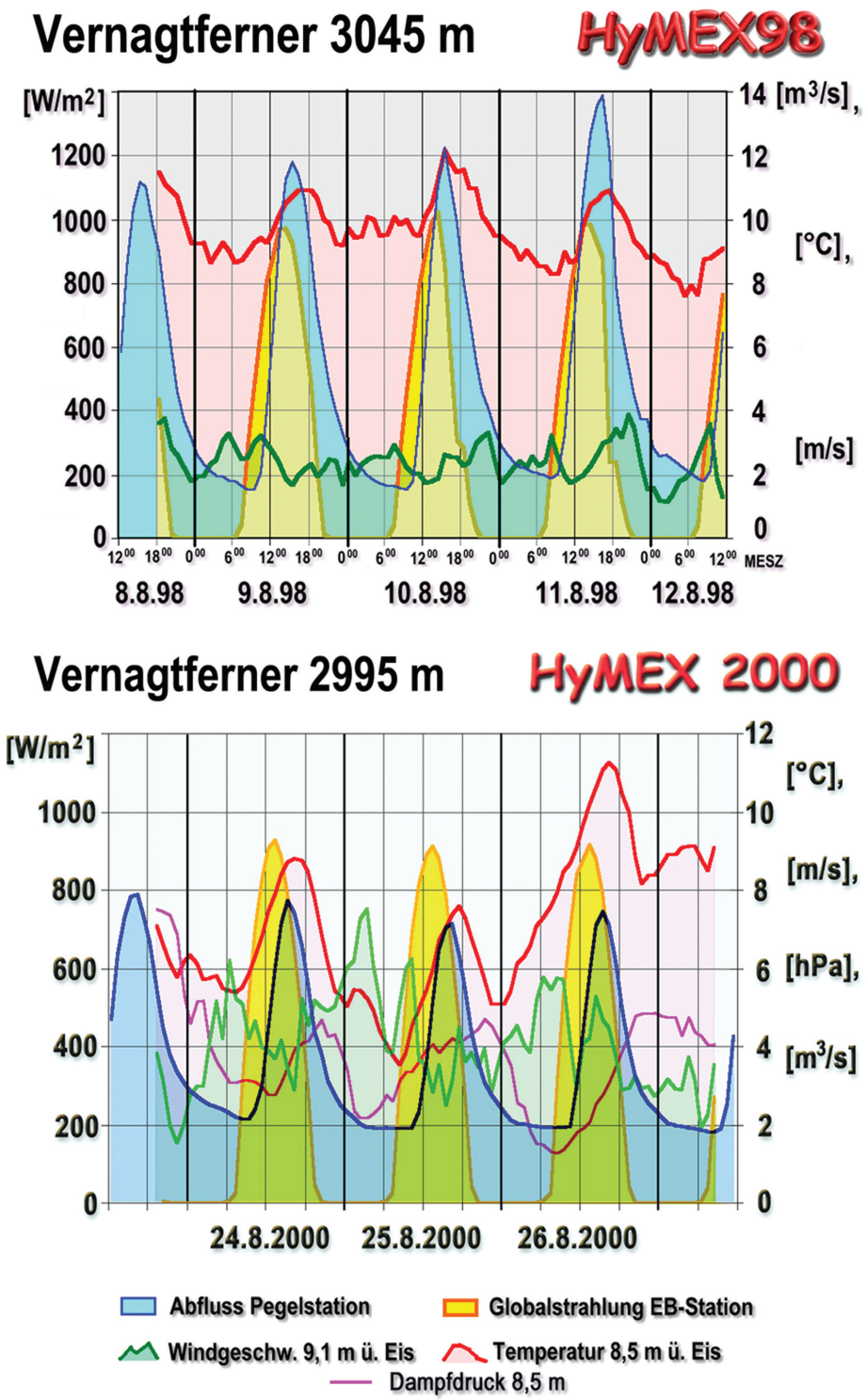


B: *Ogivenschar des kinematischen Flusses w′T′gegen die Frequenz für den 24.8.2000 über dem Vernagtferner.*

