



Veröffentlichungen der DGK

Ausschuss Geodäsie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

Reihe C

Dissertationen

Heft Nr. 831

Manuel Schilling

**Kombination von klassischen Gravimetern
mit Quantensensoren**

München 2019

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

ISSN 0065-5325

ISBN 978-3-7696-5243-7

Diese Arbeit ist gleichzeitig veröffentlicht in:

Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Geodäsie und Geoinformatik der Universität Hannover

ISSN 0174-1454, Nr. 350, Hannover 2019



Veröffentlichungen der DGK

Ausschuss Geodäsie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

Reihe C

Dissertationen

Heft Nr. 831

Kombination von klassischen Gravimetern mit Quantensensoren

Von der Fakultät für Bauingenieurwesen und Geodäsie

der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorgelegt von

M. Sc. Manuel Schilling

Geboren am 03.03.1976 in Husum

München 2019

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

ISSN 0065-5325

ISBN 978-3-7696-5243-7

Diese Arbeit ist gleichzeitig veröffentlicht in:

Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Geodäsie und Geoinformatik der Universität Hannover

ISSN 0174-1454, Nr. 350, Hannover 2019

Adresse der DGK:



Ausschuss Geodäsie der Bayerischen Akademie der Wissenschaften (DGK)

Alfons-Goppel-Straße 11 • D – 80 539 München
Telefon +49 – 331 – 288 1685 • Telefax +49 – 331 – 288 1759
E-Mail post@dgk.badw.de • <http://www.dgk.badw.de>

Prüfungskommission:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Steffen Schön

Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Müller

Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. Matthias Becker (TU Darmstadt)
Prof. Dr.-Ing. Ingo Neumann

Tag der mündlichen Prüfung: 11.02.2019

Kurzfassung

Die Geräteentwicklung im Bereich der Gravimetrie der vergangenen Jahrzehnte zeichnete sich in erster Linie durch eine Digitalisierung der Datenerfassung und -verarbeitung sowie einer Reduktion instrumenteller Fehlerquellen bei einer gleichzeitigen Miniaturisierung der Absolut- und Relativgravimeter aus. Als gänzlich neue Entwicklung des letzten Jahrzehnts, wenn auch schon als technische Möglichkeit in den 1990er Jahren demonstriert, tritt eine steigende Anzahl von Absolutgravimeter (AG) auf Grundlage der Atominterferometrie, also der Interferometrie mit Materiewellen, in Erscheinung. Diese sogenannten Quantengravimeter (QG), vom transportablen Laborinstrument bis hin zum ersten kommerziellen Produkt, stellen den ersten vollständig unabhängigen Ansatz zur Messung von g seit der Ablösung der Pendelapparate durch Feder- und Freifallgravimeter dar.

Die vorliegende Arbeit untersucht zunächst den Stand der Technik der klassischen, im Sinne der Newton'schen Physik, Absolut- und Relativgravimeter des Institut für Erdmessung (IFE). Die auf dem LaCoste & Romberg-Prinzip basierenden Federgravimeter ZLS Burris B-64 und Micro-g LaCoste gPhone-98 werden in dieser Arbeit als Referenz zu einem QG, in der Unterstützung von Absolutmessungen und zur Prüfung von Methoden zur Modellierung des Schwerfeldes eingesetzt. Es wurden instrumentelle Eigenschaften untersucht, z.B. der Kalibrierfaktoren der Gravimeter die über sechs Jahre hinweg mit einer relativen Unsicherheit von $1.3 \times 10^{-3} / 2.7 \times 10^{-4}$ für das gPhone-98/B-64 bestimmt werden konnten. Anhand von Gezeitenanalysen wurde ermittelt, dass innerhalb von etwa zehn Wochen die Parameter der amplitudenstärksten Wellengruppen mit einer Güte bestimmt werden können, dass der nicht korrigierte Gezeitenanteil unterhalb von 1 nm/s^2 liegt. Anhand des im Jahr 2012 aufgerüsteten Micro-g LaCoste FG5X-220 wurde die Rückführung der Messungen auf die SI-Einheiten (Internationales Einheitensystem) demonstriert. Die Untersuchungen haben eine Anfälligkeit des Rubidium Oszillators für Helium aufgedeckt, die zu systematisch verfälschten Messungen führen kann. Durch die Fortsetzung von episodischen Messungen an verschiedenen Stationen konnte das FG5X-220 eine höhere Präzision im Vergleich zu dem FG5-220 demonstrieren. Diese Gravimeter wurden in einem Projekt mit dem Gravimetric Atom Interferometer (GAIN), einem an der Humboldt-Universität zu Berlin entwickelten QG, eingesetzt. Im Verlauf des Projektes konnte GAIN eine hohe Präzision in der Erfassung von Zeitreihen demonstrieren und gleichzeitig systematische Vorteile, z.B. zur Zeit höherer mikroseismischer Aktivität, gegenüber den klassischen Gravimetern aufzeigen. Es wurde deutlich, dass diese neuartigen Quantensensoren höhere Anforderungen an die Reduktionen zeitlicher Schwereänderungen stellen. Am Beispiel der atmosphärischer Massenänderungen wurde eine Reduktion auf Grundlage von 3D-Wettermodellen erstellt und an zwei Stationen getestet. Neben den transportablen QG entstehen vereinzelt stationäre Atominterferometer, wie das Very Large Baseline Atom Interferometer (VLBAI) an der Leibniz Universität Hannover. Für diese 10 m Atomfontäne wurden Modellierungen zur Berechnung von g innerhalb des Instrumentes vorgenommen und durch gravimetrische Messungen getestet. Bei einem Test der verwendete Methode zur Modellierung des Schwereeffektes von geometrischen Körpern am Beispiel einer Kraftmaschine der Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig konnte eine Übereinstimmung zwischen Modell und Messung innerhalb der Messunsicherheit der verwendeten Gravimeter erreicht werden.

Schlagworte: Absolutgravimeter, Atmosphärenmodellierung, Atominterferometer, geometrisches Modell, Gravimetrie, Mikrogravimetrie, Quantengravimeter, Relativgravimeter

Summary

The development of gravimetric instruments in the past decades was characterised primarily by the digitalisation of data acquisition and processing as well as a reduction of instrumental error sources and simultaneous miniaturisation of absolute and relative gravimeters. As an entirely new development of the last decade, even if already demonstrated as a technical possibility in the 1990s, an increasing number of absolute gravimeters (AG) based on atomic interferometry, i.e. interferometry with matter waves, have appeared. These so-called quantum gravimeters (QG), from portable laboratory instruments to the first commercial product, represent the first completely independent approach to measuring g since spring and free-fall gravimeters replaced the pendulum apparatus.

This thesis examines the state of the art of classical, in the sense of Newtonian physics, absolute and relative gravimeters of the Institut für Erdmessung (IfE). The spring gravimeters ZLS Burris B-64 and Micro-g LaCoste gPhone-98, which are based on the LaCoste & Romberg principle for spring gravimeters, are used as a reference for QG, in support of absolute gravity measurements, and for testing the methods of modelling the gravitational field. Instrumental properties are investigated, e.g. the calibration factors of the gravimeters which were determined over six years with a relative uncertainty of $1.3 \times 10^{-3}/2.7 \times 10^{-4}$ for the gPhone-98/B-64. Based on tidal analyses, it was determined that, within about ten weeks, the parameters of the largest wave groups could be identified with a quality that the uncorrected tidal effect is below 1 nm/s^2 . Using the Micro-g LaCoste FG5X-220, which was upgraded in 2012 to the latest generation of AG, the traceability of the measurements to the SI units (International System of Units) is demonstrated. The investigations revealed a susceptibility of the rubidium oscillator to helium, which can lead to a systematic error in the measurements. By continuing the FG5-220s time series of episodic measurements at several stations, the FG5X-220 could demonstrate a higher precision than the former. The forementioned gravimeters were used in a project with the Gravimetric Atom Interferometer (GAIN), a QG developed at Humboldt-Universität zu Berlin. In the course of the project, GAIN was able to demonstrate its high precision in the acquisition of gravity time series and, at the same time, to show systematic advantages compared to classical gravimeters, e.g. at times of high microseismic activity. It became obvious that these novel quantum sensors place higher demands on the reductions of temporal gravity changes. As an example, the gravity effect of atmospheric mass changes based on 3D weather models was created and tested at two stations. In addition to the transportable QGs, a small number of stationary atomic interferometers such as the Very Large Baseline Atom Interferometer (VLBAI) at Leibniz University Hannover are developed. For this 10 m atomic fountain, a model was implemented to calculate g within the instrument and tested by gravimetric measurements. The method to model the gravity effect of arbitrary geometric shapes was applied to a force standard machine at Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, as a proof of concept. The agreement between the model and the measurement is within the measurement uncertainty of the gravimeters used.

Keywords: absolute gravimeter, atmospheric modelling, atom interferometer, geometric model, gravimetry, microgravimetric survey, quantum gravimeter, relative gravimeter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Entwicklung der Gravimeter	3
2.1.1	Funktionsprinzip Freifall-Absolutgravimeter	4
2.1.2	Stand der Technik Absolutgravimeter	6
2.1.3	Funktionsprinzip der Relativgravimeter	10
2.1.4	Relativgravimetrische Methoden	13
2.1.5	Anwendungen gravimetrischer Messungen	15
2.1.6	Abgrenzung klassischer gegenüber neuartiger Sensoren	16
2.1.7	Entwicklungen der Atominterferometer und Quantengravimeter	16
2.2	Zeitlich variable Schwereeffekte	25
2.2.1	Gezeiten	25
2.2.2	Atmosphäre	28
2.2.3	Polbewegung	36
2.2.4	Lokale Hydrologie	38
2.3	Methoden der Modellierung geometrischer Objekte	38
3	Kombination klassischer Instrumente und Quantensensoren	41
3.1	Die klassische Referenz: Untersuchung des FG5X-220	41
3.1.1	Umrüstung des FG5-220 auf das FG5X-220	41
3.1.2	Rückführung des FG5X-220 auf SI-Einheiten	42
3.1.3	Zur Genauigkeit des FG5X-220	51
3.2	State-of-the-Art Relativgravimeter	52
3.3	Charakterisierung von Quantengravimetern	58
3.3.1	Vergleichskampagnen in Berlin	59
3.3.2	Vergleichskampagne in Onsala	62
3.4	Anforderungen an Reduktionen neuartiger Sensoren	65
3.4.1	Verbesserte Atmosphärenmodellierung	65
3.4.2	Vergleich der ERA5 Lösung mit Atmacs	69
4	Modellierung beliebiger Körper	73
4.1	Erste Tests anhand Laborumgebungen	73
4.1.1	Gravimetermesskampagne	75
4.1.2	Modell der 200 kN Kraft-Normalmesseinrichtung	76
4.1.3	Vergleich Messung und Modell	79
4.1.4	Berechnung der Schwere innerhalb der Belastungskörper	79
4.2	Modellierung des VLBAI	80
4.2.1	Das Modell des HITec Gebäudes	80
4.2.2	Gravimetrische Messkampagne	82
4.2.3	Effekt der Ausstattung am Beispiel der optischen Tische	85
4.2.4	Beitrag der lokalen Hydrologie	86

4.2.5 Zusammenfassung der Modellierung im Umfeld des VLBAI	87
5 Zusammenfassung und Ausblick	89
A Quantengravimeter: Ergänzungen	93
A.1 Atominterferometer Sequenz	93
A.2 Das Gravimetric Atom Interferometer	95
B Absolutgravimetrie mit dem FG5X-220: Ergänzungen	97
B.1 Geräteuntersuchungen	97
B.1.1 Einfluss der Super Spring	97
B.1.2 Bestimmung des Coriolis-Effekt	99
B.2 Absolutgravimetervergleiche	101
B.3 FG5X-220 Zeitreihen	102
C Ergänzende Untersuchungen der Relativgravimeter	105
C.1 Defekt am ZLS B-64	105
C.2 Kalibrierfaktoren der IfE Relativgravimeter	106
C.3 ZLS B-114	108
D Arbeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt	109
D.1 Die 200 kN K-NME der PTB	109
D.2 Koordinatensystem an der Kraft-Normalmesseinrichtung (K-NME)	110
D.3 Absolutgravimetermessungen	111
E Hannover Institut für Technologie	113
E.1 Gravimetrische Messungen	114
Abkürzungsverzeichnis	117
Literatur	119

Abbildungsverzeichnis

2.1	Lichtweg des FG5 Laserinterferometer und Interferenzsignal.	5
2.2	FG5 Gravimeter und Interferometer Schema	6
2.3	Relativgravimeter Schema	11
2.4	Schematische Darstellung der Interaktion zwischen Atom und Photon	17
2.5	Elemente eines Atominterferometers	18
2.6	Schematische Darstellung eines Atominterferometers	19
2.7	CAG und GAIN Quantengravimeter	21
2.8	Muquans AQG und QG1 Quantengravimeter	22
2.9	Das Very Large Baseline Atom Interferometer	23
2.10	Gezeitenbeschleunigung des Mondes	26
2.11	ERA5: Modell- und Luftdruckschichten	29
2.12	Luftdruck Messung und ERA5 Modell	30
2.13	Höhenprofile der Dichte in der Atmosphäre	33
2.14	Lokales Zylindermodell	34
2.15	Vergleich von Atmacs und ECMWF	35
2.16	Polbewegung und Effekt in Hannover	36
2.17	Polkorrektur am FG5X-220	37
2.18	Geometrische Körper	39
3.1	Einlaufverhalten Rubidium Oszillator	44
3.2	FG5X-220 Frequenzvergleiche	45
3.3	Messung am BFO Schiltach mit Drift des FG5X-220	46
3.4	Absolutgravimetervergleiche 2011–2015 (Auszug)	48
3.5	FG5(X)-220 Gravimetervergleiche 2003–2015	49
3.6	Zeitreihe der IfE Gravimeter an der TU Clausthal	51
3.7	Relativgravimeter des IfE	53
3.8	Eichfaktoren verschiedener Relativgravimeter	54
3.9	ZLS B-64 Luftdruckeffekt	56
3.10	Vergleich des ZLS B-64 und OSG-054	58
3.11	GAIN und gPhone-98 Messungen in Berlin	60
3.12	GAIN und FG5X-220 Messungen in Berlin	61
3.13	FG5X-220 Messungen in Onsala	63
3.14	Absolutgravimeter und Seismometer in Onsala	64
3.15	Vergleich der ERA5 Modell- und Luftdruckschichten	66
3.16	ERA5 Modell von 50 km – 80 km	67
3.17	Reduktion der Anzahl der Modellschichten	68
3.18	Beitrag der IB und NIB Hypothese	69
3.19	Direkter und indirekter Effekt der Atmosphäre in Onsala	70
3.20	Reduzierte SG Beobachtungen in Onsala	71
3.21	Reduzierte SG Beobachtungen in Wettzell	72
4.1	Schematische Darstellung einer Kraftmaschine	74

4.2	Relativgravimetrisches Schwerenetz an der 200 kN K-NME	75
4.3	Schwerefeldmodell der K-NME	76
4.4	Übertragung des Schwerewertes in die Höhe	77
4.5	Attraktion unter Variation der Parameter	78
4.6	Schwerefeldmodell des VLBAI	81
4.7	Relativgravimetrisches Schwerenetz im HITec	83
4.8	Vergleich des VLBAI Model und Messungen	84
4.9	Variation des Ausstattung am Beispiel optischer Tische	85
4.10	Grundwassereinfluss am VLBAI und Gravimetrielabor	87
A.1	Atominterferometersequenz	93
A.2	FG5X-220 und GAIN in Onsala	95
A.3	Schematische Darstellung der GAIN Fallkammer	96
B.1	Drift der FG5X-220 Super Spring	98
B.2	Schematische Darstellung der Messung der Horizontalbewegung	99
B.3	Messungen des XY-Detektor	100
B.4	Absolutgravimetervergleiche 2011–2015 (vollständig)	101
B.5	FG5X-220 Zeitreihe in Berlin	102
B.6	FG5X-220 Zeitreihe in Onsala	102
C.1	ZLS B-64 Luftdruckdefekt	106
C.2	ZLS B-114 Luftdruckeffekt	108
D.1	Die 200 kN K-NME	109
D.2	Koordinatensystem der K-NME	110
D.3	FG5(X)-220 Zeitreihe an der PTB	111
E.1	Grundriss des HITec Untergeschoss	113
E.2	Lageplan und Maße der VLBAI Labore	115

Tabellenverzeichnis

2.1	Fehlerbudget des FG5 Gravimeters	8
3.1	Gravimeterdrift moderner Federgravimeter	55
4.1	Schweredifferenzen an der PTB aus Messungen in 2015 und 2016	79
C.1	Kalibrierfaktoren IfE Federgravimeter	107
D.1	Massen der 200 N K-NME der PTB	110
D.3	Absolutgravimetermessungen des IfE an der PTB in Braunschweig	111
E.1	HITec Schweremessungen im Juni 2017	114

1 Einleitung

Die Technik moderner Gravimeter fußt im Wesentlichen auf Entwicklungen der 1940/50er Jahre mit LaCoste & Romberg-Federgravimetern (L&R). In den 1960er Jahren erfolgte die Entwicklung des Supraleitgravimeter (SG)s, das die Relativgravimetrie um die hochpräzise Aufzeichnung von zeitlichen Schwereänderungen auf Zeitskalen von Sekunden bis hin zu Jahrzehnten erweiterte. Die Nachfolgegenerationen der L&R Relativgravimeter (RG), insbesondere aus den 1970/80er Jahren sind zum Teil noch heute im Einsatz und das L&R-Prinzip findet heute Anwendung in verschiedenen weiteren RG. Alternativ dazu sind seit den 1990er Jahren Instrumente der Firma Scintrex mit einer vertikalen Federgeometrie erhältlich. Aus der Entwicklung des ersten SG ist die Firma GWR Instruments hervorgegangen. Im Bereich der Absolutgravimetrie wurde in den 1960er Jahren ein erstes Absolutgravimeter (AG) auf Grundlage eines Lichtinterferometers und schließlich in den 1980er Jahren das erste AG auf Basis eines Laserinterferometers vorgestellt, das in einer kleinen Serie produziert wurde. Die Nachfolgegeneration dieses Instruments stellt heute den Quasistandard in der Absolutgravimetrie dar. Mit der Entwicklung transportabler Quantengravimeter (QG) wird erstmals seit Jahrzehnten eine neue Methode zur Messung von g eingeführt, die das Potential zur Steigerung der erreichbaren Genauigkeit und Sensitivität von Gravimetrischen Sensoren mit sich bringt und neue Anwendungsfelder erschliesst.

Die Anforderungen an die Präzision und absolute Genauigkeit der angewandten Gravimetrie sind in den letzten Jahren deutlich gestiegen. In der Geophysik werden zunehmend kleinere Signale untersucht, die sich im Bereich weniger 10 nm/s^2 bewegen. Gitlein (2009) hat in einem Projekt zur Bestimmung der fennoskandischen Landhebung über fünf Jahre hinweg an verschiedenen Stationen Trends im Bereich von $-10 \text{ nm s}^{-2}/\text{a}$ bis $-20 \text{ nm s}^{-2}/\text{a}$ mit dem FG5-220 festgestellt. Dies erfordert eine hohe Stabilität des Messniveaus des Gravimeters über Jahre hinweg. Für das gerade am Markt eingeführte Absolute Quantum Gravimeter (AQG) gibt der Hersteller Muquans eine Langzeitstabilität von unter 10 nm/s^2 an (Ménoiret et al., 2018). Mit diesem Instrument könnte ein vergleichbarer Trend in kürzerer Zeit festgestellt werden. Gleichzeitig erfordert die Entwicklung und Einführung neuer Sensoren zur Schweremessung die Charakterisierung, zumeist durch Vergleichsmessungen mit einer bekannten Referenz. Ein Ansatz zur Neudefinition des Kilogramms in der Metrologie stellt die Watt-Waage dar, dessen Prinzip die genaue Kenntnis der absoluten Schwere g an der Stelle der Wägung voraussetzt. Im Rahmen der Entwicklung einer Watt-Waage am Nationalen Metrologischen Institut Frankreichs wurde eigens ein QG entwickelt (Le Gouët et al., 2008). Am neu eingerichteten Hannover Institut für Technologie (HITec) werden zukünftig in einer 10 m hohen Atomfontäne, dem Very Large Baseline Atom Interferometer (VLBAI), Experimente zur Grundlagenforschung durchgeführt. Des Weiteren verspricht dieses Gerät erstmalig die Realisierung eines Gravimeters übergeordneter Genauigkeit als direkter Vergleich zu mobilen kommerziellen Instrumenten. Diese Experimente erfordern jedoch die Kenntnis des Schweregradienten entlang des Fallweges der Atome innerhalb der Fontäne. Dieser Gradient ist wiederum abhängig von den umgebenden Massen, also z.B. dem Gebäude, Eigengravitation des Instruments und Änderungen in der Hydrologie. Allen diesen Anwendungen ist gemein, dass sehr geringe Schweresignale untersucht werden, die von den restlichen natürlichen und anthropogenen Schwereänderungen getrennt werden müssen. Dazu werden zumeist Modelle genutzt, die z.B. die Erdzeiten oder den Einfluss atmosphärischer Massenvariationen berechnen.

Ziel dieser Arbeit ist die Feststellung des Standes der Technik moderner Absolut- und Relativgravimeter und deren Vergleich in der Entwicklung des Gravimetric Atom Interferometer (GAIN) Quantengravimeters sowie die Kombination der klassischen Instrumente mit den neuartigen Quantensensoren. Letzteres erfordert zusätzlich die Modellierung einer Reihe von Einflussfaktoren auf das Schwerfeld, um beispielsweise Messungen von Gravimetern in das Innere des VLBAI zu übertragen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf den Instrumenten des Instituts für Erdmessung IfE und den notwendigen Schritten zur Charakterisierung des Schwerfeldes im Umfeld des VLBAI.

Die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit sind in Kapitel 2 zusammengefasst. Es wird ein kurzer Abriss der Entwicklung der Absolut- und Relativgravimeter skizziert und die Funktionsprinzipien aktueller Gravimeter dargestellt. Weiterhin werden die in dieser Arbeit angewendeten gravimetrischen Methoden und allgemeinere Anwendungen beschrieben. Neben den klassischen Gravimetern wird auch die Entwicklung der Quantengravimeter und das Funktionsprinzip der Atominterferometrie zur Messung von g erläutert. Bei der Beschreibung der Atominterferometrie wird sich auf das Prinzip der Raman-Interferometrie beschränkt, das in den gezeigten Beispielen angewendet wird. Die Beschreibung der zeitlich variablen Schwereeffekte in diesem Kapitel stellt neben den Gezeiten, Polbewegung und hydrologischen Einflüssen die Methode der Berechnung des direkten und indirekten Effektes atmosphärischer Massenänderungen ausführlich dar.

Die Charakterisierung der klassischen Gravimeter und Vergleiche zwischen dem Gravimetric Atom Interferometer (GAIN) sind in Kapitel 3 beschrieben. Das von Gitlein (2009) untersuchte Micro-g LaCoste FG5-220 wurde im Jahr 2012 umfangreich erneuert und auf das FG5X-220 aufgerüstet. Das Prinzip der Rückführung von Absolutschweremessungen auf SI-Einheiten (Internationales Einheitensystem) wird am Beispiel des FG5X-220 dargestellt. Dies beinhaltet einerseits die Teilnahme an Vergleichsmessungen mit anderen Gravimetern und andererseits die regelmäßige Prüfung verschiedener Komponenten des Gravimeters. Zusätzlich werden die Untersuchung zu den seit wenigen Jahren verfügbaren Micro-g LaCoste gPhone-98 und ZLS Burris Gravity Meter B-64 zusammengefasst. Das gPhone-98 und das FG5X-220 wurden in Vergleichsmessungen begleitend in der Entwicklung von GAIN eingesetzt. Diese Messkampagnen werden vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Weiterhin werden die Ergebnisse einer verbesserten Modellierung des Einflusses der Atmosphäre auf Schweremessungen dargestellt als Erweiterung des Ansatzes von Gitlein (2009), da die gewöhnlich verwendete Methode eines linearen Faktors noch Reste der Atmosphäre in der Größenordnung von ein paar 10 nm/s^2 aufweisen kann. Durch die Verwendung eines Wettermodells des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) kann der verbleibende atmosphärische Effekt deutlich verringert werden. Diese Methode kann angewendet werden, wenn die Schwereänderungen nicht parallel mit einem SG aufgezeichnet werden.

Die Modellierung der Änderung des Schwerfeldes durch die Installation neuer Maschinen und Geräte und die Übertragung gemessener Schwerewerte in das Innere dieser Maschinen und Geräte wird in Kapitel 4 beschrieben. Die für diese Arbeit angewendete Methode zur Modellierung geometrischer Körper konnte an der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig bei der Installation einer neuen Kraft-Normalmesseinrichtung implementiert und durch Messungen überprüft werden. Dann wird das Modell des HITec-Gebäudes beschrieben und verschiedene Einflüsse auf das zukünftige VLBAI abgeschätzt und die Ergebnisse aus dem Vergleich mit einer Messkampagne am VLBAI Standort diskutiert.

Die Arbeit wird mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf weitere Arbeiten zur Bestimmung des Schwerfeldes in der Kombination mit Quantensensoren abgeschlossen.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel stellt die Grundlagen der weiteren Arbeit dar. Zunächst wird die Entwicklung der modernen Absolut- und Relativgravimeter zusammen gefasst. Weiterhin werden die Methoden der Atominterferometrie zur Messung der Schwerebeschleunigung g und die Entwicklung transportabler QG beschrieben. Im nächsten Teil wird die Berücksichtigung der zeitlich variablen Anteile der Schwere bezüglich der Gezeiten, Atmosphäre und Hydrologie dargestellt. Abgeschlossen werden die Grundlagen durch die Beschreibung verschiedener Methoden zur Modellierung des Schwereinflusses verschiedener Körper.

2.1 Entwicklung der Gravimeter

Die Entwicklung und Anwendung von Instrumenten zur Bestimmung des absoluten Schwerewertes g hat ihren Ursprung im 18. Jahrhundert. Bis in die Mitte des 20. Jahrhunderts wurden überwiegend Pendelmessungen zur Bestimmung des Schwerefeldes für geodätische und geophysikalische Anwendungen genutzt. Die Ablösung der Pendelapparate in der Absolutgravimetrie erfolgte durch die Entwicklung optischer Interferometer in den 1960er Jahren (z. B. Faller, 1963; Faller, 1965, auf der Grundlage weißen Lichts). Eine umfangreiche Beschreibung der Arbeiten dieser Zeit findet sich z. B. in Torge (1989). Diese Entwicklung führte zum Joint Institute for Laboratory Astrophysics (JILA) Freifall-AG auf Grundlage eines Laserinterferometers (Zumberge et al., 1982; Faller et al., 1983). Eines dieser in einer Serie aus sechs Instrumenten produzierten Gravimeter wurde seit 1986 am Institut für Erdmessung (IfE) eingesetzt (JILAg-3, Torge et al., 1987; Timmen, 1994). Das erste Gravimeter einer neuen Generation, das FG5 als Weiterentwicklung des JILAg, wurde 1993 vorgestellt (Carter et al., 1994). Sie sind in weiterentwickelter Form bis heute erhältlich. Die wesentlichen Komponenten eines AG sind jedoch seit dem JILAg in den heute verwendeten Instrumenten weiterhin enthalten (Niebauer, 2007; Timmen, 2010):

- Vakuumsystem mit einem frei fallendem makroskopischem Objekt,
- Laserinterferometer und Zeitnormal zur Verfolgung des fallenden Objektes und
- Inertiale Referenz und seismische Isolierung.

Natürlich hat es in den vergangenen Jahrzehnten eine Weiterentwicklung in allen Bereichen gegeben. Im Laufe der Gerätegenerationen erfolgten z. B. die Miniaturisierung und Leistungssteigerung der Geräteelektronik sowie die Entwicklung alternativer Ansätze bestehender Komponenten (z. B. Vitouchkine und Faller, 2002). Des Weiteren gibt es konzeptionelle Unterschiede, wie die Konfiguration des Interferometers als Michelson-Interferometer beim JILAg Gravimeter und dem Mach-Zehnder-Interferometer in den Nachfolgenerationen der Micro- g LaCoste¹ FG5, FG5X oder auch A10 Gravimeter. Auch von der JILAg/FG5 Reihe unabhängige Entwicklungen, z. B. die IMGC Gravimeter (Cerutti et al., 1974; D’Agostino et al., 2008) umfassen ähnliche Komponenten. In Abschnitt 2.1.7 wird sich zeigen, dass selbst Quantengravimeter diese Komponenten in abgewandelter Form enthalten.

¹ehemals Axis Instruments Company und Micro- g Solutions Inc.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Micro-g LaCoste FG5X-220 eingesetzt. Die folgenden Ausführung beziehen sich auf diese Bauart (FG5 und FG5X) und im besonderen das Instrument des IfE.

2.1.1 Funktionsprinzip Freifall-Absolutgravimeter

Die derzeit am weitesten verbreitete Methode der Absolutgravimetrie leitet den absoluten Schwerewert g aus der Beobachtung eines makroskopischen Objektes im freien Fall unter Einfluss der Schwerebeschleunigung ab. Mit der Ausnahme des IMGC-02 Gravimeters wird ein Retroreflektor (Tripelspiegel bzw. Corner Cube Reflector) in einer evakuierten Kammer fallen gelassen und dabei von einem Laserstrahl beleuchtet. Zur Unterdrückung der Effekte der verbleibenden Atmosphäre in der Fallkammer fällt der Reflektor innerhalb einer so genannten drag-free Chamber, die zusammen mit dem fallenden Prisma beschleunigt wird. So befindet sich der Reflektor zusammen mit der Restatmosphäre innerhalb der Kammer im freien Fall und der Widerstand, den der fallende Körper durch die Restatmosphäre erfährt, wird reduziert. Diese drag-free Chamber dient gleichzeitig als Aufzug, mit dem der Reflektor nach dem Fall wieder in die Ausgangslage gebracht wird. Ein solches Freifall-Experiment wird auch als Drop bezeichnet, eine Serie aus 50 bis 100 Drops wird als Set bezeichnet. Die FG5(X) g-Software berechnet den Mittelwert, im Folgenden als Setmittel bezeichnet, und die Standardabweichung des Mittelwertes der Drops eines Sets, den Dropscatter. Eine Aufstellung des Gravimeters mit einer Serie aus 12 bis 24 Sets wird Run genannt. Die g-Software berechnet den endgültigen g Wert des Runs als anhand der Varianz σ_i der Setmittel g_i gewichteten Mittelwert:

$$g = \frac{\sum_{i=1}^n g_i \frac{1}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}. \quad (2.1)$$

Bei Messungen, die mehrere Tage andauern, wird das Gravimeter nach einem Run jeweils neu auf dem Punkt aufgebaut, so dass die Messung an einer Station aus zwei bis drei Runs besteht. Bei der Neuaufstellung des Gravimeters wird ggf. auch die Orientierung des Gerätes zwischen Nord- und Südaufstellung gewechselt.

Der freie Fall eines Körpers der Masse m wird beschrieben durch die folgende Bewegungsgleichung (z.B. Timmen, 2010; Torge und Müller, 2012):

$$m\ddot{z} = mg(z). \quad (2.2)$$

Dabei ist $\ddot{z}$ die zweite Ableitung der Position, gemessen entlang der Lotrichtung, nach der Zeit t :

$$\ddot{z} = \frac{d^2 z}{dt^2}. \quad (2.3)$$

Nach doppelter Integration von $\ddot{z}$ ergibt sich die Position z zur Zeit t beim freien Fall in einem homogenen Schwerfeld zu

$$z(t) = z_0 + v_0 t + \frac{g}{2} t^2. \quad (2.4)$$

Die Integrationskonstanten z_0 und $v_0 = \dot{z}$ sind die initiale Position und Geschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 0$, dem Start des Falls. In einem nicht homogenen Schwerfeld wird die Freifall-Gleichung (2.4) um den linearen Schweregradienten $\gamma = dg/dz$ erweitert:

$$z(t) = z_0 \left(1 + \frac{\gamma}{2} t^2\right) + v_0 \left(t + \frac{\gamma}{6} t^3\right) + \frac{1}{2} g_0 \left(t^2 + \frac{\gamma}{12} t^4\right) \quad (2.5)$$

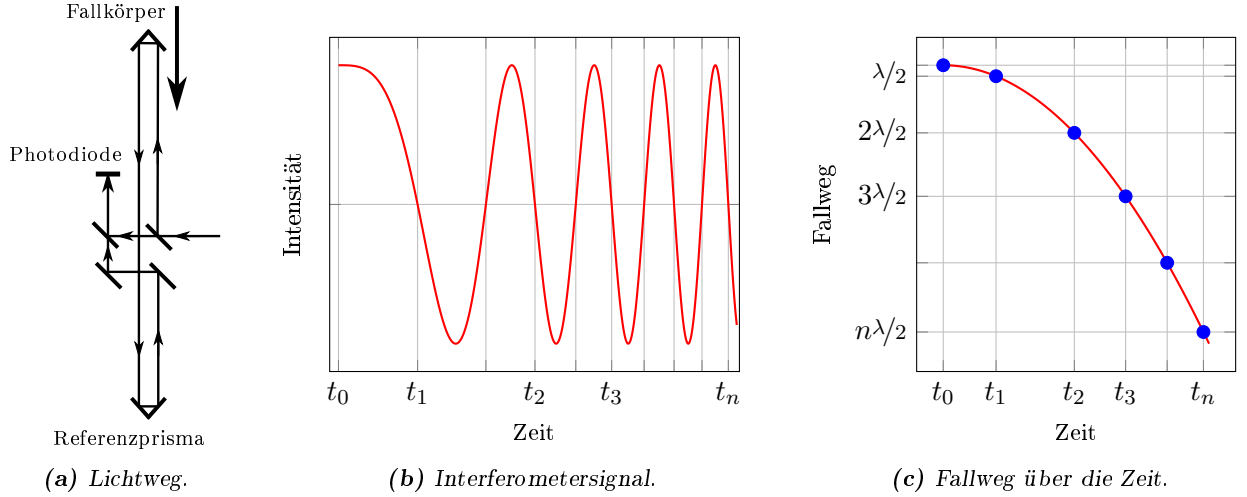


Abb. 2.1: Lichtweg des FG5 Laserinterferometer und Interferenzsignal.

mit

$$t' = t - \frac{z(t)}{c}. \quad (2.6)$$

Die Zeit t ist hier um den Effekt der endlichen Geschwindigkeit des Lichts c korrigiert. In der Betrachtung des freien Falls innerhalb eines Absolutgravimeters von wenigen Zentimetern bis Dezimetern ist die Annahme eines linearen Gradienten γ ausreichend. Idealerweise wird die gemessene Schwere g in der effektiven Höhe h_{eff} des Gravimeters angegeben, in der der Gradient keine Auswirkung hat (Timmen, 2003).

Die Abbildung 2.1a zeigt schematisch den Lichtweg im Interferometer. Das Laserlicht tritt in der Abbildung von rechts in die Interferometerbasis und wird an einem Strahlteiler aufgeteilt. Der Referenzstrahl führt geradeaus weiter, trifft auf einen halbdurchlässigen Spiegel und wird auf die Photodiode geleitet. Der Teststrahl wird am Strahlteiler nach oben geleitet und trifft auf den Fallkörper, den Retroreflektor. Der Laserstrahl wird am Retroreflektor nach unten reflektiert, wo er auf das Referenzprisma, einen weiteren Tripelspiegel, trifft. An diesem wird der Teststrahl wiederum nach oben reflektiert und über zwei Spiegel auf einen zweiten Strahlteiler umgeleitet. An dem zweiten Strahlteiler trifft der Laserstrahl auf den Referenzstrahl und das Interferometersignal entsteht, das daraufhin auf die Photodiode fällt. Auf der Photodiode wird das Interferenzmuster, auch Interferometer Fringe genannt, des Referenz- und Teststrahls aufgezeichnet. Die Abbildung 2.2 zeigt das Schema des Lichtweges noch einmal dem FG5X gegenübergestellt.

Das Interferometersignal ist beispielhaft in Abbildung 2.1b dargestellt. Die Intensität des Laserlichtes auf der Photodiode variiert aufgrund der Interferenz der beiden Laserstrahlen. Das Signal erfährt eine Frequenzverschiebung von etwa 6 MHz in den 0.2 s des Falls. Das analoge Signal der Photodiode wird noch in der Interferometerbasis des FG5 anhand der Nulldurchgänge in ein digitales TTL (Transistor-Transistor Logic) Signal umgewandelt. Das TTL Signal wird an die Geräteelektronik weitergeleitet und mit Hilfe eines 10 MHz Rubidium Oszillators zeitlich verortet. Aus der Zählung der Nulldurchgänge kann über ein entsprechend Vielfaches der halben Wellenlänge λ die zurückgelegte Fallstrecke ermittelt werden (vgl. Abbildung 2.1c):

$$z(t) = z_0 + n \frac{\lambda}{2}. \quad (2.7)$$

Die halbe Wellenlänge ergibt sich aus der Verkürzung des Lichtweges des eintreffenden sowie des reflektierten Laserstrahls durch das fallende Prisma. Aus den Zeit-Distanzpaaren wird in einer Kleinste-

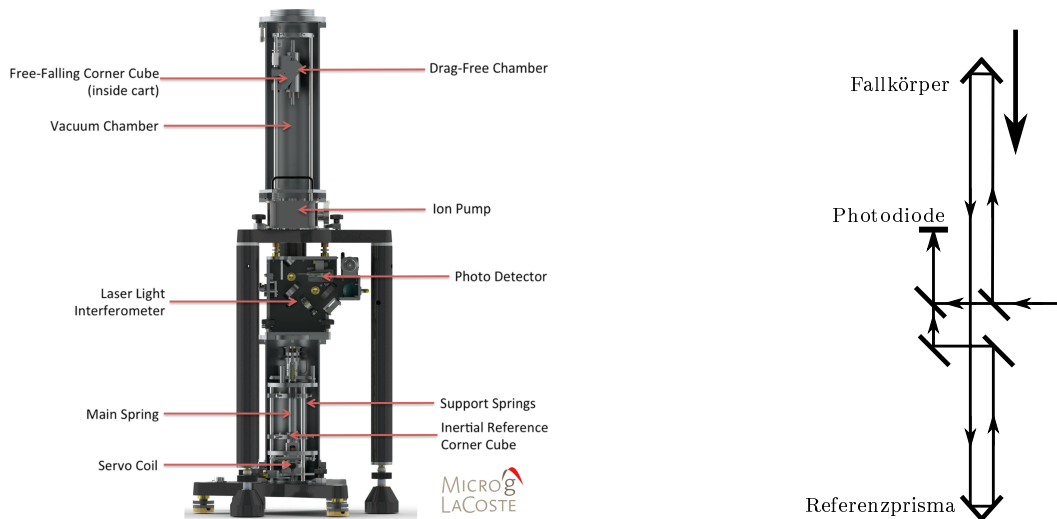


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des FG5 Gravimeters und des Lichtweges im Interferometer.

Quadrat-Ausgleichung mit der Beobachtungsgleichung (2.5) der Schwerewert g bestimmt. Die tatsächliche Anzahl der verwendeten Zeit-Distanzpaare variiert sowohl von einer Gerätegeneration zur nächsten, als auch innerhalb einer Serie von Gerät zu Gerät. Die erste Variante des JILA_g nutzte 55 Zeit-Distanzpaare (Zumberge et al., 1982). Das FG5 der ersten Publikationen (Niebauer et al., 1995) wertete zunächst 200, das FG5-220 dann 700 Zeit-Distanzpaare aus. Das aktuelle FG5X-220 nutzt 1200 Zeit-Distanzpaare im Gegensatz zu den 850 des FG5X-252 des nationalen metrologischen Instituts in Mexiko (CENAM). Vor Start der Messung kann festgelegt werden, in welchem Abstand, z.B. jeder 800. oder 1000., die Nulldurchgänge erfasst werden sollen. In der Regel wird hier nicht von den Herstellerangaben abgewichen. In der nachträglichen Auswertung (postprocessing) kann die Länge des ausgewerteten Fallweges und somit die Anzahl der ausgewerteten Nulldurchgänge verändert werden.

2.1.2 Stand der Technik Absolutgravimeter

Das in früheren Arbeiten am IfE eingesetzte FG5-220 wurde ausführlich in der Dissertation von Olga Gitlein (2009) untersucht. Die Gravimeter der FG5 Baureihe sind, gemessen an den Teilnehmern internationaler Gravimetervergleiche (z.B. Francis et al., 2015; Newell et al., 2017; Pálinkáš et al., 2017), die zur Zeit am verbreitetsten eingesetzten Absolutgravimeter. Abgelöst werden diese derzeit durch überwiegen aufgerüstete FG5X Gravimeter, die in Abschnitt 3.1 anhand des FG5X-220 näher beschrieben werden. In geringerer Zahl verbreitet sind die für den Außeneinsatz konzipierten Micro-g LaCoste A-10 Gravimeter (z.B. Liard und Gagnon, 2002; Falk et al., 2012). Diese Gravimeter sind vom Hersteller mit einer größeren Ungenauigkeit von 100 nm/s^2 im Vergleich zu etwa 20 nm/s^2 für ein FG5X angegeben. Die Untersuchungen von Falk et al. (2012) und Dykowski et al. (2015) fanden jedoch einen niedrigeren Wert im Rahmen von etwa 60 nm/s^2 . Neben diesen beiden kommerziellen Lösungen gibt es eine überschaubare Anzahl teils eigenständiger Entwicklungen, die aktuell im Einsatz sind und an regelmäßigen Gravimetervergleichen teilnehmen. Zu den umfangreich publizierten Instrumenten gehören das am Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (INRIM) entwickelte IMGC-02 (D'Agostino et al., 2008) oder das am Max-Planck Institut für die Physik des Lichts entwickelte und inzwischen eingestellte MPG-2 (Rothleitner, 2008; Hu et al., 2010). Weitere Entwicklungen gibt es z.B. an den Nationalen Metrologischen Instituten (NMI) in Russland (Vitushkin und Orlov, 2014) und China (Li et al., 2015). Keine dieser nicht-kommerziellen Lösungen publizierte bisher das Erreichen höherer

Genauigkeiten als die FG5(X) Gravimeter. Somit stellen zur Zeit die FG5 Gravimeter den Stand der Technik dar bezüglich der Messung der absoluten Schwere g mittels Laserinterferometrie.

Abbildung 2.2 veranschaulicht den schematischen Aufbau eines FG5 Gravimeters, der in weiten Teilen mit dem des FG5X identisch ist. Seit dessen Einführung (Carter et al., 1994; Niebauer et al., 1995) sind am FG5 nur wenige umfangreiche Änderungen vorgenommen worden. So war der Laser ursprünglich in der Interferometerbasis verbaut (sog. bulk interferometer) und ist nun mit einem Lichtwellenleiter angeschlossen. Weiterhin ist die Geometrie des Dropping Chamber Dreibeins von schrägen Standbeinen auf vertikale Standbeine geändert worden. Das 2002 am IfE angeschaffte FG5-220 entspricht der Abbildung 2.2. Die wesentlichen Komponenten des FG5 sind:

Dropping Chamber: Die Dropping Chamber, bzw. Fallkammer, beherbergt den Freifall Mechanismus des Instruments innerhalb eines Vakuums von etwa 1×10^{-4} Pa (Niebauer et al., 1995). Das Vakuum wird über eine dauerhaft betriebene Ionengetterpumpe aufrecht erhalten. In der Fallkammer befindet sich der Fallkörper innerhalb eines Aufzuges (drag-free Chamber). Das Freifall-Experiment wird gestartet, indem der Fahrstuhl nach unten beschleunigt wird, so dass der Fallkörper innerhalb der Aufzugskammer frei fällt. Die sich in der Aufzugskammer befindliche Restatmosphäre wird so mit dem Fallkörper zusammen abwärts bewegt und deren Einfluss auf den freien Fall minimiert. Am Ende des freien Falles wird der Fallkörper durch den Aufzug aufgefangen und schließlich zurück an die Ausgangsposition bewegt. Die Dauer des Falls beträgt beim FG5 etwa 0.2 s, entsprechend einer Fallstrecke von 25 cm.

Interferometerbasis: Die Messung der Fallstrecke und der Längenstandard wird in der Interferometerbasis realisiert (Vitushkin, 2011). Dies wird im Abschnitt 3.1.2 weiter ausgeführt.

Super Spring: Die Super Spring enthält den zweiten Arm des Interferometers mit einem Reflektor. Dieser fungiert als inertielle Referenz und darf während des Freifall-Experiments keine Bewegung vollführen, da zwischen dieser Bewegung und dem fallenden Reflektor nicht unterschieden werden kann. Diese Isolierung muss in erster Linie gegen hochfrequente Störungen, z. B. Mikroseismik², wirksam sein. Die Super Spring ist eine Feder mit einer theoretischen Länge von einem Kilometer und einer Eigenfrequenz von 60 s (Rinker, 1983; Rinker und Faller, 1984). Dies wird durch eine elektronisch nachregelnde Aufhängung der etwa 30 cm langen Metalfeder erreicht.

Laser: Bei dem Laser handelt es sich um einen Winters Electronics WEO 100 Jod stabilisierten Helium-Neon Laser mit einer Wellenlänge von etwa 633 nm (Chartier et al., 1993). Dies stellt eine Realisierung des SI Meters gemäß Definition des Internationalen Komitees für Maß und Gewicht (CIPM) dar (Quinn, 2003).

Rubidium Oszillator: Der Zeittakt wird durch einen 10 MHz Rubidium Oszillator erzeugt. Die Drift ist weitestgehend linear und wurde für das FG5-220 von Gitlein (2009) mit $(0.74 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ Hz/Monat festgestellt. Die Untersuchung des seit 2012 verwendeten Rubidium Oszillators am FG5X-220 ist ebenfalls Bestandteil von Abschnitt 3.1.2.

Die Untersuchung der Aufrüstung des FG5-220 auf das FG5X-220 wird in Abschnitt 3.1 diskutiert. Im Folgenden wird die Bezeichnung FG5(X)-220 für das Gerät des IfE bzw. FG5(X) im Allgemeinfall verwendet, wenn Aussagen für beide Generationen des FG5 Gravimeters zutreffend sind.

²Als Mikroseismik werden kleine seismische Störungen des Bodens bezeichnet, die nicht einem Erdbeben zugeordnet werden können und ihren Ursprung z. B. im Straßenverkehr oder der Meeresbrandung an der Küste haben.

Tab. 2.1: Fehlerquellen und Unsicherheiten des FG5 nach Niebauer et al. (1995) sowie Reduktionen aus aktuelleren Untersuchungen zur Gerätegeneration des FG5-220. Änderungen aufgrund des FG5X-Upgrades werden gesondert in Abschnitt 3.1 behandelt.

Fehlerquelle	Unsicherheit [nm/s ²]
Restatmosphäre in dropping chamber	1
Magnetfelder	1
Temperatur	1
Elektrostatik	1
Massenverteilung	1
Vertikalität	1
Weglängenänderung Vakuum/Luft	6
Laserwellenlänge	2
Beugung des Lichts	2
Rotation des Reflektors	3
Coriolis Effekt	4
Floor Recoil	1
Elektronische Phasenverzögerung	6
Rubidium Frequenz	2
Optische Bauteile	3
Gesamt	11

Effekt	Reduktion [nm/s ²]
Eigengravitation FG5 (senkrechte Beine)	-15 ± 1 (Niebauer et al., 2013)
Beugung des Lichts (6 mm Strahldurchmesser)	11 ± 1 (Robertsson, 2007)

Fehlerhaushalt

Der Fehlerhaushalt ist in Teilen sehr spezifisch auf die jeweilige Bauform des FG5 bzw. FG5X bezogen, z.B. die Eigengravitation. Andere Fehlerquellen sind eher genereller Natur und gültig für Laserinterferometer-Gravimeter allgemein, z.B. Auswirkungen auf das eigentliche Interferenz Signal. Weitere Fehleranteile ergeben sich aus verschiedenen Umwelteinflüssen. Der Fehlerhaushalt des FG5 ist in der ursprünglichen Publikation des Herstellers (Niebauer et al., 1995) sowie in Gitlein (2009) umfassend dargestellt und in Tabelle 2.1 zusammengefasst. In Ergänzung zu diesen Publikationen gibt es in den technischen Protokollen für Absolutgravimetervergleiche (z.B. EURAMET.M.G-K3: CCM-WGG, 2018, Annex C) eine konservativere Aufstellung der instrumentellen Unsicherheiten, die 21 nm/s^2 ergibt³. An dieser Stelle erfolgt die Zusammenfassung aktuellerer Untersuchungen. Diese sind meist das Ergebnis der Bestrebung die Messungen des FG5 auf dem Niveau von 10 nm/s^2 bis 20 nm/s^2 für Anwendungen in Geophysik und Metrologie sicherzustellen.

Die Eigenattraktion des Gravimeters und deren Korrektur (self attraction correction, SAC) wurde in Niebauer et al. (1995) nicht konkret angegeben. Robertson (1996) gab schließlich eine SAC von -13.5 nm/s^2 als systemischen Offset in der Messung an. Durch die Verbreitung der FG5 Gravimeter und die Uniformität des Effekts, der alle Geräte im selben Maß betrifft, wurde z. B. bei Gravimetervergleichen bis 2009 keine Reduktion berücksichtigt (Liard et al., 2012). Erst im endgültigen Ergebnis des

³Unter Berücksichtigung von stationsabhängigen Faktoren werden 24 nm/s^2 angegeben.

CCM.G-K1 Vergleichs 2009 fand die SAC Berücksichtigung (Jiang et al., 2012). Verschiedene Untersuchungen unterschiedlicher Gravimeter, sowohl Bauarten des FG5 als auch anderer Gravimeter, sind zwischenzeitlich durchgeführt worden. Bezüglich der Bauart des FG5-220 (externer Laser mit Glasfaser angebunden und senkrechtes dropping chamber Dreibein) liegen die Untersuchungen bei -12 nm/s^2 bis -15 nm/s^2 mit einer Unsicherheit bis zu 2 nm/s^2 (Biolcati et al., 2012; Liard et al., 2012; Pálinkáš et al., 2012; Niebauer et al., 2013).

Ähnlich wie mit der SAC verhielt es sich bis 2009 mit der Korrektur der Beugung des Laserlichts (diffraction correction, DC). In der interferometrischen Messung wird von einer näherungsweise ebenen Wellenfront ausgegangen, die tatsächlich jedoch nicht gegeben ist. Realistischer ist die Annahme eines Gauß-Strahls der Lichtausbreitung (Meschede, 2008). Dieser beschreibt eine Krümmung der Wellenfront des Lasers, die wiederum von dessen Durchmesser abhängig ist. Der Effekt ist geringer je größer der Durchmesser des Laserstrahls ist und weiterhin konstant insofern sich der Durchmesser des Strahls nicht ändert. Verschiedene Untersuchungen ergaben einen Effekt von $(11 \pm 1) \text{ nm/s}^2$ für einen Strahldurchmesser von etwa 6 mm, wie er im FG5 Interferometer verwendet wird (van Westrum und Niebauer, 2003; Robertsson, 2007).

Seit dem internationalen Gravimetervergleich 2009 (ICAG2009, bzw. CCM.G-K1) werden die zuvor genannten Reduktionen (SAC und DC) bei diesen Vergleichen berücksichtigt. Aufgrund des unterschiedlichen Vorzeichens heben sich diese Effekte, zumindest für das FG5(X), beinahe gegenseitig auf.

Weitere Untersuchungen wurden erst durch die Verfügbarkeit leistungsfähigerer Computer und Messgeräte ermöglicht, so dass ursprüngliche Annahmen über Einflüsse auf Schweremessungen und deren Unsicherheiten jetzt neu bewertet werden können. Hier ist insbesondere die Signalprozessierung des Interferometersignals zu nennen. Wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben und in Abbildung 2.1 skizziert, wird nicht das gesamte Signal des Interferometers ausgewertet, sondern lediglich eine begrenzte Anzahl der Nulldurchgänge (zero-crossings). Da die Signalverarbeitung des analogen Interferometersignals bereits in der Interferometerbasis erfolgt, gibt es keinen ungefilterten Zugang zu dem Signal, das die Photodiode erfasst hat. Aus der Entwicklung des MPG-2 Gravimeters beschreiben Svitlov et al. (2010) drei unterschiedliche Ansätze, die auf der Digitalisierung der kompletten Wellenform des Interferometers aufbauen. Es wird eine Übereinstimmung der drei Methoden von 5 nm/s^2 erreicht. Speziell bezogen auf das FG5 haben Křen et al. (2016, 2017) die Beiträge der Elektronik und Kabel zum Fehlerhaushalt des FG5 untersucht. Dazu wurde das Signal der Photodiode direkt abgegriffen, so dass eine vollständig unabhängige (abgesehen vom Einfluss der Photodiode) Auswertung der Freifall-Experimente durchgeführt werden konnte. Hier konnte der selbe Drop gleichzeitig von der Standard Elektronik und Software des FG5-215 und der eigenen Elektronik und Software (inklusive der Digitalisierung des vollständigen Interferometersignals) ausgewertet werden. Die Übereinstimmung der beiden Verfahren liegt bei $(1.8 \pm 1.2) \text{ nm/s}^2$ bei jedoch stark reduziertem Rauschen der experimentellen Erfassung und Prozessierung.

In der vollen Wellenform des Interferometersignals sind, neben der Schwere, weitere Informationen enthalten, die sich durch eine reine Auswertung einer begrenzten Anzahl an Nulldurchgängen nicht ableiten lassen. So lässt sich die Rotation des fallenden Reflektors (CCR) bestimmen (Niebauer, 2013). Die Rotation des CCR erzeugt eine zusätzliche Phasenverschiebung wenn die Rotation nicht um das optische Zentrum des Reflektors erfolgt. Weiterhin ändert sich, bei vollständig aus Glas bestehenden CCR, die Weglängen des Lichtstrahls in Medien unterschiedlichen Brechungsindex (Glas und Vakuum). Rothleitner und Francis (2010) haben diese Effekte untersucht und Größenordnungen von 10 nm/s^2 festgestellt. Eine Messung der Rotation wird derzeit nicht durchgeführt stattdessen ist sie Teil des Fehlerhaushaltes (vgl. Tabelle 2.1). Der Fehler wird seitens des Herstellers minimiert, indem

das Massenzentrum und das optische Zentrum innerhalb von 100 μm realisiert werden (Niebauer et al., 2015).

Der Coriolis Effekt, vom Hersteller mit 4 nm/s^2 angegeben (siehe Tabelle 2.1), wurde für das FG5-220 von Gitlein (2009) mit 10 nm/s^2 durch wiederholte Messungen in verschiedenen Orientierungen bestimmt und durch Mittelbildung reduziert. Křen et al. (2018) stellen eine Methode zur Bestimmung des Coriolis Effektes aus wenigen Drops und zur Überprüfung der Vertikalität vor. Für das FG5X-251 und FG5-215 wurden mit dieser Methode ein Coriolis Effekt von $(-7.9 \pm 0.4) \text{ nm/s}^2$ und $(-4.3 \pm 0.3) \text{ nm/s}^2$ festgestellt. Die Untersuchung des FG5X-220 bezüglich dieses Effektes ist Bestandteil von Abschnitt 3.1.3.

Bei weiteren, teils kontrovers diskutierten Effekten, handelt es sich um die Korrektur relativistischer Effekte. Mittels (2.6) wird im Allgemeinen die endliche Geschwindigkeit des Lichts korrigiert (Speed of Light Correction). Baumann et al. (2015) fassen die unterschiedlichen Studien zusammen und kommen auf Basis umfangreicher Experimente zum Schluss, dass die bisherige Verfahrensweise weiter Bestand hat. Auch aktuellere Studien (z. B. Ashby, 2018a) sind nicht unumstritten (Kommentare in zeitlicher Reihenfolge des Erscheinens: Křen und Pálinská, 2018; Ashby, 2018b; Nagorny, 2018; Ashby, 2018c; Svitlov, 2018; Ashby, 2018d; Nagorny und Svitlov, 2018).

2.1.3 Funktionsprinzip der Relativgravimeter

RG werden zur Messung von Schwereänderungen mit der Zeit an einem Punkt oder von Schweredifferenzen zwischen verschiedenen Punkten eingesetzt. In modernen Relativgravimetern, unabhängig von der technischen Umsetzung, werden Testmassen in einer Nullposition gehalten, und die dafür notwendige Kraft ergibt Aufschluss über die Schwereänderung. Die derzeit erhältlichen Instrumente, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, bauen auf den folgenden Prinzipien auf:

- Allgemeine Hebelfederwaage als astasiertes System mit Metallfeder (ZLS Burris Gravity Meter),
- Vertikale Federwaage mit Quarzfeder (Scintrex CGx) und
- Supraleitende „Magnetfeder“ (GWR Instruments OSG und iGrav).

Diese Prinzipien sind in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt und werden im Folgenden kurz beschrieben. Die Anwendungsfälle werden in Abschnitt 3.2 ausgeführt. Gemein ist diesen drei Varianten, dass ein Gleichgewicht zwischen Schwerkraft und Federkraft hergestellt wird. Neben den hier genannten Prinzipien beschreibt u. a. Torge (1989) weitere Varianten von Federsystemen, wie die Torsions-Hebelfederwaage, die heute keine Verwendung mehr finden.