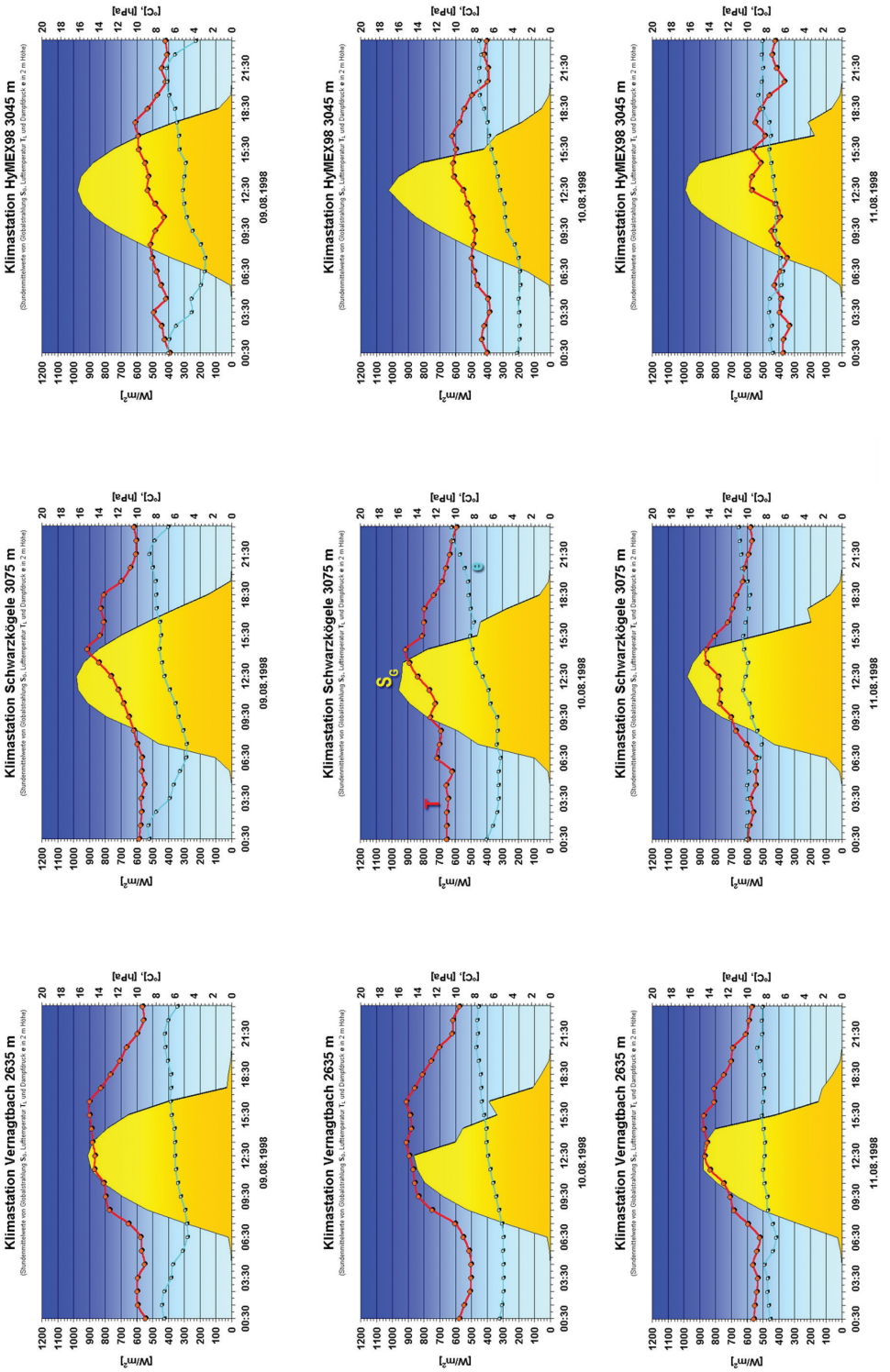
Synoptische Wetterlage



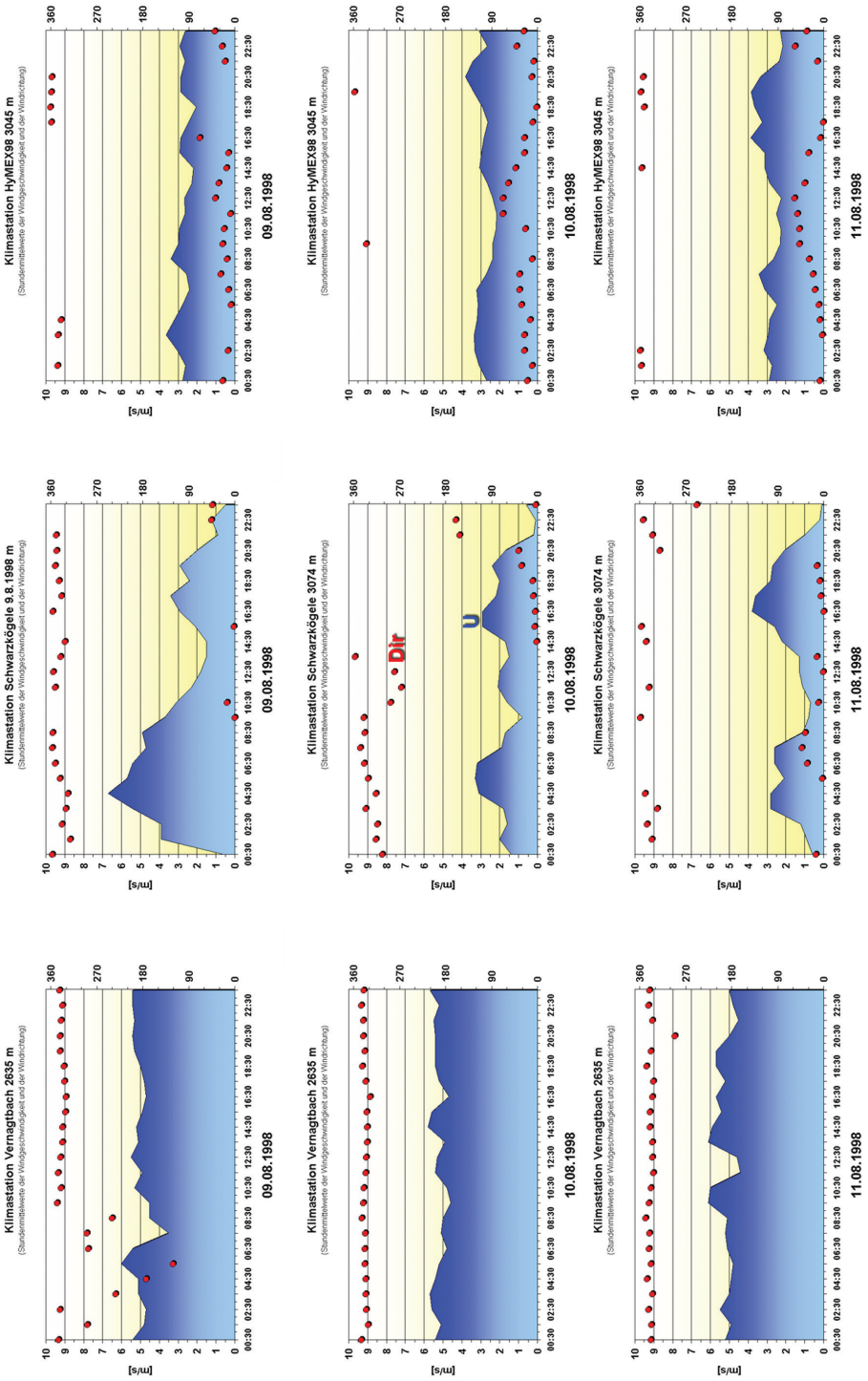
Ablauf der Großwetterlage an den Intensivmesstagen während der HyMEX-Kampagnen in 1998 und 2000 nach Re-Analysen des Europäischen Wetterzentrums in Reading. (Quelle www.Wetterzentrale.de). Die Pfeile deuten die am Gipfel der Zugspitze registrierte Hauptwindrichtung an.



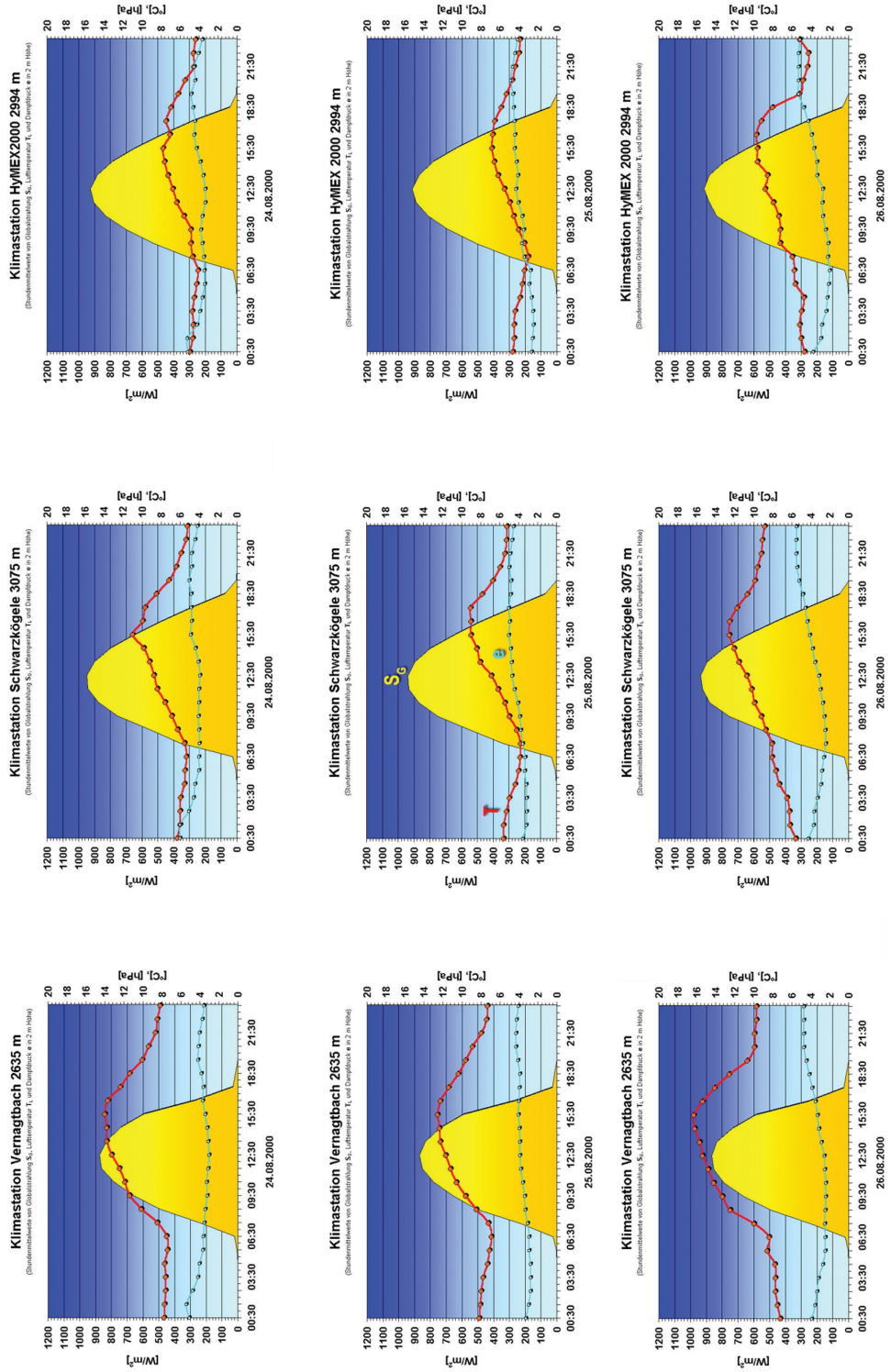
Übersicht über einige charakteristische Messgrößen in Form von Stundenmittelwerten über die Intensivmeßphasen während HyMEX98 (oben) und HyMEX 2000 (unten) an den Standorten direkt auf dem Vernagtferner. Als ein Maß für die Schmelzwasserproduktion ist zusätzlich der Abfluß an der Pegelstation Vernagtbach (2635 m) angegeben.