Mechanische Federgravimeter

Die in dieser Arbeit genutzten Relativgravimeter nutzen lineare Federn, deren Federkraft F proportional zur Längenänderung der Feder $l - l_0$ unter Belastung im Vergleich zum unbelasteten Zustand ist (Hooke'sches Gesetz):

$$F = k(l - l_0). \quad (2.8)$$

Der Proportionalitätsfaktor k wird als Federkonstante bezeichnet. Idealerweise sind die Eigenschaften der Feder konstant. In der Realität unterliegt die Feder verschiedenen externen Einflüssen, die zu einer langsamen oder sprunghaften Änderung ihrer Eigenschaften führen können.

Das Prinzip der *allgemeinen Hebelfederwaage* ist in Abbildung 2.3a dargestellt, und wird seit den 1940er Jahren in L&R Gravimetern und deren Nachfolgenerationen verwendet. Die Feder greift hier

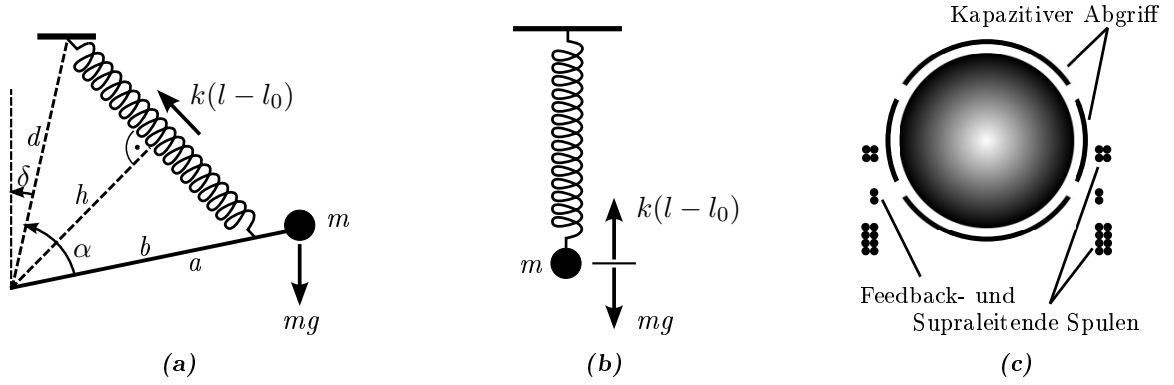


Abb. 2.3: Schematische Darstellung: (a) Allgemeine Hebelfederwaage (nach Torge und Müller, 2012), (b) Vertikale Federwaage (nach Torge und Müller, 2012), (c) Supraleitendes Gravimeter (nach Hinderer et al., 2007).

unter einem Winkel von ca. 45° im Abstand b vom Hebellager am Hebelarm der Länge a mit der Masse m an. Die Gleichgewichtsbedingung wird über die durch Federkraft und Schwerkraft erzeugten Drehmomente ausgedrückt (Torge, 1989):

$$mga \sin(\alpha + \delta) - kbd \frac{l - l_0}{l} \sin \alpha = 0. \quad (2.9)$$

Unter Verwendung einer Feder, deren Länge im unbelasteten Zustand gegen Null geht (zero-length spring, z. B. Niebauer, 2007), vereinfacht sich die Gleichgewichtsbedingung zu:

$$mga \sin(\alpha + \delta) - kbd \sin \alpha = 0. \quad (2.10)$$

Die Sensitivität des Systems wird durch Wahl der Winkel α und δ beeinflusst (Astasierung). Zur Vermeidung eines indifferenten Gleichgewichts wird $\alpha + \delta = 90^\circ$ und $\alpha \approx 90^\circ$ gewählt. Das Gleichgewicht $mga = kbd$ wird bei sich änderndem g durch Veränderung der Federbasis, also der Länge d , wieder hergestellt. Die Position der Testmasse muss im Bereich einiger μm für eine Genauigkeit von 100 nm/s^2 bestimmt werden (Torge, 1989). In modernen Federgravimetern wird innerhalb eines Bereichs von $\pm 250 \mu\text{m/s}^2$ bis $\pm 500 \mu\text{m/s}^2$ die Nullposition mittels eines elektronischen Feedback Systems geregelt. Außerhalb dieses Bereichs wird die Federbasis mechanisch verschoben, bis die Nullposition innerhalb des Feedback Bereichs liegt. Die Relativgravimeter Micro-g LaCoste gPhone-98 und ZLS Burris B-64 des IfE (Schilling und Gitlein, 2015a,b) basieren auf diesem Prinzip.

Das Prinzip der *vertikalen Hebelfederwaage* ist in Abbildung 2.3b dargestellt. Die Gleichgewichtsbedingung lautet (Torge, 1989):

$$mg - k(l - l_0) = 0. \quad (2.11)$$

Für sich genommen würde die Bestimmung der Position der Testmasse m eine Auflösung von $\pm 0.02 \text{ nm}$ erfordern, um eine Genauigkeit der Schwerkraftmessung von 10 nm/s^2 bei einer Länge der Feder von 2 cm zu erreichen (Seigel et al., 1993). Mit dem seit 1987 vertriebenen Scintrex CG3 Gravimeter wird die Variation der Position von m durch einen kapazitiven Wegaufnehmer erfasst. Die Rückstellung in die Nullposition erfolgt über eine elektrostatische Kraft, die auf die Masse m wirkt und durch eine Gleichspannung an den Kondensatorplatten erzeugt wird. Diese Feedback-Spannung ist das Maß für die Änderung der Schwere. Das Relativgravimeter Scintrex CG3M-4492 des IfE (Timmen und Gitlein, 2004) basiert auf diesem System.

Diese mechanischen Federgravimeter, unabhängig von ihrer technischen Umsetzung, unterliegen instrumentellen Effekten, die die Messung beeinflussen und die entsprechend korrigiert werden müssen.

In den Gleichgewichtsbedingungen (2.10) und (2.11) wird angenommen, dass die Federkonstante k und damit das Verhältnis aus Kraft und Weg konstant ist. Tatsächlich unterliegt die Feder verschiedenen Einflüssen, die die Messung beeinflussen. Dazu gehören:

Temperatureffekte, die zu einer Längenänderung der Feder führen. Diese werden durch eine Thermostatisierung reduziert.

Luftdruckeffekte, die einerseits direkt den Auftrieb der Testmasse innerhalb des Sensors ändern und andererseits durch Deformation des Gehäuses die Geometrie innerhalb des Sensors verändern. Dieser Effekt kann durch Versuche mit kontrollierten Luftdruckänderungen bestimmt werden. Aus den Versuchen kann ein Faktor zur Reduktion des Effektes abgeleitet werden.

Driften, also kontinuierliche und spontane Längenänderung der Feder, aufgrund der Alterung der Feder (langfristig) und z. B. Erschütterungen des Instruments (kurzfristig). Die Drift wird in der Regel durch wiederholte Besetzung der gemessenen Punkte, z. B. im Step Verfahren (Torge und Müller, 2012), reduziert. Kurze Zeitintervalle zwischen Messungen und Transport per Hand begünstigen die spätere Modellierung der Drift zusätzlich. Die instrumentelle Drift beträgt, je nach Material der Feder, einige 10 nm s^{-2} bis $100 \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ bei Metall-Federn und bis zu einigen $\mu\text{m s}^{-2}/\text{d}$ bei Quartz-Federn.

Kalibrierung der Feder, das nicht konstante Verhältnis zwischen Änderung der Einwirkenden Kraft g und Länge der Feder, und damit auch der gemessenen Schwereänderung. Der Kalibrier- oder Maßstabsfaktor E von Federgravimetern wird durch die Messung bekannter Schweredifferenzen bestimmt. Dazu werden mehrere Punkte durch AG vermessen, zwischen denen ein möglichst großer Schwereunterschied, entweder durch Nord-Süd-Ausdehnung oder Höhenunterschied, besteht (z. B. in den Schweizer Alpen durch Marti et al., 2015). Sind AG Messungen an den Punkten nicht möglich, so werden diese per RG übertragen. Als Beispiel hierfür sei das Relativgravimeter-Kalibriersystem Hannover genannt, das AG Messungen an drei Standorten im Harz mit einem Hochhaus an der Leibniz Universität verbindet (Huge, 2014; Timmen et al., 2018).

Die Untersuchungen der in dieser Arbeit verwendeten Geräte gPhone-98 und ZLS B-64 in Bezug auf diese Einflüsse befindet sich in Abschnitt 3.2. Die Untersuchungen des Scintrex CG3M-4492 wurden in Timmen und Gitlein (2004), Gitlein (2009) und Timmen et al. (2018) dargestellt.

Supraleitgravimeter

Das Prinzip des Sensors eines Supraleitgravimeters ist in Abbildung 2.3c gezeigt. Die mechanische Feder ist hier durch eine im Magnetfeld schwebende Kugel ersetzt worden. Der Sensor ist von einem Bad aus flüssigem Helium mit einer Temperatur von 4 K umgeben, um die Supraleitung der Niob-Spulen zu ermöglichen. Ein Magnetschild schirmt das Erdmagnetfeld nach Innen und das Magnetfeld des Sensors nach Außen ab. Diese Konstruktion eliminiert wesentliche Nachteile mechanischer Federsysteme. SG sind durch Änderungen in Außentemperatur, Luftdruck oder Luftfeuchtigkeit unbeeinflusst. Die obere und untere supraleitende Spule erzeugen ein konstantes Magnetfeld mit einem geringen vertikalen Gradienten, in dem die hohle Niob-Kugel schwebt. Die Positionsänderungen aufgrund von Änderungen von g werden durch den dreiteiligen kapazitiven Abgriff (Obere/Untere Schale und zentraler Ring) festgestellt und durch Variation der Spannung der supraleitenden Feedback-Spule ausgeglichen (Hinderer et al., 2007).

Das Supraleitgravimeter (Prothero und Goodkind, 1968; Goodkind, 1999) ist im Gegensatz zu den zuvor genannten mechanischen Federgravimetern für den stationären Einsatz über Jahre bis zu Jahrzehnten gedacht. Mit dem GWR Instruments iGrav ist erstmals ein SG verfügbar, das verhältnismäßig

einfach transportiert werden kann und geringere Anforderungen an den Aufstellungsort stellt (Güntner et al., 2017). Der Einsatzzweck sind jedoch auch mehrere Monate dauernde bis zu jahrelangen Aufzeichnungen und keine den mechanischen RG vergleichbaren Netzmessungen.

Bedingt durch die Abschirmung des Sensors entfallen viele der zuvor genannten instrumentellen Effekte. In erster Linie werden am SG die instrumentelle Drift und der Kalibrierfaktor durch episodische, parallele Messungen mit einem AG bestimmt. Die Drift beträgt meist wenige $10 \text{ nm s}^{-2}/\text{a}$. Der Kalibrierfaktor wird, analog zur Kalibrierung der mechanischen Feder, als Umrechnungsfaktor von Feedback-Spannung und Schwereänderung durch bekannte Schwereänderungen bestimmt. Über mehrere Kalibrierungen hinweg lässt sich der Faktor auf dem Niveau von 0.1 % bestimmen (Van Camp et al., 2015).

2.1.4 Relativgravimetrische Methoden

Im Allgemeinen werden relativgravimetrische Messungen zur Bestimmung zeitlicher und örtlicher Schwereänderungen eingesetzt. In einer Abwägung zwischen erforderlicher Genauigkeit und Wirtschaftlichkeit werden RG zur Verdichtung lokaler und regionaler Schwerenetze in Verbindung mit der Absolutgravimetrie eingesetzt. Absolutgravimetrische Messungen erfordern ebenfalls zusätzliche relativgravimetrische Messungen, z. B. zur Bestimmung des vertikalen Schweregradienten und zur Anlage von Sicherungspunkten im Nahbereich des Absolutpunktes.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene RG zu unterschiedlichen Zwecken eingesetzt. Die verwendeten Methoden werden hier kurz dargestellt. Hauptsächlich dienten die relativgravimetrischen Messungen der Verifikation von Modellierungen (vgl. Abschnitt 4) und als Referenzmessungen für QG (vgl. Abschnitt 3.3). Weiterhin werden diese Methoden zur Unterstützung absolutgravimetrischer Messungen eingesetzt (vgl. Abschnitt 3.2).

Netzmessung

Die Vermessung gravimetrischer Netze mittels RG in dieser Arbeit bezieht sich ausschließlich auf lokale Netze mit einer Ausdehnung von wenigen 100 m, die den Transport des Gravimeters per Hand erlauben. Durch Handtransport sowie kurze Zeitintervalle zwischen den Messungen und der wiederholten Messung zwischen zwei Punkten mit dem RG werden Standardabweichungen im Rahmen von 10 nm/s^2 bis 20 nm/s^2 für eine Schweredifferenz erreicht. Die Auswertung der Messungen erfolgt durch eine Netzausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate mit dem Programm GNLSA (Wenzel, 1985). Der Rangdefekt wird durch den Anschluss an mindestens einen Absolutpunkt bzw. das Einführen eines Schwerewertes behoben. Die wiederholte Messung eines Netzes gibt Aufschluss über Massenänderungen zwischen den Epochen zwischen den Punkten des Netzes. Die Bestimmung eines Offsets zwischen den Epochen erfordert zusätzliche Absolutmessungen, da sonst nur relative Änderungen bestimmt werden können. So erlauben relativgravimetrische Messungen bei zwei Epochen nur eine Aussage über Schwereänderungen zwischen den Punkten des Netzes, z. B. dass die Schweredifferenz zwischen den Punkten A und B um 100 nm/s^2 gestiegen ist. Nur die Kombination mit AG Messungen ermöglicht die Aussage, dass der Schwerewert von Punkt A um 70 nm/s^2 gesunken und der von Punkt B um 30 nm/s^2 gestiegen ist. Ohne die Verfügbarkeit von AG Messungen müssen, z. B. bei der Überwachung eines Senkungsgebietes oder eines Vulkans, RG Punkte außerhalb des zu beobachtenden Phänomens liegen, so dass angenommen werden kann, dass es dort keine Schwereänderungen gibt. Diese externen Anschlusspunkte führen wiederum zu einem erhöhten Zeit- und Messaufwand.

Netze regionaler bis kontinentaler Ausdehnung werden gemeinhin aus AG Messungen bestimmt und gegebenenfalls durch RG Messungen verdichtet.

Stationäre Erfassung kontinuierlicher Zeitreihen

Die Erfassung von Zeitreihen relativer Schwereänderungen ist sowohl mit mechanischen Federgravimetern als auch mit einem SG möglich. Die dauerhafte Registrierung in hoher Datenrate von einem Hz und mehr (im Gegensatz zu episodischen Messungen) erfasst alle Änderungen bedingt durch Atmosphäre, Geophysik, Hydrologie, etc., die sich auf die Station auswirken. Aus der Analyse der Zeitreihe lassen sich zunächst standortspezifische Gezeitenparameter ableiten, die eine Verbesserung gegenüber synthetischer Gezeitenparameter (z.B. Timmen und Wenzel, 1995) darstellen, die auf globalen Modellen beruhen (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die im vorherigen Abschnitt angesprochenen instrumentellen Effekte wirken sich hier jedoch zu Ungunsten der mechanischen Federgravimeter aus. Insbesondere die Drift schränkt den Einsatzzweck stark ein (Schilling und Gitlein, 2015a), so dass insbesondere die Untersuchung hydrologischer und geophysikalischer Signale in der Größenordnung weniger nm/s^2 den SG vorbehalten bleibt. Für die Analyse gravimetrischer Zeitreihen werden neben eigenen Programmen die Softwares Tsoft⁴ Version V2.2.15 (Van Camp und Vauterin, 2005) sowie ETERNA in der Version 3.4 (Wenzel, 1996) zur Gezeitenanalyse eingesetzt. Eine aktualisierte Version von ETERNA (Ducarme und Schueller, 2018) inklusive tagesaktueller Polkoordinaten und Erdrotationsdaten wird am Bundesamt für Kartographie und Geodäsie (BKG) bereitgestellt⁵.

Gradientenmessung

In der Unterstützung der Absolutgravimetrie spielt die Gradientenmessung eine besondere Rolle, da letztlich auf jedem Absolutpunkt der vertikale Schweregradient $\partial g/\partial h$ bestimmt werden muss, um Schweremessungen zwischen verschiedenen Gravimetern vergleichbar zu machen und unterschiedliche Aufstellungen eines Gravimeters zu kombinieren. Zu diesem Zweck werden Schweremessungen in der Regel auf eine Höhe, z. B. 125 cm, bezogen und nicht auf die jeweilige Referenzhöhe h_{ref} einer Aufstellung eines Gravimeters (Timmen, 2003). Die Referenzhöhen der gebräuchlicher Gravimeter betragen etwa 127 cm für das FG5X, 121 cm für das FG5 und 70 cm für das A10, jeweils zuzüglich einiger mm bis cm in Abhängigkeit der individuellen Aufstellung. Untersuchungen von Gitlein (2009) ergaben, dass die Kenntnis des Gradient mit einer Genauigkeit von 12 % ausreichend ist, wenn die Messung des Gravimeters lediglich von h_{ref} auf den nächsten vollen cm mit einer Genauigkeit von 3 nm/s^2 erfolgen soll. Bezogen auf den Freiluftgradienten von $3.086 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$ würde dies einen Unterschied von $\pm 0.37 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$ bedeuten. Bereits für diese recht niedrige Anforderung, um nur verschiedene Aufstellungen eines Gravimeters zu kombinieren, sind Messung zur Bestimmung des Gradienten notwendig, da die Abweichungen an einer Station zum Freiluftgradienten durchaus höher sein kann. Als Beispiel sei die Station an der TU Clausthal genannt mit einem Gradienten von $-2.687 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$. Für den Vergleich verschiedener Gravimeter und die Reduktion um mehrere cm bis dm oder gar für die Reduktion auf den Boden sind die Anforderungen jedoch deutlich höher. Hierzu muss der Gradient besser als 1 % bekannt sein.

Die Bestimmung des vertikalen Schweregradienten erfolgt über Messungen mit dem RG in drei bis vier Ebenen entlang der Lotlinie. Die Gradientenmessung ist gewissermaßen ein Sonderfall der Netzmessung. Dazu wird die Schweredifferenz zwischen zwei Höhen h_i und h_j mehrfach gemessen und der Vorgang für zwei weitere Höhen wiederholt. Aus dieser Anzahl Höhen-/Schweredifferenzen Δh und

⁴<http://seismologie.oma.be/en/downloads/tsoft>

⁵<http://ggp.bkg.bund.de/eterna/>

Δg wird der lineare Schweregradient γ_1 inklusive eines quadratischen Anteils γ_2 bestimmt (Gitlein, 2009):

$$\Delta g(h_i, h_j) = \gamma_1(h_j - h_i) + \gamma_2(h_j^2 - h_i^2). \quad (2.12)$$

Aus den Koeffizienten γ_1 und γ_2 wird der lineare Gradient γ_{hl} in einer beliebigen Höhe h_l berechnet:

$$\gamma_{hl} = \gamma_1 + 2\gamma_2 h_l. \quad (2.13)$$

Die Sensorhöhen der verwendeten RG betragen etwa 25 cm für das Scintrex CG3M-4492 und 10 cm für das ZLS B-64. Bei der Kombination von CG3 und ZLS Messungen in einer gemeinsamen Auswertung (vgl. Abschnitt 4) wird das ZLS auf einem 10 cm hohen Bodenteller betrieben, so dass sich die Sensorhöhe auf 20 cm erhöht, um den Einfluss eines fehlerhaften Gradienten zu reduzieren. Da der Schweregradient besonders in Bodennähe nicht linear verläuft, wird meist davon abgesehen g in Bodenhöhe anzugeben.

2.1.5 Anwendungen gravimetrischer Messungen

Eine der klassischen Aufgaben der Absolutgravimetrie ist die Errichtung und Pflege nationaler und internationaler Schweregrundnetze. Als Beispiel hierfür beschreiben Dykowski und Krynski (2015) die Erneuerung des polnischen Schweregrundnetzes PBOG14 mit Messkampagnen über den Zeitraum von zwei Jahren. Auf 168 Stationen im Feld wurde mit dem A10-020 gemessen. Weitere 28 Fundamentalstationen in Laboren wurde mit dem FG5-230 gemessen. Neben den Messungen auf den Stationen des Netzes wurde das A10-020 durch monatliche Messungen an einer Referenzstation und die Teilnahme an Gravimetervergleichen überwacht. Insgesamt konnte eine Unsicherheit aus systematischen Effekten, stationsabhängigen Effekten und Modell-Effekten von unter 80 nm/s^2 für 85 % der Stationen erreicht werden. In Verbindung mit den Untersuchungen von Dykowski et al. (2015) zum Fehlerhaushalt des A10-020 Gravimeters kann das Ergebnis dieser Arbeiten als Referenz für die erreichbare Genauigkeit von AG Messungen im Außenbereich herangezogen werden. Anhand der Messungen des A10-012 zur Erneuerung des Deutschen Haupthöhennetzes kommen Falk et al. (2012) zu einem vergleichbaren Ergebnis. Die Eigenschaft des A10 Gravimeters, aus einem KfZ heraus ohne weitere Infrastruktur zu messen, von einem festen Untergrund abgesehen, nutzen auch Fukuda et al. (2016) zur Untersuchung der Landsenkung in Jakarta. Messungen mit dem FG5(X) Gravimeter im Außenbereich sind nicht ohne weiteres möglich. Selbst bei den Arbeiten von Gitlein (2009) im fennoskandischen Landhebungsgebiet abseits fester Gebäude waren die Absolutpunkte zumindest in Holzhütten untergebracht.

Die Kombination der Absolut- und Realtivgravimetrie wird in zahlreichen Projekten angewendet, um die Vorteile der verschiedenen Methoden und Geräte auszunutzen. Insbesondere im Bereich der Überwachung geophysikalischer Prozesse ist eine Messung der Schwere sowohl in der Fläche als auch über die Zeit notwendig. Die Messung der Schwere in der Fläche mit dutzenden Punkten in einem Gebiet mit einer Ausdehnung in der Größenordnung von 100 km^2 ist wirtschaftlich nur mittels Relativgravimetrie möglich. In dem Gebiet wird nur an ein bis zwei Stationen mit dem AG gemessen, während zeitgleich das übrige Netz mit RG gemessen wird. Zwischen dieses episodischen Kampagnen wird meist kontinuierlich mit einem SG die Schwereänderungen an einem Ort gemessen. Hinderer et al. (2015, 2016) prägen für diese Kombination aller drei klassischen Gravimeter den Begriff Hybrid Gravimetry und zeigen Anwendungen in dem Monitoring von geothermischen Quellen, Vulkanen und Grundwasserspeichern. Kennedy et al. (2014) untersuchen den Einsatz von iGrav SG auf kurzen Basislinien (Zehner Meter) zum Monitoring von Massen, hier versickerndes Wasser, im Untergrund. Die Kombination aus zwei Gravimetern lieferte hier zusätzliche Informationen zur Ausbreitung des Wassers im Untergrund, die aus der Messung einer einzelnen SG Zeitreihe oder zusätzlichen episodischen Messkampagnen nicht hervorgehen.

2.1.6 Abgrenzung klassischer gegenüber neuartiger Sensoren

In der einschlägigen Literatur aus der Fachrichtung Physik hat sich die Bezeichnung der „klassischen“ Gravimeter (classical gravimeters/instruments) für die Absolut- und Relativgravimeter durchgesetzt, die nicht auf Basis der Atominterferometrie arbeiten. Es werden somit Instrumente der klassischen oder auch Newtonschen Physik gegenüber Instrumenten unter Nutzung der Quantenphysik gegeneinander abgegrenzt. Im Folgenden werden dementsprechend derzeitige State-of-the-Art Gravimeter wie FG5(X), Supraleitgravimeter, wie GWR Instruments iGrav und OSG, sowie Metal-/Quarzfeder Gravimeter wie Micro-g LaCoste gPhone, ZLS Burris und Scintrex CG als klassische Gravimeter bezeichnet.

Demgegenüber stehen Quantensensoren, also Instrumente, bei denen die Messung auf der Interaktion von Laserlicht mit Atomen unter Einfluss von Beschleunigungen (z. B. g) beruhen. Diese werden im allgemeinen als Atominterferometer (AI) oder im speziellen auch als Quantengravimeter (QG) bezeichnet.

2.1.7 Entwicklungen der Atominterferometer und Quantengravimeter

Die Entwicklung von Gravimetern auf Grundlage eines Laserinterferometers bestimmt bis heute die Absolutgravimetrie. Seit mehreren Jahrzehnten stehen robuste, zuverlässige und transportable Geräte für den Einsatz in Geodäsie und Geophysik bereit, zu denen bisher keine echten Alternativen bestehen. Mit dem Erscheinen des ersten marktreifen Quantengravimeters ändert sich dies nun.

Das Prinzip der Atominterferometrie, also der Interferenz von Materiewellen, bildet die Grundlage von Quantengravimetern. Es ist Grundsätzlich dazu geeignet alle inertialen Kräfte zu messen. Darüber hinaus werden Instrumente zur Detektion von Gravitationswellen oder zum Test verschiedener Vorhersagen der allgemeinen Relativitätstheorie entwickelt oder geplant. Diese Entwicklungen werden sowohl für den Einsatz stationär auf der Erde als auch auf bewegten Plattformen, einschließlich zukünftiger Satellitenmissionen, vorangetrieben. Einen Überblick bietet z. B. Barrett et al. (2014). Die Gravimetrie mittels Atominterferometrie ist so gesehen ein Spezialfall für einen inertialen Sensor. Zudem wird in der Erprobung neuer Techniken häufig mit der gravimetrischen Anwendung gestartet, da es ein breites Spektrum von Anwendungen gibt und sich diese Entwicklungen auf andere Bereiche der Atominterferometrie übertragen lassen. So liegt in dieser Arbeit auch der Fokus zunächst auf der Entwicklung der Gravimeter.

Die Vorhersage und der Nachweis der Existenz von Materiewellen fand bereits in den 1920er Jahren statt. Der französische Physiker Louis de Broglie stellte im Jahr 1923 die Theorie auf, dass sich Materie, analog zu Licht, wie ein Teilchen und eine Welle verhalten kann (de Broglie, 1923; Aspect und Villain, 2017). Der experimentelle Nachweis gelang Davisson und Germer (1927) durch Beugung eines Elektrons an einem Kristallgitter. Die Wellenlänge λ eines Teilchens $\lambda = h/p$ wird auch als de Broglie-Wellenlänge bezeichnet und ist vom Impuls p und dem Planck'schen Wirkungsquantum bzw. der Planck-Konstante $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js abhängig. Die Planck-Konstante beschreibt das Verhältnis zwischen Energie E und Frequenz f eines Teilchens mittels $E = h \cdot f$. Analog zu einem Lichtinterferometer kann auch für Materiewellen ein Interferometer realisiert werden. Die einfachste Form stellt die Mach-Zehnder Konfiguration mit einer Sequenz aus Strahlteiler-Spiegel-Strahlteiler dar. Im Gegensatz zu Lichtinterferometern sind dies jedoch quantenoptische Methoden und keine optischen Bauteile. Neben den zuvor genannten Gitterstrukturen (Keith et al., 1991) kann auch Laserlicht zur Beugung von Atomen und der Realisierung eines Atominterferometers genutzt werden (Bordé, 1989). Die Methode speziell gepulster Laserstrahlung findet praktisch in allen derzeit realisierten transportable QG

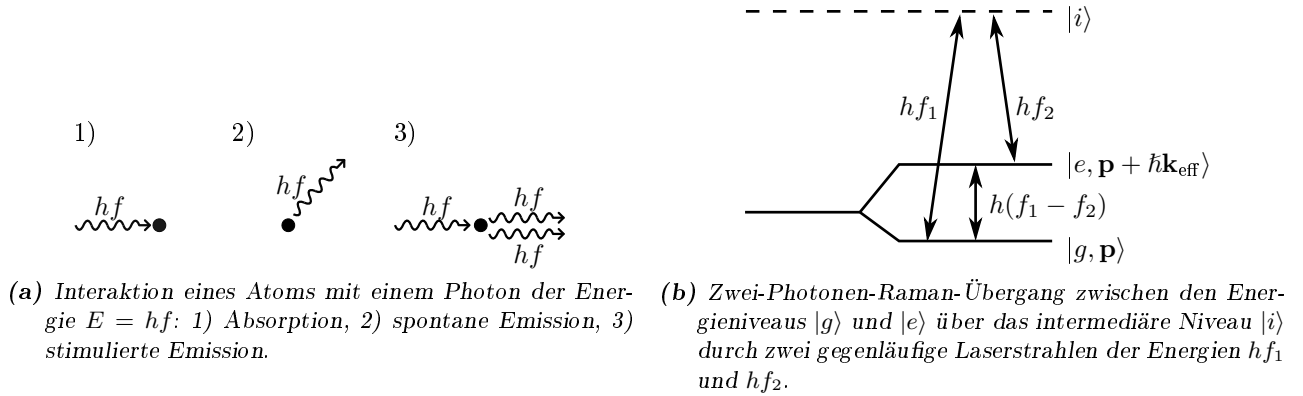


Abb. 2.4: Verschiedene Interaktionen zwischen Atomen und Photonen (Schilling et al., 2012).

Anwendung. Die in diesem Abschnitt verwendete Notation orientiert sich an Young et al. (1997). Eine umfassende Aufstellung der Entwicklung der Atominterferometrie ist z. B. in Cronin et al. (2009) gegeben.

Die Abbildung 2.4 zeigt die physikalischen Grundlagen von Ein- und Zwei-Photonen Übergängen. Dies sind Methoden zur Manipulation der internen Zustände der Atome. Als interne Zustände werden unterschiedliche Energieniveaus des Atoms bezeichnet. Diese Energieniveaus sind quantisiert, d. h. sie sind nicht beliebig wählbar sondern in definierten Energiedifferenzen vorhanden. Energie kann einem Atom durch Photonen hinzugefügt oder entzogen werden. Dies ist exemplarisch in Abbildung 2.4a gezeigt. Das niedrigste Energieniveau wird als Grundzustand $|g\rangle$ bezeichnet, darüber liegende als angeregte Zustände $|e\rangle$ ⁶. Eine Interaktion zwischen Atom und Photon und somit der Wechsel eines Energieniveaus, findet dann statt, wenn ein Photon mit der Energie auf das Atom trifft, die der Energiedifferenz zwischen dem aktuellen Energieniveau des Atoms und einem zweiten Energieniveau entspricht.

In der ersten Grafik in Abbildung 2.4a ist die Absorption eines Photons durch ein Atom gezeigt. Das Photon mit der Energie $E_{\text{Photon}} = hf$ trifft auf ein Atom mit dem internen Zustand $|g\rangle$. E_{Photon} entspricht der Energiedifferenz zwischen den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ und wird absorbiert. Der Impuls des Photons wird ebenfalls auf das Atom übertragen. Die Impulsänderung, die Änderung des externen Zustands, ergibt sich aus dem reduzierten Plank'schen Wirkungsquantum $\hbar = h/2\pi$ und dem Wellenvektor des Laserlichts $\mathbf{k}$ zu $\Delta\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Das Atom hat also vom Zustand $|g, \mathbf{p}\rangle$ in den Zustand $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$ gewechselt (Bordé, 1989). Das Energieniveau senkt sich wiederum, indem ein Photon emittiert wird. Die Energie des freigesetzten Photons entspricht der Energie zwischen den beteiligten Energieniveaus und der Impuls des Atoms ändert sich ebenfalls entsprechend der Richtung, in die das Photon emittiert wird. Die zweite und dritte Grafik in Abbildung 2.4a zeigen die zwei möglichen Prozesse. Die zweite Grafik zeigt die spontane Emission, bei der ohne äußeren Einfluss ein Photon in eine zufällige Richtung emittiert wird. Die dritte Grafik zeigt die stimulierte Emission, die durch ein einfallendes Photon angeregt wird. Das einfallende Photon mit der Energie E_{Photon} trifft auf ein Atom im Zustand $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$. Entspricht E_{Photon} der Energiedifferenz der Zustände $|e\rangle - |g\rangle$ des Atoms, so werden das Photon absorbiert und der Impuls übertragen und instantan zwei Photonen mit E_{Photon} und der selben Richtung, Polarisation und Phasenlage wie das einfallende Photon emittiert. Das Atom befindet sich jetzt wieder im Zustand $|g, \mathbf{p}\rangle$. Mittels Photonen, also z. B. Laserlicht, und die stimulierte Absorption und Emission können also Atome gezielt manipuliert und durch Impulsübertragung bewegt werden. Im Fall der Absorption wird der Impuls in Richtung des Laserlichts übertragen und bei der stimulierten

⁶Die Abkürzung stehen für *ground state* und *exited state*.

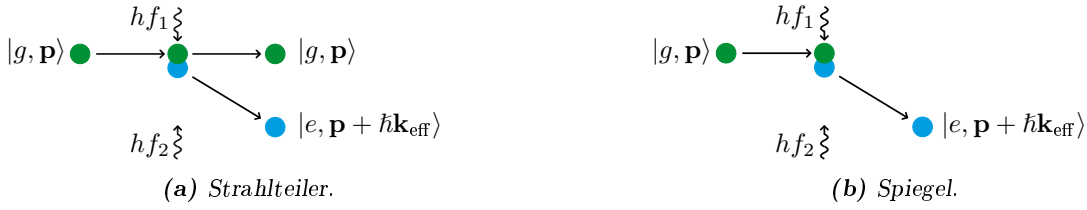


Abb. 2.5: Elemente eines Atominterferometers mit Atomen im Grundzustand $|g\rangle$ in grün und im angeregten Zustand $|e\rangle$ in blau eingezeichnet (nach Schilling et al., 2012). Für Atome im angeregten Zustand $|e\rangle$ gelten die Abbildungen sinngemäß.

ten Emission entgegen der Richtung des Laserlichts. Die beteiligten Energieniveaus sind so gewählt, dass eine spontane Emission von Photonen aus dem angeregten Zustand $|e\rangle$ vermieden wird.

In Abbildung 2.4b sind die beteiligten Energieniveaus eines Zwei-Photonen-Raman-Übergangs dargestellt, an dem zwei Photonen unterschiedlicher Energie, also zwei Laserstrahlen, mit einem Atom interagieren (Kasevich und Chu, 1991). Die Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ sind in diesem Fall zwei unterschiedliche Energieniveaus der Hyperfeinstruktur des Grundzustandes des Atoms. Die Laser sind so gewählt, dass deren Energiedifferenz derjenigen der Energieniveaus entspricht $\Delta E_{1,2} = h(f_1 - f_2)$. Der übertragene Impuls wird durch gegenläufige Laserstrahlen maximiert und beträgt $\Delta \mathbf{p} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \simeq 2\hbar\mathbf{k}_1$, da $\mathbf{k}_2 \simeq -\mathbf{k}_1$. Im Folgenden wird $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ bezeichnet und es gilt $\mathbf{k}_{\text{eff}} \parallel \mathbf{g}$. Für das häufig verwendete Rubidium Isotop ^{87}Rb beträgt der Frequenzunterschied der $F = 1$ und $F = 2$ Levels 6.835 GHz und die Laser müssen mit entsprechenden Frequenzen f_1 und f_2 gewählt werden (Tino, 2014). Rubidium hat den Vorteil, dass die nötigen Laser mit einer Wellenlänge von 780 nm zahlreiche kommerzielle Anwendungen und eine entsprechend weite Verbreitung haben. Die Kombination aus zwei Laserimpulsen mit diesen Eigenschaften wird im Folgenden als Raman-Puls bezeichnet.

Derzeitige QG, wie das Cold Atom Gravimeter (CAG) und das GAIN, setzen eine Sequenz aus Strahlteiler-Spiegel-Strahlteiler aus Zwei-Photonen-Raman-Übergängen ein (Kasevich und Chu, 1992). Abbildung 2.5 zeigt das Prinzip von Strahlteiler und Spiegel. Ein Strahlteiler (Abb. 2.5a) versetzt ein Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % in den jeweils anderen Zustand. Die notwendige Intensität und Dauer des Raman-Pulses wird auf das Erreichen dieses Verhältnisses eingestellt. Bei einem Spiegel (Abb. 2.5b) beträgt diese Wahrscheinlichkeit 100 %. Die Steuerung erfolgt über die Pulsdauer des Laserlichtes. Mit dem Wechsel des Zustands ist auch immer eine Impulsübertragung verbunden, die zu einer räumlichen Trennung der Zustände führt. Abbildung 2.6a zeigt nun ein komplettes Mach-Zehnder-Interferometer, welches für sich genommen, für die verschiedenen zuvor genannten Anwendungen genutzt werden kann. In einem Gravimeter werden entlang der Lotlinie frei fallende Atome eingesetzt. Im Gegensatz dazu würden z. B. die Atome in einem Gyroskop auf einer Flugbahn mit einer horizontalen Komponente verwendet oder bei einem Test des schwachen Äquivalenzprinzips würden unterschiedliche Arten frei fallender Atome gleichzeitig dieses Interferometer durchlaufen.

Beispielhaft zeigt Abbildung 2.6b ein Gravimeter, in dem die Atome fallen gelassen werden. Eine zweite Bauform ist die Atomfontäne, bei der sich die magneto-optische Falle (MOT) unterhalb der Fallkammer befindet und die Atome zu Beginn der Messung vor der Interferometersequenz nach oben beschleunigt werden. Ein Beispiel dieser Bauart ist GAIN (vgl. S. 21) der Humboldt-Universität zu Berlin (HU). Die Messung mit einem QG und ^{87}Rb lässt sich in drei Abschnitte Unterteilen:

- Vorbereitung der Atome,
- Freier Fall und Interferometersequenz,
- Detektion der Zustände.

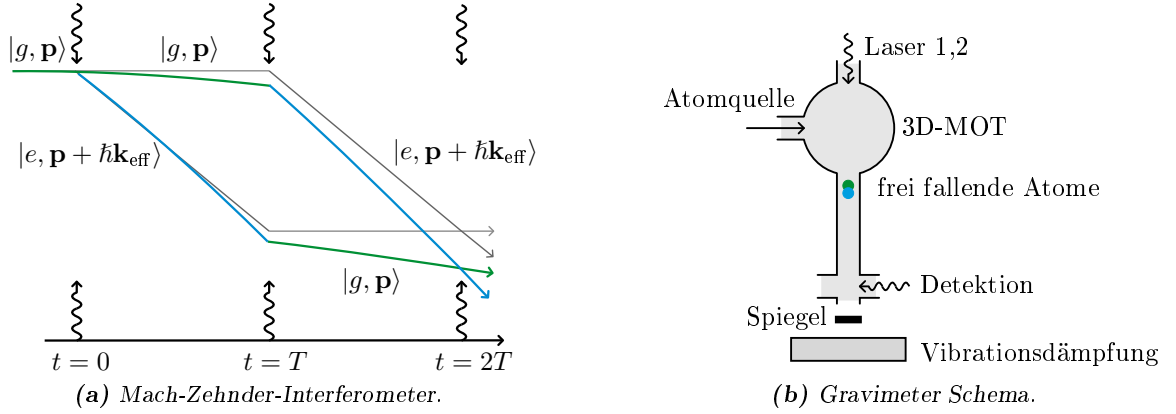


Abb. 2.6: Atominterferometer in Mach-Zehnder Konfiguration mit drei Interaktionen zwischen Atom und Photon im Zeitintervall T (links) und beispielhafte Umsetzung eines Gravimeters (rechts). In farbig ist der Weg unter dem Einfluss von g und in grau ohne den Einfluss von g dargestellt. Atome im Grundzustand $|g\rangle$ sind in grün und Atome im angeregten Zustand $|e\rangle$ in blau eingezeichnet (nach Schilling et al., 2012).

Eine weitere grafische Aufstellung der Sequenz befindet sich in Anhang A. Die Atome werden zunächst in einer so genannten 3D-magneto-optische Falle vorbereitet (Chu et al., 1985). Die Atomquelle⁷ fördert etwa $10^6 - 10^8$ ^{87}Rb -Atome in die 3D-MOT. Dort erfolgt eine magnetisch unterstützte Laserkühlung auf wenige μK zur Reduktion der thermischen Eigenbewegung der Atome. Dies minimiert zum einen die Ausbreitung der Atomwolke während des freien Falls und verringert andererseits horizontale Komponenten in der Fallbewegung. Im Fall des Quantum Gravimeter QG-1 erfolgt die Kühlung bis auf wenige nK, bis zum Erreichen des Bose-Einstein-Kondensats (BEC). Der Prozess stellt ebenso sicher, dass sich alle Atome im gewünschten Zustand $|g\rangle$ befinden. Der freie Fall wird durch Abschalten der MOT eingeleitet. Im Fallen wird die Atomwolke zum Zeitpunkt $t = 0$ (siehe Abb. 2.6a) mit einem Raman-Puls beleuchtet, der 50 % der Atome aus dem Grundzustand $|g\rangle$ in den angeregten Zustand $|e\rangle$ anhebt. Die beiden notwendigen Laser werden in einer gemeinsamen Optik oben am Gravimeter in die Fallkammer geführt. Um die Interaktion mit zwei gegenläufigen Lasern zu erhalten, wird einer der Laser am unteren Ende der Fallkammer durch einen Spiegel reflektiert. Als Resultat der Impulsübertragung nehmen die Atome im Zustand $|g\rangle$ und $|e\rangle$ unterschiedliche Wege im Interferometer. Im Gravimeter, in dem die Laserstrahlen senkrecht verlaufen, erfolgt eine Trennung der Zustände in der Vertikalen in der Größenordnung von einigen mm s^{-1} bis cm s^{-1} , abhängig von der verwendeten Spezies⁸. Zum Zeitpunkt $t = T$ folgt ein zweiter Raman-Puls mit doppelter Dauer, der die Zustände aller Atome umkehrt. Aufgrund der entgegengesetzten Wirkung des übertragenen Impulses bei An- und Abregung bewegen sich die Atome wieder aufeinander zu. Zum Zeitpunkt $t = 2T$ schließt ein dritter Raman-Puls das Interferometer. Unter der Wirkung von g (farbiger Weg in Abb. 2.6a) haben die Atome innerhalb der Interferometersequenz unterschiedlich lange Wege in den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ zurückgelegt und die interferometrische Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ergibt sich aus dem zurückgelegten Weg und der Interaktion mit den Raman-Pulsen. Nach der Interferometersequenz werden die Zustände der Atome detektiert, indem zunächst die Atome im angeregten Zustand und dann alle Atome zur Fluoreszenz angeregt werden. Dies stellt die Messgröße P des Interferometers dar, das Verhältnis der Atome in den beiden Zuständen. P ist wiederum von der Interferometerphase $\Delta\Phi$ abhängig. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Atom im Zustand $|e\rangle$ befindet, ergibt sich aus:

$$P_{|e\rangle} = \frac{1}{2} (1 - \cos \Delta\Phi). \quad (2.14)$$

⁷Für Atomquellen gibt es diverse Ansätze in verschiedenen QG, die für diese Arbeit nicht relevant sind.

⁸z. B. bei einem Zwei-Photonen-Raman-Übergang mit $^{87}\text{Rb} = 11.769 \text{ mm s}^{-1}$, siehe Abschnitt A.1 auf S. 94.

Der Phasenunterschied $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Wegen des Interferometers hängt von der Phase der Raman-Pulse $\delta\phi(z_i^j, t_i) = \mathbf{k}_{\text{eff}} z_i$ zur Zeit t_i am Ort z_i der Interaktion mit den Atomen im Zustand j ab (Kasevich und Chu, 1992):

$$\Delta\Phi = \delta\phi(z_1^{|g\rangle}, t_1) - \delta\phi(z_2^{|g\rangle}, t_2) - \delta\phi(z_2^{|e\rangle}, t_2) + \delta\phi(z_3^{|g\rangle}, t_3). \quad (2.15)$$

Unter der Bedingung senkrechter gegenläufiger Laser gilt $k_{\text{eff}} = |\mathbf{k}_1| + |\mathbf{k}_2|$ und es ergibt sich der Zusammenhang zu g über

$$\Delta\Phi = (k_{\text{eff}}g - \alpha)T^2 + \phi_1. \quad (2.16)$$

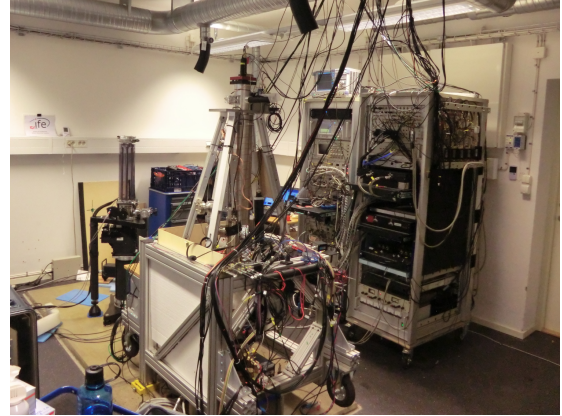
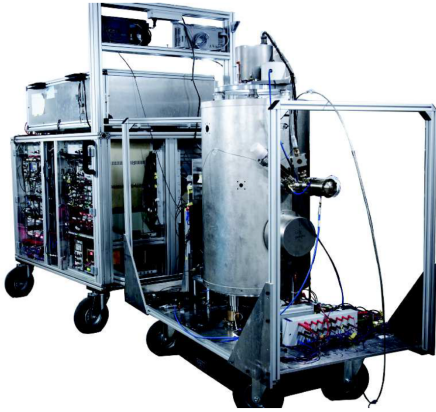
Der Parameter α beschreibt eine lineare Frequenzsteigerung (Chirp), der an einem der Raman Laser angebracht wird, um das Raman Lichtfeld in Resonanz zu den fallenden Atomen zu halten. Die frei wählbare Phasenverschiebung ϕ_1 erlaubt das Abtasten des Interferometersignals. In der Messung des Gravimeters wird über diesen Parameter das Verhältnis von $|g\rangle$ und $|e\rangle$ geregelt, so dass die Messung nur an den Flanken des Interferometer Fringes durchgeführt wird, wo die Sensitivität zu Phasenverschiebungen bedingt durch g am größten ist.

Nach Formel (2.15) wird die Phase der Raman-Pulse bei der Interaktion mit den Atomen auf diese übertragen. Die Phasenlage der Raman-Pulse hat so direkten Einfluss auf den gemessenen Schwerewert, so dass nicht-gravitativ Phasenverschiebungen verhindert werden müssen. Die Laser haben im Instrument, von der Erzeugung bis in die Fallkammer, den selben Weg, so dass sich Einflüsse hier auf beide Strahlen gleich auswirken. Einer der Laser wird jedoch am unteren Ende der Fallkammer durch einen Spiegel reflektiert und vertikale Bewegungen des Spiegels erzeugen eine zusätzliche Phasenverschiebung. Dies ist vergleichbar zu dem Referenzprisma eines klassischen AG, welches ebenfalls gegen äußere Einflüsse isoliert werden muss. An den derzeitigen Quantengravimetern wird eine Kombination aus Isolierung gegenüber Vibrationen und der Messung mit nachträglicher Korrektur der Bewegung des Spiegels verwendet.

Aus Formel (2.16) wird deutlich, dass eine große Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ und somit eine hohe Sensitivität gegenüber g durch ein langes Zeitintervall T erreicht wird. Dies hat Folgen für den Entwurf eines Quantengravimeters, und es muss eine Abwägung zwischen Bauform (Freifall oder Fontäne), Länge des Fallweges und Datenerfassungsrate getroffen werden. Im Folgenden werden vier derzeit im Einsatz und in der Entwicklung befindliche Instrumente kurz vorgestellt.

LNE-SYRTE: Cold Atom Gravimeter (CAG)

Das CAG wurde im Rahmen des französischen Watt-Waagen Projekts am Laboratoire National de Métrologie et d'Essais durch das Systèmes de Référence Temps-Espace Department des Observatoire de Paris entwickelt (LNE-SYRTE; Le Gouët et al., 2008). Das Instrument hat, neben Messungen im Rahmen der Watt-Waage und wissenschaftlichen Projekten, bereits an zahlreichen Gravimetervergleichen teilgenommen, die Gillot et al. (2016) zusammenfassen. In den letzten Vergleichen lag das CAG etwa 50 nm/s^2 bis 60 nm/s^2 über dem Mittel der Teilnehmer (siehe auch Abbildung B.4 in Anhang B.2). Das in Abbildung 2.6b gezeigte Schema ist für das CAG tatsächlich zutreffend. Abbildung 2.7a zeigt im Vordergrund den eigentlichen Sensor mit einer Höhe von etwa 140 cm und $h_{\text{ref}} \approx 83 \text{ cm}$. Die Fallkammer mit einer Fallstrecke von 20 cm befindet sich in dem runden Magnetschild, das auf einer passiven Vibrationsisolierung steht. Die sichtbaren Rollen werden zur Messung entfernt, so dass die Vibrationsisolierung auf dem Boden steht. Ein Seismometer auf dem Magnetschild misst die verbleibenden Vibrationen. Die Wiederholrate ist 380 ms mit $T = 80 \text{ ms}$. Als Unsicherheit werden 43 nm/s^2 angegeben (Fang et al., 2016). Der Wagen im Bildhintergrund enthält die notwendige Elektronik und Laser des Gravimeters.



(a) Cold Atom Gravimeter (SYRTE, Gillot et al., 2016). (b) Gravimetric Atom Interferometer (HU) mit dem FG5X-220 (IfE) in Onsala, Schweden.

Abb. 2.7: Zwei Beispiele für Quantengravimeter mit (a) einem Freifall-Aufbau und (b) einer Atomfontäne. Im Vordergrund ist jeweils der eigentliche Sensor zu sehen und im Hintergrund die notwendigen Laser und die Elektronik.

Humboldt-Universität zu Berlin: Gravimetric Atom Interferometer (GAIN)

Das in Abbildung 2.7b gezeigte Gravimetric Atom Interferometer (Schmidt, 2011; Hauth et al., 2014) ist ein Gravimeter auf Grundlage einer Atomfontäne (Peters et al., 2001). Die MOT ist in diesem Fall unterhalb der Fallkammer, so dass die Atome nach oben beschleunigt werden (vgl. Abbildung A.3). Der im Vordergrund von Abbildung 2.7b gezeigte Sensor besitzt eine Fallkammer mit einer Interaktionszone von 70 cm und erlaubt ein Zeitintervall von bis zu $T = 300$ ms zwischen den Raman-Pulsen. Die Wiederholrate ist dadurch reduziert auf etwa 1.5 s. Die effektive Gerätehöhe beträgt $h_{\text{ref}} \approx 1.38$ cm bei standardmäßig genutztem $T = 260$ ms. Neben der Variation von h_{ref} mit T ist diese auch noch vom Aufbau abhängig. Nach der Installation eines Magnetschildes um die MOT hat sich eine Änderung von 4 cm auf $h_{\text{ref}} \approx 1.42$ cm ergeben (Freier, 2017). Die Unsicherheit liegt bei 32 nm/s^2 (Freier et al., 2016). In Abschnitt 3.3 werden die Ergebnisse aus Vergleichen zwischen GAIN und klassischen Gravimetern diskutiert. Im Anhang A.2 befindet sich eine weitere Beschreibung des Gravimeters.

Die Möglichkeit T in größerem Umfang zu variieren erlaubt auch die Messung von g in verschiedenen Höhen, so dass zusätzlich der vertikale Schweregradient aus mehreren Messungen bestimmt werden kann. Eine direkte Messung des Gradienten durch den zeitgleichen Einsatz zweier Atomwolken mit einem vertikalen Abstand zueinander ist theoretisch möglich, derzeit aber noch nicht umgesetzt. Diese Art der Messung reduziert gleichartige Fehler beider Interferometersequenzen, bedingt durch z. B. residuale Bewegungen des Referenzspiegels.

Muquans: AQG

Die in Abbildung 2.7 dargestellten Entwicklungen zeigen deutlich, dass es sich hierbei um Einzelstücke aus dem Forschungsumfeld handelt. Der Transport stellt besondere Herausforderungen dar, so wiegt nur der Gravimeter Anteil von GAIN 160 kg, und auch die Bedienung ist zum großen Teil den Geräteentwicklern vorbehalten. Der Einsatz der Instrumente durch eingewiesenes Personal, vergleichbar zu klassischen Gravimetern, ist nicht vorgesehen. Die Abbildung 2.8 zeigt die nächste Entwicklungsstufe bezüglich Transportabilität des Gravimeters.



(a) Muquans Absolute Quantum Gravimeter (Muquans, 2017).



(b) QG-1 Institut für Quantenoptik (LUH): fertiges Vakuumsystem (links) und CAD (rechts).

Abb. 2.8: Aktuelle Entwicklungen transportabler Quantengravimeter in der Industrie (a) und der Forschung (b).

Einen ersten kommerziellen Ansatz stellt die Firma Muquans mit dem in Abbildung 2.8a gezeigten Absolute Quantum Gravimeter (AQG; Ménoret et al., 2018) dar. Dieses, aus der auf dem CAG aufbauenden Forschung hervorgegangene Instrument, ist in der Handhabung von der Komplexität deutlich vereinfacht. Das Gesamtgewicht liegt unter 100 kg und die Anforderungen bei Transport und Betrieb sind eher mit gPhone Gravimetern denn mit FG5 Gravimetern vergleichbar. Der Sensor hat eine Höhe von 74 cm mit einer Fallstrecke von 10 cm. Die kurze Fallstrecke ermöglicht eine Wiederholrate von 2 Hz bis 5 Hz. Das Funktionsprinzip ist im Vergleich zum CAG unverändert.

Leibniz Universität Hannover: QG-1

Mit dem Quantum Gravimeter QG-1 des Instituts für Quantenoptik ist ein weiteres Gravimeter in der Entwicklung, das sich durch den Einsatz von Bragg Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) anstelle der Raman Interferometrie mit kalten ^{87}Rb -Atomen und den Einsatz eines Atom Chips von den zuvor genannten Entwicklungen abhebt (Müntinga et al., 2013; Abend et al., 2016). Das QG-1 ist die Weiterentwicklung der QUANTUS⁹ Freifall-Experimente. Das Gravimeter befindet sich derzeit in der Fertigstellung. Abbildung 2.8b zeigt das fertige Vakuumsystem mit dem geplanten Aufbau als CAD mit einer Gesamthöhe von 1.4 m. Trotz einer kurzen Fallstrecke von maximal 30 cm liegt die Wiederholrate nur im Rahmen von 0.5 Hz bis 1 Hz, da die Erzeugung des BEC länger dauert als die Kühlung der Atome in den Raman Interferometern. Die Geräteelektronik ist vom Volumen vergleichbar mit dem Muquans AQG. Die Unsicherheit wird derzeit mit $<3 \text{ nm/s}^2$ abgeschätzt.

Quantengravimeter gegenüber klassischen Gravimetern

Die Entwicklung der Quantengravimeter verspricht eine erste Leistungssteigerung gegenüber klassischen Gravimetern seit mehreren Jahrzehnten. Die derzeit verfügbaren modernsten kommerziellen Gravimeter haben in erster Linie eine Verbesserung der Benutzerfreundlichkeit (Größe, Gewicht, Handhabung) oder Minimierung der instrumentellen Effekte erfahren. Vom ersten FG5 Mitte der 1990er Jahre bis zum aktuellen FG5X oder vom ersten CG3 bis zum CG6 in der gleichen Zeitspanne, hat sich die zu erwartende Unsicherheit der Messungen nur wenig verbessert. Die bisher gezeigten QG haben jedoch neben einer potentiellen Steigerung der Genauigkeit noch weitere Vorteile. Sie stellen

⁹Quanten Gase unter Schwerelosigkeit (van Zoest et al., 2010)

eine Kombination der Vorteile von SG und AG dar. Klassische AG werden nicht zur Registrierung von längeren Zeitreihen eingesetzt, z. B. aufgrund des mechanischen Verschleißes. Zu diesem Zweck werden für höchste Genauigkeiten SG eingesetzt, die nicht einfach zu verlegen und von AG Messungen abhängig sind. Das QG vereinigt diese beiden Aufgaben, Absolutschwerpunktbestimmung und Zeitreihenregistrierung in hoher Datenrate, in einem Gerät. Ein weiterer Vorteil des QG ist, dass es keine bewegten Teile gibt. Klassische Absolutgravimeter sind, bedingt durch den Freifall-Mechanismus, dynamische Systeme, die die Messung selbst beeinflussen, z. B. durch den Floor Recoil, und stellen daher besondere Anforderungen an den Aufstellungsort. Messungen werden in der Regel direkt auf Betonfundamenten durchgeführt, da jede Art von Belag oder Dämpfung im Boden (schwimmender Estrich) die Messung stört. Die zukünftige Entwicklung der QG zielt auf eine weitere Miniaturisierung der Sensoren ab (z. B. Abend et al., 2016, mit einer Fallstrecke in der Größenordnung von 1 cm), die für diese Arbeit jedoch nicht weiter von Belang ist.

In den Abschnitten 3.1 und 3.2 werden zunächst die Untersuchungen der State-of-the-Art klassischen Gravimeter dargestellt. Diese bilden die Grundlage für die Charakterisierung der Quantengravimeter in Abschnitt 3.3. Dazu müssen natürlich die Eigenschaften der klassischen Instrumente hinreichend bekannt sein, um die Quantensensoren zu beurteilen.