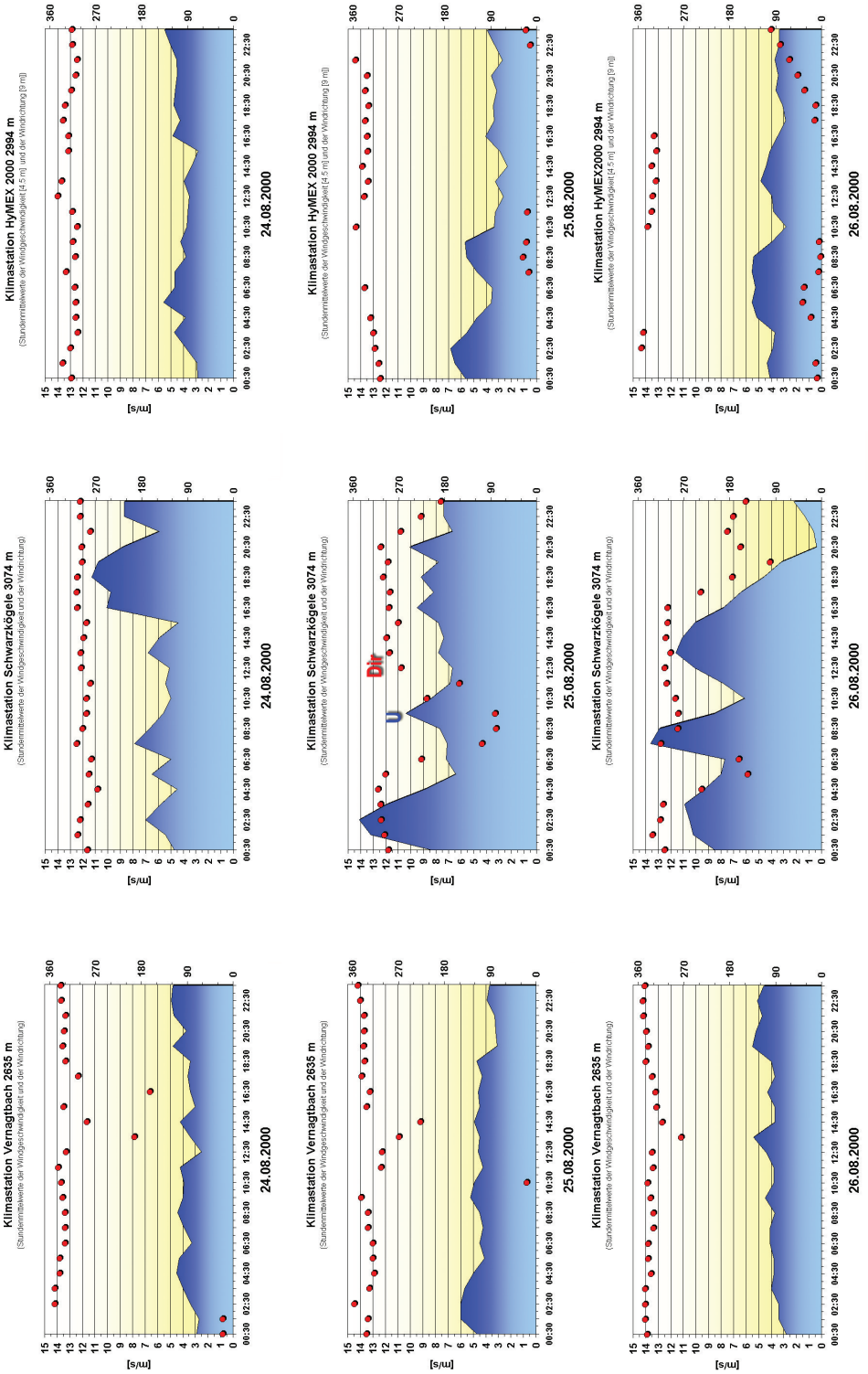
Verlauf der Temperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (S_G) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während ***HyMEX 98****.*



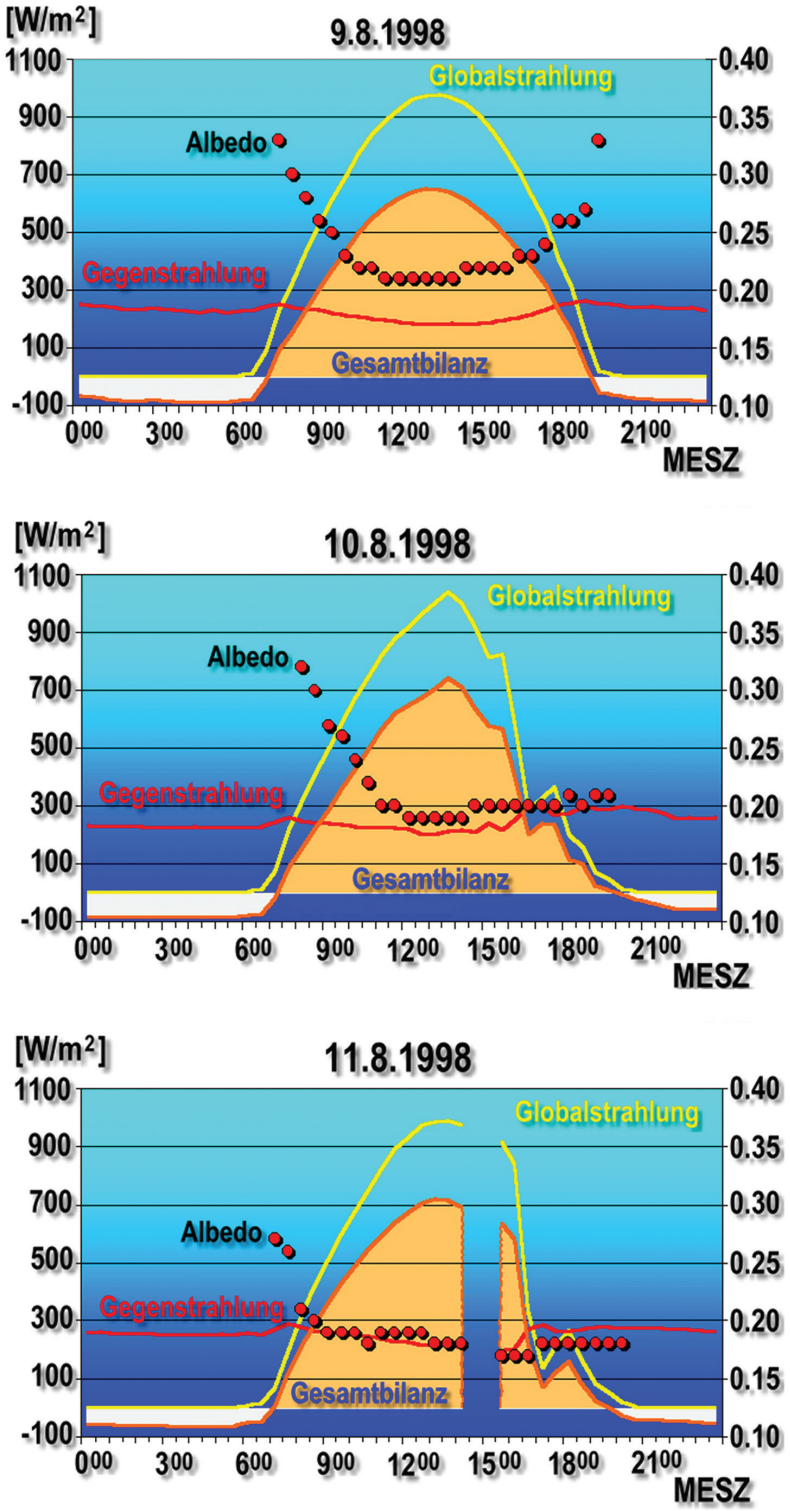
Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während ***HyMEX 98****.*



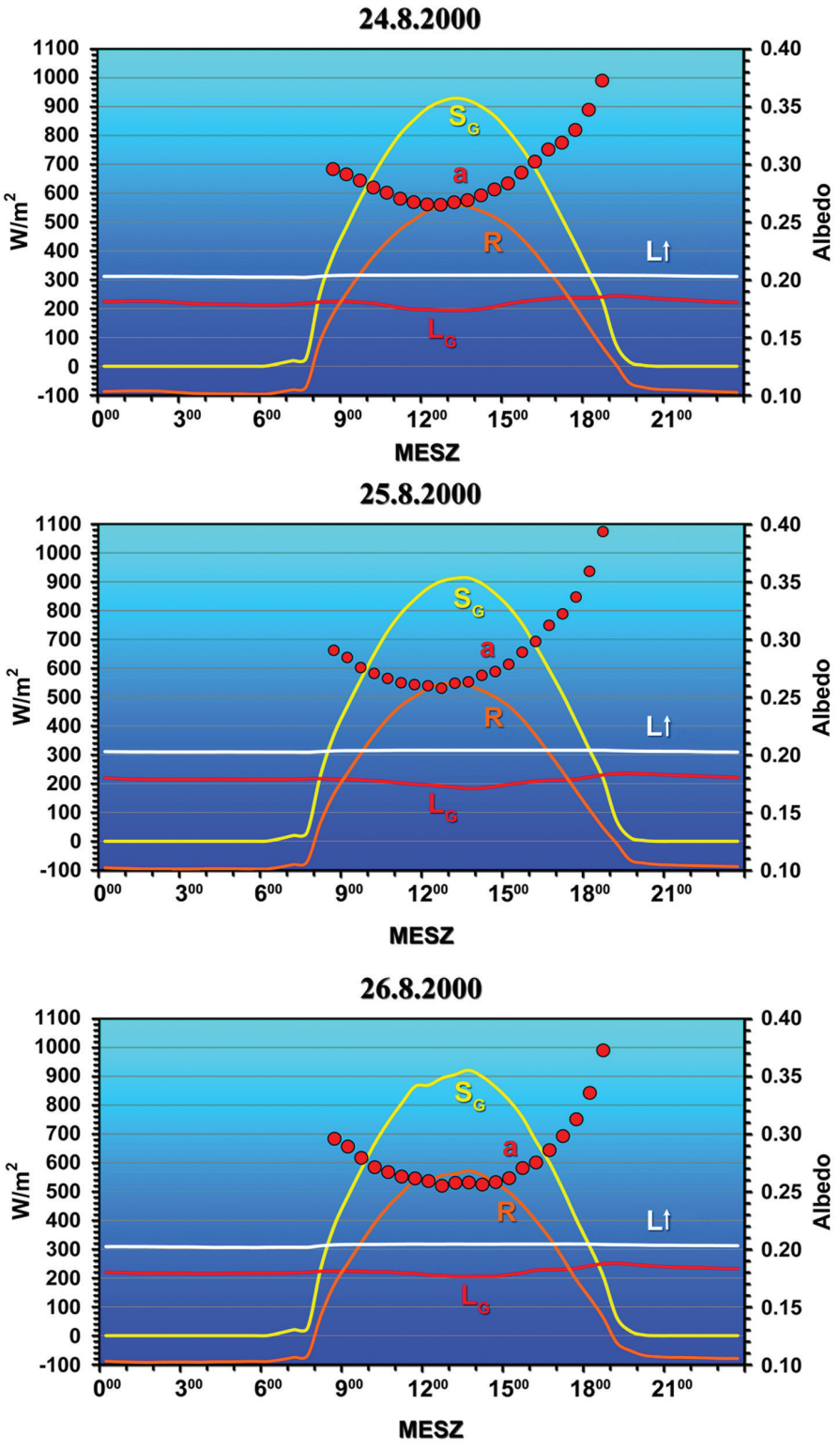
Verlauf der Lufttemperatur (T), des Dampfdrucks (e) und der Globalstrahlung (S_G) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen in 2 m Höhe an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während ***HyMEX 2000****.*



Verlauf der Windgeschwindigkeit (U) und der häufigsten Windrichtung (Dir) anhand von Stundenmittelwerten, gemessen an den drei Stationen Klimastation Vernagtbach, Schwarzkögele und der Energiebilanzstation auf dem Gletscher während ***HyMEX 2000****.*