Very Large Baseline Atom Interferometer (VLBAI)

Wie zuvor beschrieben, siehe auch Formel (2.16), begünstigen lange Integrationszeiten die Messung in einem AI. Mit GAIN ist die maximale Größe bezüglich der Fallkammer erreicht, mit der ein Instrument noch ohne weiteres transportiert werden kann, ohne dass es zerlegt werden muss. Wenn die Transportabilität jedoch nicht gegeben sein muss, dann können auch AI mit einer größeren Fallkammer gebaut werden. Beispiele hierfür sind zwei 10 m Atominterferometer an den Universitäten in Stanford (Sugarbaker, 2014; Asenbaum et al., 2017) und Wuhan (Zhou et al., 2011). Diese Art der AI sind nicht in erster Linie als Gravimeter oder Gradiometer geplant sondern erfüllen diese Aufgaben quasi nebenbei. Der Einsatzzweck liegt hauptsächlich im Bereich der Grundlagenforschung. Dort ist z. B. bei Tests des Äquivalenzprinzips der Schweregradient eine Störgröße und muss vorab mit einer Genauigkeit von besser als $3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ modelliert oder gemessen werden.

Am Hannover Institut für Technologie (HITec) wird derzeit ein vergleichbares AI, das Very Large Baseline Atom Interferometer, des Institut für Quantenoptik (IQ) installiert (Hartwig et al., 2015). Abbildung 2.9 zeigt den geplanten Aufbau des Instruments. Das VLBAI steht frei auf dem Fundament des HITec ohne weiteren Kontakt zu dem Gebäude. Die notwendige Haltestruktur ist in der Abbildung nicht dargestellt. Es durchläuft den Boden des Erdgeschosses und des 1. Stockwerks. Die obere Atomquelle liegt innerhalb des Daches des Gebäudes. Über dem VLBAI ist ein Dachaufbau von etwa einem Meter Höhe. Bedingt durch die Lage innerhalb des Gebäudes und einer ständig wechselnden Massenverteilung im Nahbereich (ab 1.25 m) unterscheidet sich das VLBAI von den zwei zuvor genannten Experimenten in Stanford und Wuhan. Letztgenannte stehen in einem Schacht mit homogener Massenverteilung (Stanford) bzw. frei im Raum mit mehreren Metern Abstand zu den umgebenden Wänden (Wuhan). Abschnitt 4.2 beschreibt die Modellierung des gravitativen Einflusses des HITec Gebäudes.

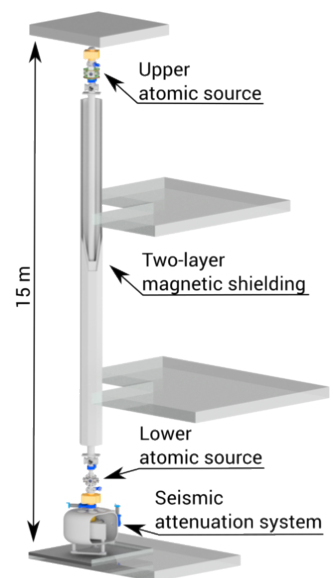


Abb. 2.9: VLBAI (IQ).

Die angestrebten Genauigkeiten des VLBAI sind (Hartwig et al., 2015) $1 \times 10^{-9} \text{ nm/s}^2$ für absolute Schweremessungen, $5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ für den Gradienten und 7×10^{-13} für die normalisierte Differenz der Schwerebeschleunigungen zweier Atomspezies (Eötvös-Verhältnis) beim Test der Universalität des freien Falls (Schlippert et al., 2014).

Weitere Entwicklungen

Neben den zuvor beschriebenen Instrumenten, die explizit auf die Entwicklung terrestrischer Gravimeter als Ablösung der aktuellen State-of-the-Art klassischen AG und SG abzielen, werden AI Sensoren für einer Vielzahl weiterer Anwendungen entwickelt.

In der Gravimetrie auf bewegten Plattformen (Luft und See) sind ebenfalls Federsysteme vorherrschend (vertikale Feder: Bodenseewerk KSS32M; L&R Prinzip: Micro-g LaCoste TAGS und MGS) mit den ihnen eigenen systematischen Fehlerquellen, wie etwa Drift und Kalibrierung. Bidel et al. (2018) beschreiben erste Messungen eines QG als Schiffsgravimeter in einer Vergleichskampagne mit einem Bodenseewerk KSS32M Gravimeter. In einem stationären Vergleich mit einem A10 Gravimeter wurde eine Übereinstimmung von $(100 \pm 600) \text{ nm/s}^2$ erreicht. Als Vergleichsparameter zwischen dem Federsystem und dem QG wurden unter anderem Kreuzungspunkte der mit dem Schiff gefahrenen Profile und ein in zwei Richtungen gemessenes Referenzprofil herangezogen. Bei diesen Vergleichen erreichte das QG eine im Mittel um den Faktor fünf höhere Wiederholbarkeit der Messungen im Vergleich zum Federgravimeter.

Für Anwendungen in der Navigation sind AI Inertialsensoren interessant, da diese Einschränkungen, wie etwa die Drift, bestehender Systeme überwinden. Die Herausforderung besteht in der kontinuierlichen Messung ohne Ausfallzeiten, die z. B. in der Vorbereitung der nächsten Gruppe kalter Atome entsteht, und der zeitgleichen Messung in mehreren Raumachsen. Der sequentielle Ablauf und die für eine hohe Sensitivität notwendigen langen Interaktionszeiten eines AI stehen einer hohen Datenrate eines Quanteninertialsensors entgegen. Dutta et al. (2016) präsentieren ein Ein-Achsen-Gyroskop mit einer Datenrate von 3.75 Hz und einer Interaktionszeit von 800 ms. In dieser Atomfontäne werden drei Atomwolken zeitgleich verwendet, indem jeweils eine Atomwolke sich in einem anderen Abschnitt des Interferometers befindet. Die Atomwolke am Anfang des Interferometers ($t = 0$) und am Ende des Interferometers ($t = 2T$) nutzen den selben Laserpuls. Savoie et al. (2018) demonstrieren mit dem Experiment eine Sensitivität von $3 \times 10^{-8} \text{ rad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ und einer Stabilität von 0.3 nrad s^{-1} . Einen vereinfachten Aufbau eines Multi-Achsen-AI mit einer gemeinsamen MOT und einem Laser für alle Achsen demonstrieren Wu et al. (2017). Konzepte wie diese erlauben die Entwicklung kompakter und robuster Systeme für bewegte Plattformen.

Neben Gravimetern und Gyroskopen sind ebenfalls AI-Gradiometer in der Entwicklung. Gradiometer sind im Fall von AI gewissermaßen QG mit zwei Interferometern, in denen in der Regel zwei Atomwolken nacheinander oder in zwei separaten MOT vorbereitet und auf unterschiedlichen Trajektorien zeitgleich abgefragt werden (Sorrentino et al., 2012). Diese Methode setzt eine gewisse Größe der Fallkammer voraus, da die Trajektorien in einer Atomfontäne unterschiedliche Höhen erreichen. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Reduktion von systematischen Effekten, dadurch dass sie in beiden AI identisch sind. Neben den Einsatzmöglichkeiten in der Geophysik zur Trennung des lokalen Effektes von übergeordneten regionalen Effekten im Schwerfeld, werden auch Experimente zur Grundlagenphysik, wie z. B. die Bestimmung der Gravitationskonstante G , mit diesen Gradiometern durchgeführt (Tino, 2014). Perrin et al. (2019) präsentieren erstmals ein AI-Gradiometer mit nur einer Atomwolke und einer modifizierten Sequenz der Laserimpulse. Dies ermöglicht kompaktere Bauweisen für den Einsatz auf bewegten Plattformen. Auf dem Weg zum Einsatz von AI-Gradiometern auf Satelliten

werden derzeit erste Schritte in Form von Simulationen (z. B. Douch et al., 2018) und Hardwaretests in Schwerelosigkeit (Becker et al., 2018) durchgeführt.

Die Entwicklung von AI in größeren Dimensionen ist nicht auf Atomfontänen wie das VLBAI beschränkt. Mit dem Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna (MIGA) Experiment wird eine Kombination aus klassischem Laserinterferometer und einem Array aus AI realisiert (Canuel et al., 2018). Der Arm des klassischen Laserinterferometers hat eine Länge von 200 m, auf denen drei AI verteilt sind. Die Laser des Laserinterferometers sind gleichzeitig die Beamsplitter- und Spiegel-Laser der AI. Die Messung der AI ist einerseits sensitiv zu inertialen Beschleunigungen und andererseits zu Variationen des Lichtweges des Laserinterferometers. Der letztgenannte Effekt kann zur Detektion von Gravitationswellen genutzt werden, wobei MIGA in derzeitiger Form, dem Entwicklungsstand beschrieben von Canuel et al. (2018), als Test der technischen Durchführbarkeit für ein erweitertes MIGA Konzept zu sehen ist (Chaibi et al., 2016).

Neben den terrestrischen Anwendungen werden vielfältige Experimente in (nahezu) Schwerelosigkeit entwickelt. Unter dem Einfluss von g sind die Integrationszeiten der Atome im AI durch die Baugröße des Experiments begrenzt. In Schwerelosigkeit kann die Zeit für eine Interferometersequenz deutlich verlängert werden, so dass Experimente in Falltürmen (z. B. QUANTUS I: Van Zoest et al., 2010), in Parabelflügen mit dem Flugzeug (Barrett et al., 2016) oder auf einer Rakete mit ballistischer Flugbahn (MAIUS: Becker et al., 2018) durchgeführt werden. Diese dienen teils der Grundlagenforschung (Äquivalenzprinzip, Inertialsensoren) und teils als Vorstufe zum Einsatz von AI in Satellitenmissionen (Christophe et al., 2018). Eine weitere Einschränkung in der Dauer einer Interferometersequenz stellt die Eigenbewegung, also die Temperatur, der Atome dar. Für längere Integrationszeiten werden daher bei den meisten der vorgenannten Experimente BEC eingesetzt (Gaaloul et al., 2014).

2.2 Zeitlich variable Schwereeffekte

Dieser Abschnitt fasst kurz die Grundlagen der zeitlich variablen Schwereänderungen zusammen und stellt die in der Gravimetrie gebräuchlichen Reduktionen vor.

2.2.1 Gezeiten

Die mit Abstand größte Schwereänderung über einen Tag hinweg an einem Ort wird durch den direkten und indirekten gravitativen Einfluss von Mond, Sonne und den Planeten verursacht. Die Gezeitenbeschleunigung $\mathbf{b}_t$ ist die Summe der Gravitationsbeschleunigung $\mathbf{b}$ des Körpers (Sonne, Mond, etc.) an dem Punkt P und der Bahnbeschleunigung $-\mathbf{b}_0$ der Erde um das gemeinsame Baryzentrum. Abbildung 2.10 zeigt als Beispiel das Erde-Mond System. Die Berechnung für die starre Erde kann nach Newtons Gravitationsgesetz in einem geozentrisch gelagertem raumfesten Koordinatensystem erfolgen (Torge und Müller, 2012):

$$\mathbf{b}_t = \mathbf{b} - \mathbf{b}_0 = \frac{GM_m}{l_m^2} \frac{\mathbf{l}_m}{l_m} - \frac{GM_m}{r_m^2} \frac{\mathbf{r}_m}{r_m}, \quad (2.17)$$

mit der Gravitationskonstante G , der Masse des Mondes M_m sowie dem geozentrischen Abstand r_m und dem Punktabstand l_m zum Mond. Im Geozentrum heben sich die Orbital- und Gravitationsbeschleunigung auf. Die Berechnung für weitere Körper erfolgt jeweils analog als Zweikörper System. Die Summe dieser Systeme ergibt dann die Gezeitenbeschleunigung am Punkt P . Die Grundlage für die Berechnung nach (2.17) sind Ephemeriden der Himmelskörper. Den größten Gezeiteneffekt erzeugt der Mond gefolgt von der Sonne, die maximal 46 % des Gezeiteneffekts des Mondes erzeugt. Die Gezeiteneffekte der übrigen Himmelskörper sind zwar um mehrere Größenordnungen geringer (z. B. Venus

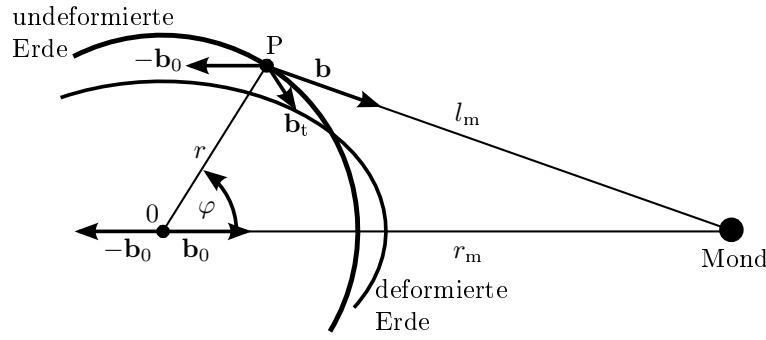


Abb. 2.10: Gezeitenbeschleunigung des Mondes (nach Torge und Müller, 2012).

$5.9 \times 10^{-12} \text{ m/s}^2$ Wenzel, 1997), müssen aufgrund der Auflösung moderner Gravimeter, insbesondere der SG, im Bereich von pms^{-2} jedoch berücksichtigt werden.

Die Berechnung der Gezeiteneffekte erfolgt in der Regel jedoch nicht direkt aus dem Ephemeriden der Planeten sondern mittels Gezeitenpotentialkatalogen. Das Gezeitenpotentials V_t ist eine skalare Größe, dessen Gradient die Gezeitenbeschleunigung ist:

$$\mathbf{b}_t = \text{grad} V_t = \text{grad}(V - V_0). \quad (2.18)$$

Die radiale Komponente ist dementsprechend die Ableitung in r

$$\mathbf{b}_r = \frac{\partial V_t}{\partial r}. \quad (2.19)$$

Gezeitenpotentialkataloge sind das Ergebnis der spektralen Zerlegung des Gezeitenpotentials an der Oberfläche der Erde. Sie bestehen aus Amplituden und Phasen definierter Gezeitenwellen. Die Grundlage für die Berechnung stellen die Ephemeriden der Sonne, des Mondes und der Planeten des Sonnensystems dar (z. B. DE200 oder DE/LE406 des Jet Propulsion Laboratory). Hartmann und Wenzel (1995) stellen erstmalig einen Gezeitenpotentialkatalog bereit der einen Root Mean Square (RMS) im Vergleich zu einer Referenzzeitreihe von 1.4 pms^{-2} erreicht. Der Katalog HW95 umfasst 12935 Gezeitenwellen (Partialtiden). Mit einem ähnlichen Ansatz erreicht Kudryavtsev (2004) einen RMS von 0.3 pms^{-2} im Vergleich zur selben Referenzzeitreihe. Der resultierende Katalog KSM03 umfasst 28806 einzelne Gezeitenwellen. Die Gezeitenwellen werden in Wellengruppen nach ihrer Frequenz zusammengefasst und nach der dominierenden Partialtide benannt, z. B. in täglichen (Q1, O1, P1, K1), halbtäglichen (N2, M2, S2, K2), höher periodischen (M3, M4) und länger periodischen (vierzehntägig Mf; monatlich Mm; halbjährlich Ssa; Jährlich Sa) Wellengruppen. Die Bezeichnung der Wellengruppen erfolgt nach Darwin (1883).

Der Vorteil der Nutzung von Gezeitenpotentialkatalogen gegenüber der direkten Berechnung aus den Ephemeriden liegt in der Berücksichtigung der Reaktion einer elastischen Erde inklusive der Ozeane unter Berücksichtigung entsprechender Erd- und Ozeanmodelle. Die Methode basierend auf den Ephemeriden nach Formel (2.17) ist nur für die Berechnung der Gezeiten einer starren Erde ohne Ozeane geeignet.

Der Effekt der Erdgezeiten kann anhand des Gezeitenpotentialkataloges und den Gezeitenparametern Amplitude δ und Phasenverschiebung κ berechnet werden (Torge, 1989):

$$\delta g_{\text{ET}}(t) = \sum_i^n \delta_i A_i \cos(\omega_i t + \Phi_i + \kappa_i). \quad (2.20)$$

Die Amplitude A_i , Frequenz ω_i und die Phase Φ_i stellen die theoretischen Größen einer Partialtide der festen Modellerde dar. Der Amplitudenfaktor δ_i ist das Verhältnis des theoretischen Amplitude A_i zu a) der Amplitude kombiniert aus Erd- und Ozeanmodell unter Berücksichtigung der Elastizität des Mantels und Ozeanauflasten, oder b) der aus einer langen Gravimeterzeitreihe beobachteten Amplitude. Die Phasenverschiebung κ_i ist das Resultat der Elastizität und die Reaktion auf Loading. Auch κ_i entstammt entweder der Modellierung aus Erd- und Ozeanmodellen oder aus einer Gezeitenregistrierung, z. B. mit einem SG. Bei Gezeitenparameter δ_i und κ_i auf Grundlage einer Modellierung, wird auch von synthetischen Gezeitenparametern gesprochen. Timmen und Wenzel (1995) berechnen für ein $1^\circ \times 1^\circ$ Gitter zunächst die Ozeangezeiten (direkter und indirekter Effekt bzw. Attraktion der Wassermassen und resultierende Deformation) anhand des Schwiderski-Ozeanmodells (Schwiderski, 1980a,b). Die Gezeiten der festen Erde werden für das Wahr-Dehant-Modell (Wahr, 1981; Dehant, 1987) berechnet. Die Summe der Amplituden der festen Erde- und Ozeangezeiten werden durch die aus dem Tamura (1987) Potentialkatalog (1200 Wellen) berechneten Amplituden der starren Erde geteilt, um die δ_i der Wellengruppen zu berechnen. Für beliebige Positionen werden die auf das $1^\circ \times 1^\circ$ Gitter vorausberechneten Gezeitenparameter der vorgenannten täglichen und halbtäglichen Wellengruppen sowie MF und M3 linear auf die Stationskoordinate interpoliert. Aufgrund der räumlichen Auflösung von einem Grad sind die Abweichungen zu den tatsächlichen Gezeiten in Küstennähe größer als im Landesinneren.

Die sogenannten nicht-gravitativen Meeresspiegelvariationen können nicht durch Ozeangezeitenmodelle oder gravimetrisch beobachteten Gezeitenparametern reduziert werden. Bei diesem Effekt handelt es sich um den windgetriebenen Transport von Wassermassen. Olsson et al. (2009) finden für Stationen entlang der Ostsee Größenordnung aufgrund der Attraktion der Wassermassen und des zusätzlichen Loading Effektes von bis zu 30 nm/s^2 . Leßmann und Müller (2018) betrachten die Nordsee und die Änderungen des Potentialfeldes aufgrund von Sturmereignissen und der resultierenden Massenverteilung und deren Einfluss auf Uhrenmessungen.

Die Steuersoftware der FG5(X) und gPhone Gravimeter sowie die Software zur Verarbeitung von Gravimeterzeitreihen Tsoft sind in der Lage mit gegebenen Gezeitenparametern eine Gezeitenreduktion zu berechnen. In der jeweiligen Software wird unterschieden zwischen Parametern, die bereits den Effekt des Ozeans enthalten (beobachtet oder nach Timmen und Wenzel, 1995), und solchen, die die feste Erde (z. B. Wahr, 1981; Dehant, 1987) und Ozeangezeiten getrennt berücksichtigen. Reine Ozeangezeitenparameter stellen u. a. Bos und Scherneck (2018) bereit. Dieser Dienst berechnet für Stationen aus derzeit 28 verschiedenen Ozeangezeitenmodellen mit einer räumlichen Auflösung bis zu $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ die Parameter. Aufgrund der besseren räumlichen Auflösung und aktuelleren Modellen im Vergleich zu Timmen und Wenzel (1995) ist es ggf. angebracht, die Gezeitenparameter getrennt für die feste Erde (Wahr-Dehant-Modell) und Ozean anzugeben, wenn keine beobachteten Parameter vorhanden sind.

Für die in dieser Arbeit genutzten Stationen werden beobachtete Gezeitenparameter δ und κ basierend auf den Beobachtungen lokaler SG, vorheriger Messungen mit Federgravimetern oder den Messungen dieser Arbeit verwendet (siehe u. a. Seite 57 in Abschnitt 3.2; Timmen und Wenzel, 1994; Schilling und Gitlein, 2015a).

Tragbare Federgravimeter (Scintrex CG und ZLS Burris) bieten ebenfalls eine eingebaute Gezeitenreduktion während die Messungen durchgeführt werden. Hier werden die Formeln nach Longman (1959) verwendet, um den Effekt von Sonne und Mond auf die starre Erde zu berechnen. Die Gezeitenreduktion im Gravimeter berücksichtigt zusätzlich einen Amplitudenfaktor. Dieses Verfahren ist zur Kontrolle der Messungen im Feld ausreichend. In der späteren Auswertung der Messungen mit GNLSA werden jedoch die Gezeiten nach der zuvor dargestellten Methode über Gezeitenparameter reduziert.

Der Unterschied zwischen den Longman-Formeln und der Gezeitenreduktion aus beobachteten Gezeitenparametern ist für Hannover $(41 \pm 23) \text{ nm/s}^2$ für ein Jahr.

2.2.2 Atmosphäre

Der Einfluss der Atmosphäre auf die Schweremessung ist zweigeteilt. Die Attraktion der Luftmassen wirkt als direkter Effekt auf die Messung. Gleichzeitig wird die Erdoberfläche durch die wechselnden atmosphärischen Auflasten deformiert, so dass die Station eine Höhenänderung erfährt, die sich als indirekter Effekt einer Luftdruckänderung auf die Messung auswirkt. Ausgehend von Empfehlungen der Working Group 2 der International Gravity Commission (IGC, 1988) wird im Allgemeinen der direkte und indirekte Effekt der sich ändernden atmosphärischen Massen als Unterschied des lokalen Luftdrucks P_{lok} zum Normaldruck P_N in der Stationshöhe h ausgedrückt und durch einen linearen Faktor α reduziert

$$\delta g_{\text{air}} = -3 \text{ nm s}^{-2} / \text{hPa} (P_{\text{lok}} - P_N). \quad (2.21)$$

Der Normaldruck P_N wird mittels der barometrischen Höhenformel berechnet

$$P_N = 1013.25 \left(1 - 0.0065 \frac{h}{288.15} \right)^{5.2559}. \quad (2.22)$$

Der Faktor von $\alpha = -3 \text{ nm s}^{-2} / \text{hPa}$ ist ein globales Mittel und kann lokal stark abweichen. Aus länger andauernden Schweremessungen, z. B. mit einem SG, und einer Luftdruckaufzeichnung kann ein lokaler Faktor bestimmt werden. Gitlein (2009) hat für 37 Stationen in Mittel- und Nordeuropa α Werte von $-2.9 \text{ nm s}^{-2} / \text{hPa}$ bis $-4.2 \text{ nm s}^{-2} / \text{hPa}$ festgestellt und einen Mittelwert für Fennoskandien von $-3.2 \text{ nm s}^{-2} / \text{hPa}$ erhalten.

Für diese Berechnungen setzte Gitlein (2009) ein numerisches Wettermodell (NWM) ein, um den direkten Attraktionseffekt der atmosphärischen Massen und die daraus resultierende Deformation der Erdoberfläche zu berechnen. Dieses Modell besteht aus globalen 2D und 3D Atmosphärendaten der ERA-Interim Reanalyse des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF; Dee et al., 2011). Zu diesem Zeitpunkt bot das NWM in 2D (3D) eine räumliche Auflösung von $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ ($0.75^\circ \times 0.75^\circ$) mit einer zeitliche Auflösung von 6 h. Die 3D Daten wurden auf 21 Luftdruckschichten (pressure level, PL) von 1000 hPa bis 1 hPa gespeichert¹⁰. Mittlerweile sind beide Datensätze in einer räumlichen Auflösung von $0.75^\circ \times 0.75^\circ$, also etwa 80 km, verfügbar. Die vertikale Auflösung der 3D Daten wurde auf 37 Isobarenflächen zwischen 1000 hPa und 1 hPa erhöht, so wurde z. B. der Abstand der bodennahen Schichten von 75 hPa auf 25 hPa, bzw. von 650 m auf 210 m verringert. Die 1 hPa Luftdruckschicht entspricht einer Höhe von etwa 50 km.

Die neuste Generation der ECMWF Atmosphärenmodelle ist die ERA5 Reanalyse (Hersbach und Dee, 2016), deren Daten seit Juli 2017 verfügbar sind. ERA5 umfasst derzeit den Zeitraum von Januar 1979 bis zu drei Monate vor dem aktuellen Datum (near real time) in einer räumlichen Auflösung von $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ (30 km). Es wird angestrebt, den Zeitraum auf die Zeit seit 1950 auszudehnen. Die 3D Daten sind auf den selben 37 Luftdruckschichten wie das ERA-Interim Modells vorhanden. Alternativ sind die ERA5 Daten auch in 137 Modellschichten (model levels¹¹, ML) bis in eine Höhe von 0.01 hPa (80 km) verfügbar. Diese Schichten verlaufen genähert parallel zur Topographie und starten in einer Höhe von etwa 10 m mit der untersten Schicht. Die Definition der Modellschichten beschreiben z. B. Ritchie et al. (1995) und die Dokumentation des Dienstes (ECMWF, 2017). Abbildung 2.11 stellt den Verlauf der Modell- und Luftdruckschichten schematisch dar. Dabei ist zu beachten, dass

¹⁰Die Daten sind unter <https://www.ecmwf.int> und <https://cds.climate.copernicus.eu> abrufbar.

¹¹Frühere Versionen der ECMWF NWM wurden ebenfalls auf bis zu 90 Modellschichten veröffentlicht.

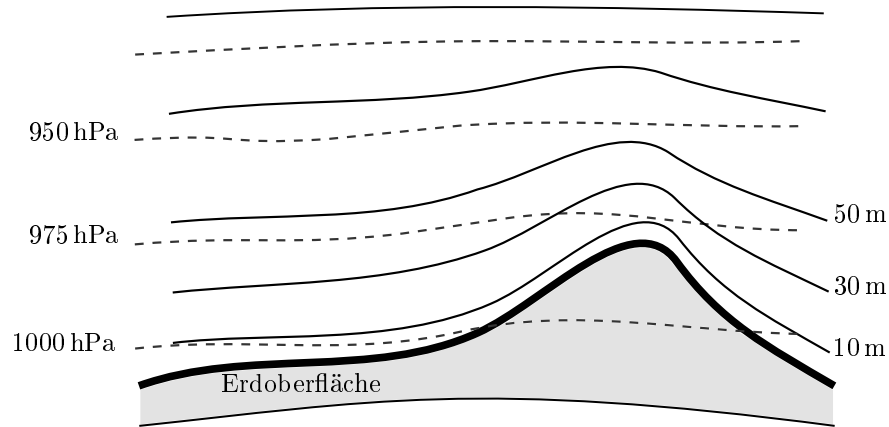


Abb. 2.11: Ausgabeformate des ERA5 Modells: Luftdruckschichten (PL), in Bodennähe im Abstand von 25 hPa schneiden ggf. die Topographie und genähert parallel zur Topographie verlaufende Modellschichten (ML) im Abstand von Zehner Metern in Bodennähe (Darstellung nicht maßstäblich).

Luftdruckschichten ggf. die Topographie schneiden oder gänzlich unter der Oberfläche liegen. Für Hannover und die umgebende lokale Zone wird ausgehend von der Stationshöhe die Attraktion für alle darüber liegenden PL berechnet. Bei bewegter Topographie (mehrere 100 m) im Nahbereich einer Station muss bei der Berechnung beachtet werden, ob eine atmosphärische Masse aus dem Modell tatsächlich über der Topographie liegt. Bei der Verwendung von ML ist dieser Schritt nicht nötig, da die ML per Definition oberhalb der Topographie liegen. Aufgrund der räumlichen Auflösung des NWM kann es nötig sein eine Höhenanpassung des Luftdrucks mittels Formel (2.22) vorzunehmen, wenn zwischen der tatsächlichen Stationshöhe und der Höhe des Geländemodells im NWM eine Diskrepanz vorliegt. So ist z. B. die Stationshöhe der TU Clausthal im Harz 586 m und die Geländehöhe im ERA5 Modell nur 314 m. Hier ist eine Korrektur des Modellluftdrucks um -13.3 hPa notwendig. Für die in der vorliegenden Arbeit überwiegend betrachteten Stationen ist keine Höhenanpassung notwendig. Die zeitliche Auflösung des NWM beträgt eine Stunde. Der Einfluss dieser beiden Datenformate wird in Abschnitt 3.4.1 behandelt. Weiterhin sind auch bei ERA5 die Daten der Oberfläche (single level, SL) in der selben räumlichen und zeitlichen Auflösung wie die 3D Daten verfügbar.

In Abbildung 2.12 sind der mit dem gPhone-98 (gP-98) in Hannover aufgezeichnete Luftdruck (reduziert auf eine Minute) und der aus dem ERA5 37 Luftdruckschichten (PL) und 137 Modellschichten (ML) Modellen berechnete Luftdruck für einen Zeitraum von zwei Wochen dargestellt. Das 137 Schichtenmodell (ML) enthält eine Schicht mit dem Luftdruck an der Oberfläche, der für die Abbildung auf die Stationskoordinate interpoliert wurde. Dieser Luftdruck liegt im Mittel 0.23 hPa unterhalb des gemessenen Luftdrucks. In dem 37 Luftdruckschichten Modell (PL) liegen die Höhen der Luftschichten vor, also in welcher Höhe ein Luftdruck von 1000 hPa, 975 hPa usw. herrscht. In diesem Fall wird sowohl über die Lage als auch Höhe interpoliert. Da die niedrigste Luftdruckschicht 1000 hPa beträgt, muss ggf. extrapoliert werden, wenn die Höhe dieser Luftdruckschicht über der Höhe der Station liegt und der Luftdruck am Boden 1000 hPa übersteigt. Dies ist für Hannover (Stationshöhe 53 m, Normalluftdruck 1006.9 hPa) überwiegend der Fall. Im Mittel liegt der Luftdruck des Modells 0.25 hPa über dem gemessenen Luftdruck. Über sechs Monate hinweg sind die Mittelwerte 0.17 hPa und -0.35 hPa. In diesem Zeitraum lag der lokale Luftdruck zu 14 % der Zeit unterhalb von 1000 hPa. Aus den 2D Oberflächendaten (SL) von ERA5 kann ebenfalls der Luftdruck interpoliert werden. Da sich dieser von dem aus den Luftdruckschichten berechneten Luftdruck im Mittel nur um 0.07 hPa unterscheidet, wird auf eine explizite Darstellung verzichtet.

Die Berechnung des Einflusses atmosphärischer Massenänderungen erfolgt, unabhängig von der räum-

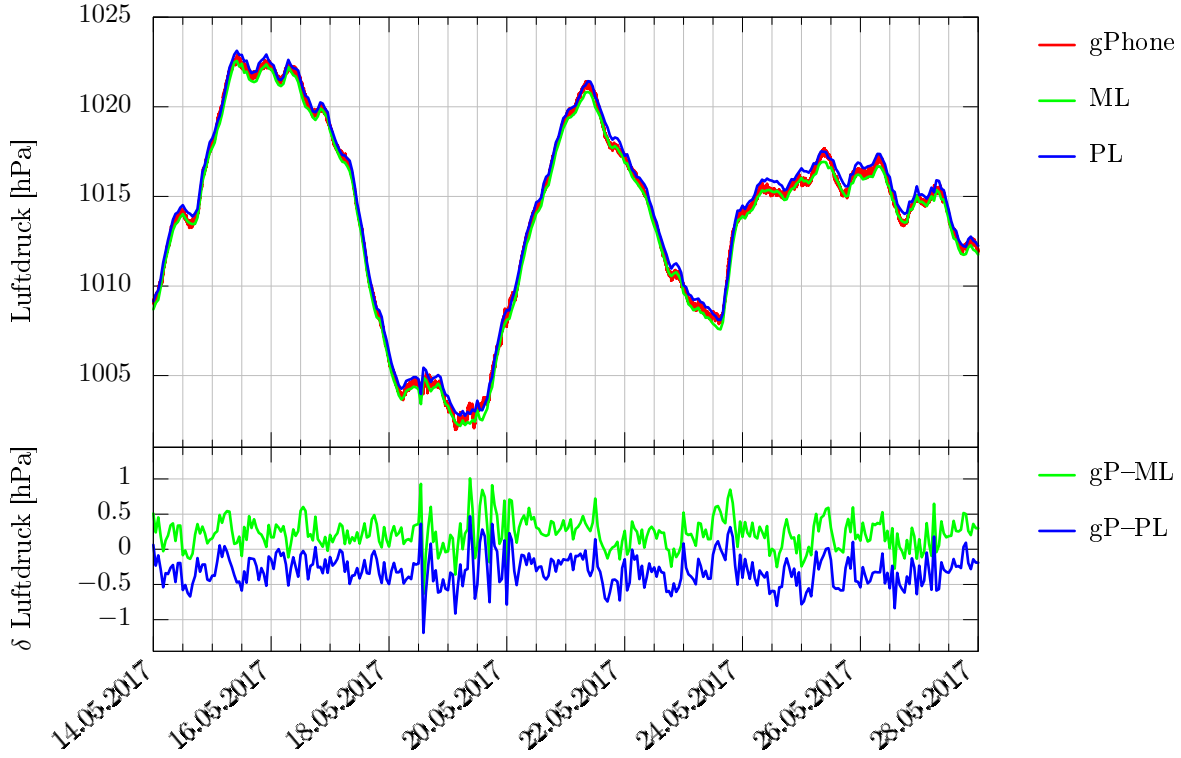


Abb. 2.12: Luftdruckmessung am gPhone-98 Gravimeter und Interpolation der Stationskoordinate im ERA5 Modell (oben) auf der Oberflächenschicht im 137 Schichtenmodell (ML) und den 37 Luftdruckschichten Modell (PL). Die Differenz zum gemessenen Luftdruck (unten) zeigt einen Mittelwert von 0.23 hPa (gP-ML) und -0.25 hPa (gP-PL).

lichen und zeitlichen Auflösung des NWM, getrennt nach der Attraktion der atmosphärischen Massen und dem resultierenden Deformationseffekt. Ähnlich zur Korrektur mittels eines linearen Faktors wird bei der Verwendung von 3D Modellen die Abweichung der tatsächlichen Atmosphäre zu einer Standard Atmosphäre reduziert (IGC, 1988). In dieser Arbeit wird, wie auch z.B. in Gitlein (2009) und Abe et al. (2010), die U.S. Standard Atmosphere 1976 (USSA1976; NOAA, 1976) verwendet.

Direkter und indirekter atmosphärischer Effekt aus 2D Oberflächendaten

Die Berechnung der Attraktion der atmosphärischen Massen erfordert die Kenntnis der Dichte bis in höhere Atmosphärenschichten. Die Integration über die gesamte Atmosphäre ist jedoch rechenintensiv, so dass erste Ansätze auf Oberflächendaten in Kombination mit einer Standardatmosphäre basierten. Merriam (1992) fand, dass unter der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts in der Atmosphäre die Dichte innerhalb einer Luftsäule hinreichend genau über die thermische Zustandsgleichung idealer Gase (allgemeine Gasgleichung) und eine Standardatmosphäre berechnet werden kann. Notwendig dazu sind global verteilte Daten des Luftdrucks und der Temperatur auf der Oberfläche, aus denen die Dichte bis in eine Höhe von 60 km berechnet wird. Merriam (1992) hat den allgemeinen Ansatz von Farrell (1972) auf atmosphärische Lasten angewendet, um Green'sche Funktionen GN für die Attraktionswirkung in Abhängigkeit vom mittleren Erdradius a , Temperatur T , Luftdruck P und relativer Höhe h der Basis der Luftsäule im Vergleich zur Stationshöhe zu berechnen:

$$GN(\varphi) = GN(\varphi)_{\text{Tabelle}} + \frac{\delta GN}{\delta T} (T_0 - 15^\circ\text{C}) + \frac{\partial GN}{\partial z} h_{[\text{km}]} + \frac{\partial^2 GN}{\partial z^2} \left(\frac{h_{[\text{km}]}}{a\varphi_{[\text{rad}]}} \right)^2 \left[\frac{\text{nm/s}^2}{\text{hPa}} \right]. \quad (2.23)$$

Die in Abhängigkeit des sphärischen Abstandes φ tabellierten Werte von GN werden um die Temperatur T_0 an der Basis der Luftsäule und zwei höhenabhängige Terme modifiziert, die die erste und zweite Ableitung der Green'schen Funktionen nach der Höhe in der Luftsäule z darstellen. Diese zwei Terme haben einen Effekt von wenigen nm/s^2 , wenn sich innerhalb einiger 100 km Höhenänderungen im Kilometerbereich befinden, so dass diese Terme meist vernachlässigt werden. Für den Standort Hannover werden diese Terme nicht berücksichtigt. Die Attraktion ergibt sich dann aus

$$\delta g_{\text{att}}(\varphi) = \frac{GN(\varphi)}{10^{-4}\varphi_{[\text{rad}]}} \cdot \frac{A[\text{sr}]}{1 - \cos(1^\circ)} (p_{\text{msl}} - p_0) [\text{nm/s}^2] \quad (2.24)$$

mit der Differenz zwischen dem Luftdruck auf Meereshöhe und dem Referenzluftdruck auf Meereshöhe aus der Standardatmosphäre von $p_0 = 1013.25 \text{ hPa}$ und der Grundfläche der Luftsäule A in Steradian. Auf diese Weise wird eine Genauigkeit der Attraktion von etwa 1 % erreicht. Sun (1997) und Boy et al. (2002) bauen auf diesen Ansatz in der Berechnung von Green'schen Funktionen zur Berechnung der Attraktion auf.

Der deutlich geringere indirekte Anteil atmosphärischer Massenvariationen, die Deformation, berechnet Merriam (1992) nach

$$\delta g_{\text{def}}(\varphi) = \frac{GE(\varphi)}{10^{-4}\varphi_{[\text{rad}]}} \cdot \frac{A[\text{sr}]}{1 - \cos(1^\circ)} (p_{\text{msl}} - p_0) [\text{nm/s}^2]. \quad (2.25)$$

Die in Merriam (1992) tabellierten Green'schen Funktionen $GE(\varphi)$ enthalten keine höhen- oder temperaturabhängigen Komponenten.

Als Eingangsdaten für die Berechnung des direkten und indirekten atmosphärischen Effektes mittels Green'scher Funktionen werden die Oberflächendaten (ERA5-SL)

- Luftdruck auf der Höhe des Meeresspiegels und
- Temperatur an der Oberfläche

verwendet.

Aktueller Ansatz: Erweiterung um 3D Wetterdaten

Der Deformationseffekt wird auch in aktuellen Arbeiten weiterhin mit den Green'schen Funktionen nach Merriam (1992) und Formel (2.25) berechnet. Zur Berechnung der Attraktion greifen diese Arbeiten (z. B. Gitlein, 2009; Klügel und Wziontek, 2009) jedoch zusätzlich auf hoch aufgelöste NWM zurück und betrachten die Atmosphäre als aus Luftschichten bestehende ausgedehnte Körper. Die Obergrenze der Atmosphäre orientiert sich dabei an der Obergrenze der verfügbaren Wettermodelle von etwa 50 km bis 60 km. In der Berechnung des Attraktionseffektes wird die 3D Atmosphäre, je nach Ansatz, in Zonen unterschiedlicher räumlicher Auflösung unterteilt. Gitlein (2009) führt ihre Berechnung getrennt in einer lokalen, regionalen und globalen Zone durch. Die lokale Zone von 0.5° (etwa 50 km) um die Station, die etwa 90 % der gesamten Attraktion erzeugt (Merriam, 1992), wird in einem Gitter von $0.005^\circ \times 0.005^\circ$ berechnet. In der regionalen Zone, einem Bereich von 0.5° bis 10° (bis 1000 km) um die Station, wird in ein Gitter von $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ verwendet. In der globalen Zone, dem Bereich außerhalb eines sphärischen Abstandes von 10° , wird das Gitter auf $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ erweitert. In diesen Gittern kann, nach der Transformation in ein kartesisches Koordinatensystem, die Newton'sche Attraktion g_N mittels Prismen berechnet werden (Nagy, 1966; Gitlein, 2009):

$$\delta g_{\text{att}} = -G(\rho - \rho_{\text{USSA}}) \int_x \int_y \int_z \frac{z dx dy dz}{\sqrt{(x^2 + y^2 + z^2)^3}}. \quad (2.26)$$

Wie zuvor beschrieben ist δg_{att} die Abweichung zu der Attraktion der Standardatmosphäre. Daher wird die Differenz der Dichte der Atmosphäre ρ zur Dichte der USSA1976 ρ_{USSA} verwendet. G ist die Gravitationskonstante und z ist die Höhe des Prismas innerhalb der Luftsäule. Gitlein (2009) nutzt diese Methode in der lokalen Zone und darüber hinaus die Green'schen Funktionen nach Formel (2.24). Für die lokale Zone von $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ um die Station hat Gitlein (2009) den Effekt aufgrund der Vernachlässigung der Erdkrümmung mit unter 1 nm/s^2 bestimmt. Dies basiert auf den Untersuchungen von Simon (2003), der einen Effekt von 0.76% für den Unterschied zwischen einer ebenen Approximation und einer Berücksichtigung der Erdkrümmung in einem Umkreis von 113 km fand.

In der vorliegenden Arbeit wird die Berechnung der Attraktion aus 3D Daten auf einen Radius von 1000 km um die Station ausgedehnt. Dies entspricht der regionalen Zone von Gitlein (2009). In einem 50 km Umkreis um die Station wird ein Gitter von $0.005^\circ \times 0.005^\circ$ genutzt. Bis zu 500 km wird die Auflösung auf $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ und bis 1000 km auf $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ verringert. Außerhalb dieses Bereichs werden ebenfalls die Green'schen Funktionen nach Merriam (1992) in einer Auflösung von $0.75^\circ \times 0.75^\circ$ verwendet. Das Ausdehnen des Bereichs, in dem die Attraktion der Atmosphäre aus ausgedehnten Körpern berechnet wird, auf 1000 km erlaubt, in Verbindung mit der deutlich erhöhten zeitlichen Auflösung des Modells, eine bessere Berücksichtigung der Massenumverteilung in der Atmosphäre (insbesondere des Wasserdampfes), die nicht unmittelbar eine Luftdruckänderung am Boden zur Folge hat.

Der indirekte Effekt wird in dieser Arbeit mit den Green'schen Funktionen nach Merriam (1992) berechnet. In einem Umkreis von 200 km wird eine Auflösung von $0.005^\circ \times 0.005^\circ$ verwendet. Darüber hinaus sind es bis 1000 km $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ bzw. $0.75^\circ \times 0.75^\circ$ außerhalb von 1000 km . Für die Oberfläche der Ozeane wird kein Deformationseffekt berechnet, da angenommen wird, dass die auf dem Ozean lastenden Luftmassen Wasser im Verhältnis von 1 cm hPa^{-1} verdrängen, so dass der Ozeanboden nicht deformiert wird (inverse Barometer Hypothese (IB), z.B. Van Dam und Wahr, 1987). Grundlage der Berechnung ist eine Landmaske in $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ Auflösung. Für die Ostsee und weitere halboffene¹² Gewässer wird die Annahme der inversen barometrischen Reaktion meist nicht getroffen, da die Reaktion auf Luftdruckschwankungen nur verzögert auftritt, die sogenannte nicht-inverses Barometer Hypothese (NIB). Gitlein (2009) verglich die Annahmen des inversen und nicht-inversen barometrischen Effektes für sechs Stationen Nordeuropas in unterschiedlichem Abstand zur Atlantik-, Nord- und Ostseeküste und fand eine mittlere Abweichung von 3 nm/s^2 zwischen der IB- und NIB-Hypothese für alle Ozeanflächen.

Die Dichte ρ wird in dieser Arbeit aus dem ERA5 Modell sowohl für Luftdruck- als auch für Modellschichten berechnet, da diese nicht Bestandteil der Daten ist. Als Eingangsdaten bei der Berechnung auf Modellschichten (im Folgenden als ERA5-ML bezeichnet) werden verwendet:

- T Temperatur
- q spezifische Feuchte
- p Luftdruck auf der Oberfläche
- V Geopotential auf der Oberfläche

Die Höhe der Oberfläche wird berechnet, indem das Geopotential V durch den mittleren Schwerkraftwert $g_n = 9.80655 \text{ m/s}^2$ auf dem Geoid geteilt wird. Der Luftdruck auf den Modellschichten und deren Höhen werden aus den Eingangsdaten berechnet. Als Eingangsdaten bei der Berechnung auf Luftdruckschichten (im Folgenden als ERA5-PL bezeichnet) werden verwendet:

¹²Als *halboffene Gewässer* werden in diesem Zusammenhang Gewässer bezeichnet, die über einen stark begrenzten Zugang zum offenen Ozean verfügen.

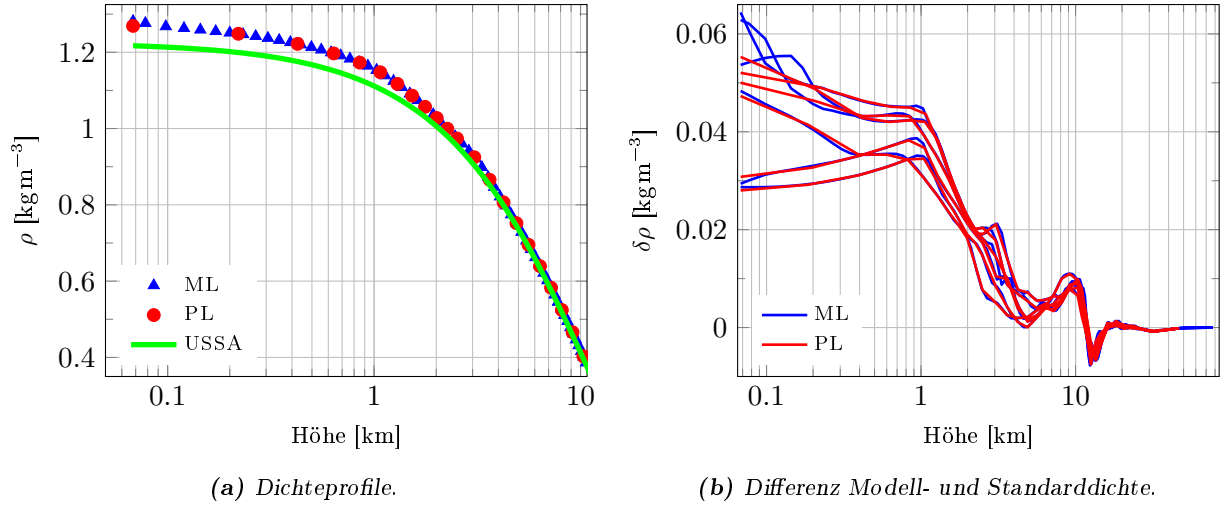


Abb. 2.13: Dichteprofil der unteren 10 km der Atmosphäre aus Modell- und Luftdruckschichten (ML/PL) des ERA5 Modells zu einem Zeitpunkt auf der Höhe der jeweiligen Schicht inklusive dem Dichteprofil der U.S. Standard Atmosphere 1976 (USSA1976) (a) sowie resultierende Dichtedifferenzen ML/PL zur Standarddichte $\delta\rho = \rho_{\text{ML/PL}} - \rho_{\text{USSA}}$ in einem vier Stunden Intervall (b) für einen Tag.

- T Temperatur
- r relative Feuchte
- V Geopotential

Der Luftdruck p ergibt sich aus der Definition der Luftdruckschichten. Die Daten T , r und V liegen jeweils für den Luftdruck von 1000 hPa, 925 hPa usw. vor.

Die Berechnung der Dichte im Folgenden entstammt Etling (2008) und Gitlein (2009). Die Einheit der Temperatur in diesem Abschnitt ist Kelvin und die der verschiedenen Drücke ist Pascal. Der Zusammenhang zwischen Dichte ρ und Luftdruck p ergibt sich aus der Zustandsgleichung idealer Gase

$$p = \rho R_d T_v \quad (2.27)$$

mit der Gaskonstante für trockene Luft $R_d = 287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und der virtuellen Temperatur T_v . Die virtuelle Temperatur entspricht der Temperatur trockener Luft, die feuchte Luft der selben Dichte hat. T_v wird mit der spezifischen Feuchte q berechnet:

$$T_v = T (1 + 0.608q). \quad (2.28)$$

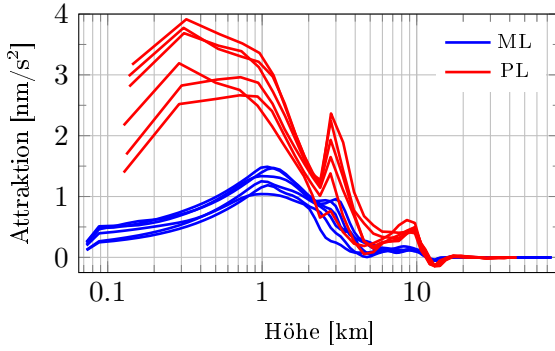
Durch die Einführung der virtuellen Temperatur kann die Zustandsgleichung für trockene Luft auch für feuchte Luft verwendet werden. Die spezifische Feuchte q ist Teil der ERA5-ML Daten. Bei der Verwendung der ERA5-PL Daten wird q aus dem Partialdruck des Wasserdampfes e bestimmt:

$$q = \frac{0.622e}{p - 0.378e}, \quad (2.29)$$

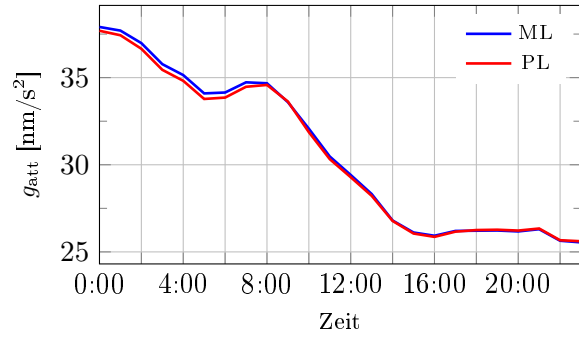
wobei e aus dem Sättigungsdampfdruck E und der relativen Feuchte r berechnet wird:

$$e = \frac{r}{100} E. \quad (2.30)$$

Der Partialdruck des Wasserdampfes ist der tatsächliche Dampfdruck und der Sättigungsdampfdruck, der bei der aktuellen Temperatur maximal mögliche Druck des Wasserdampfes in der Atmosphäre.



(a) Attraktion im Höhenprofil.



(b) Summe des lokalen Zylindermodells.

Abb. 2.14: Attraktion eines lokalen Zylindermodells (5 km Radius) auf ERA5 Modell- und Luftdruckschicht (ML/PL). Dargestellt sind je sechs Höhenprofile in einem zeitlichen Abstand von vier Stunden (a) und die aufsummierte Attraktionswirkung des kompletten Tag (b).

Die relative Feuchte $r = e/E$ ist 100 %, wenn $e = E$. Der Sättigungsdampfdruck kann mittels der Clausius-Clapeyron Gleichung berechnet werden (Warneck und Williams, 2012):

$$\ln(E) = 21.1249952 - \frac{6094.4642}{T} - 0.027245552T + 1.6853396 \times 10^{-5}T^2 + 2.4575506 \ln T. \quad (2.31)$$

In Abbildung 2.13a ist die berechnete Dichte in einem Höhenprofil der unteren 10 km der Atmosphäre über Hannover dargestellt. Das Dichteprofil der USSA1976 ist zeitlich unveränderlich, da es eine mittlere Atmosphäre darstellt. Für die Modell- und die Luftdruckschichten (ML/PL) ist die Dichte in der jeweiligen Höhe der Schicht gezeigt. Bis zu einer Höhe von 1000 m liegt der Unterschied der auf ERA5 beruhenden Dichte und der USSA1976 bei 4 % bis 6 %. Im gezeigten Beispiel liegt der Luftdruck am Boden etwa 13.5 hPa über dem Luftdruck der Standardatmosphäre an der Oberfläche. Die zeitliche Variation der ML/PL Dichte im Vergleich zur Standarddichte veranschaulicht 2.13b. Für einen Tag in Hannover wurde im Abstand von vier Stunden ein Höhenprofil der Dichte aus ERA5-ML und ERA5-PL berechnet und die Standarddichte abgezogen. Die Differenz $\delta\rho = \rho_{\text{ML/PL}} - \rho_{\text{USSA}}$ dieser je sechs Höhenprofile ist gemeinsam dargestellt. Die Abweichungen zur Standarddichte ist in Bodennähe besonders ausgeprägt und die höhere vertikale Auflösung der ML-Daten zeigt, dass auch über wenige Zehner bis Hunderte Meter über der Oberfläche bereits Schwankungen in der Dichte auftreten, die in den PL-Daten aufgrund der vertikalen Auflösung nicht abgebildet werden können. Ab einer Höhe von etwa 1000 m sind die Unterschiede in den Höhenprofilen der ML- und PL-Daten nur noch minimal.

Der Effekt dieser Abweichung zur Standardatmosphäre ist in Abbildung 2.14a dargestellt. Für die Höhenprofile von $\delta\rho$ wurde mittels eines einfachen Zylindermodells mit dem Radius $r = 5$ km die Attraktionswirkung auf den Bodenpunkt der Luftsäule berechnet (Hofmann-Wellenhof und Moritz, 2005):

$$\delta g_{\text{Zyl}} = 2\pi\delta\rho G \left(b + \sqrt{z^2 + r^2} - \sqrt{(z+b)^2 + r^2} \right). \quad (2.32)$$

Die Luftsäule ist dabei in Zylinderscheiben der Dicke b unterteilt, die durch zwei Schichten des jeweiligen NWM begrenzt wird. Dabei ist z die Höhe der Unterkante der Zylinderscheibe in der Luftsäule. Die größere Amplitude in der Attraktion der PL ergibt sich aus den größeren Abständen der PL und somit höheren Zylinderscheiben mit einer größeren Masse. Die Summe über alle Schichten ist für jede Stunde des Tage in Abbildung 2.14b zusammengefasst. Der Unterschied in der Attraktionswirkung der gesamten Luftsäule auf den Bodenpunkt aus beiden Datenformaten liegt im gezeigten Beispiel bei maximal 0.3 nm/s². Die Differenz der Modelldichte und der Standardatmosphärendichte

$\delta\rho = \rho_{\text{ML/PL}} - \rho_{\text{USSA}}$ wird zur Berechnung der Attraktionswirkung mit den in Abschnitt 2.3 dargestellten Methoden verwendet.

Atmospheric attraction computation service

Das Bundesamt für Kartographie und Geodäsie (BKG) stellt den Atmospheric attraction computation service (Atmacs; Klügel und Wziontek, 2009) basierend auf 3D Wettermodellen des Deutschen Wetterdienstes (DWD) bereit¹³. Die ICOSahedral Nonhydrostatic Modelle (ICON; Reinert et al., 2018) werden seit dem 14.01.2016 in Atmacs verwendet. Die Berechnung erfolgt für 36 Stationen des International Geodynamics and Earth Tide Service (IGETS). Für eine lokale und regionale Zone wird aus dem 3D Atmosphärenmodell ICON-EU die Attraktion der Atmosphäre in unterschiedlichen räumlichen Auflösungen modelliert. Das ICON-EU Modell hat eine räumliche Auflösung von 6.5 km und eine vertikale Ausdehnung von 50 Modellschichten bis in eine Höhe von 50 km. Außerhalb der regionalen Zone (etwa 20°) wird die Attraktionswirkung aus dem Luftdruck an der Oberfläche und dem Geopotential auf den Modellschichten des globalen ICON 384 Modells berechnet. Das globale ICON Modell hat eine räumliche Auflösung von 13 km und eine vertikale Ausdehnung von 75 km unterteilt in 90 Modellschichten. Die räumliche Auflösung bezeichnet im Fall der ICON Modelle den Knotenabstand des Netzes ungefähr gleichflächiger Dreiecke, für das die Modelle berechnet werden. Vor den ICON Modellen wurde lokal/regional das COSMO-EU und global das GME Modell des Deutschen Wetterdienstes benutzt. Für einen kurzen Zeitraum sind beide Modellvarianten verfügbar. Die zeitliche Auflösung der Atmacs Produkte beträgt drei Stunden.

In Abbildung 2.15 sind die aus ERA5 und Atmacs extrahierten Luftdrücke und Messungen des FG5X-220 Barometers für Messungen im Januar 2013 und April 2018 zusammengefasst. Der Luftdruck aus dem ERA5-ML liegt im Mittel 0.1 hPa unter (0.2 hPa über) der FG5X-220 Messung im Jahr 2013 (2018). Der aus ERA5-PL interpolierte Luftdruckwert liegt etwa 1 hPa unter der Messung. Im Jahr 2013 hat das in Atmacs verwendete COSMO-EU Modell einen Offset von etwa 13 hPa gegenüber den übrigen dargestellten Variablen. Mit dem Wechsel auf die ICON Modelle hat sich dieser Offset

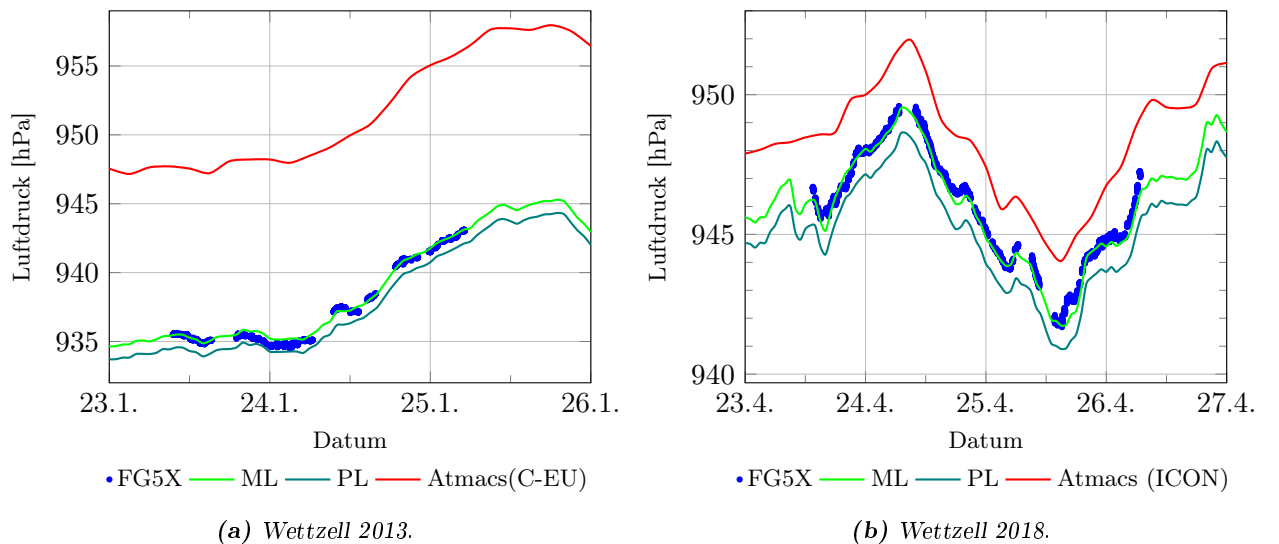


Abb. 2.15: Atmacs und ECMWF im Vergleich zu Luftdruckmessungen des FG5X-220.