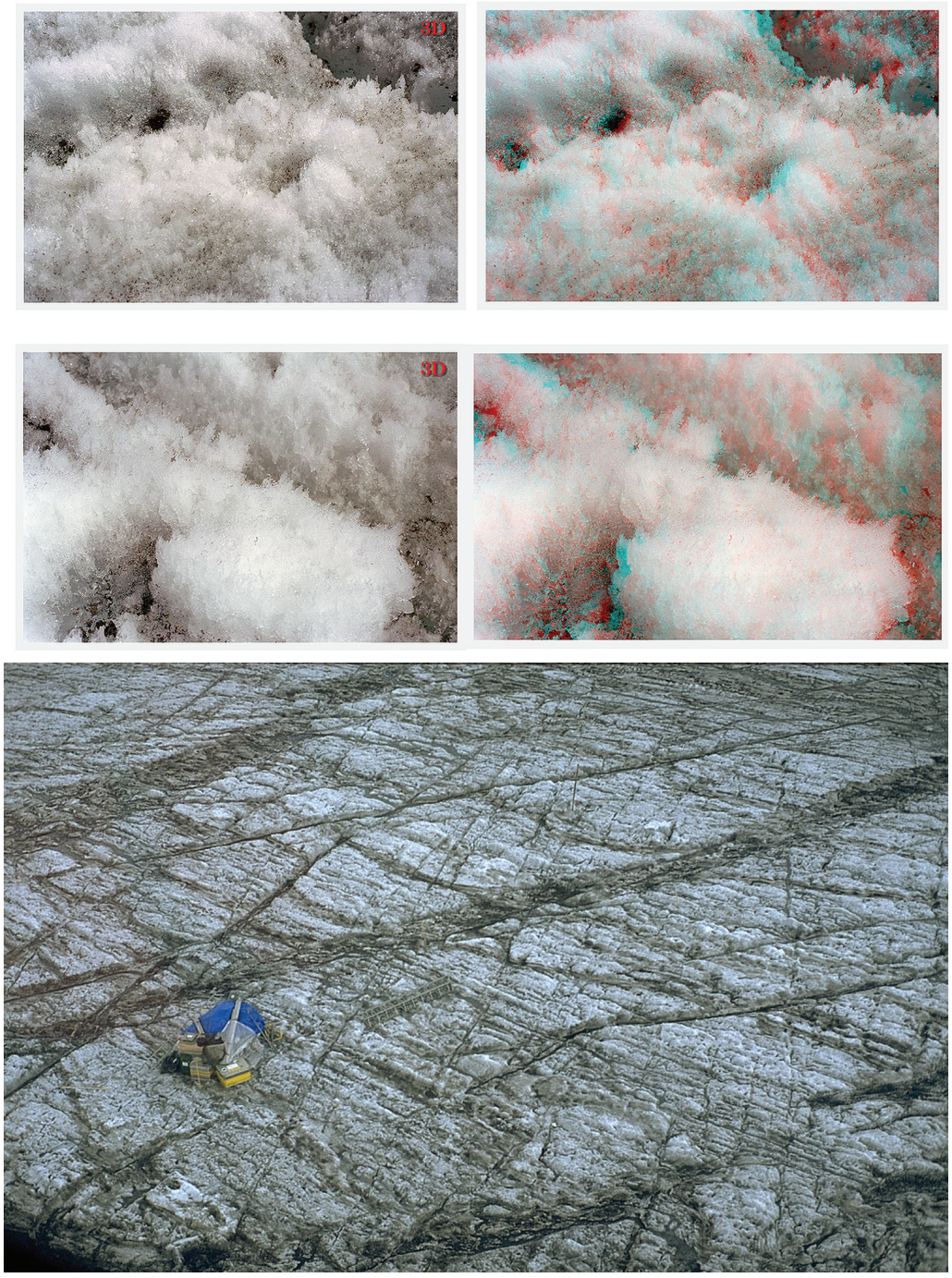


Albedo und lang- bzw. kurzwellige Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während ***HyMex98****.*

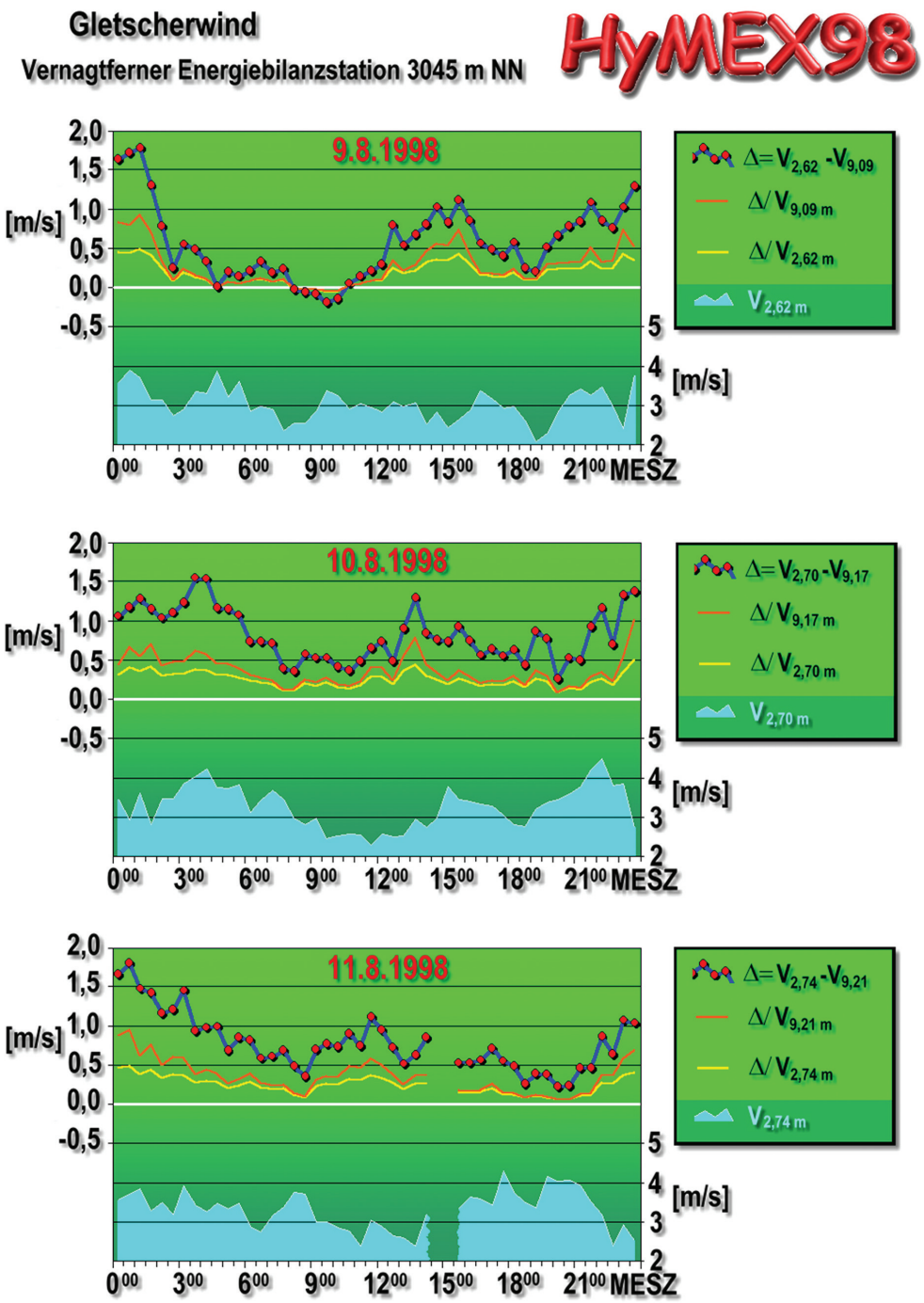


Albedo und die lang- und kurzwelligen Terme der Strahlungsbilanz an der Energiebilanzstation auf dem Vernagtferner während ***HyMEX 2000****.*