¹³Die Daten stehen unter <http://atmacs.bkg.bund.de> zur Verfügung.

auf etwa 2.1 hPa im Vergleich zu lokalen Luftdruckmessungen verringert. Für die Reduktion des atmosphärischen Effektes auf die Zeitreihe eines SG ist dies unerheblich. Bei der Reduktion von AG Messungen ist dieser Unterschied jedoch problematisch, da eine Reduktion basierend auf einem zu hohen Luftdruck ebenfalls eine zu hohe Reduktion ergibt, wie im letzten Beispiel von etwa 6 nm/s^2 . Eine mögliche Ursache zwischen dem Unterschied in dem lokal gemessenen Luftdruck und dem Modellluftdruck aus Atmacs kann in dem topographischen Modell des NWM liegen. An Stationen in wenig bewegtem Gelände, wie z. B. in Onsala, liegt der Unterschied zwischen dem lokal gemessenem Luftdruck, dem ECMWF Luftdruck an der Oberfläche und dem Luftdruck aus Atmacs innerhalb weniger Zehntel hPa.

Die Deformation der Erde aufgrund atmosphärischer Lasten (Loading) wird bei Atmacs aus Oberflächendaten mittels Green'scher Funktionen und dem Ansatz von Farrell (1972) modelliert. Für Ozeane gilt der inverse Barometereffekt. Über halb geschlossene Gewässer wird keine Aussage bezüglich einer Abweichung von dieser Hypothese getroffen.

In Abschnitt 3.4 werden die hier aufgeführten Verfahren zur Reduktion der atmosphärischen Effekte untersucht.

2.2.3 Polbewegung

Die Bewegung der Rotationsachse der Erde relativ zum Erdkörper, bzw. des erdfesten Bezugssystems, wird als Polbewegung bezeichnet und hauptsächlich durch Änderungen der Massenverteilung der Erde erzeugt (F. Seitz und Müller, 2017). Aus der Verschiebung der Rotationsachse resultiert eine Variation der Zentrifugalbeschleunigung am Ort der Messung. Der Einfluss auf die Schwere δg_{pm} wird berechnet nach (Torge und Müller, 2012):

$$\delta g_{\text{pm}} = -\delta_{\text{pole}} \omega^2 R \sin^2(2\varphi) (x_p \cos \lambda - y_p \sin \lambda). \quad (2.33)$$

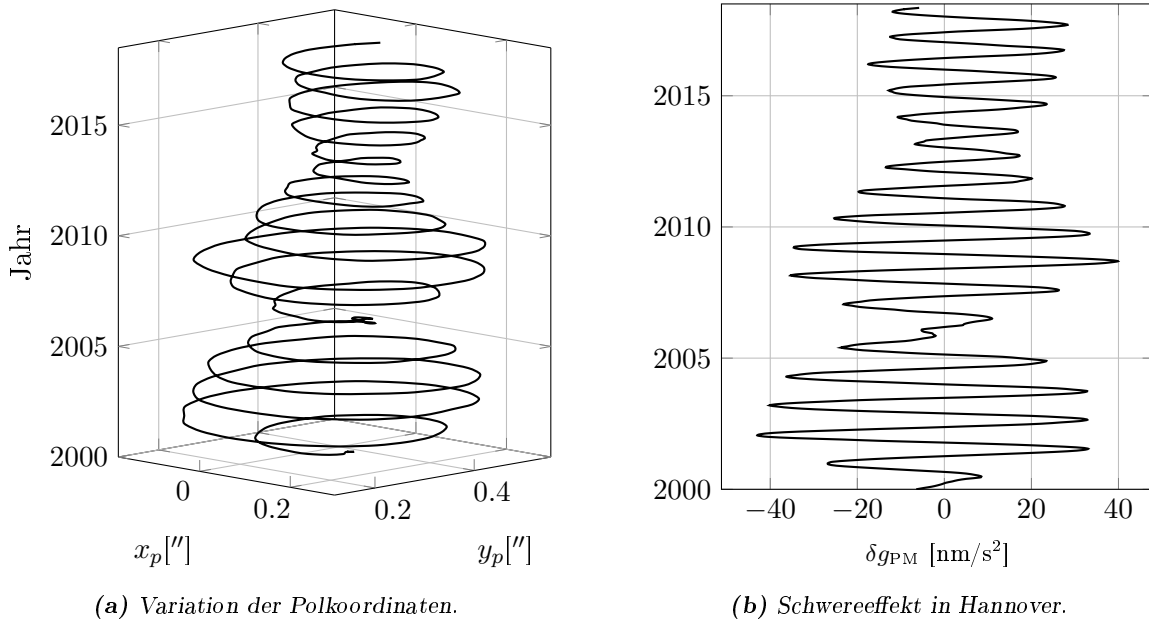


Abb. 2.16: Polbewegung seit dem 01.01.2000 (a) und der resultierende Effekt auf g in Hannover (b).

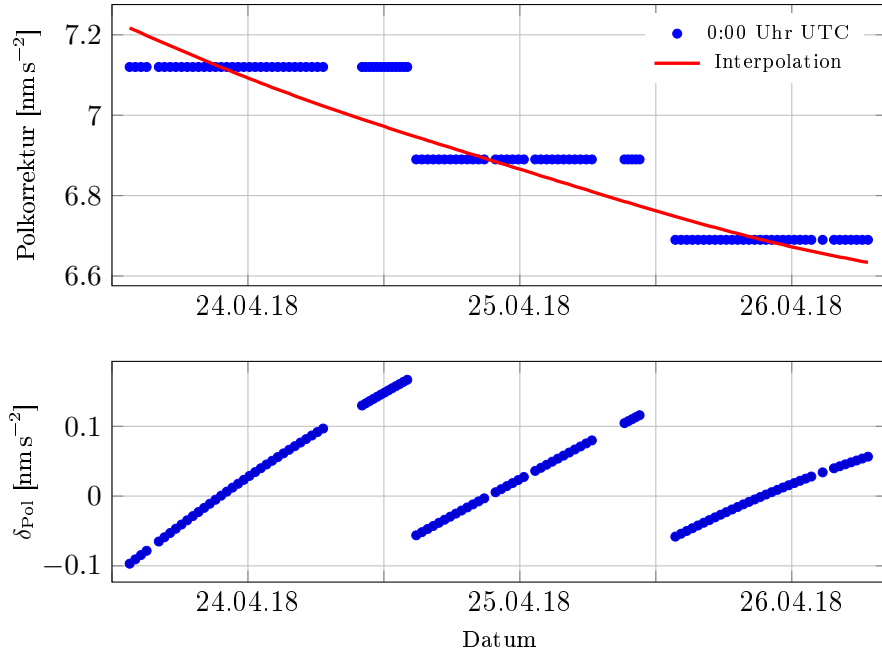


Abb. 2.17: Polkorrektur des FG5X-220 mit nur einer Polkoordinate, gültig um 0:00 Uhr UTC, für eine Aufstellung und Korrektur aus interpolierten Polkoordinaten (oben) und Differenz der Korrekturen (unten).

Dabei sind φ und λ die Koordinaten der Station, und ω und R die Rotationsgeschwindigkeit und der Radius der Erde. Die Polkoordinaten x_p und y_p werden vom International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) veröffentlicht und beschreiben die Abweichungen der Rotationsachse zum IERS-Referenzpol. Der Faktor $\delta_{\text{pole}} = 1.16$ berücksichtigt die Elastizität der Erde. In Abbildung 2.16a ist die Änderung der Polkoordinaten x_p und y_p seit dem Jahr 2000 dargestellt. Auf der Erdoberfläche entspricht dies einer Bewegung in der Größenordnung von 10 m im Jahr. Die daraus resultierende Änderung der Schwere am Beispiel Hannover zeigt Abbildung 2.16b. Die dominierenden Frequenzen sind die Chandler Periode von ungefähr 435 Tagen und eine jährliche Periode. Aus Amplitude und Änderungsrate wird deutlich, dass der Effekt der Polbewegung in langfristig angelegten Gravimeter Beobachtungen wie episodische AG oder kontinuierliche SG Messungen korrigiert werden muss. In der Messung relativgravimetrischer Netze über kurze Zeiträume hinweg kann die Polbewegung vernachlässigt werden, da die Änderung über einen Tag in der Regel deutlich unterhalb von 1 nm/s^2 liegt.

Formel (2.33) wird in der FG5(X) Software zur Korrektur der Polgezeiten verwendet. Dazu wird für eine Aufstellung einmalig eine Polkoordinate angegeben und für die gesamte Dauer der Messung (einen Run) genutzt. Der Einfluss einer konstanten Polkorrektur im Vergleich zur Anwendung kontinuierlich interpolierter Polkoordinaten beträgt nur wenige Zehntel nm/s^2 . Dies wird in Abbildung 2.17 für die Messung über drei Tage mit drei Aufstellungen veranschaulicht. Die Software des gPhone setzt während der Messung ein Polynom zur Prädiktion der Polkoordinaten ein, dessen Koeffizienten vom IERS veröffentlicht und vor dem Start einer Messung in der Software des Gravimeters eingegeben werden. Im Rahmen der Auswertung der Zeitreihen des gPhones (und anderer kontinuierlich registrierenden Gravimeter) wird diese vorläufige Korrektur durch eine verbesserte Korrektur auf Grundlage der finalen Polkoordinaten des IERS ersetzt.

2.2.4 Lokale Hydrologie

Der Einfluss der lokalen Hydrologie auf Schweremessungen und Experimente kann nicht im selben Umfang allgemein modelliert werden, wie z.B. der Einfluss der Gezeiten. Der Einfluss der Hydrologie, zusammengesetzt aus verschiedenen Faktoren, wie der Änderung des Grundwasserstandes und der Bodenfeuchte oder Schneebedeckung, ist ein stark lokal eingegrenztes Problem, abhängig von der Zusammensetzung des Untergrundes. Eine häufige Annahme zur Berechnung des Effektes der Grundwasserstandsänderungen in Regionen mit einer homogenen Sedimentschicht, ist die einer ausgedehnten Bouguer Platte (z.B. Timmen, 2010):

$$\delta g_{\text{GW}} = 2\pi G \rho_w P \delta h = 420 P \delta h \text{ [nm/s}^2\text{]}. \quad (2.34)$$

Aus dieser Näherung ergibt sich ein Einfluss von 420 nm/s^2 für eine Wasserschicht der Dicke $\delta h = 1 \text{ m}$ bei einer angenommenen Dichte von Wasser $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$. Der Parameter P beschreibt das Porenvolumen des Untergrundes. In einer Regressionsanalyse aus dem gemessenen Grundwasserstand am Gravimetrielabor in Hannover und Messungen des FG5-220 fand Gitlein (2009) einen Zusammenhang von $170 \text{ nm s}^{-2}/\text{m}$ Grundwasserstandsänderung mit einer Korrelation von 80 %. Das daraus resultierende Porenvolumen von 40 % deckt sich mit den Ergebnissen aus dem vertikalen Profil des Sediments aus der Anlage der Grundwassermessstelle von 38 % (Timmen, 2010). Aufgrund der saisonalen Natur der Grundwasseränderungen kann der Einfluss auf eine Zeitreihe gemindert werden, wenn die Messungen zur selben Jahreszeit wiederholt werden. In Regionen mit felsigem oder karstigem Untergrund kann die Näherung nach Formel (2.34) nicht verwendet werden. Die Böden sind von unregelmäßigen Klüften und Hohlräumen bei gleichzeitig niedrigem Porenvolumen im Fels geprägt, so dass es keine gleichmäßige Grundwasserschicht gibt. In diesen Regionen sind die Messungen an Grundwassermessstellen ebenfalls nicht repräsentativ für größere Gebiete.

Insgesamt stellt die Überwachung von Grundwasserspeichern, einerseits zum Management einer Resource und andererseits als Einflussfaktor in wissenschaftlichen Experimenten, einen wachsenden Aufgabenbereich der Gravimetrie dar (Kennedy et al., 2014; Hinderer et al., 2016; Rosat et al., 2018).

2.3 Methoden der Modellierung geometrischer Objekte

In dieser Arbeit werden an verschiedenen Stellen die Attraktionswirkung unterschiedlicher Massen bestimmt, z. B. der Atmosphäre aus einem 3D NWM oder von Maschinen und Gebäuden aus unterschiedlichen Materialien nach Konstruktionszeichnungen. Dieser Abschnitt bietet einen kurzen Überblick über die in den späteren Abschnitten verwendeten Methoden.

In der Berechnung des Potentials oder der Attraktionswirkung geometrischer Körper ist die Methode der Modellierung mit quaderförmigen Prismen weit verbreitet. Nagy (1966) liefert eine geschlossene Lösung für das Potential eines solchen Prismas, für die vertikale Komponente der Attraktion als Lösung für Formel (2.26) und gibt zusätzlich die Ableitungen bis Grad drei für das Potential an (Nagy et al., 2000). In der Gravimetrie wird diese Methode z. B. in der Reduktion der Topographie eingesetzt, da digitale Geländemodelle in gleichmäßigen Rastern vorliegen. Eine Einschränkung der Methode ist, dass die Kanten des Prismas parallel zu den Koordinatenachsen liegen. In der Modellierung beliebiger Körper muss die Form des Körper durch eine Vielzahl an Quadern modelliert werden.

Smith (2000) beschreibt einen Ansatz für N-seitige vertikale Prismen mit schrägen Deckelflächen. Die Seitenflächen des Prismas sind weiterhin parallel zur z-Achse, deren ist Anzahl jedoch flexibel. Die obere und untere Deckelfläche kann angewinkelt liegen, muss jedoch in sich eben sein. In der Modellierung einer Oberfläche aus einem Geländemodell kann so, z. B. bei der Nutzung von dreiseitigen Prismen,

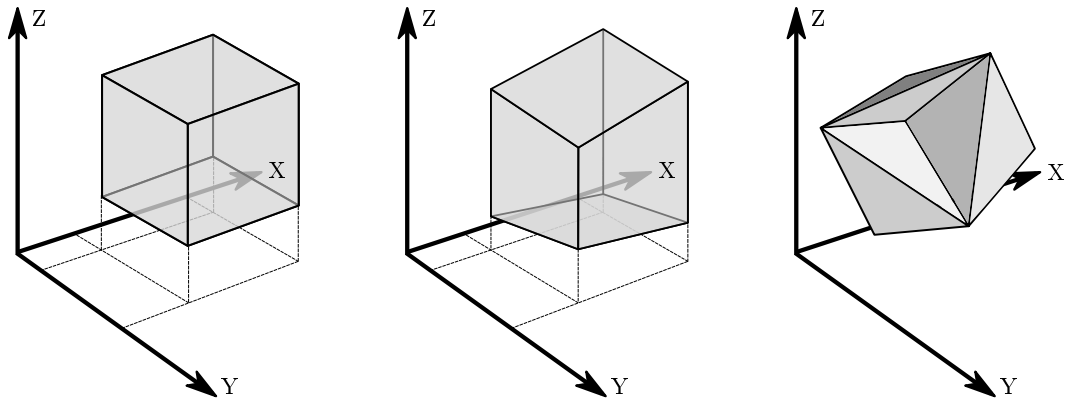


Abb. 2.18: Geometrische Körper zur Modellierung von Massen: rechtwinkliges Prisma, Prisma mit schiefen Deckflächen und Polyeder mit Dreiecksvermaschung der Oberfläche.

die Oberfläche besser abgebildet werden, als es mit Quadern und horizontalen Deckflächen möglich wäre. Weiterhin ist die Aufbereitung von Modellen in Dreiecksgittern auf der Erdoberfläche durchaus geläufig, wie z. B. die ICON NWM des DWD, die in einem Gitter etwa flächengleicher Dreiecke bereitgestellt werden. Mit der Methode nach Smith (2000) kann die Attraktion der atmosphärischen Massen in dem originalen Gitter des ICON Modells berechnet werden. In einer Berechnung nach Nagy (1966) ist eine vorherige Interpolation auf ein rechteckiges Gitter notwendig.

Pohánka (1988) stellt eine Methode zur Modellierung von beliebigen Körpern mit homogener Dichte bezogen auf die Lage im Raum sowie Anzahl und Form der Seitenflächen vor. In Pohánka (1998) wird dieser Ansatz um eine innerhalb des Körpers linear ansteigende Dichte erweitert. Die einzige Einschränkung bezüglich der Seitenflächen ist, dass diese eine Ebene darstellen. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit die Seitenfläche auf drei Kanten begrenzt. Die Zerlegung der Oberfläche eines Körpers in Dreiecke kann mit gängigen Methoden wie der Delauny-Triangulation erfolgen. Das Ergebnis der Delauny-Triangulierung einer 3D Punktwolke eines konvexen Körpers ist zunächst eine Menge an Tetraedern. Es ist natürlich möglich, für diese Menge an Tetraedern die Berechnung jeweils einzeln durchzuführen. Die konvexe Hülle des Ergebnisses der Delauny-Triangulation ergibt jedoch auch die Oberfläche des Körpers, zerlegt in Dreiecksflächen, die mit dem Ansatz von Pohánka (1988) ausgewertet werden kann. Die Flächennormale der Dreiecksflächen zeigt per Definition nach außen, wie dies auch der Algorithmus nach Pohánka erfordert. In seinem Ansatz reduziert Pohánka die Berechnung des Volumenintegrals auf Linienintegrale über alle Kanten des Körpers. Abbildung 2.18 veranschaulicht den fundamentalen Unterschied zwischen den Methoden von Nagy (1966), Smith (2000) und Pohánka (1988). Die beiden erstgenannten Methoden für Körper mit viereckigen Grundflächen erfordern bestimmte Parallelitäten zu den Koordinatenachsen. Die Form des Körpers kann bei Pohánka (1988) im Gegensatz dazu recht frei gewählt werden.

Für die Modellierung ausgedehnter Phänomene, bei denen die Erdkrümmung in Erscheinung tritt, sind weitere Schritte in der Berechnung erforderlich. Die Methoden nach Nagy (1966) und Smith (2000) erfordern eine bestimmte räumliche Orientierung des Modellkörpers. Die Kanten der Prismen müssen, von den Deckflächen in Smith (2000) abgesehen, parallel zu den Koordinatenachsen liegen. Die Berechnungen werden meist in einem lokalen kartesischen Koordinatensystem durchgeführt und mit zunehmenden Abstand ist die notwendige Parallelität nicht mehr gegeben, da z. B. das Modell einer Atmosphäre senkrecht auf der Erdoberfläche steht und weitere Transformationen erforderlich sind (Heck und K. Seitz, 2007). Daher wird sich meist, z. B. Gitlein (2009) in der Berechnung der atmosphärischen Massen im Umkreis von 50 km bis 100 km um eine Station, auf eine ebene Approximation beschränkt. Bei der Methode nach Pohánka (1988) tritt diese Einschränkung nicht auf.

Im Rahmen eines studentischen Projektes wurden die hier dargestellten Methoden sowie die Zerlegung eines Körpers in horizontale Schichten (Talwani und Ewing, 1960) für die Wasserstandsänderungen in einer Schleuse in der Nähe von Hannover implementiert. Die Geometrie der Schleuse ist grundsätzlich Quaderförmig ($139.00\text{ m} \times 12.50\text{ m} \times 17.00\text{ m}$), besitzt jedoch zahlreiche Abweichungen in der Form, z. B. in den Toranlagen oder für Leitern in den Seiten der Anlage. Die mittlere Abweichung zwischen den Modellen bei der Modellierung von Wasserstandsänderungen liegt bei 2 nm/s^2 . Anhand einer einwöchigen Messkampagne mit den Scintrex CG3M-4492 und ZLS B-64 Gravimetern und geometrischen Punktbestimmungen wurden die Ergebnisse der Modellierung des Wasserkörpers in dem Schleusenbauwerk überprüft. Zwischen den sechs Punkten des Schwerenetzes (fünf am Bauwerk und ein Punkt abseits der Massenänderung) wurden 268 (249) Verbindungen im vollen (leeren) Zustand gemessen. Die Schweredifferenzen zwischen dem vollen und leeren Zustand der Schleuse stimmen an allen Punkten des Netzwerkes besser als 10 nm/s^2 und im Mittel mit 4 nm/s^2 mit der Modellierung überein.

3 Kombination klassischer Instrumente und Quantensensoren

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen zu den eingesetzten klassischen Gravimetern dargestellt. In der Charakterisierung der QG muss gewährleistet sein, dass die klassischen Instrumente eine stabile Referenz darstellen. Weiterhin werden die ersten Vergleiche zwischen den klassischen Gravimetern und dem GAIN, als Vertreter eines aktuellen QG diskutiert. Daraus ergeben sich Anforderungen an z. B. für Modelle zur Korrektur Schwereänderungen aufgrund von Umwelteinflüssen. Weiterhin wird eine Abschätzung zu den Anforderungen für die Beschreibung des Schwerefeldes zur Unterstützung der Experimente des VLBAI gegeben.

3.1 Die klassische Referenz: Untersuchung des FG5X-220

In vorangegangenen Arbeiten des IfE von Timmen (1994) und Gitlein (2009) wurden die jeweils aktuellen AG JILAg-3 und FG5-220 beschrieben. Als Teil der Aufrüstung des FG5-220 auf das FG5X-220 im Jahr 2012 wurden wesentliche Bestandteile der Geräte-Hardware ausgetauscht, so dass die bestehenden Erkenntnisse nicht weiter zutreffend sind. Aus diesem Grund ist die erneute Untersuchung bezüglich der Genauigkeit und Stabilität des FG5X-220 erforderlich. Dies erfolgt einerseits mit Blick auf zukünftige Anwendungen als stabile Referenz zu den in Hannover und anderswo entstehenden Quantensensoren, als auch zur Beurteilung der Kombination von Messungen des FG5-220 und FG5X-220 in der Fortsetzung bestehender Zeitreihen.

3.1.1 Umrüstung des FG5-220 auf das FG5X-220

Seit der Anschaffung des FG5-220 im Jahr 2002 hatte das Gravimeter keine wesentlichen Modernisierungen erhalten. Im Rahmen des FG5X Upgrades gab es folgende Änderungen:

Dropping Chamber Der Fallweg innerhalb der Dropping Chamber wurde um 10 cm auf 35 cm verlängert. Auf dem Fallweg werden 1400 Interferometer Fringes (jeder 800ste¹) erfasst. Im Vergleich zum FG5 (jeder 1000ste Fringe) ist dies eine Verdoppelung der erfassten Daten pro Drop. Tatsächlich werden 1290 Fringes (im Vergleich zu 600 beim FG5-220) ausgewertet. Dies entspricht einem Fallweg von 32.7 cm bevor der Reflektor aufgefangen wird. Die erweiterte Fallstrecke hat eine geänderte Referenzhöhe h_{ref} , an der der vertikale Schweregradient keinen Einfluss hat, zur Folge. Am FG5X-220 ist diese Höhe etwa $h_{\text{ref}} = 127$ cm im Vergleich zu 121 cm zuvor. Die tatsächliche Höhe ist aufgrund der Horizontierung des Super Spring- und Dropping Chamber-Dreibeins vom jeweiligen Aufbau abhängig. Die Bestimmung des Referenzhöhe h_{ref} des Gravimeters wird unter anderem in Timmen (2003) ausgeführt.

Neben des längeren Fallweges ist auch die Aufhängung des Fahrstuhls geändert worden. Wurde

¹Die Zahl der erfassten Fringes ist geräteabhängig: das FG5X-252 nutzt jeden 1200ten Fringe, erfasst insgesamt 1000 Fringes und nutzt etwa 900 davon.

dieser zuvor einseitig aufgehängt, so ist er jetzt mittig zwischen den Führungsschienen angebracht. Die zentrale Aufhängung verhindert, dass der Reflektor beim Auslösen des freien Falles eine horizontale Bewegungskomponente erfährt. Dies würde sich in der Messung als zusätzliche Coriolisbeschleunigung äußern. Für das FG5-220 konnte Gitlein (2009) einen im Mittel um -10 nm/s^2 abweichenden Wert bei einer Aufstellung mit südlicher Orientierung feststellen. Weiterhin wurden Gegengewichte in den Aufzugmechanismus integriert und die Masse des Reflektors reduziert. Dies mindert Vibrationen und den Effekt der Air Gap Modulation und reduziert den Floor Recoil (Niebauer et al., 2011).

Elektronik Die Elektronik zur Steuerung und Auswertung der Freifall-Experimente wurde komplett ersetzt. Die Untersuchung des darin enthaltenen Rubidium Oszillators erfolgt im nächsten Abschnitt.

Software Die mit dem FG5X-220 ausgelieferte Software Version ist 9.120423 und läuft unter Windows 7 auf einem Laptop PC.

Keine Änderungen wurden am Laser und der Interferometerbasis vorgenommen. Die Super Spring ist ebenfalls unverändert. Ob die Steuerung der Super Spring, als Teil der Geräteelektronik, geändert wurde, lässt sich jedoch nicht nachvollziehen.

Für den neuen Gerätetyp geben Niebauer et al. (2013) eine neue SAC von $(-12 \pm 1) \text{ nm/s}^2$ an.

3.1.2 Rückführung des FG5X-220 auf SI-Einheiten

Absolutgravimeter realisieren für sich genommen einen Schwerestandard. Sie sind unabhängig von externen Referenzen, wie Punkten eines Schwerenetzes, um das Schweredatum zu definieren. Dazu inkorporieren sie eigene Frequenz-Gebrauchsstandards, die sich unabhängig von der Schweremessung kontrollieren lassen. Gravimetervergleiche unter Aufsicht des Internationalen Komitees für Maß und Gewicht (CIPM) wurden realisiert, um die Genauigkeit und Sensitivität von AGs zu beurteilen (Wilmes et al., 2016). Für die Rückführung absolutgravimetrischer Messungen auf das internationale Einheitensystem (SI) sieht die Working Group on Gravimetry on the Consultative Committee for Mass and Related Quantities (CCM-WGG) zwei sich ergänzende Wege vor (CCM, 2015). Dies sind Vergleiche

1. der internen Frequenzstandards eines AG mit einem Referenzoszillator und
2. der AG Messungen mit einer Schwere-Referenz.

Hierdurch werden Schweremessungen, unabhängig von dem verwendeten Gerät, auf hohem Niveau international vergleichbar; es können z. B. nationale Schwerereferenznetze in einem einheitlichen Standard eingerichtet werden. Weiterhin ist eine Überwachung des Messniveaus des AG für geophysikalische Aufgaben ebenso wie für den weiteren Verlauf dieser Arbeit, das FG5X-220 als Referenz für neue Sensoren, notwendig.

Das FG5X-220 enthält, wie alle Laserinterferometer AG, zwei Frequenzstandards:

- Iodstablisierter Helium-Neon Laser mit der Wellenlänge $\lambda \approx 633 \text{ nm}$
- 10 MHz Rubidium Oszillator

Abweichungen von diesen Frequenzen haben unmittelbar verfälschte Messungen zur Folge, da aus den Zeitpunkten der Nulldurchgänge mittels der Wellenlänge der Fallweg berechnet wird. Aus diesem wird mittels Formel (2.5) g berechnet.

Der Laser als Längenmaßstab

Der am FG5 eingesetzte Laser ist ein Winters Electronics WEO 100 (S/N 193) und basiert auf einer Entwicklung des Internationalen Büros für Maß und Gewicht (BIPM; Chartier et al., 1993). Dieser Helium-Neon Laser wird mittels einer Jod-Zelle stabilisiert. Die Wellenlänge des Lasers wird automatisch geregelt, um die manuell vorausgewählte Absorptionslinie eines Übergangs zwischen Hyperfeinstrukturzuständen des molekularen Jods zu halten (Absorptionsspektroskopie, Helmcke, 2003). Die Frequenz eines solchen Übergangs ist konstant und nicht von externen Faktoren abhängig. Die Wellenlänge² $\lambda = 633 \text{ nm}$ stellt eine vom BIPM empfohlene Laserstrahlung zur Umsetzung des SI-Meters dar (Chartier et al., 1998; Quinn, 2003; Riehle et al., 2018). Der eigentliche Längenstandard wird durch die Längenmessung im Interferometer, also die Bewegung des fallenden Prismas im Verhältnis zum (inertialen) Referenz-Prisma, und die Messung des resultierenden Interferenzmusters auf der Photodiode realisiert (Vitushkin, 2011). Dementsprechend ist auch die Kalibrierung oder Überprüfung des Längenstandards komplex. Die Wellenlänge bzw. Frequenz des Lasers kann zwar mit einer Referenz verglichen werden, die interferometrische Längenmessung ist aber von weiteren Faktoren, bis hin zu der Signalverarbeitung in der Elektronik der Photodiode, abhängig, so dass eine Kalibrierung in der Regel nicht stattfindet. Fehler oder Veränderungen innerhalb des Systems zur Längenmessung, welche zu systematischen Veränderungen des gemessenen Schwerewertes führen, können nur innerhalb eines Vergleichs mit einem Referenzschwerewert erkannt werden.

10 MHz Frequenzgenerator

In der Geräteelektronik des FG5X-220 ist ein Microsemi (ehemals Symmetricon) SA.22c 10 MHz Rubidium Frequenzgenerator verbaut. Die Frequenzstabilität (Allan Standardabweichung $t = 1 \text{ s}$) wird mit $<3 \times 10^{-11}$ und die Alterung mit $\pm 4 \times 10^{-11}/\text{Monat}$ angegeben (Microsemi, 2016). Ein Frequenzunterschied von $\Delta f = 0.005 \text{ Hz}$ zwischen tatsächlicher und angenommener Frequenz entspricht einem Fehler von 10 nm/s^2 bei der Schweremessung. Wird die Obergrenze einer Drift mit $\pm 4 \times 10^{-11}/\text{Monat}$, bzw. $0.4 \times 10^{-3} \text{ Hz/Monat}$ angenommen, so würde eine jährliche Kontrolle des Rubidium Oszillators ausreichen, um den Effekt einer Frequenzabweichung auf eine Schweremessung unter 10 nm/s^2 zu halten. Das FG5X ist zusätzlich mit einem GPS Empfänger³ ausgestattet, anhand dessen der SA.22c Rubidium Oszillator auf den PPS Puls diszipliniert werden kann. Diese Funktion wird in der Regel nicht genutzt, da Stationen innerhalb von Gebäuden meist keinen GPS Empfang bieten und das Verhalten des Oszillators bei Verlust des GPS Signals unklar ist. Stattdessen wird die tatsächliche Frequenz des Oszillators regelmäßig durch Vergleich mit einer Referenz bestimmt und bei Messungen berücksichtigt. Dies geschieht meist an Nationalen Metrologischen Instituten (NMI) und Geodätischen Observatorien, die mit hochgenauen Uhren (1×10^{-14} oder besser) ausgestattet sind oder mittels eines transportablen, GPS disziplinierten Rubidium Oszillators. Als Letzteren setzt das IfE ein Meinberg Frequenz-Normal GRP⁴ ein, das mit GPS Disziplinierung eine Genauigkeit von 2×10^{-12} ($t = 100 \text{ s}$; Meinberg, 2003) erreicht. Für den Frequenzvergleich kann die Time Interval Analyzer (TIA) Karte des FG5X genutzt werden, indem der Referenz Oszillator an den Uhren-Eingang (CLK) und der FG5X Oszillator an den TTL Eingang angeschlossen werden. Somit sind Frequenzvergleiche über beliebige Zeiträume möglich. Ein solcher Frequenzvergleich ist nicht zeitgleich zu Schweremessungen möglich. Weiterhin kann die Frequenz nicht über die Dauer eines einzelnen Freifall-Experimentes, etwa 0.25 s ,

²Am FG5X-220 wird der Laser auf der E-Linie des Jod Absorptionsspektrums fixiert: $473\,612\,366.960 \text{ MHz} = 632.991\,194\,728 \text{ nm}$.

³Magellan AC12 Version BQ04

⁴Meinberg GPS-receiver Rubidium Portable

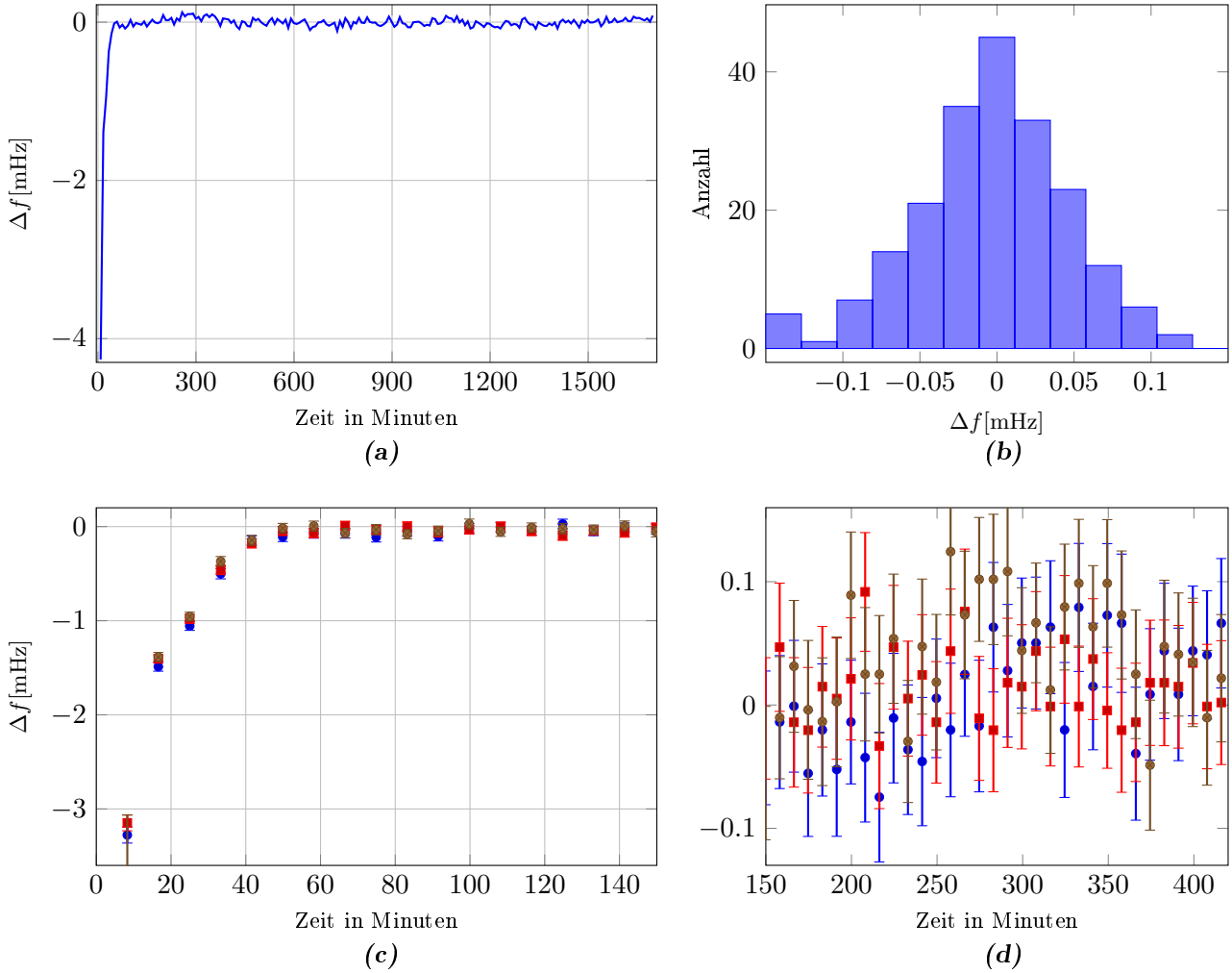


Abb. 3.1: Die oberen Abbildungen zeigen (a) die über jeweils 500 s gemittelte Frequenz des FG5X-220 Rubidiums für 28 Stunden als Differenz zur mittleren Frequenz der Zeitreihe (exklusive der ersten 60 Minuten). Das Histogramm (b) zeigt die Verteilung der 500 s Mittelwerte um die mittlere Frequenz. Die unteren Abbildungen zeigen das Einlaufverhalten des FG5X-220 Rubidiumoszillators aus drei Versuchen ab 10 s nach dem Einschalten bei Raumtemperatur (c). Das gezeigte Δf ist die Differenz der 500 s Mittelwerte zur mittleren gemessenen Frequenz (exklusive der ersten 60 Minuten). Die Fehlerbalken sind die Standardabweichung des Mittelwertes. Der Ausschnitt (d) zeigt das Verhalten nach dem Einlaufen.

erfolgen. Die kürzeste Zeitspanne über die die Frequenz mittels der TIA Karte gemessen werden kann ist 1.6 s.

In Abbildung 3.1 sind die Ergebnisse verschiedener Experimente zusammengefasst. Es wurden wiederholt Frequenzvergleiche mit dem GRP Oszillator durchgeführt, bei dem das FG5X Rubidium mit Raumtemperatur eingeschaltet und die Messung mit Hilfe der TIA Karte innerhalb von 10 s gestartet wurde, um das Einlaufverhalten zu testen. Zunächst wurden die Mittelwerte über 500 s berechnet. Dies ist die Dauer eines Sets aus 50 Freifall-Experimenten (Drops) in einem Abstand von 10 s, einer häufig verwendeten Messprozedur des FG5(X). Da es zunächst um die relative Frequenz geht, wurde von allen Mittelwerten die mittlere Frequenz nach der Einlaufphase abgezogen. Die Abbildung 3.1a zeigt eine Zeitreihe von 28 Stunden. Nach einer kurzen Einlaufphase erreicht der Oszillator seine mittlere Frequenz und behält diese bei. Die Aufstellung des Histogramms 3.1b ergibt, dass ein Großteil der 500 s Mittelwerte innerhalb eines Intervalls von ± 0.1 mHz liegen. Dies entspricht etwa 0.2 nm/s^2 . Die

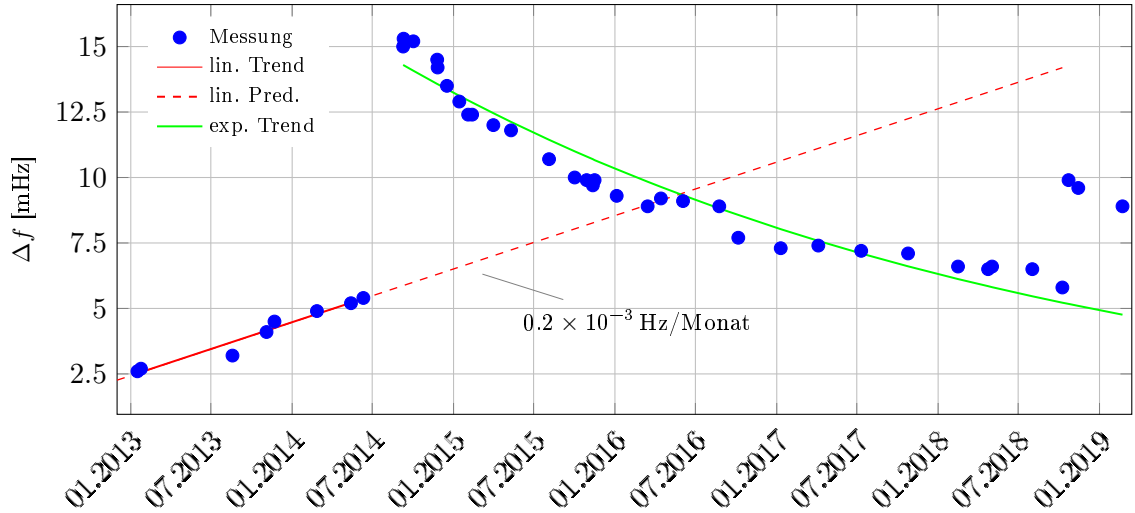


Abb. 3.2: Frequenzvergleiche des FG5X-220 mit verschiedenen Referenzoszillatoren (fortgesetzt aus Schilling und Timmen, 2016). Das gezeigte Δf ist die Differenz zu 10 MHz. Die Frequenz des FG5X-220 Oszillators ist $f = 10 \text{ MHz} + \Delta f$.

äußerst linke Klasse des Histogramms $(-\infty, -0.127 \text{ mHz}]$ enthält die Mittelwerte der Einlaufphase. Die Abbildungen 3.1c und 3.1d vereinen drei verschiedene solcher Einschaltversuche. Es sind jeweils die Mittelwerte über 500 s, also 312 Samples, mit ihrer Standardabweichung (etwa 0.05 mHz) dargestellt. Das Einlaufverhalten bis zum Erreichen der endgültigen Frequenz ist reproduzierbar und beträgt 50 Minuten. Die Einschaltversuche wurden an drei aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführt und der Unterschied zwischen der maximalen und minimalen Frequenz dieser Versuche lag bei 0.11 mHz. Die Reproduzierbarkeit der Frequenz über wenige Tage hinweg entspricht somit etwa 0.2 nm/s^2 .

In den Untersuchungen des FG5-220 fand Gitlein (2009) eine lineare Drift von $0.7 \times 10^{-4} \text{ Hz/Monat}$ des dort verbauten Datum LPRO Rubidium Oszillators aus Frequenzvergleichen über einen Zeitraum von fünf Jahren. Ein ähnliches Ergebnis wird auch für das FG5X-220 erwartet.

Abbildung 3.2 zeigt die seit dem Upgrade des FG5X-220 durchgeführten Frequenzvergleiche. Die absolute Frequenz des FG5X-220 ist das dargestellte $\Delta f + 10 \text{ MHz}$. Diese Vergleiche sind mit verschiedenen Referenzen durchgeführt worden, zumeist jedoch mit dem Meinberg GRP. Weitere Referenzen waren die geodätischen Observatorien in Wettzell und Onsala, sowie das englische und mexikanische NMI. Eine Unterscheidung der Frequenzvergleiche nach Referenz wurde nicht getroffen, da festgestellte Unterschiede für den Betrieb des FG5X nicht relevant sind. Frequenzvergleiche wurden in der Regel vor und nach Messkampagnen oder bei Besuch der genannten Institutionen durchgeführt. Für die ersten 18 Monate ergibt sich eine lineare Drift von $0.2 \times 10^{-3} \text{ Hz/Monat}$. Nach einer Messung am Schwarzwaldobservatorium in Schiltach (BFO) zur Kalibrierung des lokalen Supraleitgravimeters (SG) im Juni 2014 wurde ein Sprung in der Frequenz von 0.01 Hz festgestellt. Dies entspricht einer Änderung des gemessenen g von 20 nm/s^2 . Die obere Grafik in Abbildung 3.3 fasst die Setmittel (50 Drops alle 30 Minuten mit 48 bzw. 40 Wiederholungen) aus zwei Aufstellungen des FG5X zusammen. Beide Zeitreihen weisen einen negativen Trend von $(-7.1 \pm 2.3) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ bzw. $(-8.5 \pm 2.5) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ auf. Aufgrund des neuen Aufbaus des Instruments gibt es eine Unterbrechung der Zeitreihe und einen Offset⁵ zwischen beiden Aufstellungen, der hier 14 nm/s^2 beträgt. Die untere Abbildung 3.3 berücksichtigt den Offset zwischen den Zeitreihen, der sich aus den individuellen Ausgleichungen der linearen Drift der zwei Zeitreihen ergeben hat. Die gemeinsam ausgeglichene lineare Drift des gesamten Zeitraumes

⁵Der Offset ergibt sich aus der akkumulierten Drift des Rubidiums und der erneuten Aufstellung des FG5X-220.

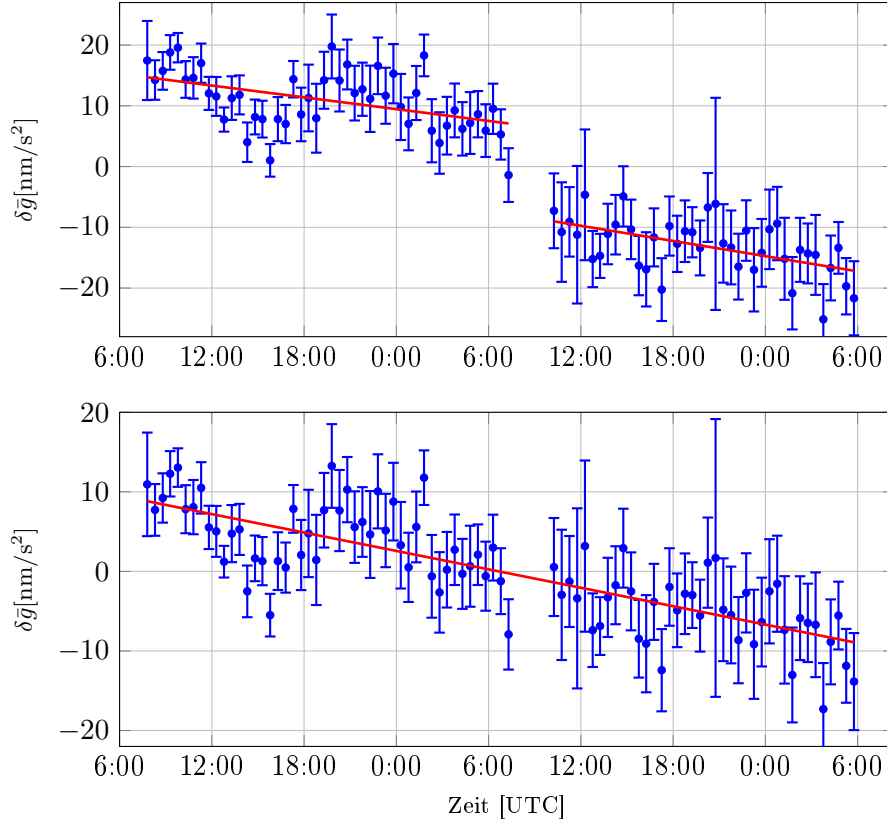


Abb. 3.3: Schweremessungen am BFO in Schiltach vom 18.–20.06.2014 abzüglich des mittleren Schwerewertes beider Aufstellungen (oben). Der lineare Trend beträgt $(-7.1 \pm 2.3) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ für die erste Aufstellung und $(-8.5 \pm 2.5) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ für die zweite Aufstellung des FG5X-220. Die untere Abbildung zeigt die Zeitreihen unter Berücksichtigung eines Offsets zwischen den Aufstellungen von $(-14.3 \pm 4.0) \text{ nm/s}^2$ mit einem gemeinsamen ausgeglichenen linearem Trend von $(-8.6 \pm 0.9) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$.

ist $(-8.6 \pm 0.9) \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$. Die Messungen deuten darauf hin, dass hier eine Änderung der Rubidiumfrequenz während des Aufenthalts am BFO aufgetreten ist. Die wahrscheinliche Erklärung ist eine Exposition des Oszillators zu einer erhöhten Heliumkonzentration, welches kontinuierlich in die Rubidium Zelle eingetreten ist und die Frequenzverschiebung verursacht hat (Riehle, 2004). Helium wird bei SG zur Kühlung eingesetzt und kann in kleinen Mengen bei Betrieb und Wartung austreten. Der Messpfeiler am BFO befindet sich am Ende eines Stollens ohne zusätzliche Belüftung, so dass sich hier Helium langsamer verflüchtigt. Die letzten vier Messpunkte in Abbildung 3.2 repräsentieren Frequenzvergleiche unmittelbar vor und nach einer Messung des FG5X-220 an einer neu angelegten Station auf der Zugspitze. Hier hat das deutsche GeoForschungsZentrum (GFZ) wenige Wochen zuvor ein SG in Betrieb genommen, so dass auch hier eine Helium Exposition nicht ausgeschlossen werden kann, die den zweiten Frequenzsprung von 4.2 mHz verursacht hat. Der geschätzte exponentielle Trend schließt diese drei letzten Frequenzvergleiche nicht ein.

Vergleichbare Effekte wurden auch von Mäkinen et al. (2015) berichtet. Der Hersteller Micro-g LaCoste hat zudem gezielt Experimente mit den Oszillatoren des FG5X unter erhöhten Helium Konzentrationen durchgeführt (van Westrum et al., 2014). In den Experimenten folgte die Frequenz einem exponentiellen Abfall nachdem die Exposition gegenüber Helium beendet wurde. Bei dauerhaft eingeschaltetem Rubidium Oszillator hielt dieser Abfall drei bis vier Monate an. Bereits Robertson et al. (2003) führten gezielt Experimente mit dem FG5 in einer Helium Atmosphäre durch, um den Effekt der Wegänderungen des Laserlichts in Luft und Vakuum durch Vibrationen (Air Gap Modulation) zu untersuchen. Es

wurden systematisch niedrigere Schwerewerte unter Helium Einfluss gemessen. Der Zusammenhang zu einer Frequenzverschiebung des Rubidium Oszillators wurde jedoch nicht hergestellt. Für zukünftige Messungen an SG Standorten muss die Möglichkeit einer Beeinträchtigung durch Helium in Betracht gezogen werden.

Wie Abbildung 3.2 veranschaulicht, folgt auch die Frequenz des FG5X-220 nach dem Helium Event einem eher exponentiellen Verlauf. Die Frequenz, die auch durch normale Alterung erreicht wäre, hat der Oszillator im Frühjahr 2016 erreicht. Allerdings folgte die Frequenz dann weiterhin dem exponentiellen Verlauf und hat nicht die vorherige lineare Drift wieder angenommen. Dieser exponentielle Verlauf zieht sich zudem deutlich länger hin, als bei van Westrum et al. (2014) und Mäkinen et al. (2015) beschrieben. Bei diesen Studien wurden die Gravimeter bzw. die Oszillatoren jedoch durchgehend betrieben. Für die Schweremessungen des FG5X-220 hat die Frequenzverschiebung keine weitere Auswirkung, solange die korrekte Frequenz bekannt ist. Dazu werden weiterhin regelmäßige Frequenzvergleiche vor und nach den Messkampagnen durchgeführt. Besonderes Augenmerk muss auf die Verweildauer an möglichen Heliumquellen gelegt werden, da während des Gravimeterbetriebes nicht zeitgleich die Frequenz gemessen werden kann. Hier kann im Zweifelsfall eine externe 10 MHz Referenz angeschlossen werden, um den Einfluss einer Frequenzverschiebung während der Messung auszuschließen.

Gravimetervergleiche

Die Messung des AG ist jedoch nicht nur von den eingebauten Frequenzgeneratoren abhängig, sondern von einer Vielzahl an Faktoren bis hin zum Bediener, die nicht einzeln kalibriert werden können. Daher wird das Gravimeter als Ganzes mit einer Referenz verglichen. Dies erfolgt in der Regel, in Ermangelung einer echten Schwerereferenz höherer Genauigkeit, in Gruppenvergleichen. Die CCM-WGG sieht weitere Möglichkeiten der Kalibrierung von AG vor (CCM, 2015), dazu gehören internationale und regionale Gravimetervergleiche, so genannte Key Comparisons (KCs)⁶ sowie Vergleichsmessungen mit Gravimetern, die an einer KC teilgenommen haben. Das Ergebnis einer KC ist der Degree of Equivalence (DoE; Cox, 2002) und der compatibility index E_n (Steele und Douglas, 2006). Der DoE ist die mittlere Abweichung der Messungen eines Gravimeters x_i zum Referenzwert $x_{i,KCRV}$, dem Key Comparison Reference Value (KCRV):

$$DoE = \frac{\sum_{i=1}^n x_i - x_{i,KCRV}}{n}. \quad (3.1)$$

Für jeden Aufstellpunkt eines Gravimeters werden die KCRVs aus den Messungen, der an einem Gravimetervergleich teilnehmenden NMIs und Designierten Institute (DIs), als anhand ihrer Unsicherheiten gewichtetes Mittel bestimmt. Weitere Teilnehmer des Vergleichs (z. B. das FG5X-220) gehen nicht in die Bestimmung der KCRVs ein und sind im engeren Sinne keine Teilnehmer der KC, sondern der so genannten Pilot Study (PS). Von den Messungen der PS-Teilnehmer werden die Schweredifferenzen zwischen den jeweils von einem Gerät besetzten Stationen als relative Messungen in die Ausgleichung der KCRVs eingeführt. Alle Teilnehmer besetzen in der Regel drei verschiedene Stationen bei einem Vergleich, so dass der DoE die mittlere Abweichung dieser drei Aufstellungen darstellt. Der compatibility index ist das Verhältnis aus der Differenz zwischen Messung und KCRV und der Unsicherheiten $u(x)$ der Messung, zusammengesetzt aus der Standardabweichung des gemessenen Schwerewertes und eines Anteils aufgrund des Transfers von g auf die Vergleichshöhe, und des KCRV (Cox, 2002; Kacker et al., 2007):

$$E_n = \frac{x_i - x_{i,KCRV}}{\sqrt{u^2(x_i) + u^2(x_{i,KCRV})}}. \quad (3.2)$$

⁶Diese Ergebnisse werden in der Key Comparison Database des BIPM gelistet: <http://kcdb.bipm.org>

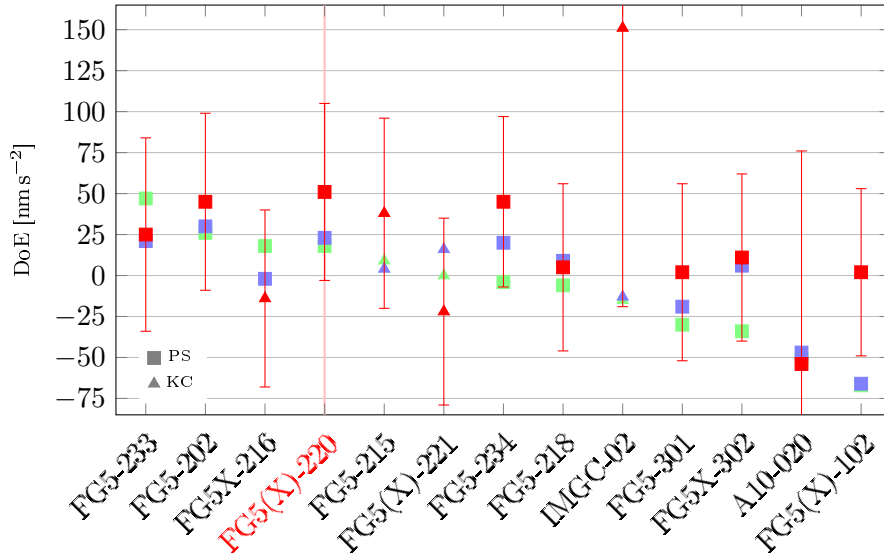


Abb. 3.4: Degree of Equivalence (DoE) aller gemeinsamen Teilnehmer verschiedener Absolutgravimetervergleiche: **EURAMET.M.G-K1 2011** (Francis et al., 2013), **CCM.G-K2 2013** (Francis et al., 2015) und **EURAMET.M.G-K2 2015** (Pálinkáš et al., 2017). Die Teilnehmer sind nach dem DoE des EURAMET.M.G-K1 geordnet. Als FG5(X) gekennzeichnete AG wurden zwischen den Vergleichen aufgerüstet.

Ein compatibility index $E_n > 1$ bedeutet, dass sich die Abweichung zwischen der Messung x_i und dem Referenzwert des Aufstellpunktes $x_{i,KCRV}$ nicht durch die kombinierte Unsicherheit der Messung und des KCRV erklären lässt. Dies betrifft nur eine geringe Anzahl an Messungen, wobei eine *Messung* hier die Schwerebestimmung auf einem Punkt und nicht ein einzelnes Freifall-Experiment ist. In Francis et al. (2015) und Pálinkáš et al. (2017) ist je eine Messung aufgrund ihres E_n als Ausreißer aus der Berechnung der KCRVs ausgeschlossen worden. In letztgenannter Auswertung ist eine weitere Messung aus der PS aus der Berechnung der Schweredifferenzen ausgeschlossen worden.

Abbildung 3.4 ist die Zusammenstellung der Ergebnisse verschiedener Absolutgravimetervergleiche. Der EURAMET.M.G-K1 (Francis et al., 2013) ist der letzte Vergleich, an dem das FG5-220 vor dem Umbau auf die FG5X Version teilgenommen hat. Dargestellt ist jeweils der DoE nach (3.1) für die Teilnehmer, die an allen drei Vergleichen teilgenommen haben⁷. Eine Aufstellung aller Teilnehmer dieser drei Vergleiche ist in Anhang B.2 zu finden. Aus Übersichtsgründen sind nur für den letzten Vergleich (EURAMET.M.G-K2; Pálinkáš et al., 2017) die Unsicherheiten der DoE dargestellt. Als Unsicherheit wird im allgemeinen der RMS der erweiterten Unsicherheiten $U(x_i) = 2u(x_i)$ ($k=95\%$) der einzelnen Punktbestimmungen eines Gravimeters gewählt. Vergleiche mit der Bezeichnung CCM.G-Kx⁸ werden von dem Consultative Committee for Mass and Related Quantities veranstaltet. Seit 2009 werden Absolutgravimetervergleiche im Rahmen des Comité International des Poids et Mesures Mutual Recognition Agreement (CIPM-MRA) als KC durchgeführt. Vergleiche mit der Bezeichnung EURAMET.M.G-Kx⁹ werden von der European Association of National Metrology Institutes veranstaltet. Als KC dargestellte Gravimeter sind die Teilnehmer von NMIs/DIs. In Abbildung 3.4 zeigt sich zum einen die Verteilung der einzelnen Gravimeter um den KCRV im Rahmen von $\pm 50 \text{ nm/s}^2$, von wenigen Ausnahmen abgesehen und zum anderen die Variation der DoE einzelner AG. Für alle Gravimeter liegt der KCRV innerhalb der angegebenen erweiterten Unsicherheiten. Grundsätzlich

⁷EURAMET.M.G-K1 22 Teilnehmer; CCM.G-K2 25 Teilnehmer; EURAMET.M.G-K2 17 Teilnehmer

⁸Ehemals: International Comparison of Absolute Gravimeters (ICAG)

⁹Ehemals: European Comparison of Absolute Gravimeters (ECAG)

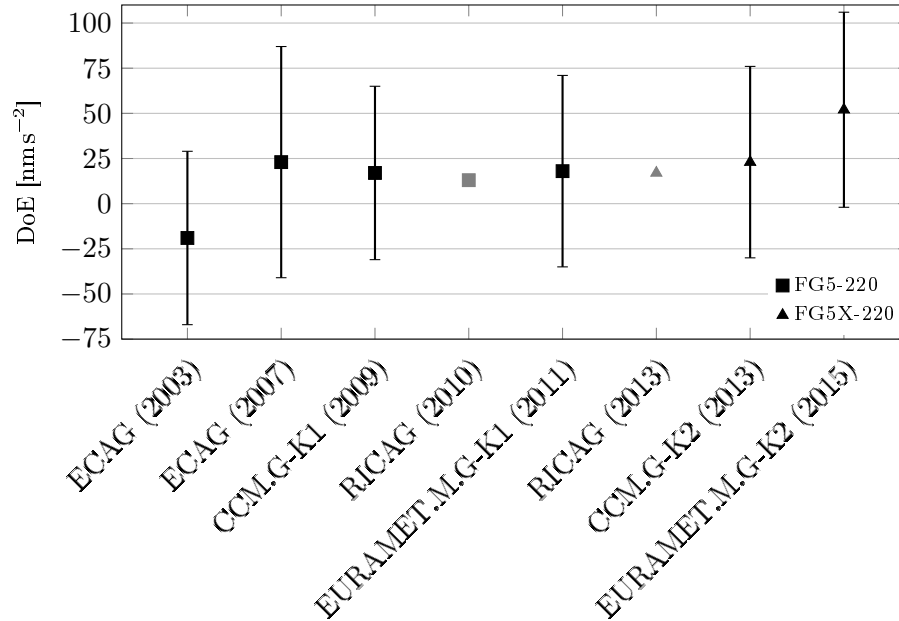


Abb. 3.5: Aufstellung aller Gravimetervergleiche des FG5(X)-220 mit dem DoE und der erweiterten Unsicherheit. Die Ergebnisse der regionalen RICAG Vergleiche entstammen Wziontek et al. (2014).

stellt so ein Offset zum Gruppenmittel kein Problem dar, wenn dieser bekannt und stabil über die Zeit ist. Die Gründe für eine Änderung des DoE zwischen den Vergleichen sind vielfältig und können kaum quantitativ erfasst werden, wie z. B. eine Wartung beim Hersteller, der Austausch von Komponenten oder der Wechsel der Gerätebediener. Dies hat Folgen für die Verwendung eines AG in einem langjährigen Messprojekt und für die Kombination verschiedener Gravimeter. Gitlein (2009) beschreibt die absolutgravimetrische Bestimmung der Fennoskandischen Landhebung aus einem fünfjährigem Messprojekt. Dort ließ sich für eine Vielzahl von Stationen ein entsprechender Trend in der Schwere bestimmen. Im Laufe dieser Zeit wurde das Niveau des FG5-220 im Vergleich zum internationalen Mittel kontrolliert (vgl. auch Abbildung 3.5), um Änderungen desselben nicht irrtümlich als Trend zu interpretieren. Speziell für die Station in Onsala beschreiben Timmen et al. (2015) eine Zeitreihe, die über elf Jahre erfasst und zusätzlich Messungen des FG5-233 der schwedischen Landtmäteriet enthält. Die Inklusion dieser zusätzlichen Messungen hat sich jedoch nicht als Verbesserung in der Bestimmung der Landhebung in Onsala herausgestellt. Weiterhin haben Olsson et al. (2016) in Untersuchungen des FG5-233 einen Sprung im Niveau des Gravimeters festgestellt und kommen zu dem Schluss, dass (i) die Identifikation durch eine dichte Datenreihe an zumindest einer Station deutlich erleichtert wird und (ii) die Korrektur des Sprungs am besten durch die Berücksichtigung der Ergebnisse internationaler Vergleichsmessungen erfolgt.

Abbildung 3.5 zeigt alle Absolutgravimetervergleiche mit mehr als fünf Teilnehmern an denen das FG5-220 und das FG5X-220 teilgenommen haben. Die bisher nicht genannten Vergleiche sind die ECAGs 2003 und 2007 (Francis et al., 2005, 2010) und der CCM.G-K1 (ICAG2009; Jiang et al., 2012). Als Regional International Comparison of Absolute Gravimeters (RICAG) sind Vergleiche im Geodätischen Observatorium Wettzell bezeichnet, die das BKG für je sechs AG veranstaltet hat. Hier sind im Gegensatz zu den EURAMET und Consultative Committee for Mass and Related Quantities (CCM) Vergleichen keine Unsicherheiten angegeben, da es kein offizielles Ergebnis im Sinne einer KC gibt. Wziontek et al. (2014) haben aus vier gemeinsamen Teilnehmern in den regionalen Vergleichen sowie den Vergleichen der Jahre 2011 und 2013 einen mittleren Offset von -7 nm/s^2 zwischen den beiden regionalen und internationalen Vergleichen bestimmt und in den endgültigen Ergebnisse

der regionalen Vergleiche berücksichtigt. Für die Vergleiche 2013 und 2015 wird als Unsicherheit des DoE der RMS der erweiterten Unsicherheiten der einzelnen Punktbestimmungen innerhalb des Vergleichs im Endergebnis angegeben. Für den EURAMET.M.G-K1 Vergleich konnte der RMS aus den bereitgestellten Daten des Endergebnisses berechnet werden. In diesen drei Vergleichen enthält die Unsicherheit Anteile aus der Messung des Gravimeters und aus der Berechnung der KCRV. In den früheren Vergleichen 2003 bis 2009 ist dies nicht klar ausgeführt (2007) oder es ist die (erweiterte) Standardabweichung des Gravimeters angegeben (2003 und 2009). In allen Fällen ist die in Abbildung 3.5 gezeigte erweiterte Unsicherheit im Rahmen von $\pm 50 \text{ nm/s}^2$ bis $\pm 65 \text{ nm/s}^2$. Vom Ergebnis des ersten und letzten Vergleiches abgesehen, variiert der Offset des FG5(X)-220 zum internationalen Mittel nur wenig um $+20 \text{ nm/s}^2$. Das Ergebnis des ersten Vergleichs ist vermutlich auf einen Hardware-Fehler zurückzuführen. Das Ergebnis des letzten Vergleiches ist das offizielle Endergebnis, bei dem der KCRV nur von vier NMIs/DIs bestimmt wurde.

Diese vier Gravimeter stellen als gemeinsame Teilnehmer eine Verbindung zum CCM.G-K2 Vergleich über einen so genannten Linking Converter (Jiang et al., 2013) her. Dieser Linking Converter wird aus dem gewichteten Mittel der DoE der gemeinsamen Teilnehmer unter der Annahme berechnet, dass Offsets einzelner Geräte über die Zeit stabil sind (Delahaye und Witt, 2002). Das dies jedoch für AG nicht zwingend der Fall ist zeigen unter anderem Olsson et al. (2016, 63 nm/s^2 Sprung im Niveau nach einer Wartung) und Křen et al. (2017, systematische Änderung des Schwerewertes in Abhängigkeit der Länge des TTL-Kabels). Eines der Gravimeter, das die Verbindung zwischen den Vergleichen der Jahre 2013 und 2015 herstellt ist das IMGC-02 Gravimeter mit einer Änderung von $>160 \text{ nm/s}^2$ im aktuellen Vergleich. Auch wenn dieses Gravimeter mit nur einer geringen Gewichtung in der Berechnung des Linking Converters eingeht, ergibt die Verwendung des Linking Converters eine Verschiebung des Niveaus der DoE von 35 nm/s^2 . Aus diesem Grund präsentieren Pálinkáš et al. (2017) verschiedene Auswertansätze inklusive der Berechnung des KCRV unter (gewichteter) Beteiligung aller Gravimeter. In diesem Ansatz, der unter metrologischer Sichtweise nicht zulässig ist, da auch nicht-NMI/DI Teilnehmer den KCRV bestimmen, beträgt der DoE des FG5X-220 36 nm/s^2 und liegt damit deutlich näher an allen früheren Vergleichen. Im 'traditionellen' ungewichteten Ansatz früherer Vergleiche ist der DoE des FG5X-220 19 nm/s^2 , also äquivalent zu den früheren Ergebnissen. Auch die regelmäßigen Messung an der Station in Clausthal (siehe Abbildung 3.6) und an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig (siehe Abbildung D.3) zeigten keine wesentliche Änderung des Messniveaus des FG5X-220. Das Ergebnis des EURAMET.M.G-K3 Vergleiches aus dem Jahr 2018 ist derzeit noch nicht publiziert und wird im Verlauf des Jahres 2019 erwartet (CCM-WGG, 2018).

Referenzstationen

Messungen an Referenzstationen, dessen Schwereänderungen durch ein SG überwacht werden und die von in KCs kalibrierten AGs charakterisiert wurden, sind nach der CCM (2015) ein weiterer Weg der Rückführung auf SI-Einheiten bzw. der Kalibrierung eines AG. Eine solche Station ist nicht in unmittelbarer Nähe von Hannover. Nächstgelegene Orte wären die geodätischen Observatorien in Wettzell und Onsala (Schweden).

Wie auch Olsson et al. (2016) feststellen, ist die häufige Messung über längere Zeit an einem Punkt nützlich zur Identifikation von Sprüngen im Messniveau. Das IfE führt daher regelmäßig Messungen zur Überwachung der Absolutgravimeter an einer Station in Clausthal durch, an der keine großen Schwereänderungen erwartet werden. Dies ist einerseits notwendig um das Messniveau des Gravimeters zwischen internationalen Vergleichen zu prüfen und andererseits um Offsets zwischen Geräten (JILAg, FG5 und FG5X) zu bestimmen. Zwischen dem JILAg-3 und dem FG5-220 wurde ein Offset

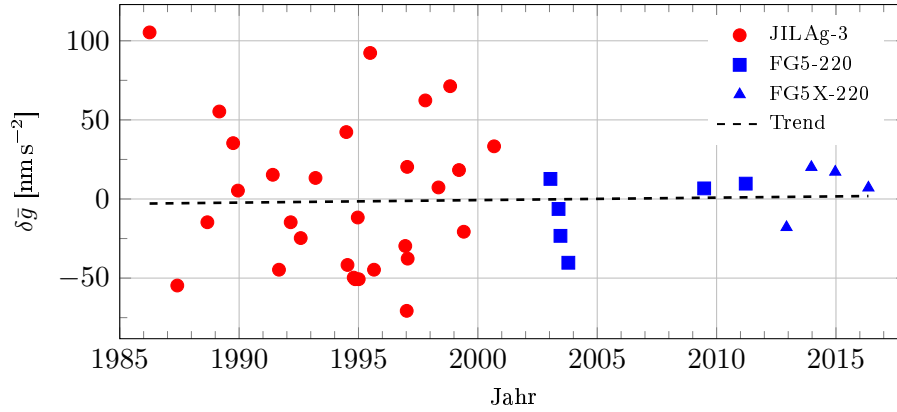


Abb. 3.6: Messungen der Iff Absolutgravimeter an der TU Clausthal abzüglich des mittleren Schwerewertes in einer Höhe von 1.05 m über dem Pfeiler $\bar{g} = 9.811\,154\,465\,\text{m/s}^2$. Der Trend beträgt $(0.2 \pm 0.6)\,\text{nm/s}^2/\text{a}$.

von $90\,\text{nm/s}^2$ des JILAg-3 festgestellt, der bei der Kombination von Messungen beider Geräte berücksichtigt werden muss (Timmen et al., 2008). An der Technischen Universität in Clausthal ist am Institut für Geophysik ein Messpfeiler angelegt worden, der bereits seit 1986 von Absolutgravimetern genutzt wird. Clausthal liegt im Oberharz auf stabilem Felsen und ist als Referenz für AG besser geeignet als Hannover, das größere hydrologische Änderungen erfährt und von einer stärkeren anthropogenen Mikroseismik beeinträchtigt wird. Clausthal ist jedoch nicht als Referenzstation im Sinne der CCM-WGG zu sehen.

In Abbildung 3.6 sind alle Messungen der Hannoveraner AG zusammengestellt. Zwischen 1986 und 2000 hat es 29 Messungen des JILAg-3 gegeben, zwischen 2003 und 2011 sechs Messungen des FG5-220, und seit 2012 vier Messungen des FG5X-220. Die Streuung der JILAg-3 erklärt sich zum einen durch die geringere Wiederholbarkeit und durch lokale hydrologische Effekte. Das Jahr 2003 war in gesamt Europa durch eine Hitzewelle und anhaltende Trockenheit geprägt, die sich auch im Schwerfeld niederschlug (Andersen et al., 2005). So zeigen auch die vier Messungen des FG5-220 in Clausthal einen sinkenden Schwerewert ($-53\,\text{nm/s}^2$), der gleichzeitig einen Extremwert des zu erwartenden hydrologischen Einflusses in Clausthal darstellt; zum Vergleich: Hannover erfuhr in der gleichen Zeit eine Änderung um $130\,\text{nm/s}^2$ (Timmen, 2010) und Wettzell um $>150\,\text{nm/s}^2$ (Creutzfeldt et al., 2012). Alle folgenden Messungen des FG5-220 und FG5X-220 liegen innerhalb von $\pm 20\,\text{nm/s}^2$ um den Mittelwert der Zeitreihe.

3.1.3 Zur Genauigkeit des FG5X-220

Im wesentlichen Punkten bleibt die ursprüngliche Betrachtung der instrumentellen Fehlerquellen bestehen. Das bei Absolutgravimetervergleichen herangezogene instrumentelle Fehlerbudget von $21\,\text{nm/s}^2$ erscheint zudem als realistischerer Wert als von Niebauer et al. (1995) angegeben, solange der Nutzer nicht über die technischen Möglichkeiten verfügt, einzelne Anteile gezielt zu untersuchen (z. B. Křen et al., 2016, 2017). Zu den in Tabelle 2.1 angegebenen Unsicherheiten und Reduktionen ändert sich in erster Linie die SAC auf $(-12 \pm 1)\,\text{nm/s}^2$.

Für die endgültige Bewertung des Coriolis Effektes liegen bisher deutlich weniger Daten als von Gitlein (2009) genutzt vor. Bisher sind neun Differenzen (im Vergleich zu 35 bei Gitlein, 2009) zwischen aufeinanderfolgenden Aufstellungen in Nord- und Süd-Orientierung vorhanden, von denen einige Messungen

in Abbildung 3.13 gezeigt sind. Aus diesen Differenzen ergibt sich im Mittel ein um $(6 \pm 3) \text{ nm/s}^2$ höherer gemessener Schwerewert in der Nord-Orientierung. Wird die erste in Abbildung 3.13 dargestellte Nord-Süd Differenz ausgeschlossen, da diese mit 23 nm/s^2 deutlich außerhalb der übrigen Differenzen liegt, so reduziert sich der Effekt auf $(4 \pm 3) \text{ nm/s}^2$. Neben dieser Bestimmung aus den Schweremessungen in verschiedenen Orientierungen beschreiben Křen et al. (2018) eine Methode zur Messung der horizontalen Bewegung des Corner Cube Reflectors (CCR) im freien Fall. Diese Versuche ergaben einen Unterschied von $(1 \pm 1) \text{ nm/s}^2$ und sind in Anhang B.1.2 aufgeführt¹⁰. Es bleibt festzustellen, dass unterschiedliche g -Werte in Nord- und Süd-Orientierung nicht ausschließlich auf dem Coriolis Effekt beruhen und auch aufeinanderfolgende Messungen in der selben Orientierung stets um einige nm/s^2 variieren. Im Vergleich zum FG5-220 ist der Unterschied zwischen Nord- und Süd-Orientierung am FG5X-220 nach bisherigen Erkenntnissen deutlich geringer.

Eine Verschiebung des Niveaus des FG5X-220 um $+25 \text{ nm/s}^2$, wie im EURAMET.M.G-K2 Vergleich 2015 aufgetreten, kann anhand der Messungen in Clausthal im Dezember 2014 und Mai 2016 sowie aus der Zeitreihe in Braunschweig nicht nachvollzogen werden. Weiterhin kann derzeit kein Offset zwischen dem FG5-220 und dem FG5X-220 erkannt werden (vgl. auch Timmen et al., 2015). Die Wiederholbarkeit der Messungen des FG5X-220 wird mit 10 nm/s^2 bis 20 nm/s^2 angenommen.

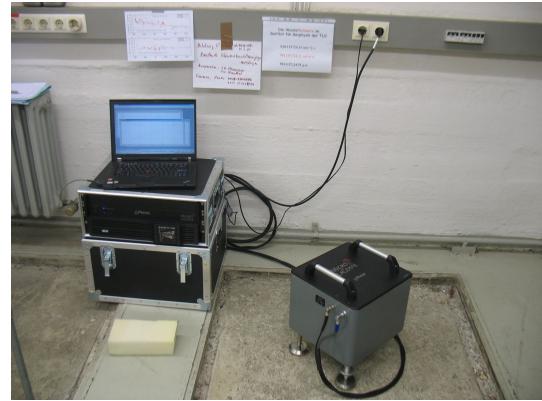
3.2 State-of-the-Art Relativgravimeter

Mit dem ZLS Burris Gravity Meter B-64 (B-64; Jentzsch, 2008) und Micro-g LaCoste gPhone-98 (gP-98; Micro-g, 2008) stehen am IfE zwei State-of-the-Art RG zur Verfügung (Schilling und Gitlein, 2015a,b). Beide Instrumente arbeiten nach dem Prinzip der allgemeinen Hebel Federwaage (vgl. Abbildung 2.3a) erfüllen jedoch unterschiedliche Anwendungsprofile. Das B-64 ist ein leichtes und transportables Gravimeter für Punktmessungen im Labor und im Außeneinsatz. Das Burris Gravity Meter ist gewissermaßen eine Fortsetzung der Entwicklung der L&R D und G Gravimeter der 1960er/70er Jahre. Im Gegensatz zu den L&R ist das B-64 (Abbildung 3.7a) mit einem internen Akku, einem auf Palm OS basierendem Handheld zur Bedienung des Gravimeters mittels Bluetooth und einem elektrostatischen Feedback System mit einem Arbeitsbereich von $\pm 250 \mu\text{m s}^{-2}$ ausgestattet. Über die Messschraube wird das Feedback System in den lokalen Schwerebereich verschoben. Die Messschraube des B-64 ist nicht kalibriert, so dass aus den Umdrehungen der Schraube keine Schwereänderung abgeleitet werden kann. In einem Schwerenetz mit einer Ausdehnung, die den Feedback Bereich übersteigt, z. B. die Kalibrierlinie Harz, müssen Zwischenpunkte eingefügt werden, an denen der Feedback Bereich verschoben wird. Für die ebenfalls erhältliche Variante des ZLS Burris Gravimeters mit einer kalibrierten Messschraube gibt Jentzsch (2008) eine Genauigkeit von 150 nm/s^2 für die alle $500 \mu\text{m s}^{-2}$ vorhandenen kalibrierten Schraubenpositionen an. Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit übersteigen den Feedback Bereich des B-64 nicht. Der Handheld PDA des B-64 hält einen Stationskatalog vor und speichert die Schweremessungen. Eine Neigungskorrektur wird auf Grundlage der elektronischen Libellen berechnet und gespeichert. Die Korrektur der Erdgezeiten wird für die ausgewählte Station anhand der Longman-Formel für den Einfluss von Sonne und Mond auf die starre Erde berechnet (Longman, 1959). Weiterhin ermöglicht der PDA die Aufzeichnung von Gravimeter Zeitreihen (ohne Luftdruck) in begrenztem Umfang, wie dies auch z. B. bei Scintrex Gravimetern möglich ist (Mammadov et al., 2011). Am IfE wird die Aufzeichnung von Zeitreihen mit dem B-64 durch eine Erweiterung der Firma Gravity-Consult durchgeführt. Dieses digitale Registriersystem besteht

¹⁰Im Rahmen des EURAMET.M.G-K3 Vergleichs wurde diese Methode von einem der Autoren am FG5X-220 mit demselben Ergebnis angewendet.



(a) ZLS Burris B-64 mit Handheld PDA zur Bedienung des Instruments.



(b) Micro-g LaCoste gPhone-98 auf Pfeiler mit Geräteelektronik und Laptop.

Abb. 3.7: Relativgravimeter des IfE für die Messung von Gradienten und Netzen (a) und die Registrierung von Zeitreihen (b).

aus einem GPS-Empfänger zur Zeitsynchronisation, einem Barometer sowie einer Software zur Datenaufzeichnung (Jentzsch et al., 2015). Das System speichert Schwere und Luftdruck in einem festen 10 s Zeitintervall. Die Messungen der elektronischen Libellen werden nicht erfasst.

Im Dezember 2015 wurde am B-64 ein Defekt festgestellt (siehe Anhang C.1), der das mehrmalige Einschicken des Gravimeters an den Hersteller erforderlich machte. Die Reparatur wurde erst im Mai 2018 erfolgreich abgeschlossen. In der Zwischenzeit wurde das ZLS B-114 des Leibniz Institut für Angewandte Geophysik (LIAG) leihweise im Rahmen einzelner Messkampagnen eingesetzt (siehe Anhang C.3).

Das gPhone-98 (Abbildung 3.7b) ist eine Weiterentwicklung des L&R Model G Gravimeters (Micro-g, 2008) und dient ausschließlich der Aufzeichnung von Zeitreihen im stationären Einsatz. Die Messung von Schweredifferenzen zwischen verschiedenen Punkten ist nicht vorgesehen. Das Instrument besteht aus dem eigentlichen Sensor, der auf dem Messpunkt platziert wird, einer Kontrollelektronik und einem Laptop zur Datenaufzeichnung mit der Software gMonitor (Version 1.09.10.12). Die Kontrollelektronik beinhaltet neben der Datenschnittstelle zu PC und Sensor einen 10 MHz Rubidium Oszillator und ein GPS-Modul. Die Stromversorgung wird durch eine unterbrechungsfreie Stromversorgung gewährleistet. Der Feedback Bereich des gP-98 beträgt $\pm 500 \mu\text{s}^{-2}$ und gewährleistet so den Betrieb über ausgedehnte Zeiträume, ohne dass der Feedback Bereich durch die Gravimeterdrift verlassen wird. Anstelle der manuellen Verschiebung des Feedback Systems in den lokalen Schwerebereich mit der Messschraube, wie dies bei dem B-64 der Fall ist, wird am gP-98 ein Elektromotor innerhalb des Sensors über gMonitor gesteuert. Die während der Messung im 1 s Zeitintervall erfassten Daten umfassen neben der gemessenen Schwere eine Vielzahl an weiteren Parametern, u.a. Neigung des Gravimeters, Temperatur und Luftdruck der Umgebung und des Sensorinneren. Zusätzlich zu den Korrekturen aufgrund der Neigung und des Luftdrucks berechnet gMonitor eine Korrektur für Erdzeiten aus Gezeitenparametern und den Einfluss der Polbewegung.

Diese Gravimeter werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Referenz in Vergleichsmessungen von QG und zum Test von verschiedenen Modellen zur Berechnung des gravitativen Einflusses von Massen eingesetzt. Zunächst sind die bereits in Abschnitt 2.1.3 dargestellten Effekte der Kalibrierung, Gravimeterdrift und des Luftdruckeffektes untersucht worden.

Kalibrierfaktor

Die Kalibrierfaktoren E des B-64 und gP-98 wurden überwiegend aus Messungen auf der Vertikalen Gravimeter-Kalibrierlinie Hannover (VGKH) berechnet. Die Kalibrierlinie ist in einem 20-stöckigem Hochhaus der Leibniz Universität Hannover (LUH) eingerichtet und besteht aus Messpunkten zwischen dem ersten und 20. Stockwerk, die einen Schwerbereich von $192 \mu\text{m s}^{-2}$ abdecken. In der Praxis werden meist zehn oder mehr Verbindungen, also Schweredifferenzen, zwischen den Messpunkten im ersten und 17. Stockwerk gemessen. Da mit derzeitigen AG nicht auf der VGKH gemessen werden kann, ist der Maßstab der Kalibrierlinie durch zeitnahe relativgravimetrische Messungen von der Harz-Kalibrierlinie übertragen worden (Huge, 2014; Timmen et al., 2018). In früheren Publikationen (z. B. Kanngieser et al., 1983) werden die Begriffe Eichlinie, Eichfaktor und Eichsystem verwendet, von deren Benutzung aufgrund des amtlichen Charakters einer *Eichung* heutzutage abgesehen wird.

Abbildung 3.8 zeigt die Abweichung des Kalibrierfaktors ΔE zum mittleren Kalibrierfaktor $\bar{E}$ für das B-64 und das gP-98. Die numerische Aufstellung der Kalibrierfaktoren befindet sich in Anhang C.2 auf Seite 107. Die Kalibrierungen fanden im Fall des B-64 im Vorfeld von Messprojekten oder dem Start einer Registrierung statt. Die in Abbildung 3.8a aufgeführten Kalibrierungen mit einem mittleren Faktor von $\bar{E} = 0.99927 \pm 0.00027$ beziehen sich auf den Zeitraum vor dem Defekt des Instruments. Bezogen auf eine Schweredifferenz, die den gesamten Feedback Bereich abdeckt, liegt die Unsicherheit, die der mittlere Kalibrierfaktor beiträgt, bei maximal 135 nm/s^2 . Eine Vernachlässigung des Kalibrierfaktors ($E = 1$) erzeugt einen Fehler von maximal 365 nm/s^2 . Die Standardabweichungen der einzelnen Kalibrierfaktoren liegen in der Größenordnung von 3×10^{-5} , der Beitrag zur Unsicherheit einer Schweredifferenz ist so maximal 15 nm/s^2 .

Mit dem gP-98 wurden weniger Kalibrierungen durchgeführt, da dieses Gerät in erster Linie für die Registrierung langer Zeitreihen eingesetzt wird und die Kalibrierungen dementsprechend nur vor Beginn und nach Abschluss der Messungen erfolgen. Der mittlere Kalibrierfaktor ist $\bar{E} = 1.00333 \pm 0.00133$. Wie Abbildung 3.8b zeigt, steigt der Kalibrierfaktor mit etwa $5.4 \times 10^{-4}/\text{a}$ an. Diese Drift kann durch eine Veränderung in den Eigenschaften der Feder und eine Änderung des Druckes im Inneren des Sensors (vgl. Abschnitt *Instrumenteller Luftdruckeffekt*, Seite 55) verursacht werden. Bezogen auf das Signal, das mit dem gP-98 aufgezeichnet wird, dessen maximale Amplitude im Rahmen der täglichen

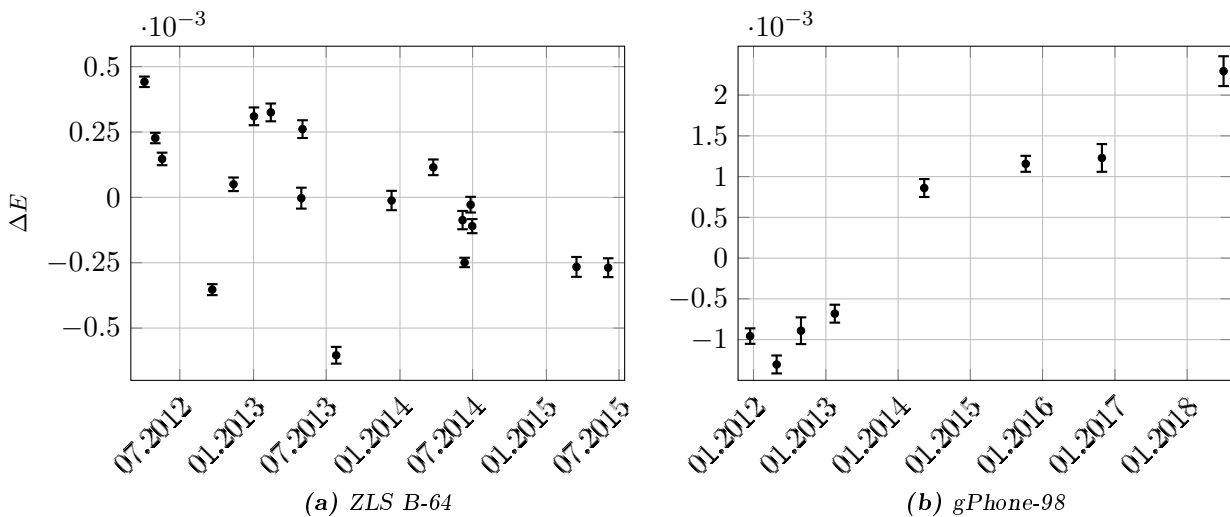


Abb. 3.8: Abweichung $\Delta E = \bar{E} - E$ zu den mittleren Kalibrierfaktoren $\bar{E}$ des ZLS B-64 ($\bar{E} = 0.99927 \pm 0.00027$) und gPhone-98 ($\bar{E} = 1.00333 \pm 0.00133$) aus der Bestimmung im Gravimeter-Kalibriersystem Hannover (Timmen et al., 2018).

Tab. 3.1: Bestimmung der Gravimeterdrift des B-64 und gP-98 durch stückweise lineare Approximation von Zeitreihen.

(a) ZLS B-64				(b) gPhone-98			
Station	Start Monat	Dauer Tage	Drift $\text{nm s}^{-2}/\text{d}$	Station	Start Monat	Dauer Tage	Drift $\text{nm s}^{-2}/\text{d}$
Onsala	06/2012	48	-209 ± 61	Hannover	10/2011	55	191 ± 13
	07/2012	49	-155 ± 39	Hamburg	01/2012	84	126 ± 5
Hannover	09/2012	45	-177 ± 15	Clausthal	05/2012	98	117 ± 3
Ruthe	03/2013	45	43 ± 76	Berlin	10/2012	105	101 ± 7
	05/2013	21	-10 ± 45	Ruthe	02/2013	152	94 ± 2
Ruthe	12/2013	90	-200 ± 36	Hannover	05/2014	191	78 ± 5
Hannover	04/2014	48	-49 ± 32	Hamburg	11/2015	225	76 ± 4
Hannover	06/2018	58	-116 ± 44	Hannover	02/2017	185	63 ± 8

Schwereänderungen 3000 nm/s^2 nicht übersteigt, hat die vollständige Vernachlässigung des Kalibrierfaktors ($E = 1$) einen Effekt von 10 nm/s^2 . Aus der Unsicherheit des Maßstabsfaktors ergibt sich ein Einfluss von 1 nm/s^2 . Aus diesem Grund und wegen des nicht unerheblichen Aufwandes der Messungen auf der Kalibrierlinie werden auch vergleichsweise wenige Verbindungen gemessen. Die resultierende Standardabweichung eines einzelnen Kalibrierfaktors liegt bei 1×10^{-4} .

Gravimeterdrift

Die Drift eines Gravimeters kann aus der Messung längerer Zeitreihen oder bei einer Netzmessung durch die wiederholte Besetzung der selben Punkte bestimmt werden. Innerhalb einer Zeitreihe kann zwischen der Drift und langsamen, linearen Schwereänderungen nicht unterschieden werden. Die Tabelle 3.1 zeigt die aus Zeitreihen bestimmte Gerätedriften des B-64 und gP-98. Dazu wurden die Zeitreihen, wie z. B. auch in Riccardi et al. (2011) beschrieben, in Segmente von einer Länge von sieben Tagen unterteilt, für die jeweils die Drift bestimmt wurde.

Die Mittelwerte mit Standardabweichung der Drift verschiedener Zeitreihen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Drift des gP-98 hat sich im Laufe der Nutzung verringert. Gleichzeitig ist die Variation der Drift innerhalb einer Zeitreihe auf wenige $\text{nm s}^{-2}/\text{d}$ beschränkt. Dies ist vergleichbar zu den Ergebnissen der Untersuchung des gPhone-54 von Riccardi et al. (2011). Erfahrungsgemäß sind die Aufzeichnungen des gP-98 in den ersten zwei Wochen nach dem Transport an eine neue Position von einer nicht linearen Drift bestimmt und wurden aus der Berechnung der Drift ausgeschlossen. Im Gegensatz zu dem gP-98 variiert die Drift des B-64 sowohl von Zeitreihe zu Zeitreihe, als auch innerhalb einer Zeitreihe sehr stark. Eine Reduktion der Drift über die Nutzungsdauer hinweg konnte bisher nicht festgestellt werden. Bei der Messung gravimetrischer Netze, z. B. den zuvor genannten Kalibrierungen, variiert die Drift zwischen $-500 \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ und $1200 \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$.

Instrumenteller Luftdruckeffekt

Der instrumentelle Luftdruckeffekt äußert sich in einer Änderung des gemessenen Schwerewertes aufgrund von Luftdruckschwankungen. Der Sensor des Gravimeters ist in der Regel in einem (B-64) oder mehreren (gP-98) druckdichten Gehäusen gekapselt, so dass kein Austausch zwischen dem Außendruck

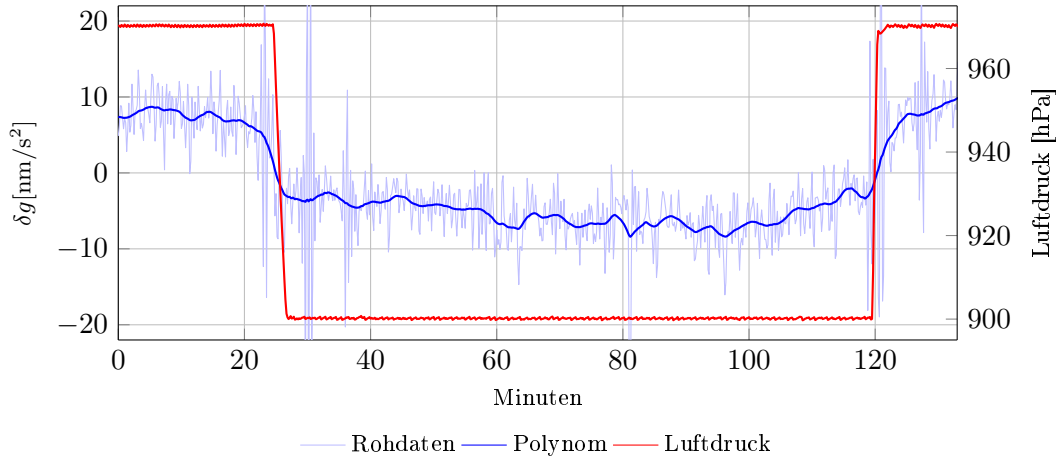


Abb. 3.9: Versuch zur Bestimmung des instrumentellen Luftdruckeffekts am ZLS B-64. In Blau sind die ungefilterten Rohdaten und die über ein Polynom geglätteten Schweremessungen dargestellt. Der Luftdruck in der Luftdruckkammer ist in Rot gezeigt.

und dem Inneren des Sensors stattfindet. Bei Versagen der Dichtungen variiert der Sensorinnendruck, so dass die auf die Testmasse und Hebel der Federwaage wirkenden Auftriebskräfte sich ändern und eine scheinbare Schwereänderung gemessen wird. Eine zweite Ursache des instrumentellen Luftdruckeffekts liegt in einer Deformation des Sensorgehäuses bei Schwankungen des Außendrucks, so dass sich die Geometrie innerhalb des Sensors verändert (vgl. Abbildung 2.3).

Die gPhone Gravimeter zeichnen den Luftdruck im Inneren des Sensorgehäuses auf, so dass dessen Variation und eventuelle Korrelation mit dem Außendruck kontrolliert werden können. Im ersten Halbjahr 2018 sank der Luftdruck in der Sensorkammer des gP-98 linear um 0.033 hPa/d und betrug etwa 688 hPa . Im Jahr 2012 betrug dieser Trend noch 0.065 hPa/d bei einem Innendruck von 775 hPa . Dies lässt vermuten, dass das zweite, den Sensor umgebende Gehäuse einen noch geringeren Luftdruck aufweist, sich diese Drücke jedoch angleichen. Diese Änderung des Innendrucks ohne Korrelation mit dem Umgebungsdruck wird in der Messung als Teil der Gravimeterdrift interpretiert.

Das B-64 ist mit keinem vergleichbaren Luftdrucksensor ausgestattet. Der instrumentelle Luftdruckeffekt kann durch gezielte Steuerung des Umgebungsdruck in einer Druckkammer getestet werden (Schilling und Gitlein, 2015b; Timmen et al., 2018). Ein solches Experiment ist beispielhaft in Abbildung 3.9 dargestellt. In der Luftdruckkammer wurde der Luftdruck zwischen 900 hPa bis 970 hPa geregelt und die Schwere aufgezeichnet. Diese Luftdruckdifferenz entspricht einer Höhenänderung von etwa 600 m und ist wenige hPa größer als die maximalen Luftdruckdifferenz der Harz-Kalibrierlinie. Das Absenken und Steigern des Luftdruckes hat eine deutliche Änderung in der Aufzeichnung der Schwere zur Folge. In den Rohdaten der Schweremessung ist die Variation des Luftdrucks von größeren Ausschlägen begleitet, die von dem Nachstellen der Horizontierung des Gerätes verursacht werden. Der instrumentelle Luftdruckeffekt aus diesen Versuchen betrug $0.2 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ (Korrelation 96 %) sowohl im Jahr der Anschaffung des Instruments (2012) als auch bei einer Wiederholung der Versuche im Jahr 2014. Für Messungen auf der VGKH mit einem Luftdruckunterschied von 6.5 hPa und einer Schweredifferenz von etwa $192 \mu\text{m/s}^2$ bedeutet dies einen Effekt von 1.3 nm/s^2 bzw. 7×10^{-6} . Für das B-64 kann der Effekt zwar vernachlässigt werden, dennoch ist eine regelmäßige Kontrolle erforderlich. Der Anhang C.1 zeigt das Resultat versagender Dichtungen am B-64. Für das zeitweise verwendete B-114 (Baujahr 2016) wurde ein Faktor von $2.2 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ festgestellt (vgl. Anhang C.3). Für das mittlerweile 25 Jahre alte CG3M-4492 fanden Timmen et al. (2018) aktuell einen Faktor von $2.0 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$.

Gezeitenanalyse

Die Beobachtung der Änderung der Schwere an einem Ort über den Zeitraum einiger Monate erlaubt den Vergleich der Gravimeter anhand der Erdgezeiten. Aus den Zeitreihen werden mittels Gezeitenanalyse die Gezeitenparameter des Standortes berechnet (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die Gezeitenanalyse wird mit der Software ETERNA Version 3.4 (Wenzel, 1996) durchgeführt. Zur Beurteilung der Gravimeter werden insbesondere die Parameter der täglichen und halbtäglichen Wellengruppen mit den größten Amplituden verursacht durch Sonne und Mond herangezogen (O1, K1, M2, S2). Wenn die Amplituden mit einer relativen Genauigkeit von besser als 1‰ und die Phase mit 0.05° bestimmt wird, dann ist der Einfluss der Gezeiten auf 1 nm/s^2 reduziert. Instrumentelle Effekte, wie nicht-lineare Gerätedrift sind in der Gezeitenanalyse von geringerer Bedeutung. Der Einfluss von Luftdruckänderungen wird im Rahmen der Gezeitenanalyse in Form eines linearen Faktors geschätzt und sollte im Bereich $(3 \pm 1) \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ liegen.

Mit dem B-64 und dem gP-98 wurden zum Teil zeitgleich Registrierungen durchgeführt. Das B-64 wurde zudem zur Charakterisierung für drei Monate in Onsala am Onsala Space Observatory (OSO) parallel zu dem OSG-054 Supraleitgravimeter betrieben. Im direkten Vergleich zwischen B-64 und OSG-054 zeigen die Gezeitenparameter für O1, K1 und M2 eine Übereinstimmung von besser als 0.4 ‰ in der Amplitude und 0.05° in der Phase. Die Standardabweichungen des B-64 sind etwa um den Faktor 1.5 höher im Vergleich zu den Gezeitenparametern des OSG-054 für die selbe Zeitspanne. Die Parameter für S2 sind deutlich schlechter bestimmt mit einem Unterschied von 1.6 ‰ und 0.06° und einer um den Faktor drei höheren Standardabweichung im Vergleich zu den übrigen mit den B-64 bestimmten Parametern. Diese Messung musste nach einigen Wochen unterbrochen und neu eingerichtet werden, so dass zwei Zeitreihen von 48 Tagen Länge vorliegen, die in einer gemeinsamen Gezeitenanalyse verarbeitet wurden. In der ersten Hälfte der Messungen driftete eine der elektronischen Libellen kontinuierlich, so dass unnötigerweise die Horizontierung des Gerätes nachgestellt wurde. Dies führt zu einer verringerten Sensitivität des Gravimeters.

In der Differenz der Gravimeterzeitreihen des SG und des B-64 werden alle gravitativen Einflüsse eliminiert, und das Ergebnis sind die instrumentellen Einflüsse beider Instrumente auf die Messung. In Anbetracht der Präzision des SG und der vernachlässigbaren Drift werden in dem Differenzsignal enthaltene systematische Effekte mit hoher Wahrscheinlichkeit ihren Ursprung im B-64 haben. In Abbildung 3.10 sind die Differenzen der Zeitreihen des B-64 mit dem OSG-054 und einem synthetischen Gezeitenmodell dargestellt. In der Differenz zum Gezeitenmodell werden in erster Linie die Unzulänglichkeiten des Gezeitenmodells für das küstennahe OSO deutlich. Für tägliche bis vierteltägliche Perioden (cpd) sind im Spektrum deutliche Spitzen zu erkennen, die in erster Linie auf die unzureichende Modellierung des Ozeangezeitenmodells zurückzuführen sind. In der Differenz zur SG Messung fehlen diese Spitzen, und das B-64 hat zumindest keine periodischen instrumentellen Effekte, wie z. B. eine unzureichende Eichung, die die Gezeitenregistrierung beeinflussen.

Der Vergleich mit dem gP-98 und einer nur 66 Tage andauernden zeitgleichen Messung erreicht vergleichbare Ergebnisse mit geringfügig schlechterer Übereinstimmung der Parameter. Die Messungen und Ergebnisse sind in Schilling und Gitlein (2015a,b) beschrieben.

Mit dem gP-98 wurden weiterhin zeitgleich Messungen mit dem gPhoneX-129¹¹ des LIAG für 209 Tage im IfE Außenlabor Ruthe durchgeführt (Schilling et al., 2014). Diese Messungen bestätigen die Ergebnisse des gP-98 aus den früheren Messungen mit dem B-64. Diese zweite längere Zeitreihe führte noch einmal zu niedrigeren Standardabweichungen der Gezeitenparameter. Diese Messung wurde auch zum Vergleich der unterschiedlichen Samplingraten (1 Hz und 7 Hz) der gPhones genutzt, indem nach

¹¹Eine zweite Version des gPhone Gravimeters, die im Folgenden als gPX abgekürzt wird.

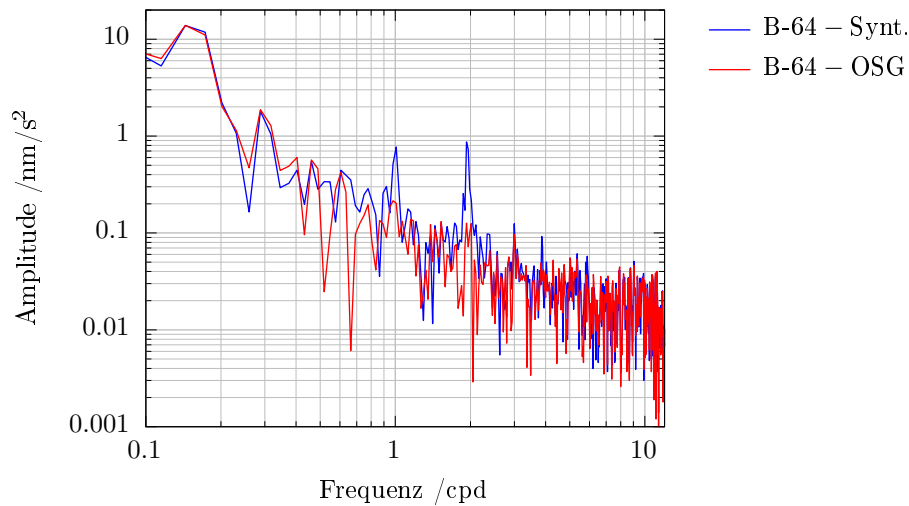


Abb. 3.10: Spektren der B-64 Zeitreihe in Onsala als Differenz zu einem synthetischen Gezeitenmodell (blau) und als Differenz zu den Beobachtungen des OSG-054 (rot).

der halben Messdauer eine neue Messung in der zweiten Samplingrate gestartet wurde. Die Amplituden (Phasen) der gP-98 Gezeitenparameter aus 1 Hz und 7 Hz stimmen besser als 0.5 ‰ (0.05°) überein. Die Unterschied der gPX-129 1 Hz Lösung und der gP-98 Gezeitenparameter liegt bei maximal 1 ‰ (0.05°). Die Übereinstimmung der gPX-129 1 Hz und 7 Hz Parameter ist mit 0.8 ‰ (0.07°) und einem Phasenunterschied von 0.25° bei K1 fällt deutlich schlechter aus als am gP-98.

Im Vergleich zu früheren Arbeiten, in denen Gezeitenparameter aus den Messungen von Quartz- und Metallfeder RG bestimmt wurden, ist dies insgesamt eine drastische Reduzierung des Messaufwandes. Timmen und Wenzel (1994) beschreiben die Bestimmung der Gezeitenparameter für Hannover. In dieser Arbeit wurde über sieben Monate hinweg zeitgleich mit bis zu vier L&R D- und G-Gravimetern die Schwereänderungen in Hannover aufgezeichnet. Zusätzlich wurden Messungen aus den Jahren 1985 und 1988 in die Auswertung eingeschlossen, so dass sich eine kombinierte Länge der Datenreihe von 540 Tagen ergab. Die finalen Gezeitenparameter der vier vorgenannten Gezeitenwellen von Timmen und Wenzel (1994) stimmen auf 0.2 ‰ bis 0.4 ‰ mit den Ergebnissen der 66 Tage andauernden Aufzeichnung des B-64 überein.

3.3 Charakterisierung von Quantengravimetern

Mit der steigenden Verbreitung der Gravimeter auf Grundlage eines AI ist auch eine Untersuchung dieser neuen Sensoren zur Beschreibung deren Eigenschaften erforderlich. Als von allen bisherigen Entwicklungen gänzlich unabhängige Methode zur Messung von g stellt sich auch hier die Frage nach einem systematischen Unterschied in den Ergebnissen aus Laser- und Atominterferometer Messungen, vergleichbar des systematischen Offsets zwischen den JILAg und FG5 Instrumenten. In diesem Abschnitt wird exemplarisch an einem QG der Ansatz zur Charakterisierung durch Vergleichsmessungen mit klassischen Gravimetern dargestellt.

In einem gemeinsamen DFG Forschungsprojekt mit der Arbeitsgruppe Optische Metrologie des Instituts für Physik der HU wurde in der Zeit von 2012 bis 2017 an der Weiterentwicklung des in Berlin gebauten Gravimetric Atom Interferometer (GAIN; Schmidt, 2011) gearbeitet. Im Rahmen dieses Projektes wurden drei Vergleichskampagnen zwischen GAIN, dem gPhone-98 und dem FG5X-220

durchgeführt. Die Messungen bestanden aus parallelen Aufzeichnungen über mehrere Tage hinweg in Berlin und am Onsala Space Observatory. In der letzten Kampagne stand ebenfalls ein SG zur Verfügung. Ziel dieses Projektes war neben der Steigerung der Präzision und Zuverlässigkeit sowie der Reduktion des Fehlerhaushaltes von Schweremessungen auch das Erreichen der Einsatzfähigkeit in geodätischen Messprojekten. Letzteres erfordert u. a. den schnellen Aufbau nach dem Transport, das Einrichten des Instrumentes und den Start der Messung. Es sollten letzten Endes in einem Zeitraum im Vergleich zu FG5(X) Gravimetern mehr Punktmessungen durchgeführt werden können, um die potentiell höhere Sensitivität des QG und die daraus resultierenden kürzeren Beobachtungszeiten zur Punktbestimmung auszunutzen. Die Geräteentwicklung erforderte begleitende Messungen mit klassischen Gravimetern zur Beurteilung des Fortschritts. Vor Projektbeginn ist GAIN einmal aus dem ursprünglichem Labor, in dem es gebaut wurde, nach Berlin Adlershof (Lise-Meitner-Haus, Institut für Physik) verlegt worden. In Berlin Adlershof sind ebenfalls die Messungen mit den Gravimetern des IfE durchgeführt worden. Im September 2010 hat das BKG im Erdgeschoss des Gebäudes einen Absolutschwerpunkt und externe Sicherungspunkte angelegt, der in der Vergleichsmessung mit dem FG5X-220 genutzt wurde. In Abschnitt 2.1.7 (S. 21) erfolgte bereits eine allgemeine Beschreibung des Instruments und Abschnitt A.2 bietet eine weitergehende Beschreibung.

3.3.1 Vergleichskampagnen in Berlin

In Berlin Adlershof wurden am Institut für Physik zwei Vergleichsmessungen, einmal mit dem gPhone-98 und ein weiteres mal mit dem FG5X-220, durchgeführt. Die Messung am Heimatlabor bietet natürlich den Vorteil der vorhandenen Infrastruktur zur Unterstützung von GAIN.

Vergleich GAIN – gPhone-98

Eine erste Vergleichsmessung am Institut für Physik an der HU wurde von Oktober 2012 bis Ende Januar 2013 durchgeführt. Dazu wurde das gP-98 für 105 Tage im Labor von GAIN im ersten Stock installiert. Das gPhone wurde unter einem optischen Tisch direkt neben GAIN aufgestellt. Das gPhone wurde vor Ort regelmäßig kontrolliert, und die Horizontierung wurde gegebenenfalls nachgestellt oder ein Zeitversatz in der Geräteuhrzeit gegenüber UTC protokolliert. Mit der Zeitreihe wurde eine Gezeitenanalyse durchgeführt um Wellengruppen mit täglicher und höherer Frequenz zu bestimmen. Die Messungen von GAIN starteten am 30.11.2012 und dauerten zwei Wochen, wobei in der zweiten Woche vermehrt Lücken auftraten und Einstellungen am Gerät justiert werden mussten.

Die Zeitreihen beider Instrumente sind als stündliche Mittelwerte in Abbildung 3.11 gegenübergestellt. Beide Zeitreihen wurden mit den selben Reduktionen um zeitlich variable Schwereeffekte korrigiert. Die Messungen des gPhone sind zusätzlich um eine lineare Drift von $101 \text{ nm s}^{-2}/\text{d}$ korrigiert, die aus dem gesamten Zeitraum der Aufzeichnung bestimmt wurde. Das verbleibende periodische Signal in beiden Zeitreihen ist ein Rest der langperiodischen Gezeiten. Da die Messungen in einem stark frequentiertem Universitätsgebäude durchgeführt wurden, ist werktags eine höhere Streuung der gPhone Residuen zu erkennen. In der GAIN Zeitreihe ist die Streuung insgesamt größer und es treten noch instrumentelle Effekte auf (Hauth et al., 2014). Die Standardabweichung der Zeitreihen als innere Genauigkeit sind 7 nm/s^2 bzw. 9 nm/s^2 für das gP-98 und GAIN.

Bereits aus diesem kurzen Vergleich wird deutlich, dass Vergleichsmessungen in der Beurteilung der Weiterentwicklung eines neuen Gravimeters besser geeignet sind, als reine Modelldaten. Beispielsweise können, abhängig von der Dauer und dem Ort der Messung, insbesondere nicht vollständig reduzierte langperiodische Gezeiten, auch als Drift des Instruments interpretiert werden. Wird nur die erste Hälfte der dargestellten Zeitreihe von GAIN betrachtet, so ist die Präzision in der Messung vergleichbar mit

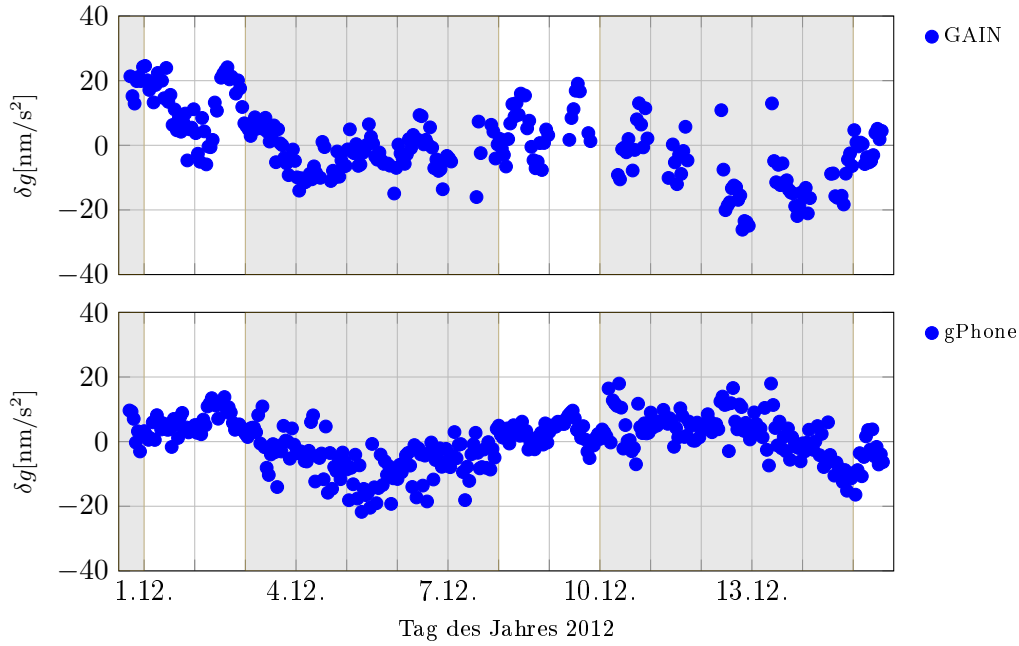


Abb. 3.11: Stündliche Mittelwerte: GAIN (oben, $\sigma = 9 \text{ nm/s}^2$) und gPhone-98 (unten, $\sigma = 7 \text{ nm/s}^2$). Die grau hinterlegten Flächen kennzeichnen die Wochentage Montag bis Freitag.

der des gPhones. Die zweite Hälfte der Datenreihe ist dann gekennzeichnet von täglichen Lücken in der Aufzeichnung; ein Zeichen für die Zuverlässigkeit des Instruments zu Projektbeginn. Ein Vergleich des Absolutwertes wurde hier nicht durchgeführt.

Vergleich GAIN – FG5X-220 Berlin

Der erste Vergleich mit dem FG5X-220 wurde im Juni 2013 durchgeführt. Beide Gravimeter wurden in einer Werkstatt im Lise-Meitner-Haus (Raum 0'701) aufgestellt. Das FG5X-220 wurde auf dem durch das BKG eingerichteten Punkt betrieben (Reinhold und Falk, 2010) und GAIN etwa 2 m entfernt. Der Raum selbst liegt an einer Straße und in der Nähe zum Gebäudeeingang. Eine besondere Temperatursteuerung ist nicht vorhanden.

Das FG5X-220 hat für eine Woche (3.–10.06.2013) durchgehend mit einer Unterbrechung für eine neue Aufstellung gemessen. Aufgezeichnet wurde ein Set pro Stunde mit je 50 Drops, von denen 161 Sets mit insgesamt 8018 Drops ausgewertet wurden. Aufgrund der Lage an der Straße in der Nähe eines Eingangs mussten einzelne Sets aus der Auswertung ausgeschlossen werden. Der gemessene absolute Schwerewert in einer Höhe von 1.25 m des FG5X-220 im Juni 2013 liegt um 45 nm/s^2 über der Messung des FG5-101 des BKG im Jahr 2010. In den Messungen wurde der durch das BKG gemessene vertikale Schweregradient von $30.8 \text{ nm s}^{-2}/\text{cm}$ verwendet. Zwischen den beiden Aufstellungen des FG5X-220 liegt ein Offset von 13 nm/s^2 . In Teilen wird der im Jahr 2013 höhere Schwerewert auf die lokale Hydrologie zurückzuführen sein. Der an einer etwa 50 m entfernt gelegenen Grundwassermessstelle der Stadt Berlin gemessene Grundwasserstand¹² war zur Messung des FG5X-220 0.25 m über dem Stand im Jahr 2010. Die untere Grafik in Abbildung 3.12 stellt alle ausgewerteten Sets abzüglich des mittleren Schwerewertes dar. Die Werkzeuge sind hervorgehoben und gekennzeichnet durch eine deutlich höheren Setscatter von 21 nm/s^2 im Gegensatz zu 14 nm/s^2 am Wochenende, wenn das Gebäude wenig

¹²Bereitgestellt im Juli 2013 durch die Senatsverwaltung für Stadtentwicklung und Umwelt Arbeitsgruppe VIII E 3.