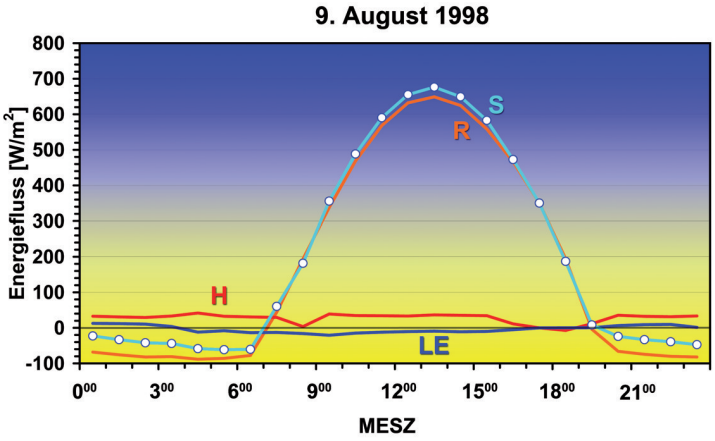
Oberflächenstruktur des Eises



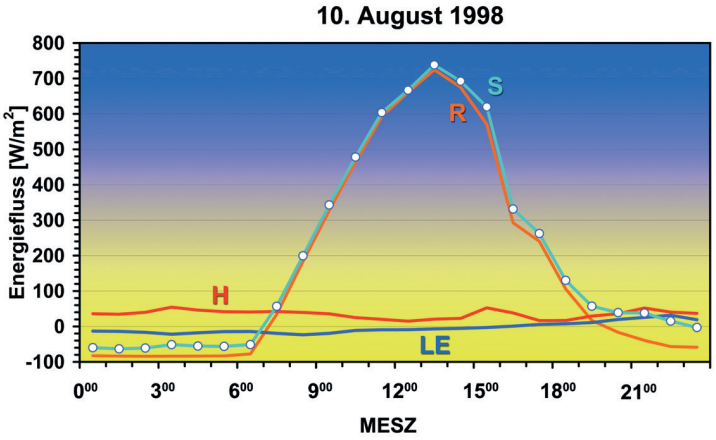
Die Oberflächenstruktur der Eisoberfläche bestimmt maßgeblich die Reflexionseigenschaften. Oben: Büßerschneeartige Feinstrukturen auf dem Eis unter Verdunstungsbedingungen während ***HyMEX 2000****. Die Bilder auf der rechten Seite können mit einer rot-cyan-Anaglyphenbrille dreidimensional betrachtet werden. Unten: Beinahe senkrechte Luftaufnahme vom Messplatz bei* ***HyMEX98*** *unter Kondensationsbedingungen. Die Oberfläche erscheint extrem dunkel.*



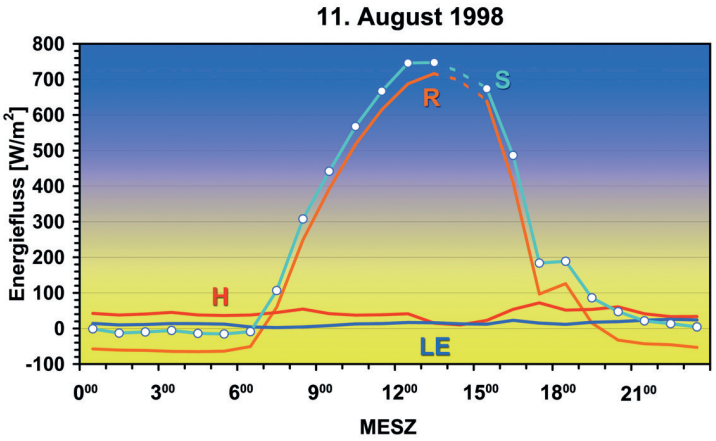
*Gletscherwind während der Intensivmessphase von **HyMEX98** anhand der Differenz der 30-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit (V) zwischen dem höchsten Messniveau über dem Eis und der Messung in 2.72 m Höhe. Positive Werte entsprechen einer Abnahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe. Durch die Gewichtung mit der Windgeschwindigkeit erhält man ein Maß für die Intensität des Gletscherwindes. Die blaue Fläche entspricht der Windgeschwindigkeit in der Umgebung des Maximums.*



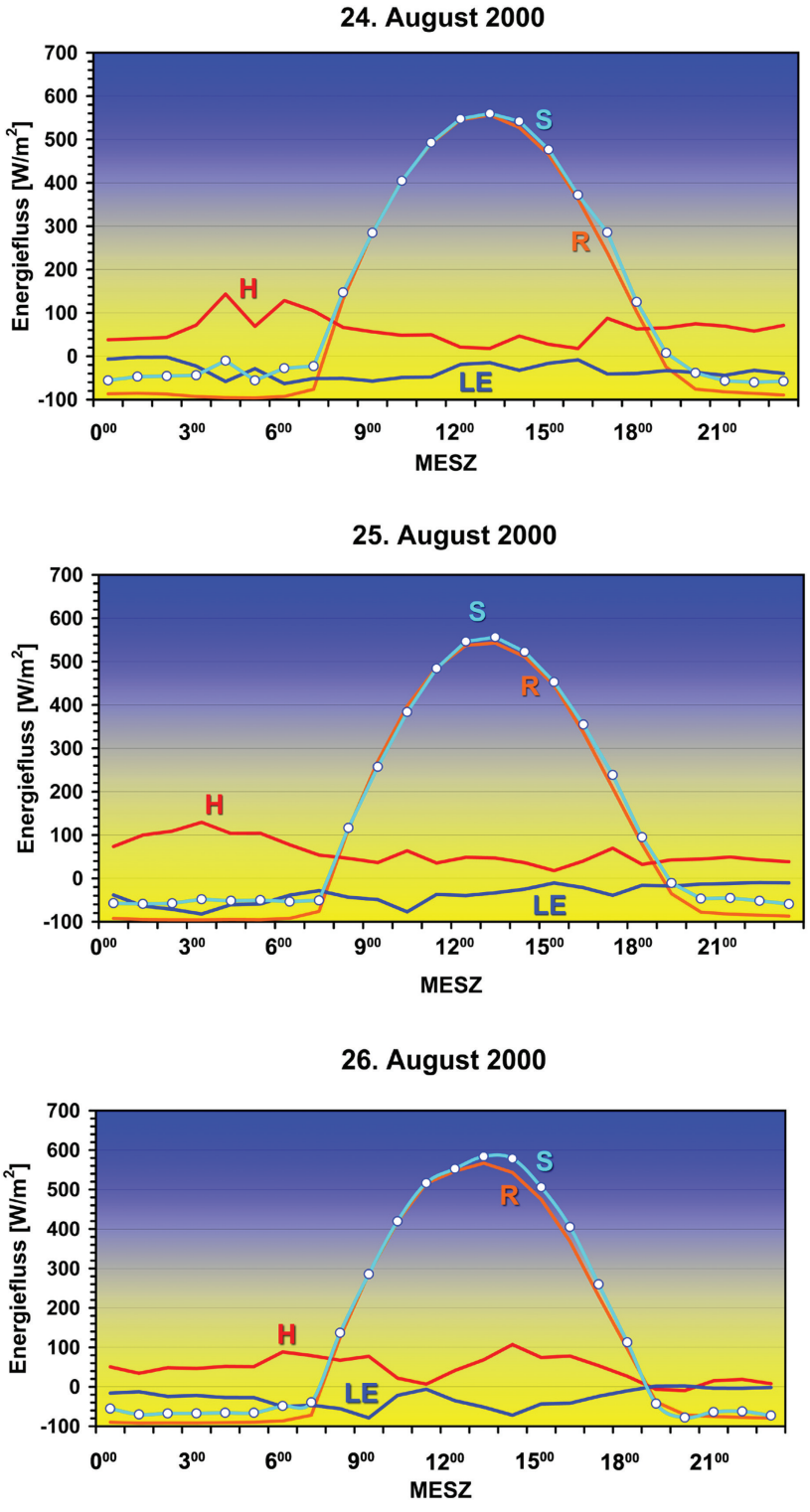
A: *Tagesgänge der Stundenmittelwerte der wesentlichen Terme der Energiebilanz der Gletscheroberfläche in W/m² am 9.8.1998 während* ***HyMEX98****. Die turbulenten Flüsse der fühlbaren (**H**) und latenten Wärme (**LE**) sind zu 70% nach der Eddykorrelationsmethode bestimmt, vorhandene Datenlücken anhand der im Abschnitt 6.6.2 beschriebenen Parametrisierungsansätze interpoliert. Die Netto-Strahlungsbilanz (**R**) entstammt korrigierten Messungen. Die für Schmelz- und Gefrierprozesse verfügbare Energie **S** ist als Restglied aus der Gesamtenergiebilanz bestimmt, wobei Flüsse in und aus dem Eis vernachlässigt werden.*



B: *Wie Abbildung A, jedoch für den 10.8.1998 während* ***HyMEX98****.*



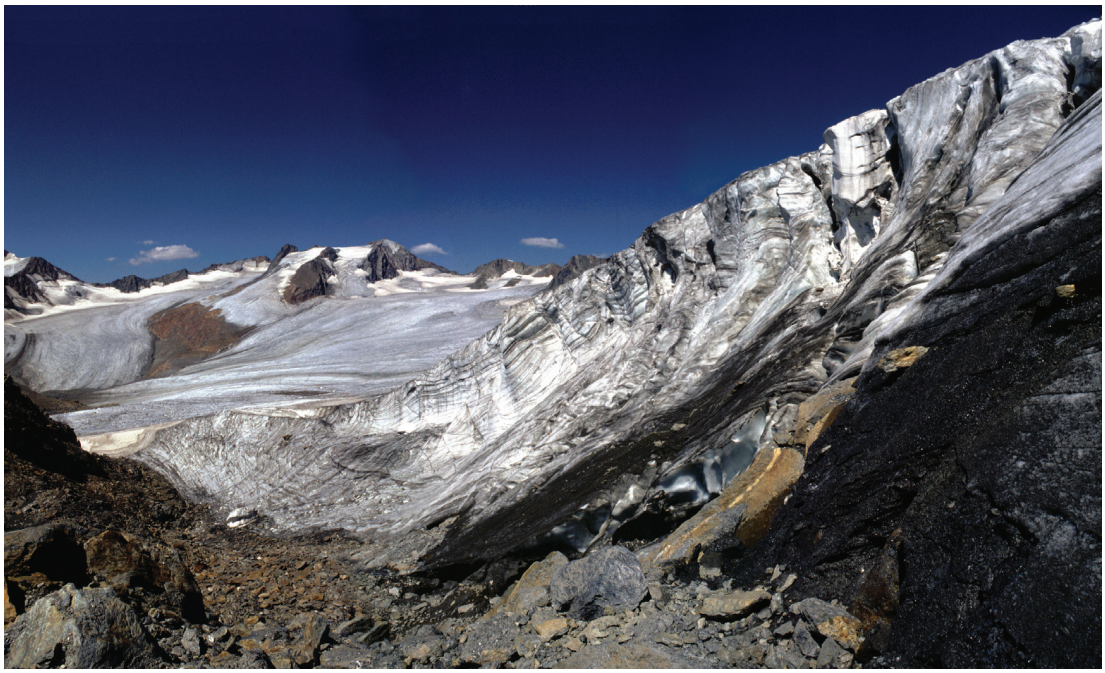
C: *Wie Abbildung A, jedoch für den 11.8.1998 während* ***HyMEX98****.*



Stundenmittel der Terme der Oberflächenenergiebilanz während ***HyMEX 2000****: H sensibler Wärmestrom, LE latenter Wärmestrom, R Strahlungsbilanz, S > 0 verfügbare Schmelzenergie*



A: *Im August des „Jahrfünfhundertsommers“ 2003 schießen gewaltige Mengen an Schmelzwasser über die Eisfläche des Vernagtferners in den Ötztaler Alpen zu Tal. (Foto: L. Braun)*



B: *Erstmals seit Beginn der Beobachtung des Vernagtferners wurde im Jahr 2003 die gesamte Fläche des Gletschers zum Ablationsgebiet. (Foto: L. Braun)*