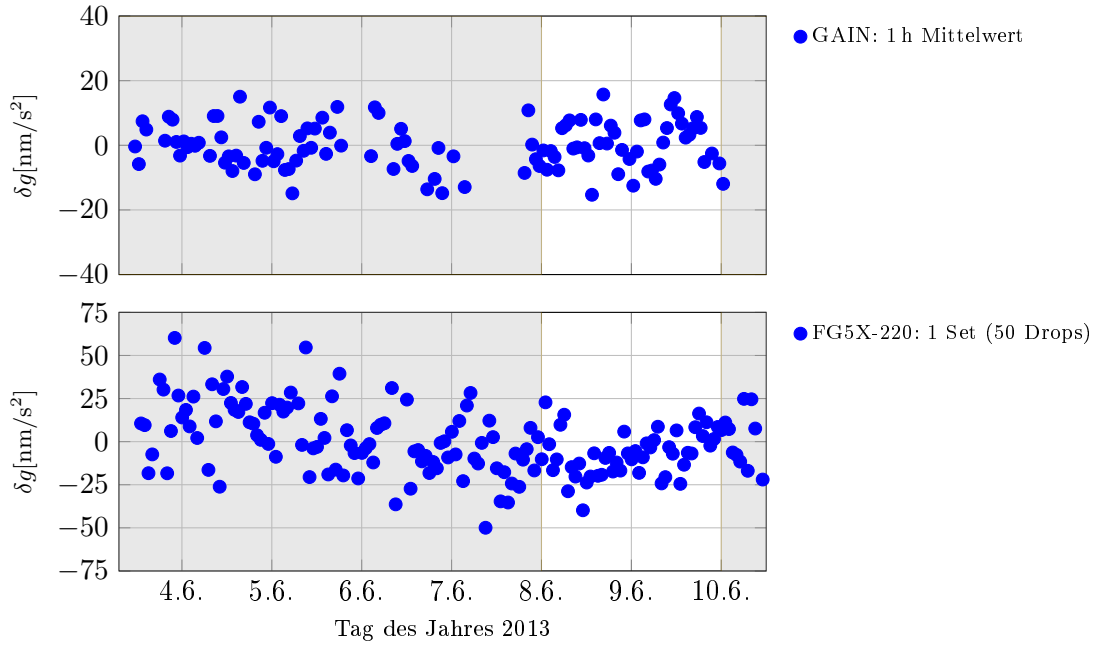


Abb. 3.12: Stündliche Mittelwerte: GAIN (oben, $\sigma = 8 \text{ nm/s}^2$) und FG5X-220 (unten, 50 Drops pro Stunde $\sigma = 19 \text{ nm/s}^2$). Die grau hinterlegten Flächen kennzeichnen die Wochentage Montag bis Freitag. Am Wochenende sinkt die Standardabweichung des FG5X-220 auf $\sigma = 14 \text{ nm/s}^2$.

frequentiert wird. In Anhang B.3 sind die Drops und Setmittel des Zeitraum zur Veranschaulichung noch einmal gemeinsam gezeigt. Die obere Grafik in Abbildung 3.12 zeigt die parallele Registrierung von GAIN abzüglich des Mittelwertes der Zeitreihe. Die Datenpunkte in beiden Grafiken repräsentieren die Messungen einer Stunde. Der Unterschied liegt in der erfassten Datenmenge. GAIN arbeitete mit einer Erfassungsrate von 0.7 Hz und führte (theoretisch) 2500 Freifall-Experimente in einer Stunde durch. Tatsächlich werden Sets von 20 Minuten Länge gemessen, zwischen denen Messungen zur Bestimmung des richtigen Interferometer Fringes durchgeführt werden (Hauth, 2015). So ist die Zahl der tatsächlich ausgewerteten Experimente etwas geringer. Das FG5X-220 führte über eine Zeit von 500 s 50 einzelne Experimente durch und wartete bis zum Ablauf einer Stunde. Natürlich sind mit dem FG5(X) Gravimetern schnellere Erfassungszeiten und eine größere Zahl an Drops in einer Stunde möglich, dies stellt aber keinen realistischen Anwendungsfall dar. Punktbestimmungen werden in der Regel mit 2000 bis 3000 Drops durchgeführt. Die untypische längere Messdauer von 3–4 Tagen ohne Unterbrechung statt den sonst üblichen 10–12 Stunden parallel zu GAIN ermöglicht hier die Identifikation von Driften im QG.

Insgesamt fällt in der Zeitreihe von GAIN die deutlich geringere Streuung der Stundenwerte zu Zeiten auf, in denen die Messungen des FG5X-220 durch externen Störungen in Form von Mikroseismik (Personen und Kraftfahrzeugverkehr von Montag bis Freitag), beeinflusst werden. In den Messungen ab dem 8.6. ist die Streuung beider Geräte durchaus vergleichbar. Für GAIN kann hier festgehalten werden, dass die Abschirmung gegen seismische Störungen im urbanen Gebiet für eine gleichbleibende Präzision sorgt. Wie in der ersten Zeitreihe im Vergleich mit dem gP-98 auch, so gibt es hier auch eine längere und einzelne kurze Datenlücken, in denen das Gravimeter von den Bedienern justiert werden musste.

Nach den Messungen des FG5X-220 auf dem Absolutpunkt wurden mit GAIN dort anschließend Messungen durchgeführt. Der von GAIN ermittelte Schwerewert lag hier $(93 \pm 81) \text{ nm/s}^2$ über dem

des FG5X-220 (Freier, 2017). Die Unsicherheit dieser Schweredifferenz ¹³ wird dominiert von der Abschätzung des Fehlerbudgets von GAIN. Der Beitrag aufgrund der Höhenreduktion der GAIN Messung auf h_{ref} des FG5X-220 und der Messungen von GAIN ist um den Faktor sechs geringer. Der Signifikanztest ($\alpha = 0.05$) auf Gleichheit der beiden Schwerewerte wird bestanden.

3.3.2 Vergleichskampagne in Onsala

Als zusätzliche Herausforderung zur eigentlichen Messung stellt der Vergleich am OSO ein logistisches Problem dar. Für die klassischen Instrumente ist der Transport im KFZ über weite Distanzen Routine. GAIN ist im Gegensatz dazu auf Fahrzeuge mit größeren Dimensionen und Hebebühne angewiesen. Am Zielort muss ein ebenerdiger Zugang zum Messpfeiler gewährleistet sein.

Vergleich GAIN – FG5X-220 Onsala

Im Februar 2015 wurden Messungen mit GAIN, dem FG5X-220 und dem lokalen SG OSG-054 am Onsala Space Observatory (OSO) südlich von Göteborg durchgeführt. Von der Jahreszeit her betrachtet, ist dieser Zeitraum ungünstig, da u. a. Stürme im Nordatlantik für eine erhöhte Mikroseismik verantwortlich sind, die die Messungen stören. Daher wurden Absolutmessungen zur Eichung des OSG-054 meist später im Jahr durchgeführt (siehe auch Timmen et al., 2015). Im Gravimeterhaus des OSO sind zwei getrennte auf Fels gegründete Fundamente für Absolutgravimeter vorhanden, die Platz für drei AG mit dem Platzbedarf eines FG5(X) bieten. Die vertikalen Schweregradienten wurden in früheren Arbeiten bestimmt. Das SG steht auf einem separaten Pfeiler in einem abgetrennten Raum im Gravimeterhaus. Die Raumtemperatur bei den AG-Pfeilern wird in mehreren Zonen geregelt.

Für die Vergleichsmessung wurden gleichzeitige Messungen auf den beiden Pfeilern auf den Positionen AA und AC durchgeführt. Nach vier Tagen wurden die Positionen der Gravimeter gewechselt. In Anhang A.2 (S. 95) ist eine Abbildung des Aufbaus beider Geräte enthalten. Am FG5X-220 wurde zusätzlich an jedem Tag einer neuer Aufbau abwechselnd in nördlicher und südlicher Orientierung vollzogen. Neben der Identifikation von Aufbaufehlern wurde der Wechsel der Orientierung zur Untersuchung eines möglichen orientierungsabhängigen Geräteeffektes (vgl. Abschnitt 3.1.3 und Anhang B.1.2) genutzt.

Die Messungen in Onsala wurden zunehmend durch eine zum 8.2. hin ansteigende Mikroseismik beeinflusst. Dies zeigt sich an den in Abbildung 3.13 dargestellten Setmitteln und deren Standardabweichung. In Abschnitt B.3 (S. 102) ist zusätzlich eine Zusammenstellung der SG Zeitreihe mit den FG5X-220 Drops enthalten. Die Messungen des 5.2. morgens entsprechen dem Ergebnis, das sonst bei Messungen später im Jahr erreicht werden. Die große Streuung der Setmittel resultiert jedoch nicht in großen Variationen in den endgültigen g -Werten der Runs (siehe Abschnitt 2.1.1). Die Standardabweichung des g -Wertes einer Aufstellung ist natürlich durch die Streuung der Setmittel beeinflusst, es ist jedoch keine systematische Verschiebung des Mittelwertes aufgrund der Mikroseismik auszumachen. Mit der Ausnahme des Schwerewertes aus der Messung vom 5.2. auf den 6.2. liegen alle Runs innerhalb von $\pm 10 \text{ nm/s}^2$.

Die Beeinflussung des FG5X-220 durch Mikroseismik in Onsala ist vergleichbar zu dem bereits in der Messung in Berlin gesehenen Effekt urbaner Mikroseismik. Wie ebenfalls der Vergleich in Berlin zeigte, ist GAIN nicht durch diese externen hochfrequenten Störungen beeinflusst. Vor dem Aufenthalt in Onsala wurde an GAIN ein Mu Metal Magnetschild um die MOT installiert. Dies reduziert

¹³Aus Freier (2017) Tab. 5.2 mit $\sigma_{\text{GAIN corrected}} = 77 \text{ nm/s}^2$ und $\sigma_{\text{FG5X}} = 23 \text{ nm/s}^2$.

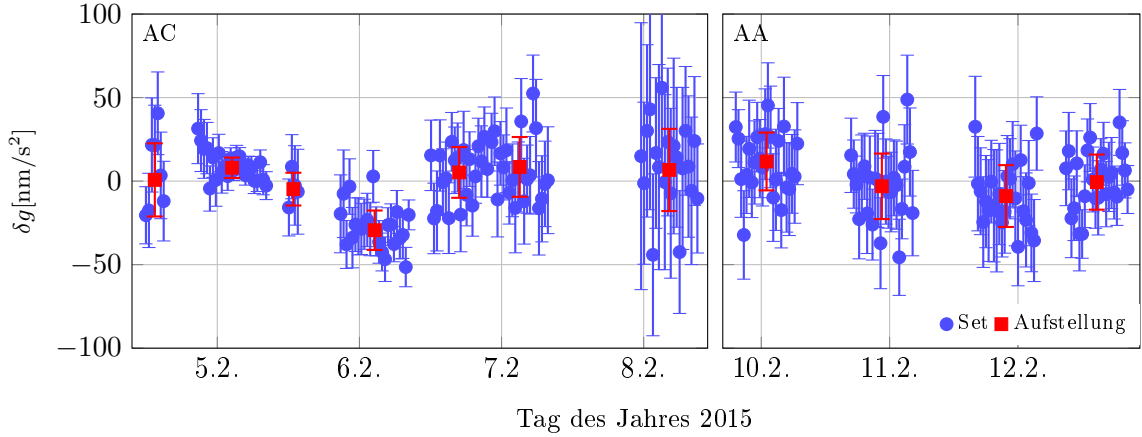


Abb. 3.13: Messung des FG5X-220 auf Pfeiler AC ($\sigma = 5 \text{ nm/s}^2$) und AA ($\sigma = 9 \text{ nm/s}^2$) in Onsala abzüglich des mittleren Schwerewertes des jeweiligen Pfeilers im Februar 2015.

einen systematischen Effekt, bei dem die Vibrationsisolierung und somit der Referenzspiegel des Interferometers durch das Abschalten des magnetischen Feldes in der MOT beeinflusst wurde (Freier, 2017). Weiterhin wurde ein Algorithmus zur Berechnung der aus der Bewegung des Referenzspiegels resultierenden Phasenverschiebung im Interferometer implementiert (Le Gouët et al., 2008).

In Abbildung 3.14 sind die Messungen der beiden AG, des SG und eines Seismometers (Guralp CMG T3) am OSO kombiniert. Aus den Messungen des SG ist auf der linken Seite der Abbildung die maximale Amplitude der einfachen Differenz der gemessenen Schwere $\delta g_t = g_t - g_{t-1}$ über die Zeit t dargestellt (vgl. auch Abbildung B.6). Die y -Achse ist in der Darstellung die Zeit. Die Einteilung der Koordinatenachse entspricht derjenigen der zentralen Farbskala. Die maximale Amplitude der einfachen Differenz der SG-Zeitreihe als Repräsentation des größten Einflusses aufgrund der Mikroseismik ist somit am 8.2. erreicht. Die linke Grafik stellt die Messungen des Seismometers denen der beiden AG gegenüber (persönliche Kommunikation Scherneck, 2015; Schilling et al., 2015; Scherneck et al., 2016). Für die Zeitreihen der drei Geräte wurde der RMS für Messungen von 120 s Dauer als fortlaufendes Fenster über die Zeitreihen gebildet. Der RMS der z -Komponente des Seismometers umgerechnet in Beschleunigung zum Zeitpunkt der AG Messungen ist an der x -Achse aufgetragen und die RMS der AG an der y -Achse. Die Farbe eines Markers richtet sich nach dem Zeitpunkt der Messung, um eine zeitliche Verortung eines Wertes und eine Zuordnung zu der SG Zeitreihe in der rechten Grafik zu ermöglichen. Die Messungen von GAIN starteten erst am Abend des 7.2., daher sind keine Datenpunkte in blau/türkis zur Zeit der niedrigsten seismischen Aktivität vorhanden. Zur Zeit der höchsten seismischen Aktivität um den 8.2. (grüne Datenpunkte) ist der RMS der GAIN Messung auf dem selben Niveau wie zum Ende des gezeigten Zeitraumes (rote Datenpunkte). GAIN profitiert hier einerseits von der hohen Datenrate von 0.7 Hz andererseits von der zweistufigen Reduktion externer Anregung (aktive Isolierung und Postprocessing der residualen Vibrationen).

Der von GAIN gemessene Schwerewert lag auf dem Pfeiler AC ($63 \pm 37 \text{ nm/s}^2$) über dem Wert des FG5X-220 (Tab. 5.2, Freier, 2017). Die Reduktion in der Unsicherheit wurde maßgeblich durch die Installation des Magnetschildes um die MOT erreicht. Der Signifikanztest ($\alpha = 0.05$) auf Gleichheit der Schwerewerte wurde bestanden. Für den Pfeiler AA ist kein Vergleichswert vorhanden.

Die Messungen des FG5X-220 zeigen im Vergleich ein deutlich anderes Bild. Zur Zeit des geringsten Einflusses durch Mikroseismik (blaue Datenpunkte) liegt der RMS der Drops zumeist im Bereich 10 nm/s^2 bis 200 nm/s^2 . Bereits ab einem Seismometer RMS von 40 nm/s^2 liegt der RMS der Drops im wesentlichen über 100 nm/s^2 und beginnt mit weiter steigender Mikroseismik ebenso zu steigen. Im

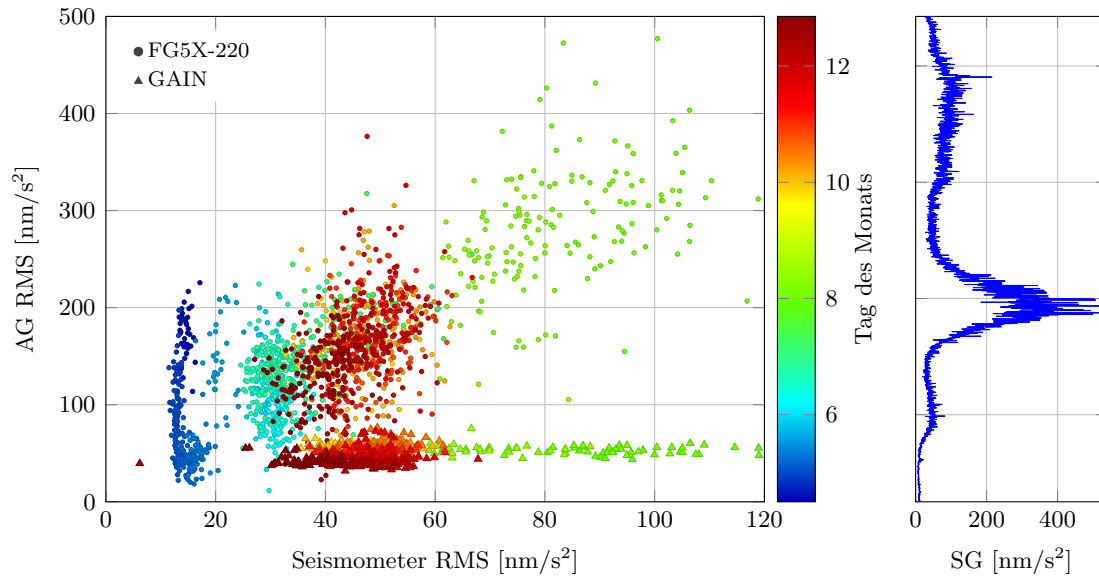


Abb. 3.14: RMS des Seismometers und der AG (links, FG5X-220 in der Zeit 4.2.–12.2.2015 und GAIN in der Zeit 7.2.–12.2.2015) sowie die maximale Amplitude der zeitlich differenzierten SG Messung (rechts). Die Farbskala und die Y-Achse des rechten Plots entsprechen dem Tag des Monats. Somit war am Tag 8 die Variation des gemessenen Schwerewertes aufgrund externer Effekte am höchsten.

Gegensatz zu GAIN kann man hier einen linearen Zusammenhang zwischen den RMS der Seismometer Messung und des FG5X-220 Drops erkennen. Die Super Spring des FG5X-220 scheint hier ab einer bestimmten externen Anregung durch Mikroseismik nicht mehr in der erforderlichen Frequenz regeln zu können. Das Ergebnis ist vergleichbar zu der in Anhang B.1.1 beschriebenen Drift der Super Spring. In den Messungen in Onsala konnte dieses Driftverhalten der Super Spring jedoch nicht beobachtet werden. Im vorliegenden Fall muss von einer nicht mehr ausreichenden Regelung des Referenzprismas durch die Super Spring ausgegangen werden. Scherneck et al. (2016) zeigen für diesen Zusammenhang ebenfalls die Möglichkeit eines Regressionsmodells zur Reduktion des FG5X-220 RMS auf. Wie in der Untersuchung des Super Spring Driftverhaltens, führt dies in erster Linie zu einer Reduktion der Standardabweichung.

Erkenntnisse bisheriger Vergleiche

Über die Projektlaufzeit hinweg wurden mit den aktuell verfügbaren klassischen Sensoren die Weiterentwicklung von GAIN dokumentiert. Die Beurteilung von Änderungen am Instrument erforderten diese episodischen Vergleiche einerseits als Referenz zur Identifikation instrumenteller Effekte, etwa Driften, und der Trennung dieser Effekte von echten Schwereänderungen. Andererseits zeigt sich hier der Fortschritt gegenüber der klassischen Technik, insbesondere im Bereich der Absolutgravimetrie. In der ersten Messung parallel zum gP-98 erzielten beide Instrumente vergleichbare Ergebnisse im Verlauf von etwa zwei Wochen. Für Vergleiche über längere Zeitskalen kann ein Metall- oder Quarz-federgravimeter bereits nicht mehr herangezogen werden aufgrund dessen instrumenteller Effekte. Für diese längeren Vergleiche sind SG notwendig, deren geringe lineare Drift und Kalibrierfaktor durch AG Messungen ermittelt wurden. Die hohe Präzision der SG erlaubt die Identifikation instrumenteller Effekte am QG im Rahmen weniger nm/s^2 . Im Vergleich in Onsala durch Reduktion der Schweremessungen mit SG Beobachtungen konnte GAIN eine Stabilität von 0.4 nm/s^2 bei einer Integrationszeit von 24 Stunden erreichen (Freier, 2017). Bei einer reinen Reduktion der Beobachtungen durch Mo-

delle (Gezeiten, Atmosphäre) könnte diese Stabilität nicht nachgewiesen werden. In den Vergleichen mit dem FG5X-220 zeigt GAIN durch seine Abschirmung gegenüber der Mikroseismik durchaus neue Einsatzmöglichkeiten auf, die durch klassische AG nur eingeschränkt abgedeckt werden, z. B. die Messung in Städten nur über Nacht oder am Wochenende. In der Kalibrierung eines SG konnte mit GAIN in Onsala ebenfalls schneller ein Kalibrierfaktor mit einer Genauigkeit von unter 1‰ erreicht werden, als dies mit FG5(X) Messungen der Fall ist (Van Camp et al., 2015; Freier et al., 2016). Ebenfalls zeigte sich an GAIN, dass es sich um ein Laborgerät handelt und als solches im operativen Einsatz im Vergleich mit den klassischen Sensoren in Bezug auf Bedienung, Transportabilität und Zuverlässigkeit Einschränkungen unterliegt. Mit dem ersten kommerziellen QG werden jedoch zunehmend auch diese Beschränkungen überwunden.

3.4 Anforderungen an Reduktionen neuartiger Sensoren

Die bisherigen Vergleichsmessungen mit GAIN haben gezeigt, dass ein SG sehr gut geeignet ist die instrumentellen Eigenschaften in der Weiterentwicklung des Gravimeters zu beurteilen und Geräteeffekte von echten Schwereänderungen zu trennen. Allerdings sind SG nur eingeschränkt verfügbar. Daher ist die Modellierung dieser natürlichen Schwereänderungen notwendig. Zur Reduktion der Erdgezeiten sind beobachtete Gezeitenparameter aus gravimetrischen Zeitreihen den reinen Modellparametern einer festen Erde in Kombination mit einem Ozeangezeitenmodell vorzuziehen. In Abschnitt 3.2 wurde auf die Verwendung von Federgravimetern für diesen Zweck genauer eingegangen.

Auf die Auswirkung der lokalen Hydrologie wird in einem späteren Abschnitt im Zusammenhang mit der Beschreibung des Very Large Baseline Atom Interferometer und dessen Umgebung eingegangen.

Im Folgenden Abschnitt soll näher auf die Berechnung des direkten und indirekten Effektes der atmosphärischen Massenänderungen eingegangen werden.

3.4.1 Verbesserte Atmosphärenmodellierung

In Abschnitt 2.2.2 wurden Methoden vorgestellt, die zur Reduktion des Einflusses atmosphärischer Massenänderungen NWM des ECMWF nutzen. Anhand dieser Modelle wird die Abweichung der Dichte zur USSA1976 $\delta\rho$ berechnet und in den in Abschnitt 2.3 gezeigten Methoden zur Berechnung der Attraktion eingesetzt. Es wird insbesondere die Methode nach Pohánka (1988) verwendet. Die Attraktionswirkung wird bis zu 1000 km um die Station aus dreidimensionalen Körpern in geographischen Zonen unterschiedlicher Auflösung berechnet (50 km Umkreis: $0.005^\circ \times 0.005^\circ$, bis 500 km: $0.1^\circ \times 0.1^\circ$, bis 1000 km: $0.5^\circ \times 0.5^\circ$; vgl. S. 32). In diesen Zonen werden die Modelldaten auf die jeweilige räumliche Auflösung interpoliert und aus dem sphärischen Koordinatensystem in ein lokales kartesisches Koordinatensystem transformiert. Die Attraktion wird jeweils für einen genähert quaderförmiges Prisma mit einer Oberfläche aus 12 Dreiecken berechnet. Diese entsprechen der Konvexen Hülle der Delaunay Triangulation der acht Eckpunkte. Als Dichte des Körpers wird die mittlere Dichte der Eckpunkte angenommen.

Eine Ausdehnung der lokalen Zone auf z. B. 100 km führt nur zu einer Variation der berechneten Attraktion von $\pm 0.05 \text{ nm/s}^2$. Die Modellierung fand überwiegend für Hannover sowie die geodätischen Observatorien Wettzell und Onsala (OSO, Schweden) statt. An letztgenannten Observatorien fanden wiederholt Messungen der FG5(X)-220 Gravimeter des IfE statt. Zum Vergleich werden, soweit möglich, die Daten des Atmacs herangezogen. Das Atmacs zugrunde liegende NWM hat zwar eine höhere räumliche Auflösung als das in dieser Arbeit verwendete ECMWF Modell, dennoch kann

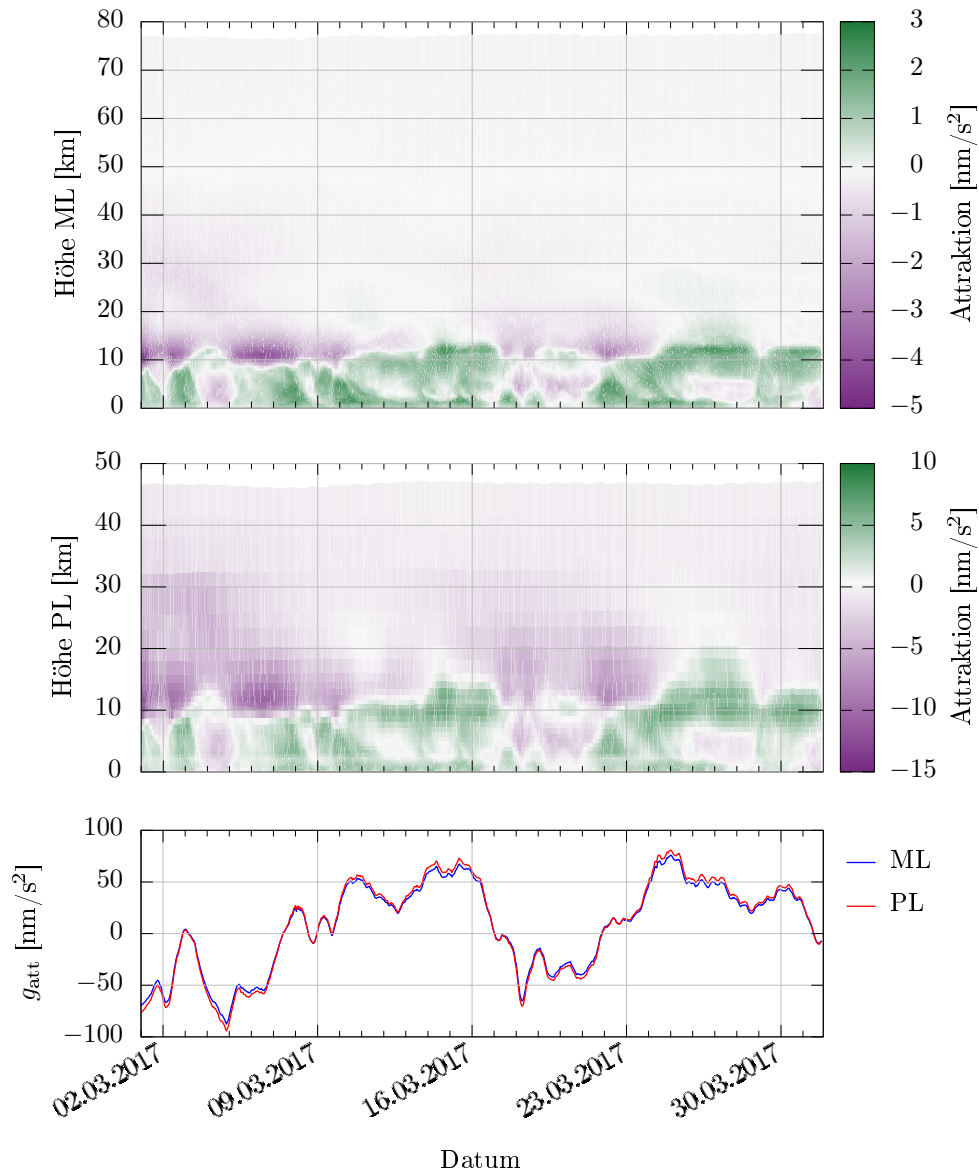


Abb. 3.15: Vergleich der aus ERA5-ML (oben) und ERA5-PL (Mitte) berechneten Attraktionswirkung auf allen Schichten des jeweiligen Datenformats und die Summe über alle Schichten (unten) für einen Monat.

Atmacs nicht als 'richtiger' oder als Zielgröße der eigenen Modellierung betrachtet werden. In Onsala werden die Atmacs-Korrekturen z.B. noch unterschiedlich nach lokaler und globaler Zone gewichtet, bevor sie zur Reduktion der Atmosphäre in den SG Messungen verwendet werden (Timmen et al., 2015). Die verschiedenen Modelle des ECMWF, wie ERA5 und ERA-Interim, bieten den Vorteil, dass deren Prozessierung auch rückwirkend durchgeführt wird, so dass der Nutzer über lange Zeiträume mehrere Modelle zur Verfügung hat und bei einem Modellwechsel zurückliegende, eigene Arbeiten neu berechnen kann. Bei Atmacs wurden zwischenzeitlich mehrere Wechsel der NWM mit nur kurzen Überlappungszeiten durchgeführt in denen das jeweils neue und das zu ersetzende Modell gleichzeitig verwendet wurde. Zum Zeitpunkt der gemeinsamen GAIN und FG5X-220 Messungen in Onsala im Februar 2015 ist in Atmacs zudem eine mehrwöchige Datenlücke aufgrund eines Modellwechsels in der Berechnung der globalen Attraktion und Deformation vorhanden, so dass hier kein Vergleich erfolgt.

Einfluss der Modell- und Luftdruckschichten

Die Produkte ERA5-ML und ERA5-PL des ECMWF sind unterschiedliche Datenformate des gleichen NWM mit Unterschieden in der Obergrenze der Atmosphäre, vertikalen Auflösung sowie enthaltenen atmosphärischen Variablen. In Abbildung 3.15 sind die Ergebnisse der Berechnung der Attraktion aus beiden Datenformaten veranschaulicht.

Die obere (mittlere) Grafik in Abbildung 3.15 stellt die berechneten Attraktion zwischen allen ML (PL) in stündlicher Auflösung für einen kompletten Monat dar. Die dargestellte Höhe ist die Höhe der jeweiligen Schicht über der Station. Diese Höhe variiert im gezeigten Beispiel bei ML um 77 km und bei PL um 47 km mit einer täglichen Periode (vgl. auch Abbildung 3.16). Die Attraktion ist das Summensignal der gesamten Schicht der lokalen und erweiterten regionalen Zonen. In den niedrigeren Höhen bis etwa 1 km sind jeweils noch tägliche Strukturen zu erkennen. Die größte Variabilität über die Zeitskalen von wenigen Tagen ist in einer Höhe bis etwa 20 km zu finden. Darüber hinaus sind Änderungen eher im Verlauf von Wochen zu finden. Die niedrigere vertikale Auflösung der PL erlaubt es, in der mittleren Grafik von Abbildung 3.15 noch einzelne Schichten zu identifizieren. Die Amplituden sind, wie bereits in Abbildung 2.13b gezeigt, auch hier insgesamt größer, da die individuellen PL höher sind als einzelne ML. So liegen zwischen den zwei niedrigsten PL fünf bis sechs ML. Die untere Grafik in Abbildung 3.15 zeigt die berechnete Attraktionswirkung δg_{att} , also die Summe der darüber gezeigten Höhenprofile. Der Unterschied zwischen der Berechnung aus ML und PL liegt zwischen $\pm 6 \text{ nm/s}^2$ und beträgt im Mittel -0.5 nm/s^2 .

Die in Abbildung 3.16 dargestellten oberen 30 km der Atmosphäre zwischen 1 hPa bis 0.01 hPa, die nur in den ML enthalten sind, haben einen Beitrag von -0.3 nm/s^2 bis -1 nm/s^2 mit einem Mittelwert von -0.5 nm/s^2 . In der Korrektur von klassischen AG Messungen ist dieser Betrag zwar zu vernachlässigen,

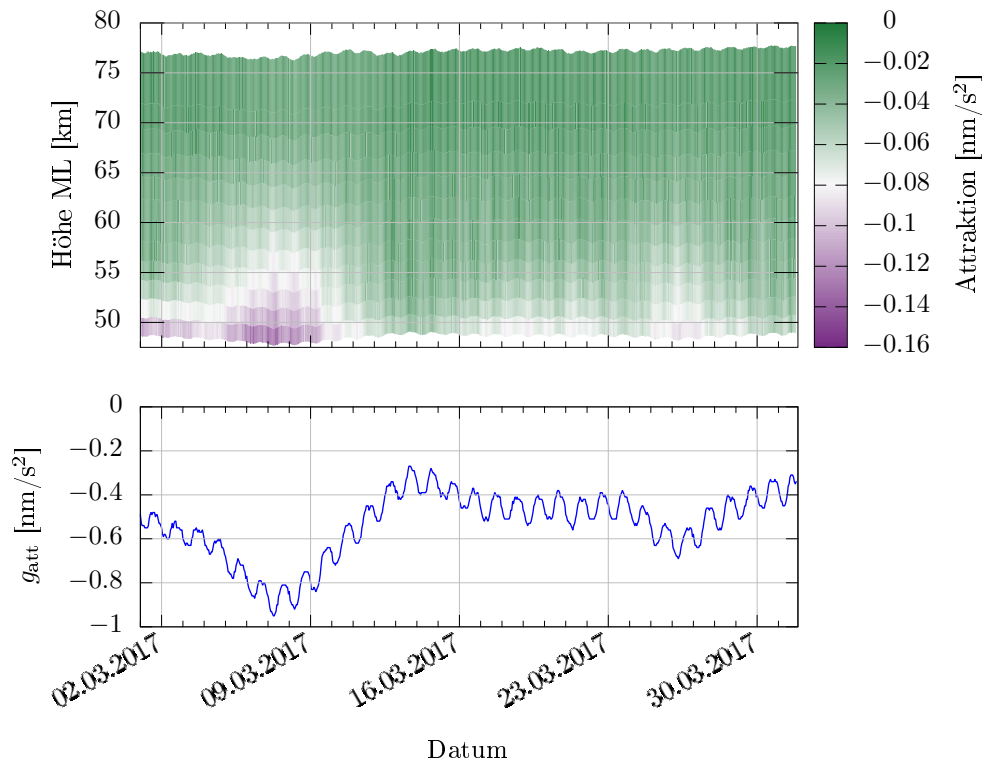


Abb. 3.16: Obere Atmosphäre der Modellschichten über der oberen PL Schicht von etwa 50 km (oben) und Summe dieser Schichten (unten).

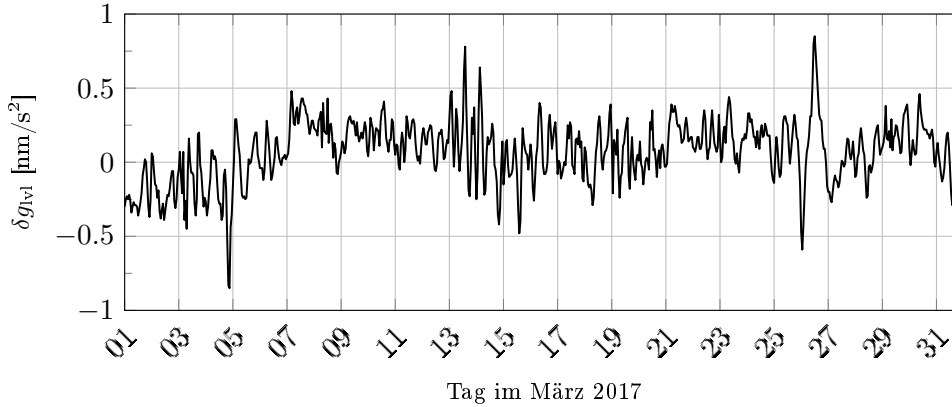


Abb. 3.17: Differenz der berechneten Attraktion aus allen 137 Modellschichten und einer auf 70 Schichten reduzierten Atmosphäre gleicher Höhe.

in den Zeitreihen von SG oder Gravimetern vergleichbarer Sensitivität können die über den Verlauf weniger Tage auftretenden Änderungen in der oberen Atmosphäre bereits erfasst werden.

Die deutlich höhere vertikale Auflösung der ML im Vergleich zu den PL steigert auch die Zeit in der Berechnung der Attraktion um den Faktor vier. Im gleichen Maß steigt die Datenmenge, die vom ECMWF geladen und für die Berechnung vorgehalten werden muss (etwa 25 GB für 31 Tage für das Gebiet von Europa). Daher wurde eine Reduktion der vertikalen Auflösung betrachtet. Eine Reduktion der räumlichen Auflösung ist zwar möglich, da innerhalb der Daten ein noch feineres Gitter benötigt wird, jedoch nicht angebracht. Die Variation der Dichte in der Höhe nimmt oberhalb einer Höhe von 10 km stark ab, so dass hier Schichten zusammengefasst und die mittlere Dichte verwendet werden kann. Die Anzahl der Schichten wurde auf 70 ML reduziert, indem bis zu einer Höhe von 5 km jedes ML, bis 10 km jedes zweite ML, bis 25 km jedes dritte ML und darüber hinaus jedes fünfte ML verwendet wurde. Die Differenz der Attraktion einer Atmosphäre in voller vertikaler Auflösung und der auf 70 ML reduzierten Auflösung ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Die Unterschiede liegen mit überwiegender Mehrheit im Rahmen von $\pm 0.5 \text{ nm/s}^2$ mit einem Mittelwert von weniger als 0.1 nm/s^2 . Auch diese Größenordnung ist für die Reduktion von Messungen klassischer Gravimeter zu vernachlässigen.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die ERA5 Daten auf den Modellschichten verwendet. Neben der höheren Obergrenze der Atmosphäre und der vertikalen Auflösung ist die Eigenschaft der Parallelität der ML zur Topographie hervorzuheben. Letzteres spart in der Auswertung den Test, ob eine Atmosphärenschicht tatsächlich oberhalb der Geländeoberfläche liegt. Ebenfalls stimmt der aus den ML extrahierte Luftdruck bei allen getesteten Stationen am besten mit lokalen Luftdruckmessungen überein. Dieser Ansatz wird im Folgenden als ERA5 ohne den Zusatz ML für das entsprechende Datenformat bezeichnet.

Deformation und invers barometrischer Effekt

In der Berechnung des Deformationseffektes wird angenommen, dass abweichend von der übrigen Ozeanoberfläche der inverse barometrische Effekt (IB) für halboffene Gewässer wie die Ostsee nicht gilt. Der Unterschied zwischen diesen beiden Annahmen (IB/NIB) beträgt für die bisher behandelten Stationen in Hannover $\pm 1.2 \text{ nm/s}^2$, in Wetzell $\pm 1 \text{ nm/s}^2$ und direkt an der Ostsee in Onsala $\pm 3 \text{ nm/s}^2$. Abbildung 3.18 fasst die drei Zeitreihen für das Jahr 2017 zusammen. Dargestellt ist die Differenz der Schwerewirkung der Deformation an den drei Stationen nach Formel (2.25) unter der IB Hypothese für alle Ozeanflächen (inklusive Ostsee, Schwarzes Meer und Rotes Meer) und der Deformation unter

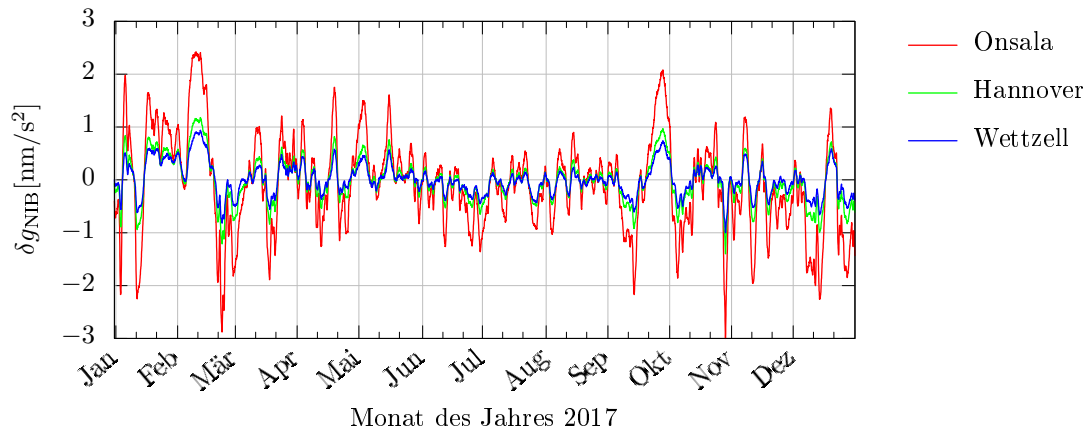


Abb. 3.18: Differenz aus der Annahme des nicht inversen Barometereffektes und des inversen Barometereffektes halboffener Gewässer für Hannover, Wettzell und Onsala im Jahr 2017.

den Annahmen der NIB Hypothese für Ostsee, Schwarzes Meer und Rotes Meer und weiterhin der IB Hypothese für offene Ozeane. Es dominiert natürlich der Effekt der nahegelegenen Ostsee, der mit steigender Entfernung abnimmt. Da das Problem der IB/NIB Annahme für die Ostsee komplex und noch nicht abschließend behandelt ist, kann der hier festgestellte Unterschied in der Größenordnung von 1.2 nm/s^2 als Obergrenze in Hannover angenommen werden. In der Untersuchung und Anwendung neuartiger Gravimeter kann dieser Einfluss nicht vernachlässigt werden.

Für Atmacs machen Klügel und Wziontek (2009) keine Angabe über die gesonderte Behandlung von z. B. der Ostsee. Die größte Übereinstimmung zwischen dieser Arbeit und Atmacs wird unter der IB Hypothese für Ozeane inklusive der halboffenen Gewässer erreicht. Für Wettzell und Onsala liegt diese im Mittel bei 0.7 nm/s^2 bis 0.9 nm/s^2 für das Jahr 2017.

3.4.2 Vergleich der ERA5 Lösung mit Atmacs

Die Summe aus dem 3D Attraktionseffekt der Zone bis 1000 km, dem globalen Attraktionseffekt aus Green'schen Funktionen der Region außerhalb von 1000 km und der globale Deformationseffekt aus Green'schen Funktionen ergibt den gesamten direkten und indirekten atmosphärischen Effekt. Der Vergleich mit Atmacs in diesem Abschnitt findet in dem drei Stunden Zeitintervall der Atmacs Zeitreihen statt.

In Abbildung 3.19 sind der modellierte direkte und indirekte Effekt basierend auf ERA5 und Atmacs sowie die herkömmliche Reduktion nach Formel (2.21) mittels des linearen Regressionsfaktors von $3 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ und des lokal gemessenen Luftdrucks zusammen für die Station in Onsala dargestellt. Der lokal gemessene Luftdruck entstammt dem International Geodynamics and Earth Tide Service (IGETS; Voigt et al., 2016). IGETS stellt die Daten verschiedener, weltweit verteilter SG Stationen bereit¹⁴. Die Daten der SG sind zu verschiedenen Produkten aufbereitet. Diese Arbeit nutzt Level 2 Daten, also um Geräteinflüsse korrigierte Schwere- und Luftdruckmessungen mit einem Samplingintervall von einer Minute.

Die Differenz zwischen Atmacs und ERA5 beträgt im Mittel $(11 \pm 3) \text{ nm/s}^2$ und stellt sich für diesen Zeitraum als Offset dar mit größeren Variationen über Wochen hinweg. Die Korrektur basierend auf

¹⁴Die Daten sind am Information System and Data Center (ISDC) des deutschen GeoForschungsZentrum (GFZ) verfügbar: <https://isdc.gfz-potsdam.de/igets-data-base/>.

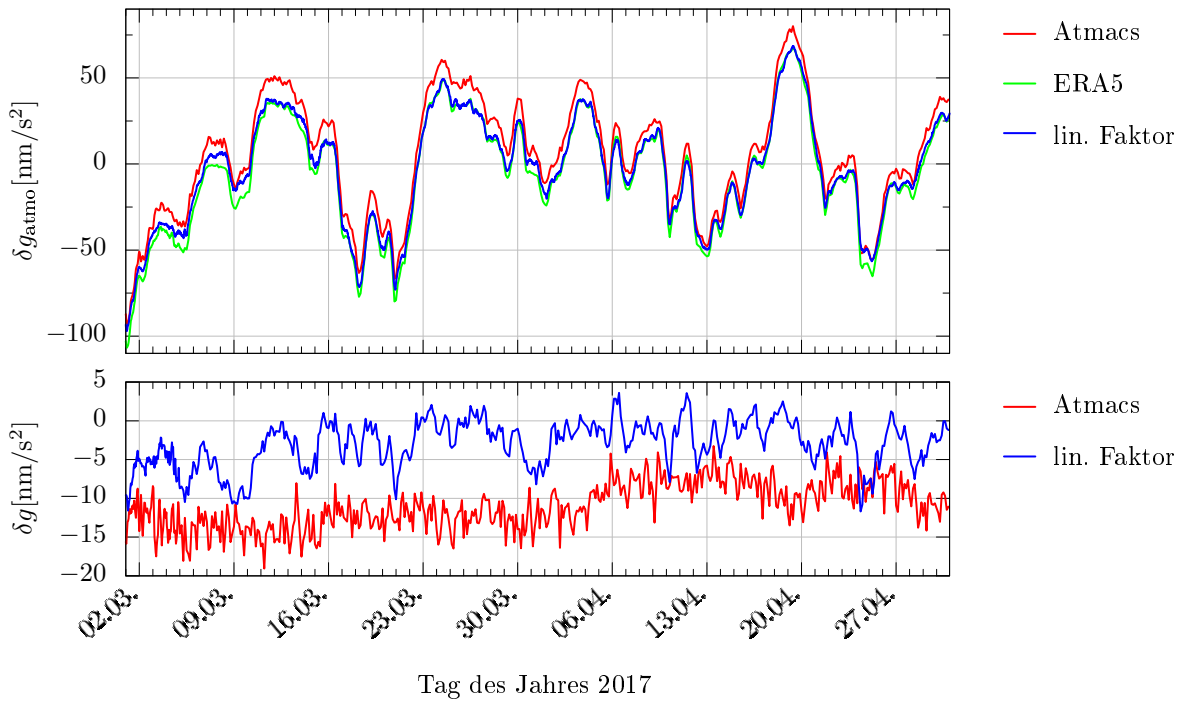


Abb. 3.19: Direkter und indirekter Effekt atmosphärischer Massenänderungen basierend auf Atmacs, ERA5 und der Reduktion mit einem linearen Faktor von $3 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ für einen Zeitraum von zwei Monaten in Onsala (oben) und Differenz der Atmacs/linearen Lösung zu ERA5 (unten).

dem linearen Faktor weicht im Mittel um $(3 \pm 3) \text{ nm/s}^2$ von der ERA5 Lösung ab. Die Differenz zwischen der einfachen linearen Reduktion und den vollständigeren Reduktionen ERA5 und Atmacs ist in der Regel kleiner als 10 nm/s^2 . Das Ergebnis für Wettzell ist vergleichbar zu Onsala mit $(8 \pm 3) \text{ nm/s}^2$ für die Differenz von ERA5 und Atmacs (lineare Reduktion: $(4 \pm 3) \text{ nm/s}^2$). Mit den durch den IGETS bereitgestellten Schweremessungen des OSG-054 wurde eine Gezeitenanalyse einer 12 Monate langen Zeitreihe mit dem Programm ANALYZE aus der ETERNA Programmsammlung durchgeführt. Ein Zeitversatz in der Aufzeichnung von 1.5 s gemäß den Metadaten der Zeitreihe wurde dabei berücksichtigt. Zuvor wurden die Daten im Minuten Samplingintervall mit dem Programm DECIMATE auf ein Zeitintervall von einer Stunde reduziert. Diese Gezeitenparameter wurden zur Reduktion der Gezeiten im Schweresignal von März bis April 2017 genutzt. Der Effekt der Atmosphäre wurde mittels Atmacs, ERA5 mit der NIB Hypothese für die Ostsee und dem linearen Koeffizienten von $3.4 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ reduziert. Letztgenannter Koeffizient ist ebenfalls ein Ergebnis der Gezeitenanalyse. Die Residuen δg_{SG} , abzüglich der vorgenannten Offsets aus der Atmosphärenmodellierung, sind in Abbildung 3.20 gezeigt. Unabhängig von der Methode der Reduktion des Luftdruckeffektes enthalten die Residuen eine halbtägliche Periode mit einer Amplitude in der Größenordnung von wenigen nm/s^2 . In Teilen sind dies nicht kompensierte Gezeiteneffekte, da in der Gezeitenanalyse nur periodische Signale erfasst werden. Unregelmäßige Änderungen des Meeresspiegels, z. B. durch Wind getriebene Wasserstandsänderungen, werden in der Gezeitenanalyse nicht berücksichtigt. In den Atmacs Residuen sind diese Amplituden im Vergleich zu ERA5 meist größer. Dies lässt darauf schließen, dass Atmacs nicht den vollständigen direkten und indirekten Effekt der Atmosphäre berücksichtigt.

Weiterhin enthalten die Residuen des SG Signale mit einer Amplitude von 10 nm/s^2 bis 20 nm/s^2 , die über eine Zeit von wenigen Tagen zu- bzw. abnehmen. Die Station in Onsala liegt wenige Hundert Meter von der Küste des Kattegats entfernt, so dass hier der Einfluss von Änderungen des Meeresspiegels wahrscheinlich ist. Der untere Plot in Abbildung 3.20 zeigt die auf den Mittelwert des Zeitraums zen-

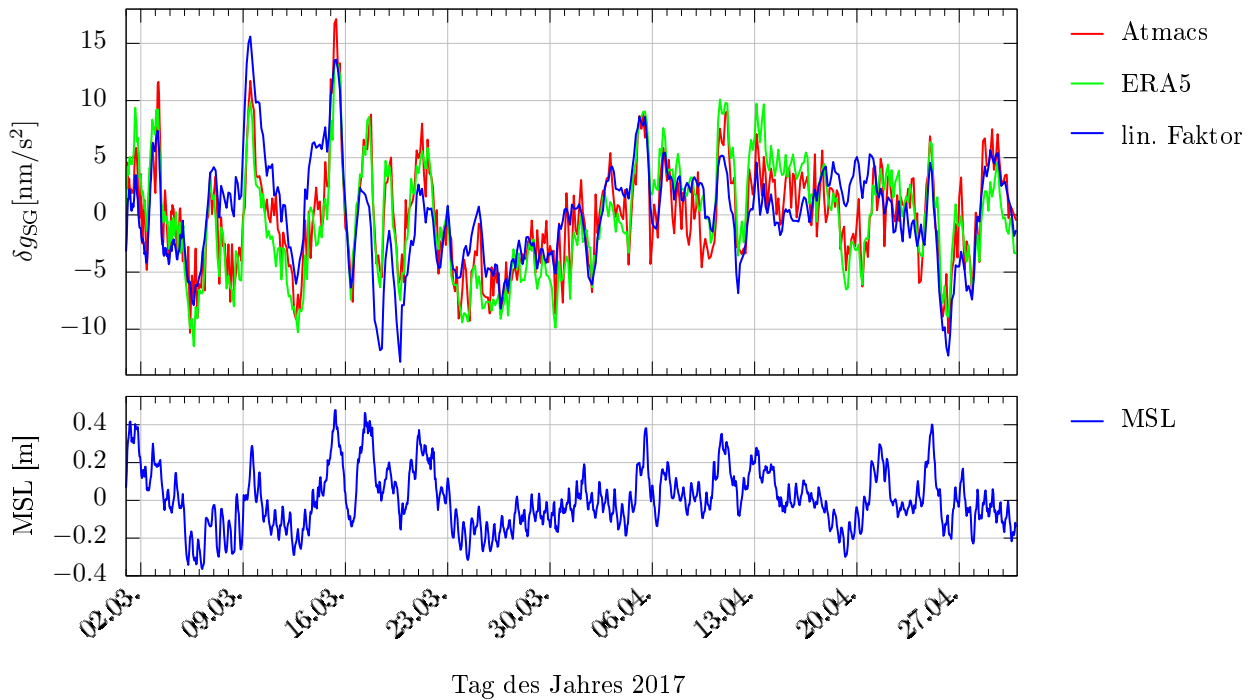


Abb. 3.20: Um Erdgezeiten und Atmosphäre reduzierte Beobachtungen des OSG-054 (oben) und mittlerer Meeresspiegel (unten) in Onsala.

tierten Pegelmessungen an der Station Onsala, bereitgestellt durch das Swedish Meteorological and Hydrological Institute (SMHI, 2018). Gerade die größeren, über mehrere Tage andauernden Schwankungen in der gemessenen Meereshöhe zeigen eine gute Übereinstimmung bezüglich der Maxima in den Residuen der 3D Atmosphärenmodellierungen. Die Korrelation der ERA5 (Atmacs) Residuen mit dem Wasserstand ist 78 % (68 %), so dass sich dies als der dominierende Effekt neben weiteren lokalen Effekten des Standortes darstellt. Natürlich ist die Messung des Pegels selbst wieder lokalen Einflüssen, wie etwa der Windrichtung, unterlegen. Die Residuen der linearen Korrektur zeigen über mehrere Tage hinweg in den ersten drei Wochen des dargestellten Zeitraumes deutliche Abweichungen zu den beiden anderen Lösungen. Die Korrelation dieser Lösung mit der Pegelmessung ist 38 % im betrachteten Zeitraum.

Für die Station Wettzell wurde in der Berechnung der Atmosphärenkorrektur und der Reduktion von SG Beobachtungen analog zur Station in Onsala verfahren. Die Residuen mit der ERA5 und Atmacs Reduktion in Abbildung 3.21 haben zu der Station Onsala vergleichbare Amplituden. In den Atmacs Residuen ist weiterhin eine halbtägliche Periode vorhanden, die bei ERA5 und der linearen Reduktion nicht so deutlich ausgeprägt ist. Die Residuen, basierend auf dem lokal gemessenen Luftdruck, weichen auf Zeitskalen mehrerer Tage deutlich von den anderen zwei Lösungen ab und verdecken zum Teil die kurzperiodischen Effekte (täglich und halbtäglich). Anders als in Onsala können für Wettzell die Residuen nicht unmittelbar mit einem einzelnen dominierenden lokalen Einfluss in Zusammenhang gebracht werden. Das Restsignal ist eine Kombination aus lokaler Hydrologie, Niederschlägen und im dargestelltem Zeitraum wechselnde Schneebedeckung.

Die vorangegangenen Abbildungen zeigen Ergebnisse jeweils im drei Stunden Zeitintervall des Atmacs Produktes. Eine Verdichtung der Lösungen basierend auf NWM ist möglich über eine Interpolation der Wetterdaten auf die gewünschten Zeitpunkte oder Intervalle. Diese Methode ist aufgrund des Rechenaufwandes wenig praktikabel, und lokale Änderungen innerhalb des Zeitintervalls der Daten werden

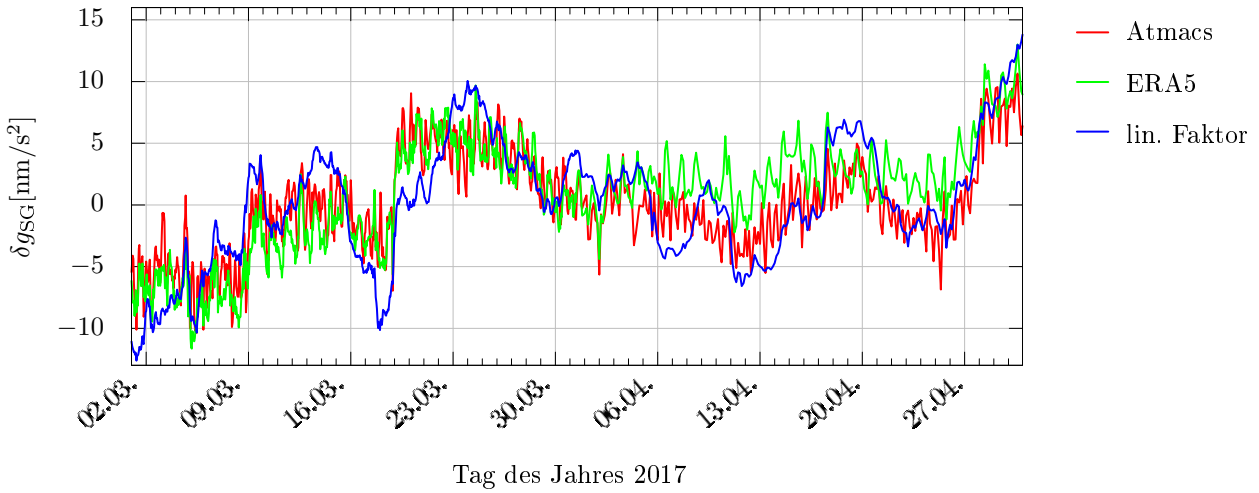


Abb. 3.21: Um Erdzeiten und Atmosphäre reduzierte Beobachtungen des SG-030 in Wettzell.

nicht berücksichtigt. Ein weiterer Ansatz besteht in der Verwendung des lokal gemessenen Luftdruckes, der in der Regel in hoher Datenrate, synchron mit den Schweremessungen erfasst wird. Klügel und Wziontek (2009) schlagen die Verwendung eines lokalen Zylindermodells analog zu Formel (2.32) vor. Dazu wird zu den Modellzeitpunkten das lokale Zylindermodell mit den Modelldaten berechnet und von der Lösung abgezogen. Mit dem lokal gemessenen Luftdruck und der daraus folgenden Dichte in der Höhe wird das Zylindermodell in dem benötigten Zeitintervall berechnet. Außerhalb des lokalen Zylindermodells wird die Lösung des NWM interpoliert. Alternativ kann die NWM-Lösung auf das nötige Zeitintervall interpoliert werden und der lokale Effekt des Luftdrucks mittels des Modellluftdrucks und einem linearen Faktor der Größenordnung $2 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ bis $2.5 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ reduziert werden. Der lokal gemessene Luftdruck wird dann mit dem selben Faktor in die NWM-Lösung hinein gerechnet. Dieser lineare Faktor erfordert eine lokale Anpassung und Beurteilung, z. B. anhand einer Minimierung der Residuen oder der Standardabweichung einer Gezeitenanalyse.

Grundsätzlich erfordert die Reduktion des direkten und indirekten Effektes der Atmosphäre, unabhängig von dem verwendeten Ansatz, eine weitere Untersuchung bezüglich jeder einzelnen Station, wenn der gesamte Effekt auf unter 10 nm/s^2 bis 20 nm/s^2 reduziert werden soll. Die Unterschiede der hier gezeigten Methoden des linearen Regressionskoeffizienten (sowohl der Allgemeinfall von $3 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ als auch das Ergebnis einer Gezeitenanalyse), Atmacs und ERA5, liegen überwiegend innerhalb von 10 nm/s^2 , mit über einige Tage hinweg auch schlechteren Ergebnissen der linearen Reduktion. Gerade diese mehrere Tage andauernde Periode, in der der lokale Luftdruck die regionalen Verhältnisse deutlich schlechter abbildet, sind dazu geeignet kleine Schweresignale, wie Änderungen in der Hydrologie aufgrund starker Regenereignisse, zu überdecken. Mit der hier gezeigten verbesserten Atmosphärenmodellierung kann die von GAIN, im Vergleich zu klassischen Sensoren gezeigte und von den übrigen Entwicklungen, wie Muquans AQG und dem VLBAI, zu erwartende Stabilität und Sensitivität zur Bestimmung dieser kleinsten Signale ausgenutzt werden.

4 Modellierung beliebiger Körper

Die zuverlässige Messung von g ist in der Regel nur ein Teil der Lösung eines Problems. Die Messung für sich genommen ist gültig in der effektiven Sensorhöhe eines Gravimeters. Von dort erfolgt dann der Transfer in eine vereinbarte Bezugshöhe, wie z. B. auf eine Bodenmarke oder eine mittlere Höhe von 1.25 m, unter Verwendung eines vertikalen Schweregradienten. Für Aufgaben, die episodische Schweremessungen erfordern erlaubt dies Beobachtung von Schwereänderungen über die Zeit an einem Punkt, unabhängig vom eingesetzten Instrument. Für spezielle Aufgaben ist jedoch die Kenntnis von g an nicht (mehr) zugänglichen Orten erforderlich. Für Versuche oder Prozesse, die von g abhängen wird dieser Wert innerhalb einer Maschine oder eines Experimentes benötigt. Dieser Abschnitt beschreibt die Anwendung der zuvor beschriebenen und in der Atmosphärenmodellierung gezeigten Methoden zur Berechnung des Masseneffektes auf g und die Berechnung von g innerhalb von Massen unter Berücksichtigung der Eigengravitation.

4.1 Erste Tests anhand Laborumgebungen

Ein erster Versuch zur Verifikation des Modellansatzes zur Modellierung von Körpern wurde durch begleitende Schweremessungen bei der Installation einer neuen Kraft-Normalmesseinrichtung (K-NME) an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig im Jahr 2016 durchgeführt. Dort bot sich die Gelegenheit vor und nach der Installation der Kraftmaschine gravimetrische Messungen am Standort der Maschine durchzuführen. Diese Arbeit setzte die Messungen von Lindau et al. (2002) fort.

Kraftmaschinen dienen der Eichung von Kraftmessgeräten. Bei der betreffenden 200 kN K-NME wird die Kraft durch unmittelbare Massewirkung erzielt. Dazu üben Testmassen, so genannte Belastungskörper, unter dem Einfluss der Schwere über ein Last- und Belastungsgehänge eine Druck- oder Zugkraft auf den Prüfling aus. Weitere Verfahren nutzen Umlenkhebel zur Verstärkung der Massenwirkung oder hydraulische Systeme (mittelbare Massewirkung). Abbildung 4.1 zeigt das Schema einer solchen K-NME mit unmittelbarer Massewirkung. Im unbelasteten Zustand (Abbildung 4.1a) liegen die Belastungskörper auf dem Rahmen der Maschine auf und haben keinen Kontakt zum Lastgehänge. Zum Aufbau einer Kraft hebt der Arbeitszylinder das Lastgehänge an, so dass die Belastungskörper auf dem Lastgehänge aufliegen. Am Rahmen der Maschine werden die Auflageflächen derjenigen Belastungskörper entfernt, die zum Erzeugen der Kraft genutzt werden sollen. Mit dem Absenken des Lastgehänges durch den Arbeitszylinder wird nun ein Teil der Belastungskörper wieder auf dem Rahmen abgelegt, während die übrigen auf dem Lastgehänge verbleiben und über das Belastungsgehänge die Kraft auf den Prüfling ausüben (Abbildung 4.1b). Über den Vorspannzylinder kann ebenfalls eine Kraft auf das Belastungsgehänge ausgeübt werden, so dass die Massen auf dem Lastgehänge gewechselt werden können, ohne die Kraft von dem Prüfling zu nehmen. Kraftmaschinen dieses Prinzips werden eingesetzt, um Kräfte im Bereich von N bis MN zu erzeugen. Aufgrund der notwendigen Gewichte umfassen die größeren Anlagen mehrere Stockwerke. In Anhang D.1 befindet sich eine Beschreibung der hier diskutierten 200 kN K-NME der PTB.

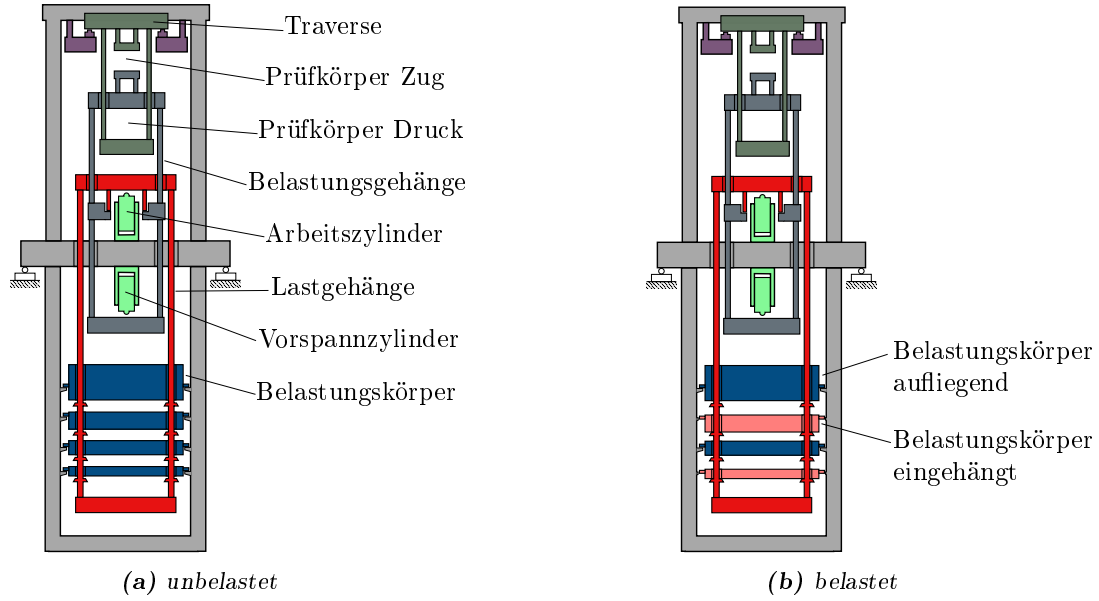


Abb. 4.1: Schematische Darstellung einer K-NME im unbelasteten (a) und mit zwei Massen belasteten Zustand (b) nach Weiler (1993).

Die zu erzeugende Kraft $\mathbf{F}$ wird aus Kombinationen der Belastungskörper mit der Masse m_i unter Berücksichtigung der lokalen Schwere g_i am Massenmittelpunkt des Belastungskörpers generiert:

$$\mathbf{F} = \sum_{i=1}^n m_i g_i \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_{mi}} \right) \mathbf{e}_i. \quad (4.1)$$

Der letzte Term berücksichtigt den Auftrieb der Massen der Dichte ρ_{mi} in der Umgebungsluft der Dichte ρ_a . Der Einheitsvektor $\mathbf{e}_i$ zeigt in Richtung der wirkenden Kraft der Masse i . Dies ist in der Regel die Lotrichtung. Die Schwere im Massenmittelpunkt der Testmassen g_i wird durch eine Kombination aus gravimetrischen Messungen und einer Modellierung des Einflusses der Massenverteilung der K-NME berechnet, da Messungen am Ort der Testmassen nicht möglich sind.

Vorab kann festgestellt werden, dass die Unsicherheit der Kraftmessung durch die Bestimmung der Massen der Belastungskörper begrenzt wird, die in der Größenordnung von einigen 10^{-6} liegt. Schwermessungen mit modernen Relativ- und Absolutgravimetern erreichen im Gegensatz dazu eine Standardabweichung von wenigen 10^{-8} m/s^2 . Allerdings werden im Betrieb von Kraftmessmaschinen einige Vereinfachungen bezogen auf die verwendeten Schwerewerte getroffen:

- Vernachlässigung zeitlicher Variation der Schwere,
- Vernachlässigung der Gravitation der K-NME,
- Verwendung eines konstanten Schwerewertes für alle Testmassen oder
- Übertragung von g in die Höhe mit dem Freiluftgradienten.

Trotz dieser Vereinfachungen soll eine Unsicherheit der Schwere von wenigen 10^{-6} m/s^2 gewährleistet sein. Bereits die Gezeiten der Erde haben maximal einen Beitrag von bis zu $1.3 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ in Braunschweig. Die Beiträge der Atmosphäre und Hydrologie¹ liegen bei bis zu $5 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$ und $2 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2$.

¹Bezogen auf eine Änderung des Grundwassers von 1 m und einer Porosität von 30 %.

4.1.1 Gravimetermesskampagne

Die Änderung des Schwerfeldes durch die Installation der K-NME wurde durch zwei gravimetrische Messkampagnen bestimmt (Schilling et al., 2017). Das IfE führt an der PTB regelmäßig AG Messungen in einem den Kraftmaschinen-Saal angrenzenden Gebäude durch (siehe Abschnitt D.3). Die Variation der Schwere an diesem Punkt zwischen 2008 und 2018 liegt unter 60 nm/s^2 und die Änderung von 2015 zu 2016 bei -15 nm/s^2 . Dieser Absolutpunkt dient als Anschluss für ein RG-Netz am Standort der 200 kN K-NME. Weiterhin wurde die Messkampagne im Jahr 2015 mit drei gemeinsamen Punkten an das Netz von Lindau et al. (2002) angeschlossen. Die Schweredifferenzen der Epochen 2002 und 2015 zwischen den gemeinsamen Punkten stimmen besser als 20 nm/s^2 überein.

Abbildung 4.2 zeigt schematisch den Standort der K-NME mit den nahegelegenen Messpunkten der RG. Die Hauptachse beschreibt die zentrale Achse durch die Massestapel der K-NME auf der 2015 der vertikale Schweregradient gemessen wurde. Das Validierungsprofil besteht aus zwei übereinander liegenden Messpunkten und ist nach der Installation der Kraftmaschine weiterhin zugänglich. Beide Messkampagnen wurden mit jeweils zwei RG durchgeführt und mit dem Programm GNLSA (Wenzel, 1985) ausgewertet. Im Juni 2015 wurden das Scintrex CG3M-4492 und das ZLS B-64 eingesetzt. Es wurden acht Punkte besetzt mit insgesamt 118 Verbindungen. Die mittlere Standardabweichung der ausgeglichenen Schwerewerte ist 20 nm/s^2 . Im Juli 2016 wurden das CG3M-4492 und das CG3-3210 des LIAG verwendet. Es wurden vier Punkte besetzt mit 116 Verbindungen und einer mittleren Standardabweichung von 15 nm/s^2 . Neben den drei verbleibenden Punkten auf Abbildung 4.2 wurde ein AG Punkt der PTB im Abstand von etwa 30 m einbezogen. Dieser vierte Punkt ist von den Massenänderungen durch die K-NME unbeeinflusst. Die Standardabweichungen der ausgeglichenen Schweredifferenzen lag bei maximal 16 nm/s^2 in beiden Epochen.

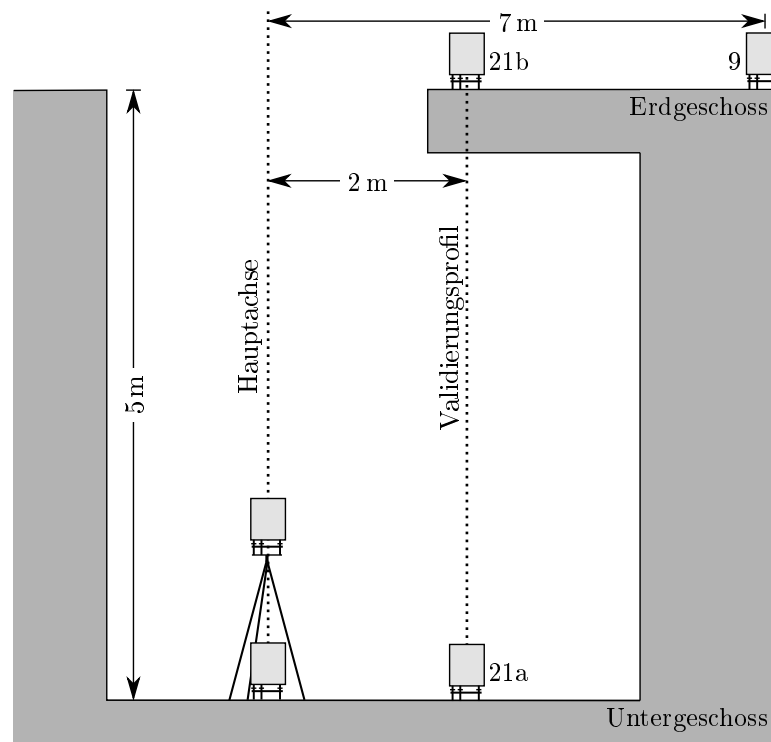


Abb. 4.2: Relativgravimetrisches Netz am Standort der 200 kN K-NME.

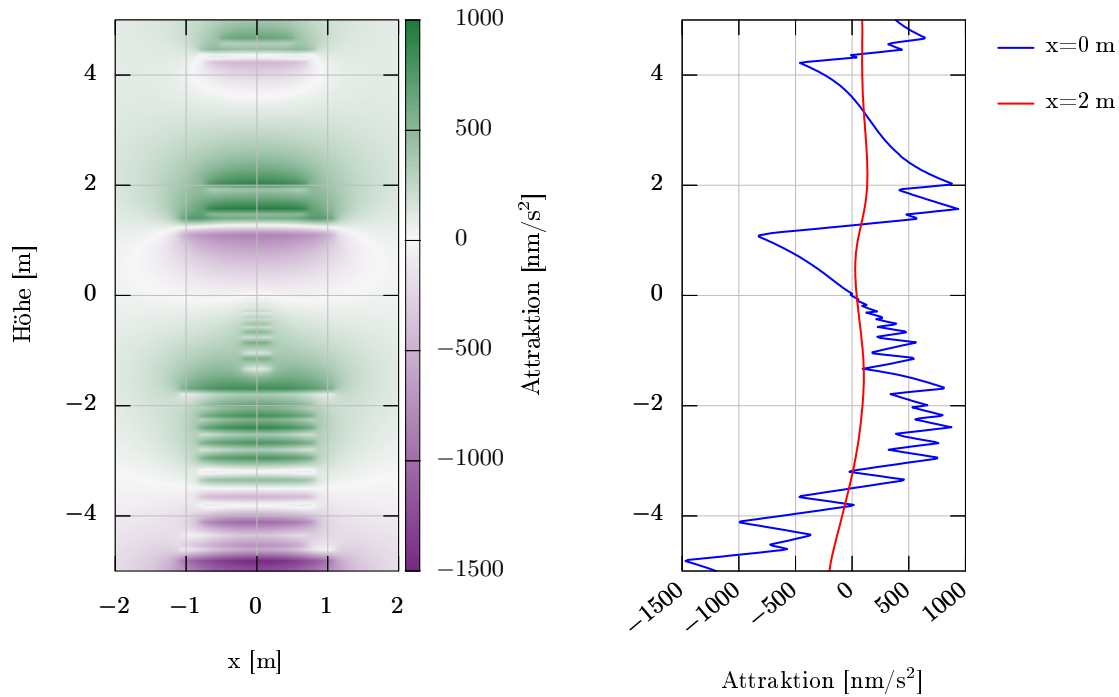


Abb. 4.3: Das K-NME Schwerfeld (links) zeigt einen zentralen Schnitt durch die Maschine und (rechts) explizit die Hauptachse ($x = 0$ m) und das Validierungsprofil ($x = 2$ m).

4.1.2 Modell der 200 kN Kraft-Normalmeseinrichtung

Die Gravitation der K-NME wurde mit der in Abschnitt 2.3 beschriebener Methode nach Pohánka (1988) modelliert. Auf Grundlage von CAD Zeichnungen wurde ein vereinfachtes Modell aus Tetraedern erstellt. Die zylinderförmigen Belastungskörper wurden mit der von der PTB angegebenen Dichte von 7960 kg/m^3 modelliert, so dass der geometrische Körper des Modells, die Sollmasse (siehe Tabelle D.1) nach Vorgabe der PTB ergibt. Für die Rahmenkonstruktion aus Zylindern, Quadern und dreiseitigen Prismen wurden Herstellerangaben zu den Gewichten der größeren Bauteile verwendet. Im Gegensatz zu den Belastungskörpern wird für den Rahmen eine Unsicherheit von 2 % angenommen, dessen Effekt im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Abbildung 4.3 zeigt den gravitativen Effekt der K-NME. Die Höhe von 0 m entspricht dem Hallenboden im Erdgeschoss und die Höhe von -5.02 m dem Boden im Untergeschoss, auf dem die Maschine steht (vgl. Abbildung 4.2). Der zentrale Schnitt durch die Maschine zeigt die zwei Massestapel zwischen -4 m bis -2 m und -1.3 m bis 0 m als gleichmäßiges Muster. Die übrigen Strukturen sind Teil der Rahmenkonstruktion. Das Hauptinteresse liegt an der Berechnung von g auf der Hauptachse ($x = 0$ m) der Maschine. Der Einfluss der Massen liegt hier bei -1500 nm/s^2 bis 1000 nm/s^2 . Am Bodenpunkt im Untergeschoss beträgt die Attraktion 1174 nm/s^2 . Der zickzackförmige Verlauf für Berechnungspunkte innerhalb eines Körpers ergibt sich daraus, dass Teile der Masse unterhalb des Berechnungspunktes und andere Teile oberhalb des Berechnungspunktes liegen und diese sich mit unterschiedlichem Vorzeichen auswirken. An den Massenmittelpunkten der Belastungskörper selbst ist der Einfluss mit -500 nm/s^2 bis 700 nm/s^2 geringer. Der Beitrag zur Kraftmessung liegt damit unterhalb von 1×10^{-7} . Auf dem Validierungsprofil ($x = 2$ m) ist der Effekt der Massen zwar geringer, 200 nm/s^2 im Keller und 40 nm/s^2 im Erdgeschoss, mit relativgravimetrischen Methoden aber immer noch messbar.

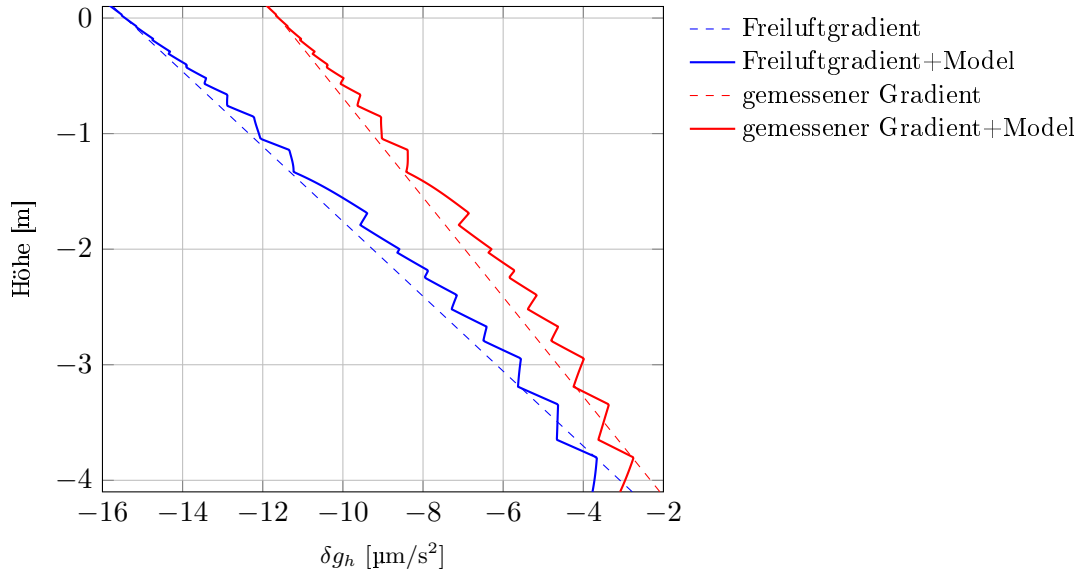


Abb. 4.4: Übertragen des Schwerewertes in die Höhe ausgehend von dem auf dem Bodenpunkt gültigen Schwerewert.

Der lokale Schwerewert kann durch Relativgravimetrie von einem Absolutpunkt vor der Installation der K-NME an den Bodenpunkt der Hauptachse übertragen werden. Von dort muss eine weitere Übertragung in die jeweiligen Höhen der Massenmittelpunkte der Belastungskörper erfolgen. Die einfachste Lösung ist die Verwendung des Freiluftgradienten von $-3.086 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$, der jedoch wenig repräsentativ für diesen Ort ist. Im Rahmen der ersten Messkampagne wurde der Gradient mit $-2.320 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$ für eine Höhe bis 2 m über dem Boden gemessen (vgl. Abbildung 4.2). Dies entspricht einer Höhe von -3 m in den vorherigen und folgenden Abbildungen. Der Schweregradient zwischen dem oberen und unteren Punkt des Validierungsprofils beträgt $-2.357 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$. Abbildung 4.4 zeigt die an den für den Boden gültigen Schwerewert anzubringende Korrektur δg_h , um den Schwerewert in den verschiedenen Höhen zu berechnen. Es wird deutlich, dass für Kraftmaschinen mit ausgedehnten Massestapeln die Annahme eines konstanten Schwerewertes zu Fehlern in der Größenordnung von einigen 10^{-7} bis 10^{-6} führen kann. Der Unterschied bei der Verwendung des gemessenen Gradienten im Vergleich zu dem Freiluftgradienten beträgt für die obersten Gewichte $3.8 \mu\text{m/s}^2$. Die Kombination aus den jeweiligen Gradienten mit dem Attraktionseffekt der K-NME in Abbildung 4.4 macht den vergleichsweise geringen Anteil des Masseneffektes im Gegensatz zu der Änderung der Schwere mit der Höhe deutlich.

Variation der Modellparameter

Die bisher gezeigten Ergebnisse beziehen sich auf die Ruhepositionen der Belastungskörper, wenn diese auf dem Rahmen aufliegen. An einer Kraftmessung beteiligte Körper liegen auf dem Lastgehänge, wodurch die Position des Massenmittelpunktes in der Höhe variiert. Weiterhin kann es durch Deformationen des Lastgehänges bei wechselnden Ladungen oder ganz allgemein durch Abweichungen in der Bauausführung im Vergleich zur Planung der K-NME zu Variationen in der Höhe der Belastungskörper kommen. Für den oberen (unteren) Massestapel ändert sich ein g_i durch die relative Positionsänderung zu den übrigen Massen um $\pm 30 \text{ nm/s}^2$ ($\pm 80 \text{ nm/s}^2$). Zusätzlich muss in diesem Fall die Änderung der Schwere mit der Höhe berücksichtigt werden. Der Gradient im oberen (unteren) Massestapel beträgt zwischen $\pm 20 \text{ nm s}^{-2}/\text{cm}$ ($10 \text{ nm s}^{-2}/\text{cm}$ bis $20 \text{ nm s}^{-2}/\text{cm}$). In einer Simulation wurden die relativen

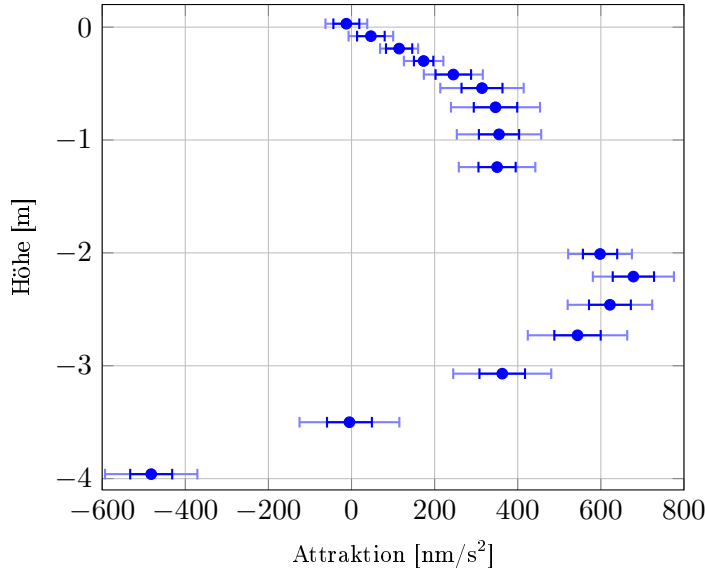


Abb. 4.5: Attraktion an den Massenmittelpunkten der Belastungskörper in Ruheposition mit Standardabweichung (blau) und Maximalwerten (hellblau) der Simulation.

Positionen der Belastungskörper zufällig um ± 2 cm variiert und die Attraktion berechnet. So wird ein breites Spektrum an Höhenvariationen abgedeckt und für jeden Belastungskörper (in Ruheposition) die maximale Abweichung bestimmt. Für einen einzelnen Belastungskörper liegt diese im Bereich von 45 nm/s^2 bis 120 nm/s^2 mit einer Standardabweichung zwischen 23 nm/s^2 bis 56 nm/s^2 . Bezogen auf die geforderte Unsicherheit von g_i bei einer Kraftmessung ist die individuelle Berechnung aller möglichen Kombinationen von Positionen der Belastungskörper nicht erforderlich und die Abschätzung des maximalen Effektes ist ausreichend.

Die Massen der Bauteile des Rahmens der K-NME sind nicht in der selben Genauigkeit bestimmt oder vom Hersteller angegeben worden, wie dies bei den Belastungskörpern der Fall ist. Daher ist hier eine höhere Unsicherheit anzunehmen. Gewichtsangaben, wie z. B. 3.5 t , können also durchaus als $(3500 \pm 50) \text{ kg}$ aufgefasst werden, entsprechend einer Unsicherheit von 1.4% . In einer weiteren Simulation wurden die Massen der Bauteile im Model mit einer Gleichverteilung um 2% variiert, um wiederum die maximalen Abweichungen an den Massenmittelpunkten der Belastungskörper zu bestimmen. Für Punkte auf der Hauptachse werden jedoch nur 10 nm/s^2 und auf dem Validierungsprofil nur 2 nm/s^2 erreicht.

Zum Zeitpunkt der ersten Messungen vor dem Bau der K-NME waren die Auflageflächen auf denen die Maschine errichtet werden sollte bereits auf dem Fundament vorbereitet, so dass die Position der Hauptachse abgeschätzt werden konnte. Zusätzlich wurde eine Variation um $\pm 5 \text{ cm}$ in der Ebene betrachtet. Lediglich für die unterste Masse wird das g_i um mehr als $\pm 1 \text{ nm/s}^2$ beeinflusst (-4 nm/s^2 bis 3 nm/s^2). Auf dem Validierungsprofil beträgt der Effekt $\pm 4 \text{ nm/s}^2$ ($\pm 3 \text{ nm/s}^2$) im Untergeschoss (Erdgeschoss).

Die Ergebnisse aus 10000 Simulationen der Position der Belastungskörper, der Massen der Rahmenelemente und der Lage der Hauptachse sind in Abbildung 4.5 zusammengefasst. Die Standardabweichung eines Belastungskörper ergibt sich aus der berechneten Attraktion aller Simulationen. Die Maximalwerte sind die Abweichungen zu den im vorherigen Abschnitt gezeigten Ergebnissen mit *Sollwerten* der Positionen und Massen.

Tab. 4.1: Gegenüberstellung der Epochen 2015 und 2016 mit dem Modell: gemessene Schweredifferenzen δg_{2015} und δg_{2016} zwischen verschiedenen Punkten im Nahbereich der 200 kN K-NME und einem Absolutpunkt (AP) und die Differenz der Epochen $\Delta g_{2016-2015}$.

Differenz	δg_{2015} [nm/s ²]	δg_{2016} [nm/s ²]	$\Delta g_{2016-2015}$ [nm/s ²]	Model [nm/s ²]	Model – Δg [nm/s ²]
21a – 21b	12 067	11 830	–237	–245	–8
21b – 9	–419	383	36	26	–10
AP – 21a	–3 800	–3 606	194	205	11
AP – 9	7 848	7 841	–7	–14	–7

4.1.3 Vergleich Messung und Modell

Die Modellierung der K-NME kann durch relativgravimetrische Messungen auf den Punkten die vor der Installation besetzt wurden und danach noch zugänglich sind überprüft werden. Dies sind die in Abbildung 4.2 dargestellten Punkte 9, 21a und 21b sowie einer der zwei Absolutpunkte außerhalb des Einflussbereiches der Massen. Die Veränderung der Schweredifferenzen δg zwischen diesen Punkten in den Epochen 2015 und 2016 ergibt den Einfluss der K-NME auf das lokale Schwerfeld. Dies setzt voraus, dass der Aufbau der K-NME die einzige lokale Massenänderung darstellt. Dies konnte bezüglich weiterer baulicher Maßnahmen im Nahbereich bestätigt werden. Weitere Änderungen der Schwere konnten durch die parallel durchgeführten AG Messungen festgestellt und in der Epoche 2016 berücksichtigt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der Unterschied in den gemessenen Schweredifferenzen Δg und der berechnete Effekt liegt zwischen -10 nm/s^2 bis 11 nm/s^2 und somit unterhalb der Standardabweichung der ausgeglichenen Schweredifferenzen. Eine weitere Verfeinerung des Modells kann messtechnisch nicht mehr erfasst werden und ist für die Aufgabenstellung der Bestimmung der Schwerewerte g_i auch nicht notwendig.

4.1.4 Berechnung der Schwere innerhalb der Belastungskörper

Für die praktische Anwendung und die Berechnung der g_i in den Massenmittelpunkten der Belastungskörper ist im Rahmen der geforderten Genauigkeit folgendes Vorgehen ausreichend:

- Anschluss des Bodenpunktes an einen Absolutpunkt mittels Relativgravimetrie,
- Reduktion des übertragenen Schwerewertes um den gravitativen Effekt der K-NME von $(1174 \pm 7) \text{ nm/s}^2$,
- Berechnung der Schwerewerte in den relevanten Höhen mit dem gemessenen Schweregradienten von $2320 \text{ } \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$.

Wird nun der Einfluss der Massen der Maschine vernachlässigt, so ergibt sich für die einzelnen g_i eine Unsicherheit im Rahmen von -500 nm/s^2 bis 700 nm/s^2 , welche unterhalb der geforderten Genauigkeit liegt. Die Variation der Schwere, etwa $\pm 20 \text{ nm/s}^2$ in den letzten 10 Jahren wird ebenfalls vernachlässigt. Bei der Berücksichtigung des Einflusses der Massen, kann für die individuellen g_i eine mittlere Standardabweichung von 40 nm/s^2 (51 nm/s^2) für den oberen (unteren) Massestapel angenommen werden. Dies berücksichtigt die Unsicherheiten aus den Simulationen der Massen der K-NME, der relativen Positionen der Belastungskörper und des Gradienten innerhalb der Maschine. Für eine Kraftmessung unter Beteiligung aller Belastungskörper ist die aus allen g_i kombinierte Standardabweichung 182 nm/s^2 .

Abschließend kann bei Vernachlässigung der zeitlich variablen Effekte eine Unsicherheit von maximal $1.3 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ angenommen werden, die maßgeblich von den Erdgezeiten bestimmt wird. Eine Berücksichtigung der Erdgezeiten, z. B. durch die Implementierung der Formeln von Longman (1959) in die Steuerung der K-NME, kann die Unsicherheit auf wenige 10^{-8} m/s^2 reduzieren. Da derzeit der Beitrag der Massenbestimmung an der Unsicherheit der Kraftmessung um eine Größenordnung höher ist, ist jedoch die Notwendigkeit der Inklusion der Erdgezeitenkorrektur nicht gegeben.

4.2 Modellierung des VLBAI

Das VLBAI erstreckt sich als Großgerät über die gesamte Höhe des HITec Gebäudes vom Untergeschoss bis in eine extra Aussparung im Dach. Im Boden des Erdgeschosses und des ersten Stockwerks sind Öffnungen von $2.5 \text{ m} \times 2.5 \text{ m}$, durch die das Instrument geführt wird. In dieser Arbeit wird vorausgesetzt, dass die VLBAI Fallkammer zentral in dieser Öffnung steht. An zwei Seiten ist das VLBAI von Betonwänden des Gebäudes umgeben. An den anderen beiden Seiten ist offener Raum mit den notwendigen Geräten zum Betrieb des VLBAI. Im Nahbereich zu der Öffnung im Boden stehen optische Tische mit mehreren 100 kg Masse in einem Abstand von etwa 1.1 m. Am oberen Ende des Geräts wird eine Leiter und Gerüst installiert, um den Zugang zur oberen MOT zu ermöglichen. In Anhang E ist ein Lageplan der untersten Ebene des HITec Gebäudes mit dem Labor des VLBAI und dem Gravimetrielabor enthalten. Einen Schnitt durch das Gebäude zeigt Abbildung 4.7.

Grundsätzlich ist das Gebäude selbst in späteren Messungen des VLBAI und der Gravimeter im Gravimetrielabor Teil des statischen Schwerfeldes. Von wenigen schweren Teilen der Ausstattung, die gelegentlich umgestellt werden könnten (z. B. optischen Tischen), abgesehen, sind nur wenige Änderungen bezogen auf die Schwere entlang der Hauptachse des VLBAI zu erwarten, die vom eigentlichen Gebäude selbst ausgehen. Dennoch liefert die Modellierung des Gebäudes wichtige Informationen für den späteren Einsatz des VLBAI. So kann der Verlauf des vertikalen Schweregradienten abgeschätzt werden, der später vom VLBAI selbst gemessen werden kann, um z. B. auch hier einen Vergleichswert vorzuhalten.

Ein frühzeitiges Modell und ein Vergleich mit episodischen gravimetrischen Messungen während der Bauphase des Gebäudes und der Installation des VLBAI erlaubt eine Fortentwicklung und Verifikation des Modells. Im Folgenden wird die Modellierung des Gebäudes beschrieben mit dem Fokus auf den Standort des VLBAI. Das Modell wird dann mit einer relativgravimetrischen Messkampagne aus dem Juni 2017 verglichen, bei der auch auf der zukünftigen Hauptachse der Atomfontäne gemessen wurde. Abschließend wird besonderes Augenmerk auf die Variation des Grundwasserspiegels und dessen Einfluss auf die Hauptachse des VLBAI und die Messpfeiler im Gravimetrielabor gelegt. Aufgrund der Länge des Fallweges der Atome von etwa 10 m und der größtenteils seitlichen Grundwasseränderungen wird ein höhenabhängiger Einfluss der Grundwasservariation auf die Messungen des VLBAI erwartet. Für das Gravimetrielabor gibt es Änderungen auch unterhalb der Messpfeiler, so dass die Frage diskutiert wird, ob Messungen von g im Gravimetrielabor repräsentativ für die Messungen am VLBAI sein können und ob eine umgekehrte Rollenverteilung mit dem VLBAI als Referenz für AG möglich ist.

4.2.1 Das Modell des HITec Gebäudes

Die Grundlage des Modells bilden die Bau- und Ausstattungspläne des Gebäudes aus dem Jahr 2013 und 2017. Das Modell umfasst die Betonelemente (Böden inklusive Estrich, Unterzüge in den Decken, Dach, Außenwände, Innenwände, Dachaufbau) und Leichtbauwände des HITec Gebäudes, inklusive

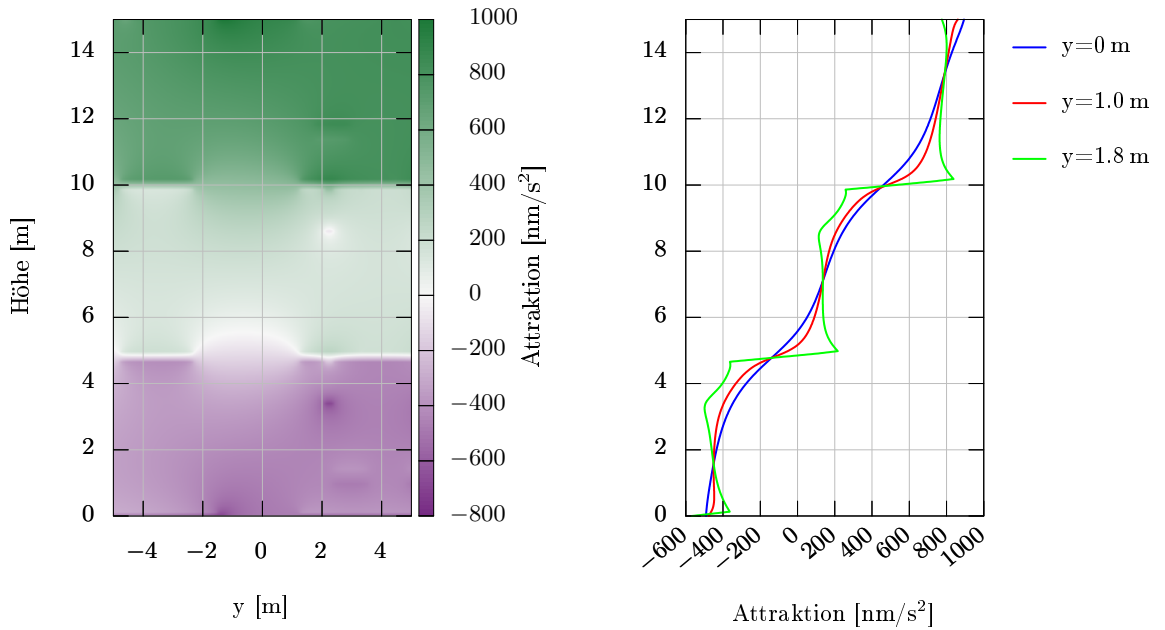


Abb. 4.6: Attraktionswirkung des HITec Gebäudes am Aufstellungsort des VLBAI (links) und an drei ausgewählten Höhenprofilen auf der Hauptachse des VLBAI ($y = 0$ m) und im Abstand von 1 m und 1.8 m (rechts).

Technikanbau und Einstein-Elevator, jeweils mit den in den Bauplänen angegebenen Maßen (als umfangreiche Erweiterung zu Schilling et al., 2016). Das Modell stellt den Zustand zum Zeitpunkt der Messkampagne dar, also ohne Inneneinrichtung und Dacherweiterung am VLBAI. Die Ausstattung durch optische Tische wird gesondert betrachtet, da zumindest die Tische im Nahbereich des VLBAI auch das Schwerfeld in einer relevanten Größenordnung verändern. Bei zukünftigen relativgravimetrischen Messungen müssen diese Tische ebenfalls berücksichtigt werden, um neue Messungen an die bestehenden anzuknüpfen.

Das Vorgehen in der Modellierung ist ähnlich der Modellierung der K-NME im vorherigen Abschnitt. Das HITec Gebäude besteht in erster Linie aus rechteckigen Wand- und Deckenscheiben, die einfach mit den Methoden aus Abschnitt 2.3 abgebildet werden können. Die Berechnung erfolgte in einem lokalen Koordinatensystem, dessen z -Achse der geometrischen Hauptachse der VLBAI Fallkammer entspricht. Die y -Achse zeigt parallel zur Längsseite des Raumes im Untergeschoss, in dem das VLBAI steht, in Richtung Technikanbau. Dies ist ebenfalls die Längsseite des Gebäudes. Die x -Achse des lokalen Systems zeigt zum Technik-Backbone, also ungefähr in Nordrichtung. Der Grundriss des Untergeschosses in Abbildung E.1 verdeutlicht die Lage des Koordinatensystems noch einmal. Auch wenn das Gebäude in erster Linie aus aufrechten Quadern mit zu den Koordinatenachsen parallelen Kanten besteht und die Methode nach Nagy et al. (2000) angewendet werden könnte, so wird doch weiterhin die Methode nach Pohánka (1988) verwendet.

Zunächst wird die Attraktion des Gebäudes für die yz -Ebene durch die Hauptachse des VLBAI ($y = 0$ m) berechnet und in der linken Grafik in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Abbildung berücksichtigt nicht die Änderung der Schwere mit der Höhe oder die umliegenden Massen. Der Höhenbereich der Abbildung erstreckt sich von 0 m bis 15 m. Die Obergrenze liegt über der oberen MOT des VLBAI und wenige cm unterhalb des Daches. In der Grafik sind deutlich die Strukturen des Gebäudes zu erkennen, z.B. die Böden des Erdgeschoss und des ersten Stockwerks in 5 m bzw. 10 m Höhe. Bei

$y = 2\text{ m}$ treten außerdem die Unterzüge an den Decken deutlich hervor. In dem dargestellten Modell sind bei y zwischen 2 m bis 4 m im Untergeschoss und Obergeschoss zwei optische Tische vorhanden, die sich auch hier abbilden. In der rechten Grafik sind drei ausgewählte Höhenprofile aus der flächigen Darstellung extrahiert. Auf der VLBAI Hauptachse bei $y = 0\text{ m}$ liegt die Amplitude des Modells im Bereich von -500 nm/s^2 bis 900 nm/s^2 und zeigt einen insgesamt glatten Verlauf. Das Profil bei $y = 1\text{ m}$ liegt noch innerhalb der VLBAI Öffnung zwischen den Stockwerken. In Abhängigkeit der Bauausführung der VLBAI Haltestruktur kann an dieser Position nach der Installation des VLBAI weiterhin mit RG gemessen werden. Dies eröffnet die Möglichkeit eines späteren Vergleichs zwischen weiteren episodischen RG Messungen und VLBAI Messungen. Dazu ist die Erweiterung des Modells um die tatsächlichen VLBAI Massen notwendig. Der Verlauf der Attraktion auf diesem Profil ist ähnlich des Profils der Hauptachse mit größeren Abweichungen im Bereich der Böden aufgrund der größeren Nähe zu diesen Körpern. Das Profil bei $y = 1.8\text{ m}$ liegt nicht mehr in der VLBAI Öffnung. Der Abstand zu den Öffnungen in den Böden ist so gewählt, dass sich ein RG nach dem Aufbau der optischen Tische dort mit einem Stativ in größeren Höhen aufbauen lässt (vgl. auch Abbildung 4.7). Da dieses Profil durch die Betondecken hindurch verläuft, gibt es an diesen Stellen deutliche Änderungen von mehreren hundert nm/s^2 über 30 cm im Verlauf des Graphen. Zusätzlich ist der Einfluss der Unterzüge an den Decken ($y = 2.08\text{ m}$) bei den Höhen von 4 m und 9 m sehr ausgeprägt. Diese Nähe zu den Unterzügen, einer stark eingegrenzten Masse, macht die Messungen eines RG in höherem Maß anfällig für Fehler in der Position und Höhe. Diese Fehler erhalten einen größeren Beitrag, da kleine Positions-/ Höhenvariationen in den Messungen einer Epoche oder über mehrere Epochen in der Nähe des Unterzugs größer ausfallen als der selbe Fehler in der Lage in einem homogenen Schwerefeld. In der Planung eines parallelen Referenzprofils zum VLBAI, das wiederholt gemessen werden kann und bereits vor der Installation genutzt werden konnte, wurde dies berücksichtigt.

4.2.2 Gravimetrische Messkampagne

Die Modellierung des HITec Gebäudes wurde durch eine erste Messkampagne mit RG überprüft. Im Juni 2017, vor dem Abschluss des Innenausbaus, wurde über drei Tage hinweg ein Schwerenetz in den Räumen des VLBAI angelegt, wie in Abbildung 4.7 skizziert, und mit dem Scintrex CG3M-4492 und dem ZLS Burris B-114 des LIAG (siehe Anhang C.3) vermessen. Am Stellplatz des VLBAI wurde ein Baugerüst aufgestellt und an den Wänden verankert. Das Baugerüst bestand aus sieben Plattformen in einem Abstand von 2 m. Bezogen auf das VLBAI wird der gesamte Höhenbereich zwischen der oberen und unteren MOT abgedeckt. Auf den Plattformen wurde mittig im VLBAI Schacht, 1.25 m von den beiden angrenzenden Wänden, ein Profil über die zukünftige Hauptachse gemessen. Die Höhen der Plattformen wurden mit einer Kombination aus Stahlbandmaß und Nivellement bestimmt. Die Übertragung der Höhe vom Boden des Untergeschoss über die Plattformen auf den Boden des ersten Stockwerkes stimmt auf 2 mm mit den Bauplänen des Gebäudes überein.

Auf einem zweiten Profil neben dem VLBAI wurden in jedem Stockwerk die Gradienten in drei Ebenen mit dem B-114 gemessen. Die Bodenpunkte an diesen Standorten sind Bestandteil des Schwerenetzes entlang der Hauptachse. Die Bodenpunkte liegen in einer vertikalen Achse über die drei Stockwerke und sind um -1.8 m in x -Richtung und 0.35 m in y -Richtung bezüglich der Hauptachse im Modellkoordinatensystem verschoben. Die Lage der Punkte ist in den Lageplänen der drei VLBAI Labore in Abbildung E.2 gezeigt. Beide RG haben auf allen Bodenpunkten des Parallelprofils gemessen. Entlang der Hauptachse konnte das B-114 nur auf den unteren drei Plattformen eingesetzt werden. Das CG3M-4492 hat auf den oberen vier Plattformen und der untersten gemessen. Zusätzlich wurden Verbindungsmessungen von einer Plattform zum nächstgelegenen Bodenpunkt gemessen. Das Netz wurde an den Absolutpunkt im Nachbargebäude (Callinstr. 34) angebunden. Von 160 Messungen der beiden Gravimeter wurden insgesamt 147 Punktmessungen in einer Kleinste-Quadrate-Ausgleichung mittels

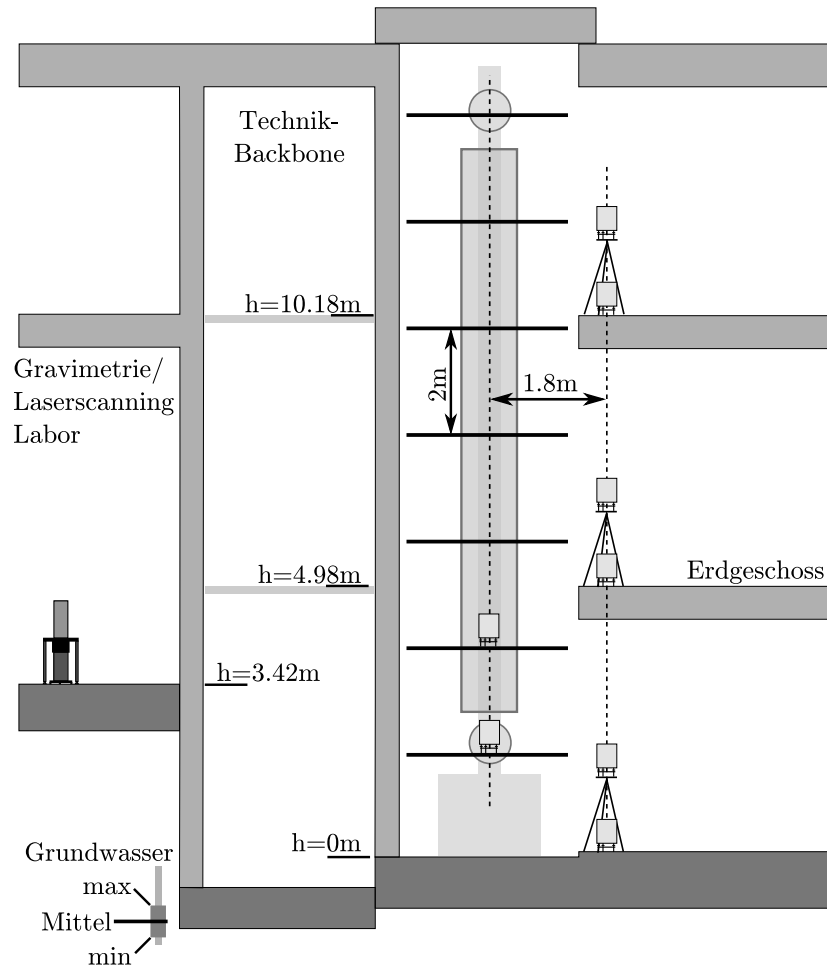


Abb. 4.7: Querschnitt des HITec Gebäude quer zur Längsseite des Gebäudes mit den Punkten des Schwenetzes. Die Höhenangaben entstammen den Plänen des Gebäudes. Der Dachabschnitt spiegelt den Zustand zum Zeitpunkt der Messkampagne wieder. Am Stellplatz des VLBAI wurde ein Baugerüst installiert mit einem Abstand der Plattformen von 2 m. Die symbolische Darstellung des VLBAI entspricht der Planung zum selben Zeitpunkt und dient der Demonstration der Dimensionen des Gerätes. Die Darstellung des Gravimetrielabors verdeutlicht die Höhenverhältnisse im Gebäude. Der mittlere Grundwasserspiegel bezieht sich auf den Zeitraum 2002–2018 und zeigt die durchschnittlichen Maximal/Minimalwerte des Jahres an. Die Extremwerte der Zeitreihe sind in grau hinterlegt.

GNLSA ausgewertet. Die a-priori Standardabweichung des B-114 wurde mit 50 nm/s^2 und die des CG3M-4492 mit 100 nm/s^2 angenommen. Die Standardabweichungen der ausgeglichenen Schwerewerte liegen im Bereich von 16 nm/s^2 bis 45 nm/s^2 mit einer mittleren Standardabweichung von 30 nm/s^2 . Die Standardabweichungen der ausgeglichenen Schweredifferenzen variieren zwischen 18 nm/s^2 und 58 nm/s^2 für Verbindungen zwischen Bodenpunkten bzw. den oberen Plattformen auf den Gerüst. Die ausgeglichenen Schwerewerte und gemessenen Gradienten sind in Tabelle E.1 angegeben.

Der direkte Vergleich zwischen der aus dem Modell berechneten Attraktion und der Messkampagne ist nicht möglich, da die Schweremessungen weitere Einflussgrößen neben den Massen im Gebäude enthalten. Maßgeblich ist hierbei die Änderung der Schwere mit der Höhe inklusive eines Anteils aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung in den unterschiedlichen Punkthöhen. Aus den Schweremessungen werden neben dem Einfluss der Gezeiten und der Atmosphäre auch die vorgenannten Anteile herausgerechnet. Der Einfluss der Schwereänderung mit der Höhe kann nicht aus den Messungen, z. B. als linearer Gradient, berechnet werden, da die gesuchte Größe, die Massenwirkung des Gebäudes, selbst einen

Beitrag zu diesem Gradienten leistet. Ausgehend von dem Freiluftgradienten von $3.086 \mu\text{m s}^{-2}/\text{m}$ werden die das HITec Gebäude umgebenden Massen, also das Erdreich, modelliert, um deren Beitrag zum vertikalen Schweregradienten zu bestimmen. Für diesen Beitrag wird das Erdreich bzw. Sediment als ausgedehnte Platte mit homogener Dichte von 2100 kg/m^3 betrachtet. Aus dieser Platte ausgeschnitten sind die Teile des HITec Gebäudes, des Einstein-Elevators und angrenzender Gebäude, die unterhalb der Erdoberfläche liegen.

Die Ergebnisse sind für die zwei mit RG gemessene Profile sind in Abbildung 4.8 zusammengefasst. Das Modell des Gebäudes wurde analog zum Vorgehen an der K-NME in Abschnitt 4.1.2 in einer Simulation mit Variationen von 5 % in der Dichte der verwendeten Baustoffe versehen. Die Minimal- und Maximalwerte aus den 10000 Simulationen ist in Abbildung 4.8 zusätzlich zum Modell dargestellt. Die umgebenden Massen zur Modellierung des vertikalen Gradienten wurden ebenfalls mit einer Variationen von 5 % versehen. Die Standardabweichungen der Messungen in der Grafik werden aus der Standardabweichung der Netzausgleichung, der Standardabweichung der Simulation der vertikalen Schwereänderung in den individuellen Punkthöhen und einem Anteil der Höhenbestimmung der Plattformen von 2 mm berechnet. Von den Messungen wurde die mittlere Differenz zwischen dem HITec Modell und den Messungen als konstanter Offset abgezogen. Der Beitrag des verwendeten Baugerüsts liegt an den RG Standorten auf der Hauptachse im Bereich von 7 nm/s^2 bis 16 nm/s^2 .

Auf der VLBAI Hauptachse in Abbildung 4.8a liegt das Modell mittig zwischen den Messungen. Der Verlauf des Modells ist deutlich glatter, als dies die Messungen vermuten lassen. Dies deutet auf nicht im Modell abgebildete Anteile des HITec Gebäudes hin. Dies betrifft, für den Nahbereich des VLBAI, in erster Linie die im Technik-Backbone enthaltenen Geräte. Dort befinden sich auf mehreren Ebenen

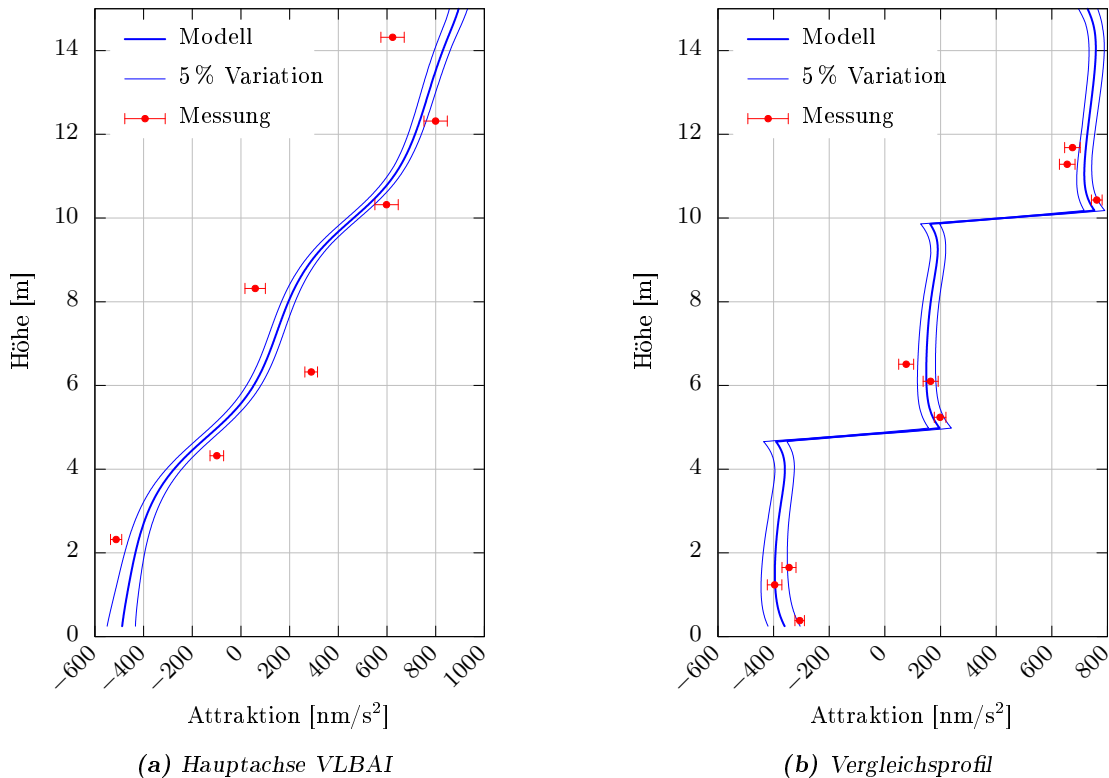


Abb. 4.8: Ergebnisse der Modellierung und Messung auf der Hauptachse des VLBAI (a) und auf dem Vergleichsprofil in 1.8 m Abstand (b). Als Grenzen der Modellierung sind jeweils die Maximalwerte einer Variation von 5 % angegeben.

Lüftungsanlagen, Netzteile und ähnliches zum Betrieb des Gebäudes und der Experimente in den Laboren. Die Böden im Backbone sind in erster Linie Metallgitter und keine Betonelemente und haben dadurch eine geringe Masse. Zum Zeitpunkt der Messungen waren hier bereits einige Geräte installiert, die nicht im Modell enthalten sind. Auf dem Vergleichsprofil neben dem VLBAI in Abbildung 4.8b ist die Übereinstimmung zwischen den Messungen und dem Modell des Gebäudes wesentlich besser. Bei nur zwei Messungen liegt das Modell (inklusive der Variation) außerhalb der Standardabweichung der Messungen. Der Verlauf des Modells zwischen den Stockwerken bis etwa 1 m über oder unter den Betonböden ist fast linear. Aufgrund der Distanz zu den Unterzügen unter den Decken (vgl. Abbildung 4.6) sind auch bei höheren Aufstellungen auf Stativen keine großen Schwereeffekte durch geringe Variation der Aufstellung zu erwarten. Die Amplituden der Schwereänderung zwischen den Stockwerken stimmen zwischen Modell und Messung ebenfalls sehr gut überein. Der Widerspruch zwischen der Hauptachse und dem Vergleichsprofil unterstützt die These, dass im Nahbereich der Hauptachse nicht berücksichtigte Massen vorhanden sind, die aufgrund der größeren Distanz zum Vergleichsprofil dort nur geringen Einfluss haben. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die Messung auf dem Baugerüst, trotz einer Verankerung in der Wand an zwei Seiten, keine guten Bedingungen für die Messung mit einem Federgravimeter darstellen. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Federn der Gravimeter durch die dauerhaften kleinen Vibrationen während der Messung auf dem Gerüst systematisch die Messung beeinflussen.

4.2.3 Effekt der Ausstattung am Beispiel der optischen Tische

Der Einfluss der Ausstattung des HITec Gebäudes soll am Beispiel der optischen Tische dargestellt werden. Optische Tische dienen unter anderem dem Aufbau von Lasersystemen. Sie bestehen aus einer stabilen Platte mit einem Raster an Bohrungen, um optische Bauteile zu montieren, und Standbeinen, die der Dämpfung und Niveauregulierung der Tischplatte dienen. Das Gewicht der Tischplatten selbst liegt im Bereich mehrerer 100 kg. Die Ausstattung der VLBAI Labore sieht in jedem Stockwerk solche Tische vor (vgl. Lageplan in Abbildung E.2) mit einem Abstand von 0.5 m bis 1.1 m zur Bodenöffnung. Zum Zeitpunkt der Messkampagne waren noch keine Tische vorhanden, so dass diese zur Auswertung der nächsten Messkampagne in das Modell eingefügt werden müssen.

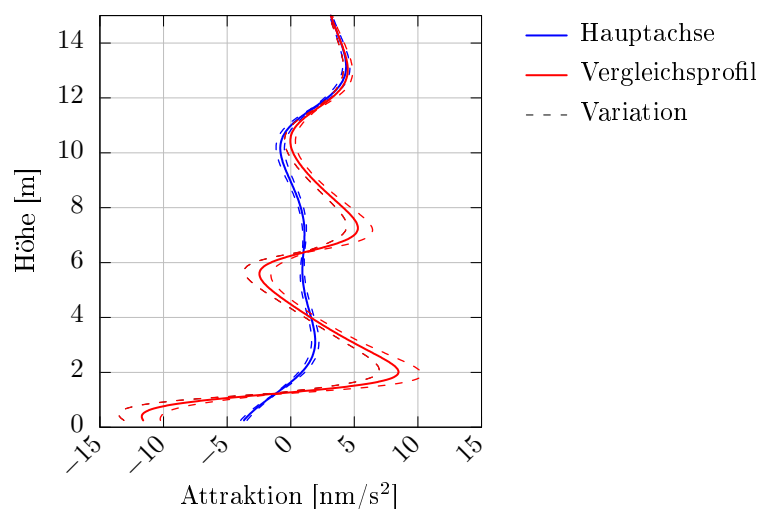


Abb. 4.9: Einfluss der optischen Tische in den VLBAI Laboren auf Hauptachse und Vergleichsprofil. Die Variation resultiert aus Änderungen von ± 10 cm in der Lage und ± 2 cm in der Höhe.

Im Untergeschoss sind drei optische Tische ($1.2\text{ m} \times 2.4\text{ m}$; je 550 kg), im Erdgeschoss ein optischer Tisch ($1.2\text{ m} \times 2.4\text{ m}$) und im Obergeschoss ein optischer Tisch ($1.2\text{ m} \times 3.0\text{ m}$; 660 kg) vorgesehen. In Abbildung 4.9 ist der gravitative Effekt dieser Tische auf der Hauptachse des VLBAI und dem Vergleichsprofil dargestellt. In einer Simulation wurde die Position der Tische um $\pm 10\text{ cm}$ in der Lage und $\pm 2\text{ cm}$ in der Höhe im Vergleich zur Planung variiert. Auf der Hauptachse beträgt der Effekt nur $\pm 4\text{ nm/s}^2$ und die Variation des Aufstellungsortes hat nur einen Beitrag von $< 1\text{ nm/s}^2$. Das Vergleichsprofil liegt deutlich näher an den optischen Tischen. Aufgrund dieser Nähe ist der Einfluss auf Messungen auf dem Vergleichsprofil deutlich größer. Besonders groß ist Beitrag eines optischen Tisches im Untergeschoss, wo das RG zwischen optischem Tisch und VLBAI aufgebaut wird. Werden hier die Messungen der ersten Kampagne zur Bestimmung des Vergleichsprofils wiederholt, wird eine Änderung der Schweredifferenz zwischen dem Bodenpunkt und der oberen Stativposition von fast 20 nm/s^2 gemessen. Der Beitrag aus der Variation der Position ist dementsprechend ebenfalls größer. Daher sollte die Position der optischen Tische nach deren Aufbau eingemessen und im Modell berücksichtigt werden. Nach dem Aufbau der Tische ist ein späteres Umstellen aufgrund des Gewichts und der Infrastruktur des Tisches aufwendig, so dass ein einmaliges Einmessen ausreichend ist.

4.2.4 Beitrag der lokalen Hydrologie

Bereits in Abbildung 4.7 wurde ein Querschnitt des HITec Gebäudes gezeigt, aus der die Form des Fundamentes deutlich wird. Die Seite des Gebäudes, in der das Gravimetrielabor untergebracht ist, liegt deutlich über dem Bodenniveau des Untergeschosses auf der das VLBAI gelegen ist. Dies hat Auswirkungen auf den Einfluss von Grundwasserschwankungen an beiden Orten, da das Untergeschoss in den Grundwasserkörper hineinreicht, das Gravimetrielabor jedoch nicht.

Basierend auf den Ergebnissen von Timmen et al. (2008) und Gitlein (2009) wurde der Einfluss von Grundwasservariationen anhand der Daten der Grundwassermessstelle auf der Nordseite des HITec Gebäudes² berechnet. Dazu wurde die Abweichung des Grundwasserstandes zum mittleren Stand als ausgedehnte Platte abzüglich der ins Grundwasser reichenden Fundamente des HITec Gebäudes und angrenzender Gebäude modelliert (vgl. Abschnitt 2.2.4). Der mittlere Grundwasserstand im betrachteten Zeitraum 2002–2018 liegt 0.1 m unterhalb der Unterkante des Fundamentes unter dem VLBAI, bzw. in $h = -0.63\text{ m}$ im Koordinatensystem der bisherigen Modellierungen. Die jährliche Schwankungsmplitude beträgt etwa 0.3 m . Die Lage des Grundwasserkörpers zum Fundament ist ebenfalls in Abbildung 4.7 veranschaulicht. In Abbildung 4.10 sind die Ergebnisse der Modellierung der Grundwassereffekte für die Hauptachse des VLBAI und einem Messpfeiler im Gravimetrielabor zusammengefasst. Die durchgezogenen Linien zeigen den Effekt des durchschnittlichen maximalen und minimalen Jahresstandes. Die gestrichelten Linien zeigen die Extremwerte des Grundwasserstandes. Das absolute Minimum liegt dabei nur wenige Zentimeter unter dem durchschnittlichen Jahresminimum. Die Maximalwerte liegen etwa 0.35 m über den durchschnittlichen Jahresmaximalwerten und werden alle sechs bis sieben Jahre erreicht. Der Hauptunterschied zwischen diesen beiden Grafiken besteht im Verlauf des Effektes beim durchschnittlichem Maximalstand. Dieser liegt über der Unterkante des Fundamentes des Untergeschosses, so dass ab einem bestimmten Grundwasserstand keine Massenänderungen mehr direkt unter dem VLBAI stattfinden sondern nur noch seitlich auftreten. Für Messungen im Gravimetrielabor (Abbildung 4.10b) sind im Gegensatz dazu die Massenänderungen immer auch unter den Gravimetern. Etwa 90% des mit einem Gravimeter gemessenen Signals entstammen einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von 169° senkrecht unter bzw. über dem Gravimeter (Van Camp et al., 2017). Daraus folgt, dass auf niedrigen Höhen des VLBAI die ausschließlich seitlichen Schwereänderungen

²Auf der Südseite wurde eine zweite Grundwassermessstelle eingerichtet, die noch nicht in Betrieb genommen wurde aber bei zukünftigen Messungen zur Verfügung steht.

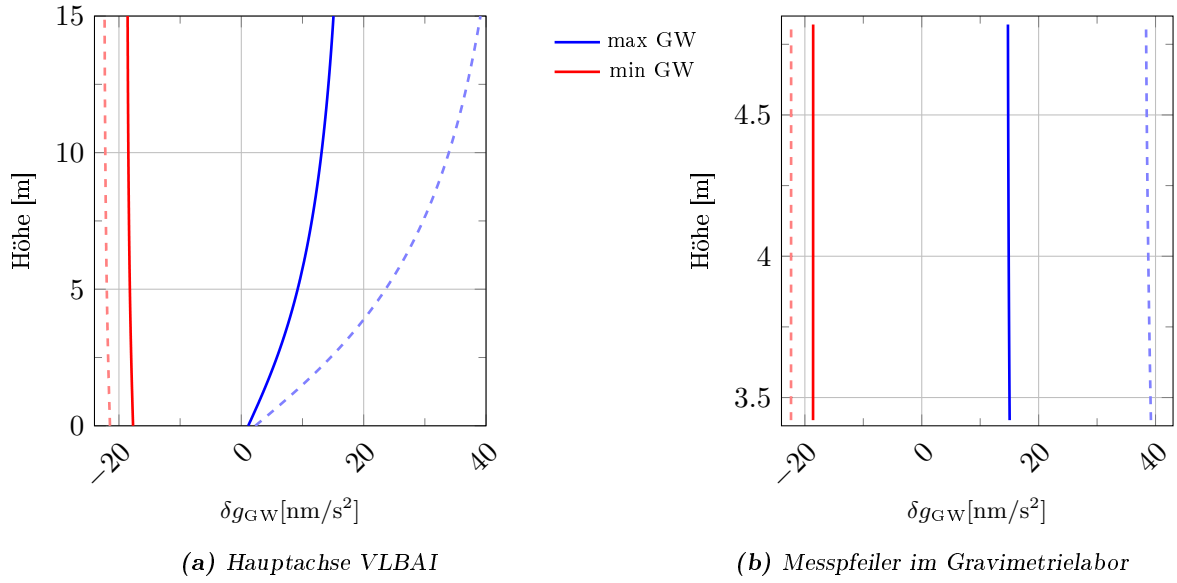


Abb. 4.10: Einfluss der durchschnittlichen Grundwasseränderung (etwa 30 cm im Jahr) auf das VLBAI und Gravimeter auf dem Messpfeiler im Gravimetrielabor im Vergleich zum mittleren Grundwasserspiegel. Gestrichelte Linien zeigen den Effekt des Maximal- und Minimalstandes des Grundwassers.

nicht erfasst werden. Mit steigender Höhe entlang der VLBAI Hauptachse wird immer mehr diese seitliche Massenzunahme gemessen. Solange sich die Änderungen des Grundwasserspiegels nur unterhalb des Fundamentes bewegen, ist der Einfluss, aufgrund der Annahme einer ausgedehnten Platte, entlang der Hauptachse überall annähernd gleich. Der Unterschied in der Schwerewirkung am oberen und unteren Ende des VLBAI sobald der Wasserstand die Unterkante des Fundamentes übersteigt, verändert auch den Gradienten im VLBAI. Für den in Abbildung 4.10a gezeigten maximalen durchschnittlichen Jahresstand ist es auch möglich, diesen Unterschied mit RG auf dem Vergleichsprofil zu messen. Aus diesen Messungen kann in Verbindung mit dem gemessenen Grundwasserstand wiederum ein verbessertes Modell für den Grundwassereinfluss auf das VLBAI berechnet werden. Der Unterschied zwischen dem Grundwassereinfluss auf der Hauptachse und dem Vergleichsprofil ist $<1 \text{ nm/s}^2$ und nicht explizit dargestellt. Für den Messpfeiler im Gravimetrielabor ist der Effekt unabhängig von der Variation des Grundwasserspiegels in allen Sensorhöhen innerhalb von 2 nm/s^2 gleich.

4.2.5 Zusammenfassung der Modellierung im Umfeld des VLBAI

Durch die in diesem Abschnitt beschriebene Kombination aus Modellierung des Schwerfeldes und der Einrichtung eines Schwerenetzes zur Kontrolle der Modellierung konnte sichergestellt werden, dass auch spätere Experimente des VLBAI durch die Messungen klassischer Gravimeter ergänzt werden können. Asenbaum et al. (2017) führen zwar eine grobe Modellierung des Umfeldes der Atomfontäne in Stanford durch, eine gravimetrischer Vergleich fehlt jedoch.

Von den in dieser Arbeit betrachteten Einflüssen auf den Verlauf von g innerhalb des VLBAI, also den zeitlich variablen Schwereänderungen und den gravitativen Effekten im Nahbereich, stellt die lokale Hydrologie die größte Unbekannte dar. Die Reduktion der Erdgezeiten erfolgt mit für Hannover bereits verfügbare beobachteten Erdgezeitenparameter auf wenige nm/s^2 . Durch die Modellierung des direkten und indirekten Masseneffektes der Variation in der Atmosphäre aus den ERA5 Modell des ECMWF kann auch dieser Einfluss auf $<10 \text{ nm/s}^2$ reduziert werden, wenn auch mit einer Verzögerung

von drei Monaten bedingt durch die Publikation der Wetterdaten. Eine weitere Verbesserung der Reduktion erfordert präzise gravimetrische Zeitreihen in Hannover, wie etwa mit einem SG registriert, um die atmosphärische Modellierung lokal anzupassen. Von der Ausstattung des Gebäudes ist nur eine Betrachtung im Nahbereich des VLBAI notwendig. Bei den relevanten Massen handelt es sich in erster Linie um optische Tische, die tatsächlich innerhalb weniger Meter um das VLBAI aufgestellt sind. Aufgrund des Gewichts ist jedoch davon auszugehen, dass diese nur im Verlauf von einigen Jahren umgestellt werden. Nach der Installation der Tische können diese einmal eingemessen und in das Modell eingefügt werden. Dies ist notwendig um die erste Messkampagne an spätere Messungen anzubinden.

Der Einfluss der lokalen Hydrologie kann entlang des VLBAI mit RG, zumindest bezogen auf die jährliche Amplitude der Grundwasseränderungen und Extremwerte, messtechnisch erfasst werden. Die Messunsicherheit ist hier in der Größenordnung von 10 nm/s^2 zu erwarten. Allerdings kann dieses Vorhaben mehrere Jahreszyklen in Anspruch nehmen. Weiterhin hat die Hydrologie, im Gegensatz zu den vorgenannten Einflüssen, einen unterschiedlichen Einfluss in Abhängigkeit der Höhe entlang des VLBAI.

Als Alternative zu der Modellierung aller Reduktionen kann die zeitliche Änderung der Schwere aufgezeichnet und dann als Summensignal aus Messungen des VLBAI reduziert oder als Referenz herangezogen werden. Die notwendige Präzision ist nur mit einem SG zu gewährleisten. Aber auch diese Variante erfasst nicht den unterschiedlichen Einfluss eines Effektes über die Höhe des VLBAI. Dies erfordert weiterhin die Beobachtung des Vergleichsprofils.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Mit der Entwicklung von Quantensensoren, insbesondere transportabler Quantengravimeter, wird zum ersten mal seit mehreren Jahrzehnten ein vollkommen neues Prinzip zur Schweremessung eingesetzt. Diese Technik ermöglicht die Aufzeichnung absoluter Schwerewerte g in hoher Frequenz, in manchen Ausführungen von >1 Hz, und tritt damit in Konkurrenz zu klassischen Gravimetern. So erfüllen QG gleichzeitig die Aufgaben, die bisher den Einsatz eines Supraleitgravimeters und eines Absolutgravimeters erforderten. Derzeitige Entwicklungen, wie das Muquans AQG, zielen ebenfalls auf diese Aufgabenfelder ab. Bedingt durch die Baugröße aktueller QG ist ein Vorstoß in die Aufgabenbereiche transportabler Federgravimeter, wie die in dieser Arbeit genutzten ZLS Burris Gravity Meter B-64, Micro-g LaCoste gPhone-98 und das Scintrex CG3M-4492, trotz zunehmender Miniaturisierung der Quantensensoren in naher Zukunft noch nicht erreichbar.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wurden zunächst die Gravimeter untersucht, die am Institut für Erdmessung eingesetzt werden. Das AG Micro-g LaCoste FG5X-220 ist die im Jahr 2012 aufgerüstete Version des im Jahr 2002 angeschafften und in früheren Projekten des IfE eingesetzten FG5-220. Die FG5X-220 Version unterscheidet sich in wesentlichen Komponenten, u. a. neues Design der Fallkammer mit längerem Fallweg und vollständig neuer Geräteelektronik, von dem FG5-220 und erforderte eine neue Evaluierung der Eigenschaften. Die Untersuchung basiert einerseits auf dem Test einzelner Komponenten des Gravimeters und andererseits auf der Teilnahme an Vergleichsmessungen und der Fortsetzung etablierter Zeitreihen des FG5-220 durch episodische Messungen an ausgewählten Stationen. Der regelmäßige Test des Rubidium Oszillators offenbarte eine Anfälligkeit für Helium, die in zwei Fällen zum Sprung der Frequenz geführt hat. Diese Frequenzänderung, tatsächlich eine Drift während der Messung durch kontinuierlich eindringendes Helium, stellt einen systematischen Fehler dar, wenn die Frequenz in der Auswertung nicht korrigiert wird. Ein Einfluss des Coriolis Effektes konnte für das FG5X-220 nicht festgestellt werden, wenn das Gerät in Nord- oder Süd-Orientierung aufgestellt wird im Gegensatz zum FG5-220. Wird von dieser Orientierung abgewichen, so wird ein maximaler Coriolis Effekt von 20 nm/s^2 in Ost- oder West-Orientierung erreicht. Die Gravimetervergleiche und wiederholten Messungen an Referenzstationen dienen der Überprüfung des Messniveaus, also der Langzeitstabilität, des FG5X-220. Mit der Ausnahme des EURAMET.M.G-K2 Vergleiches im Jahr 2015 liegen die Ergebnisse des FG5(X)-220 innerhalb von 10 nm/s^2 . Diese Arbeit stellt die erste Zusammenfassung und Untersuchung auf die Langzeitstabilität eines modernisierten FG5 Gravimeters dar. Die Untersuchung der Relativgravimeter zeigte eine Stabilität des Kalibrierfaktors von 1.3×10^{-3} für das gP-98 und 2.7×10^{-4} für das B-64 aus Kalibrierungen der letzten sechs Jahre. Das 20 Jahre ältere CG3M-4492 erreicht eine Stabilität von 1×10^{-4} . Bezogen auf den Einsatzzweck der Gravimeter in dieser Arbeit ist der Einfluss auf eine Registrierung mit dem gP-98 3 nm/s^2 und auf eine Messung mit dem B-64 in einem Schwerenetz mit einer geringen Ausdehnung, wie etwa im Bereich des VLBAI, 7 nm/s^2 . Dieser Einfluss kann durch eine Kalibrierung im Vorfeld von Messungen auf $<1 \text{ nm/s}^2$ reduziert werden.

Vergleichsmessungen mit dem FG5X-220 und dem gP-98 wurden in der Weiterentwicklung von GAIN, Humboldt-Universität zu Berlin, durchgeführt. In einer ersten 14 Tage andauernden Registrierung in Berlin im Jahr 2012 mit dem gP-98 konnte GAIN äquivalente Ergebnisse zum Federgravimeter erreichen. In dieser Messung zeigte sich bereits der Vorteil einer Gerätevergleiches anstelle einer Modellie-

rung der zeitlich variablen Schwereeffekte. Ohne die Zeitreihe des gP-98 hätten hier die Residuen in der GAIN Messung auch als systematischer Effekt interpretiert werden können und nicht als Resultat der synthetischen Gezeitenparameter. Zwischen dem FG5X-220 und GAIN wurden zwei Vergleichskampagnen in Berlin (2013) und Onsala (2015) durchgeführt. In beiden Kampagnen wurde durch das FG5X-220 ein g -Wert zum Vergleich bereitgestellt. Durch die zuvor genannten Maßnahmen konnte sichergestellt werden, dass im absoluten Niveau des FG5X-220 in diesem Zeitraum keine Änderung über 10 nm/s^2 vorhanden war. Der von GAIN gemessene g -Wert hat, bedingt durch die Weiterentwicklung des QG, eine um 30 nm/s^2 bessere Übereinstimmung mit dem FG5X-220 als bei dem Vergleich in Berlin. Bezogen auf das FG5X-220 wurde in diesen Messungen ein Vorteil der Methode der Abschirmung gegenüber seismischen Störungen deutlich, die in vielen QG verwendet wird. In beiden Kampagnen zeigt das FG5X-220 eine deutliche Anfälligkeit gegenüber der Mikroseismik. In dem urbanen Umfeld in Berlin würde außerhalb solcher Vergleichsmessungen nur über mehrere Nächte hinweg gemessen werden, wenn die Störungen durch den Verkehr minimal sind. In Onsala würde normalerweise nicht zu der Jahreszeit des Vergleichs gemessen werden. Die Messungen des FG5X-220 werden zwar nicht systematisch beeinflusst, jedoch werden durch den hohen Dropscatter auch hohe Standardabweichungen erreicht. GAIN zeigt im Gegensatz dazu keinen Einfluss auf die Messung. So könnte mit GAIN innerhalb einer Stadt in weniger als 24 Stunden erreicht werden, wofür mit einem FG5(X) Gravimeter zwei bis drei Nächte geplant würden. In diesem Projekt konnte erstmals die Entwicklung eines QG über längere Zeit begleitet werden, um dessen Entwicklung und Einsatz realen Anwendungsgebieten klassischer Gravimeter zu evaluieren.

Aus den Vergleichen von GAIN mit anderen Gravimetern wird deutlich, dass zur Identifikation von systematischen Einflüssen in den Messungen die Standardreduktionen für Schweremessungen nicht ausreichend sind. Die beste Lösung ist natürlich der direkte Vergleich mit einem SG, das die Änderung der Schwere aufzeichnet. Diese sind jedoch nur an ein geodätisches Observatorium verfügbar. Ohne die Unterstützung durch ein SG ist die Reduktion der Erdgezeiten mit lokal beobachteten Gezeitenparametern durchzuführen, da nur so deren Einfluss auf wenige nm/s^2 reduziert werden kann. Die Reduktion des Einflusses der Atmosphäre ist schwieriger und nicht allein durch die Messung des lokalen Luftdruckes auf besser als 10 nm/s^2 zu erreichen. In dieser Arbeit wurde daher einer Reduktion des direkten und indirekten Effektes atmosphärischer Massenvariation auf der Grundlage von Green'schen Funktionen und einer Modellierung des Attraktionseffektes einer ausgedehnten Atmosphäre bis in eine Entfernung von 1000 km umgesetzt. Als Grundlage hierfür dient das ERA5 Wettermodell des ECMWF in seiner vollen Auflösung in 137 Modellschichten und einer Obergrenze von etwa 80 km. Der von Gitlein (2009) gewählte Ansatz einer 3D Modellierung mit dem ERA-Interim Modell auf 37 Luftdruckschichten bis in eine Entfernung von 50 km und 50 km Höhe enthält bedingt durch die gewählte Methode der Modellierung der Massen eine Approximation, die in dieser Arbeit nicht ausreichend ist. Weiterhin ist die in dieser Arbeit gewählten Version des ERA5 Modells in den unteren Schichten genähert parallel zur Topographie im Gegensatz zu den Luftdruckschichten, die die Topographie schneiden und ggf. eine Extrapolation erfordern. Der hier gewählte Ansatz der geometrischen Modellierung der Atmosphäre (und von Körpern im Allgemeinen) enthält keine Einschränkung bezüglich der Orientierung der Körper relativ zu dem gewählten Koordinatensystem, so dass es möglich ist, die Atmosphäre als auf der gekrümmten Erdoberfläche liegende Schichten zu modellieren. Die zur Berechnung notwendige Geometrie kann mit einer Delaunay Triangulation erzeugt werden. Am Beispiel einer Zeitreihe in Onsala und Wettzell konnte gezeigt werden, dass dieser Ansatz zum Atmacs Dienst vergleichbare Ergebnisse und in Onsala auch bessere Ergebnisse, vermutlich aufgrund der NIB Hypothese für die Ostsee, liefert. Die Reduktion mit dem linearen Faktor zeigt zudem Abweichung von über Tage andauernden Amplituden über 10 nm/s^2 , die in einer Geräteuntersuchung auch als Drift einer Komponente des Instruments identifiziert werden könnte.

Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit sind lokale Schwerefeldvariationen aufgrund einer bekann-

ter Massenverteilung modelliert und mit gravimetrischen Messungen verglichen worden. Der Ansatz zur Modellierung der Attraktionswirkung wurde bereits in der Atmosphärenmodellierung angewendet. Das Ziel ist die Berechnung von g und abgeleiteter Größen innerhalb des VLBAI Experimentes am HITec der Leibniz Universität Hannover. Die Experimente im VLBAI sind zum Teil von g und dessen Gradienten abhängig; gleichzeitig kann das VLBAI diese Größen selbst messen. Um bereits im Vorfeld Informationen über den Verlauf des Schwerfeldes zu erhalten wurde ein Schwerenetz parallel zum VLBAI angelegt und Messungen am zukünftigen Standort entlang der Hauptachse durchgeführt. Der Vergleich des modellierten Schwerfeldes auf dem Vergleichsprofil und die Messungen der ersten Messkampagne zeigen an den meisten Punkten eine Übereinstimmung im Bereich der Modell- und Messunsicherheiten. Auf dem Hauptprofil bildet das Modell den Verlauf der Messungen nur grob ab. Die Messungen deuten einerseits auf nicht berücksichtigte Massen im Nahbereich des Hauptprofils hin, andererseits kann ein systematischer Einfluss bedingt durch die Umstände der Messung auf einem Baugerüst nicht ausgeschlossen werden. Als zusätzlicher Einfluss auf die Messungen des VLBAI und auf Gravimeter im Gravimetrielabor des HITec wurden Änderungen im Grundwasserspiegel betrachtet. Das Fundament unter dem VLBAI Labor liegt bereits im Grundwasserspiegel. Dies hat zur Folge, dass Änderungen im Grundwasserstand nur als seitliche Massen ins Gewicht fallen. Wenn das Grundwasser unter eine bestimmte Höhe fällt, treten auch Massenänderungen unmittelbar unter dem VLBAI auf. Dies hat zur Folge, dass abhängig vom Grundwasserstand, der Einfluss auf die Schwere entlang des VLBAI sich mit der Höhe ändert. Bei einem durchschnittlichem Höchststand des Grundwassers ist der resultierende Unterschied im Vergleich zum mittleren Grundwasserstand zwischen dem unteren und oberen Ende des VLBAI 15 nm/s^2 . Bei dem bisher festgestellten maximalen Grundwasserstand ist dieser Unterschied annähernd 40 nm/s^2 . Dieser Umstand hat auch eine Änderung des vertikalen Schweregradienten zur Folge. Die Unterschiede entlang des VLBAI sind ausreichend groß, um diese mit relativen Schweremessungen zu bestimmen. Das Gravimetrielabor liegt höher und die Grundwasseränderungen sind zu jederzeit unterhalb der Gravimeter, so dass unabhängig von der Grundwasservariation der Effekt auf Gravimeter mit unterschiedlicher Sensorhöhe nahezu gleich ist. Daraus folgt auch, dass ein im Gravimetrielabor gemessener Schwerewert nicht ohne weiteres auf das VLBAI übertragen werden kann. Diese Untersuchungen stellen die erste Modellierung und gravimetrische Messung des Schwerfeldes im Umfeld eines großen Atominterferometers dar, die bereits begleitend zum Bau des Instruments stattfinden. Dies stellt sicher, dass zukünftige Messungen mit dem VLBAI mit den Methoden der klassischen Gravimeter kombiniert werden können.

Diese Methode zur Modellierung des Schwerfeldes wurde vorab bei der Installation einer 200 kN Kraft-Normalmesseinrichtung an der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig getestet. Vor der Installation der K-NME wurde am Ort der Maschine und im Nahbereich ein Schwerenetz angelegt und an ein bereits bestehendes Netz angebunden. Ziel ist, vergleichbar dem VLBAI, die Berechnung von g in den Massenzentren der Belastungskörper. Durch die Messung am Standort der Maschine konnte g vom nahegelegenen Absolutpunkt übertragen werden. Die gravitative Wirkung der Massen der K-NME wurde nun modelliert und der übertragene g -Wert entsprechend korrigiert. Über Netzpunkte in unmittelbarer Umgebung der Maschine konnte das Modell verifiziert werden. Die Unterschiede zwischen Modell und den gemessenen Schwereänderungen nach dem Aufbau der K-NME ist $\pm 10 \text{ nm/s}^2$ und liegt innerhalb der Messunsicherheit der verwendeten Gravimeter.

Wie diese Arbeit gezeigt hat, ist die Sicherstellung eines stabilen Messniveaus eines Absolutgravimeters, wie dem FG5X-220, ein langwieriger und kontinuierlicher Prozess, der auch in Zukunft weiter fortgeführt werden muss. Auf diese Weise kann eine Referenz für den Betrieb des VLBAI oder in der Entwicklung des QG-1 des Institut für Quantenoptik realisiert werden. Für die verwendeten RG gilt dieser kontinuierliche Prozess der Untersuchung der instrumentellen Eigenschaften ebenso. Insbesondere sind begleitend zum Einbau des VLBAI weitere Arbeiten zu leisten. Im Zuge des Einbaus der Haltestruktur für die Atomfontäne können weitere relativgravimetrische Messungen durchgeführt

werden. Hier soll erneut entlang der Hauptachse des VLBAI gemessen werden, um die bisherigen Ergebnisse zu bestätigen oder Aufschluss über einen systematischen Einfluss der Messungen auf dem Baugerüst zu geben. Nachdem die Haltestruktur im Modell des Gebäudes ergänzt wurde, können auch erneute Messungen auf dem Vergleichsprofil zum Test des Modells durchgeführt werden. Insgesamt sind episodische Messungen zum Baufortschritt des VLBAI zur kontinuierlichen Verbesserung des Modells notwendig. Weiterhin muss der Beitrag der Grundwasservariationen auch Messtechnisch erfasst werden. Hierzu stehen zwei Grundwassermessstellen auf der Nord- und Südseite des Gebäudes zur Verfügung, deren Messungen die RG Messungen auf dem Vergleichsprofil ergänzen. Aufgrund des erwarteten Unterschiedes des Grundwassereinflusses entlang des VLBAI, ist aus den Beobachtungen ein empirisches Modell abzuleiten. Das Ziel dieser Bestrebungen sollte darin liegen, den Ansatz klassischer Messungen als Referenz zum Test des VLBAI umzukehren und erstmals eine gravimetrische Referenz für Absolutgravimeter herzustellen. Dazu ist es nicht nur notwendig, g präziser zu bestimmen als FG5(X) Gravimeter, sondern auch der Transfer von g an einen Ort, der von anderen Gravimetern besetzt werden kann.

Die hier vorgestellte Reduktion atmosphärischer Massenvariationen auf Schweremessungen sollte für den Betrieb des VLBAI implementiert werden. Das ECMWF bietet neben dem ERA5 Modell mit einer Verzögerung von etwa drei Monaten auch Daten zur Vorhersage der Atmosphäre an, die zusätzlich genutzt werden können. Im Zusammenhang der atmosphärischen Reduktion wurde bisher der Unterschied im Loadingeffekt der Atmosphäre bei Ebbe an der Nordseeküste, ein bis zu 40 km breiter Streifen Oberfläche, nicht untersucht sollte künftig aber quantifiziert werden. Im Nahbereich der Nordsee gibt es keine SG, die näher an der Küste liegen als Hannover, so dass nicht auf bestehende Daten zurückgegriffen werden kann, um diesen Beitrag für Hannover abzuschätzen.

Wird langfristig angestrebt, die Forschung im HITec durch ein SG zur Messung aller zeitlichen Variationen des Schwerefeldes zu unterstützen, so erfordert der Ort der Aufstellung weitere Untersuchungen. Die lokale Hydrologie hat, wie gezeigt, im HITec Gebäude nicht überall den selben Einfluss.

A Quantengravimeter: Ergänzungen

Dieser Anhang enthält eine grafische Aufstellung der einzelnen Schritte eines Freifall-Experimentes mit einem QG. Die umfassende Beschreibung befindet sich im Abschnitt 2.1.7 auf Seite 18. Für die räumliche Trennung der Zustände ist die Rückstoßgeschwindigkeit bei Absorption bzw. Emission eines Photons durch ein Atom entscheidend, die ebenfalls hier kurz ausgeführt wird. Weiterhin enthält dieses Kapitel es eine kurze Beschreibung von GAIN, einer Atomfontäne, und dessen Unterschied zu einem Freifall Gravimeter.

A.1 Atominterferometer Sequenz

Die Sequenz eines auf Raman Interferometrie basierenden AI kann in die in Abbildung A.1 gezeigten Schritte unterteilt werden.

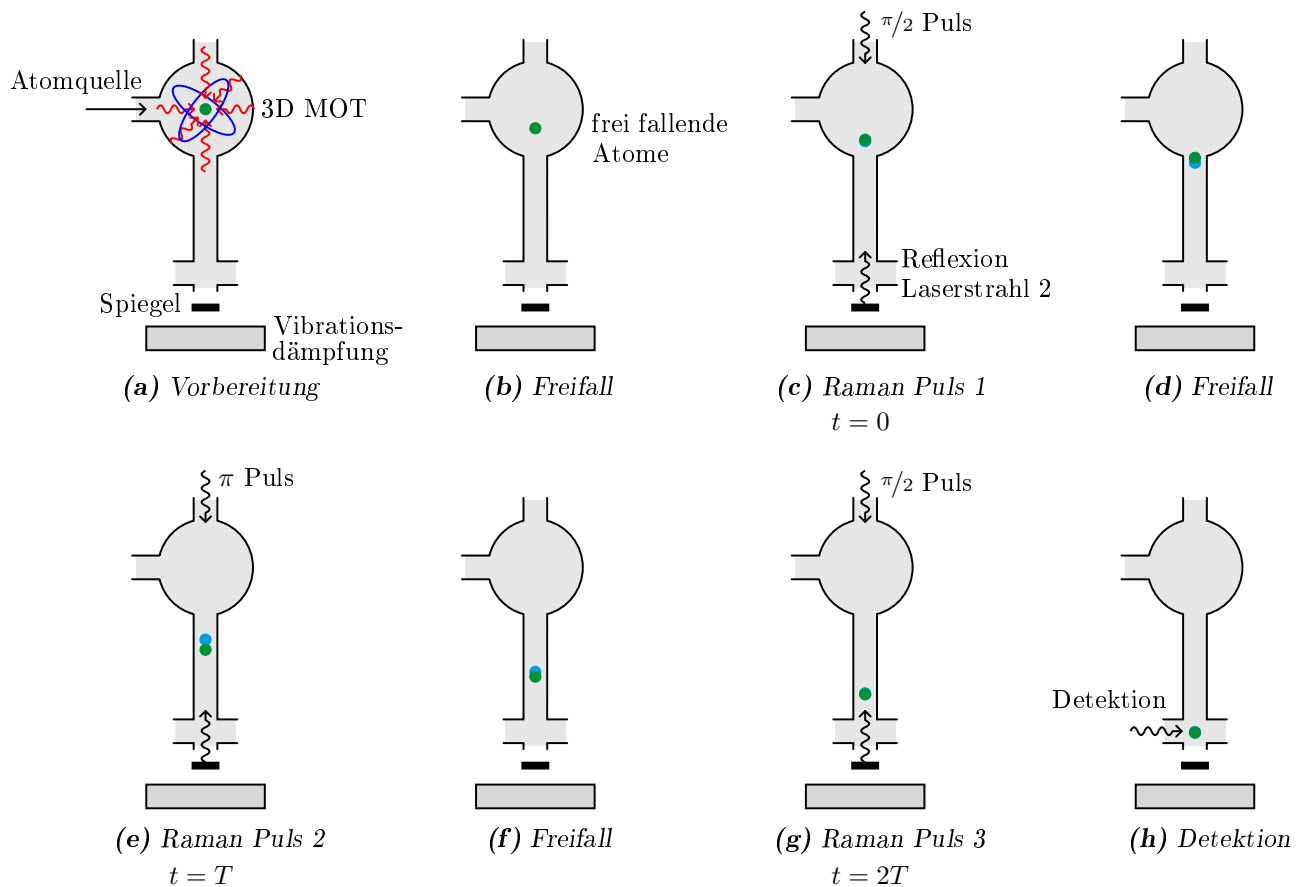


Abb. A.1: Atominterferometersequenz einer Messung mit frei fallenden Atomen.

Rückstoßgeschwindigkeit

Die Rückstoßgeschwindigkeit, oder recoil velocity, v_r eines Atoms bei Absorption/Emission eines Photons ergibt sich aus

$$v_r = \frac{\hbar k}{m}. \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist m die Masse des Atoms und $\hbar$ das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (\text{A.2})$$

mit dem Planck'schem Wirkungsquantum $h = 6.626\,070\,04 \times 10^{-34} \text{ J s}$.

Der Betrag k des Wellenvektors $\mathbf{k}$ des Laserlichts ist

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Lasers, die der Wellenlänge des Übergangs zwischen den Energieniveaus $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ des Atoms entspricht (vgl. Abbildung 2.4b).

Die Einheit der Rückstoßgeschwindigkeit ergibt sich aus

$$v_r = \frac{\text{J s m}^{-1}}{\text{u}}. \quad (\text{A.4})$$

Die Einheit der Energie kann alternativ ausgedrückt werden als

$$\text{J} = \text{N m}, \quad (\text{A.5})$$

dadurch kann der Zähler von v_r umgestellt werden zu

$$\text{J s m}^{-1} = \text{N m s m}^{-1} = \text{N s}. \quad (\text{A.6})$$

Der Impuls $p = \hbar k$ wird ausgedrückt in

$$p = \text{N s} = \text{kg m s}^{-1}. \quad (\text{A.7})$$

Daraus folgt

$$v_r = \frac{\text{kg m s}^{-1}}{\text{u}}. \quad (\text{A.8})$$

Die atomare Masseneinheit u entspricht $1 \text{ u} = 1.660\,539\,040 \times 10^{-27} \text{ kg}$, so dass die Einheit von

$$v_r = \frac{\cancel{\text{kg}} \text{ m s}^{-1}}{\cancel{\text{kg}}} = \text{m s}^{-1} \quad (\text{A.9})$$

ergibt. Für den **Zwei**-Photonen-Raman-Übergang gilt $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ mit $\mathbf{k}_1 \simeq -\mathbf{k}_2$ und der Betrag k_{eff} des Wellenvektors ist

$$k_{\text{eff}} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{A.10})$$

und die Rückstoßgeschwindigkeit wird

$$v_r = \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{m}. \quad (\text{A.11})$$

Dies entspricht dem doppelten Rückstoß im Vergleich zu einem Ein-Photonen-Übergang.

Für ^{87}Rb mit $m = 86.909\,197 \text{ u}$ und $\lambda = 780.241 \text{ nm}$ (Steck, 2015) ist die Rückstoßgeschwindigkeit bei einem zwei Photonen Raman-Übergang $v_r = 11.769 \text{ mm s}^{-1}$.

A.2 Das Gravimetric Atom Interferometer

Das Gravimetric Atom Interferometer (GAIN) ist eine Entwicklung der Humboldt-Universität zu Berlin (Schmidt, 2011). Die wesentlichen Komponenten des Instruments sind in Abbildung A.2 gezeigt. Der gravimetrische Sensor selbst hat eine Dimension von $1.93\text{ m} \times 0.82\text{ m} \times 1.27\text{ m}$ und ein Gewicht von 160 kg. Von den Abmessungen passt das Gerät durch eine normale Tür, zum Transport kann die Höhe etwas reduziert werden. Bei den zwei Elektronik Racks handelt es sich um Standardmodelle für 19" Einschübe mit einer Höhe von etwa 1.95 m. Eines der Racks enthält Steuer- und Testgeräte, das andere die notwendigen Laser. Das Atominterferometer im Gravimeter ist noch einmal schematisch in Abbildung A.3 zu sehen. Die Fallkammer befindet sich im pyramidenförmigen Aufbau des Sensors.

Die Interferometersequenz bei GAIN ist im wesentlichen mit den in Abbildung A.1 gezeigten Schritten identisch. Mit dem Abschalten der MOT erfolgt jedoch eine kurze Beschleunigung der Atome durch eine Frequenzverschiebung der Laser (moving molasses) senkrecht nach oben, so dass diese einer ballistischen Flugbahn folgen. Im Vergleich zu anderen QG, wie dem CAG oder AQG (vgl. S. 20ff.) ist die Flugdauer der Atomwolke deutlich länger, so dass bei GAIN ein aktives System zur Reduktion des Coriolis Effektes implementiert wurde. Der Spiegel der inertialen Referenz des Interferometers wird aktiv durch Piezo Elemente gesteuert, so dass der mittlere Raman-Puls genau senkrecht steht und die anderen zwei Pulse in der Größenordnung von $10\text{ }\mu\text{rad}$ versetzt entgegen der Erdrotation auf die Atomwolke treffen. Der Coriolis Effekt wird dadurch auf weniger als 5 nm/s^2 reduziert (Hauth et al., 2014). Dieses System dient ebenfalls der Vertikalisierung der Laserstrahlen in Verbindung mit einer automatischen Steuerung/Horizontalisierung des Teleskops, das die Laserstrahlen in die Fallkammer führt.

Die Vibrationsisolierung basiert auf der passiven kommerziellen Plattform Minus-k 50BM-10, die um eine aktive Steuerung ergänzt wurde (Freier, 2017). Dazu wird auf der Plattform ein Guralp CMG-3VL Seismometer eingesetzt, um die verbleibenden Vibrationen aufzuzeichnen. Aus diesem Signal wird das Steuersignal der aktiven Tauchspulenaktuatoren generiert. Zum Zeitpunkt der Kampagne in Onsala

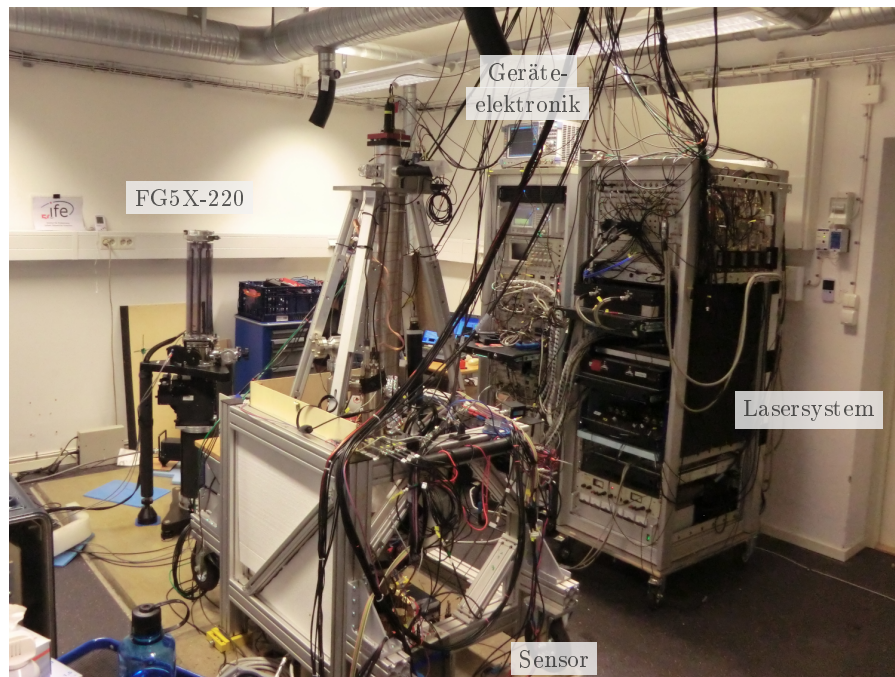


Abb. A.2: Aufbau des FG5X-220 und GAIN im Gravimetrielabor in Onsala im Februar 2015.

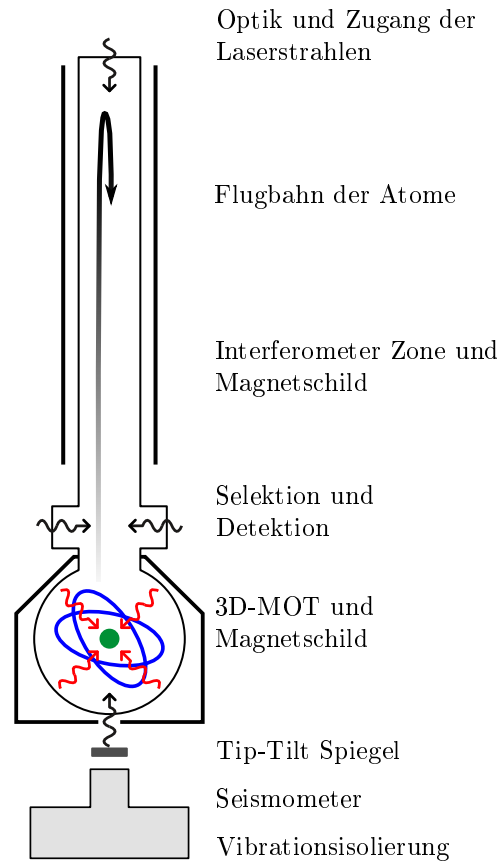


Abb. A.3: Schema der Gravimetric Atom Interferometer Fallkammer.

wurde ein weiterer Schritt in der Reduktion des Einflusses vertikaler Spiegelbewegungen hinzugefügt. Basierend auf Le Gouët et al. (2008) wird die Phasenverschiebung des Raman-Laserpulses aus den mit dem Seismometer aufgezeichneten verbleibenden Vibrationen berechnet.

Den instrumentellen Fehlerhaushalt gibt Freier (2017) mit einem Offset, der zum gemessenen Schwere- wert addiert wird, von 29 nm/s^2 (-88 nm/s^2) und einer Unsicherheit von $\pm 29 \text{ nm/s}^2$ ($\pm 77 \text{ nm/s}^2$) für die Messung 2015 in Onsala (2013 in Berlin) an. Der mit $(28 \pm 22) \text{ nm/s}^2$ dominierende Effekt wird durch die Form der Wellenfront der Raman-Laserpulse, insbesondere des Unterschieds der Wellenfront des am Referenzspiegel reflektierten Strahls zum direkt interagierenden Strahl, verursacht. Die Deformation der Wellenfront wird unter anderem durch optische Bauteile, die der Strahl durchläuft oder an denen er reflektiert wird, beeinflusst.

B Absolutgravimetrie mit dem FG5X-220: Ergänzungen

Dieser Anhang führt verschiedene Punkte bezüglich des FG5X-220 Absolutgravimeters des Hauptteils weiter aus. Zunächst werden ergänzende Untersuchungen der verwendeten klassischen Gravimeter erläutert. Dann folgt die Diskussion weiterer Ergebnisse aus verschiedenen Messungen. Abschliessend werden die kompletten Ergebnisse der Absolutgravimetervergleiche aus dem Abschnitt zum Thema Gravimetervergleich auf Seite 47 dargestellt.

B.1 Geräteuntersuchungen

Dieser Abschnitt enthält verschiedene weitere Geräteuntersuchungen und Beobachtungen aus der Verwendung des FG5X-220.

B.1.1 Einfluss der Super Spring

Die Super Spring stellt die inertielle Referenz des FG5(X) Gravimeters dar. Als Federsystem ist sie anfällig für verschiedene äußere Einflüsse, wie z. B. Temperaturschwankungen und Mikroseismik. Bei verschiedenen Messungen konnte eine Längenänderung der Super Spring (Spring Position in den Daten) beobachtet werden. Hierfür gibt es verschiedene Ursachen, wie die Anpassung an einen neuen Schwerbereich nach dem Wechsel der Station oder Änderungen der Raumtemperatur. In Einzelfällen konnte eine hiervon unabhängige Drift beobachtet werden. Abbildung B.1 zeigt dies am Beispiel einer Messung beim Gravimetervergleich in Wettzell im April 2018. Bei diesem Vergleich trat das Verhalten auf dem zweiten und dritten Messpunkt auf. Zunächst fällt der über die Zeit stark ansteigende Dropscatter auf (Standardabweichung der Freifall-Experimente eines Sets, siehe Abbildung B.1a). Die Streuung der Drops im Histogramm B.1b zeigt eine gleichmäßige Verteilung um den Mittelwert. Die ersten drei Sets haben einen mittleren Dropscatter von $\pm 35 \text{ nm/s}^2$. Dieser steigert sich auf über $\pm 130 \text{ nm/s}^2$ in den letzten Sets. Die g-Software des FG5X gewichtet die Schwerewerte einzelner Sets g_i in der Berechnung des finalen g -Wertes anhand der Varianz der Drops eines Sets σ_i^2 :

$$g = \frac{\sum_{i=1}^n g_i \frac{1}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}. \quad (\text{B.1})$$

Aufgrund dieses Verfahrens haben die ersten Sets der Messung ein vergleichsweise hohes Gewicht in der Berechnung. In der Regel ist ein hoher Dropscatter das Ergebnis einer kurzfristigen Störung der Messung, z. B. durch ein Erdbeben, das nur einzelne Sets betrifft oder einer dauerhaften Störung, z. B. durch erhöhte Mikroseismik (siehe auch Abbildung B.6). In den hier genannten Fällen ist der steigende Dropscatter jedoch durch die Drift der Super Spring, wie in Abbildung B.1c dargestellt, verursacht. Idealerweise soll die Steuerung der Super Spring das Referenzprisma innerhalb von $\pm 100 \text{ mV}$ regeln.

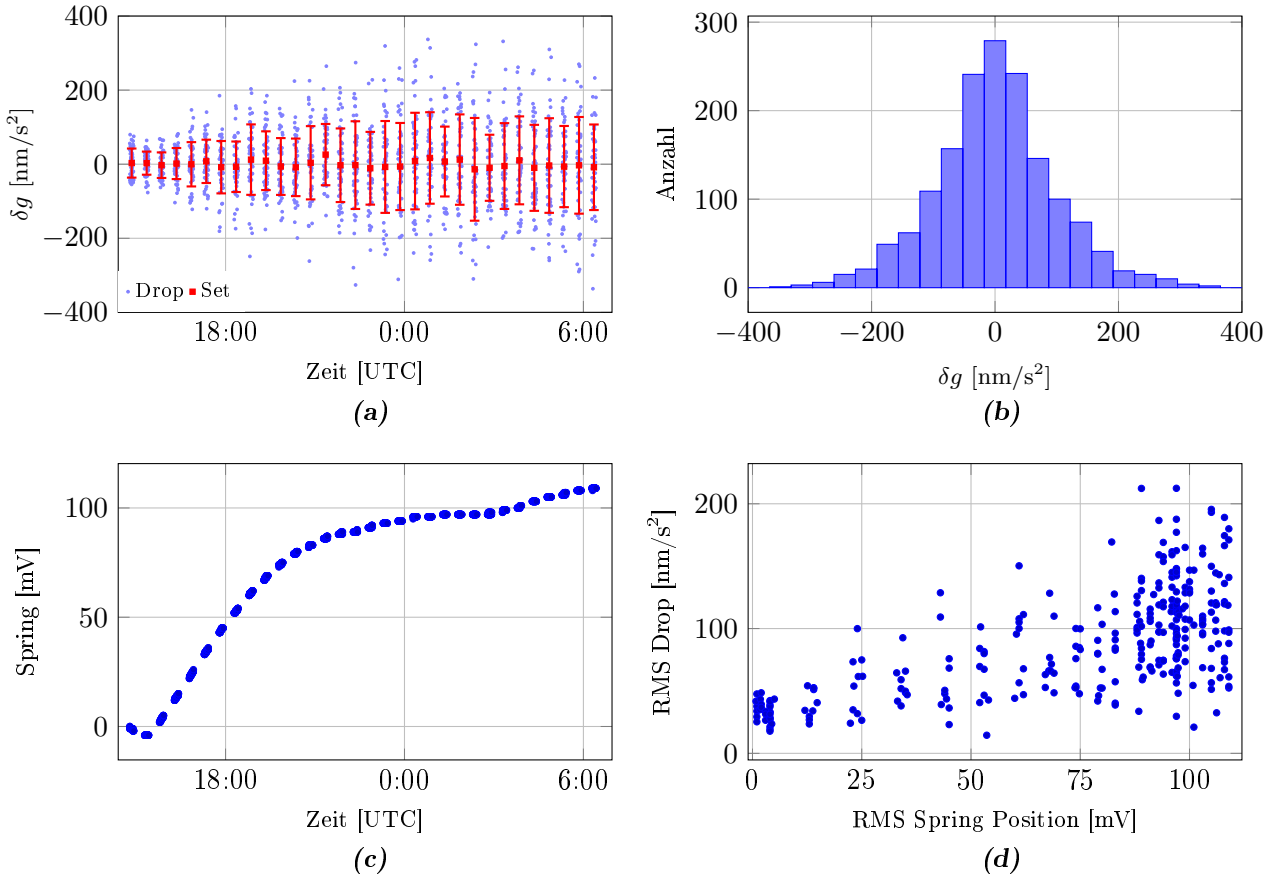


Abb. B.1: Messung am 24.04.2018 in Wettzell. Der Dropscatter (a) erfährt über die Zeit eine deutliche Steigerung. Das Histogramm (b) zeigt die Verteilung um den Mittelwert (Klassenbreite 30 nm/s^2). Die Drift der Super Spring ist in (c) dargestellt. Die Abhängigkeit des Dropscatter von der Spring Position ist in (d) gezeigt.

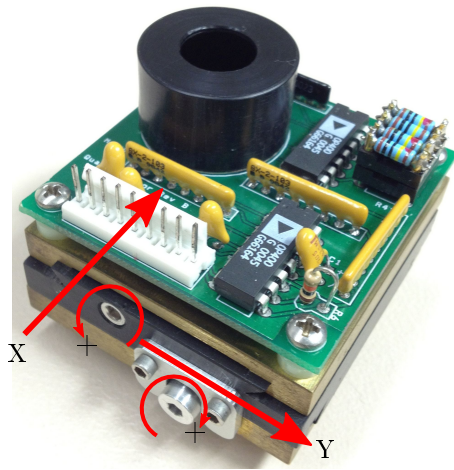
Eine Steigerung des Dropscatters ist jedoch bereits bei einer Abweichung der Spring Position von 25 mV vorhanden, wie auch anhand des RMS aus fünf Messwerten in Abbildung B.1d erkenntlich ist. Die Drift und der resultierende Dropscatter ändern den endgültigen Schwerewert jedoch nicht. Die getrennte Auswertung der ersten und zweiten Hälfte dieser Zeitreihe und die komplette Auswertung der Zeitreihe als Ganzes stimmen sowohl für das gezeigte Beispiel, als auch für weitere ähnliche Fälle, auf 3 nm/s^2 überein. Der Grund für dieses Verhalten ist nicht bekannt. In den hier betrachteten Fällen kann kein Zusammenhang zu äußeren Einflüssen, wie z. B. Raumtemperatur, Luftdruck etc., festgestellt werden.

Ein lineares Reduktionsmodell zwischen Spring Position und Drop RMS führt zu einer Reduktion des Dropscatters und damit zu niedrigeren Standardabweichungen der Setmittel. Der endgültige Schwerewert ändert sich jedoch nicht. In der Regel wird dieser Effekt nicht reduziert.

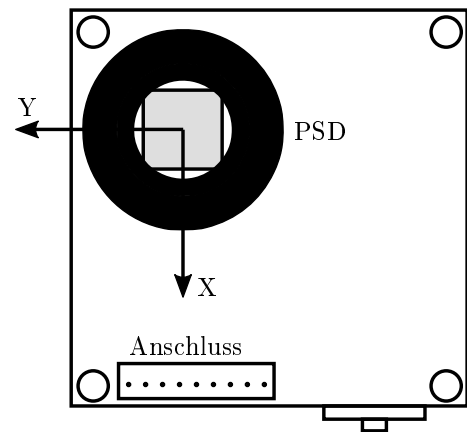
In einer beim Gravimetervergleich in Wettzell am FG5X-221 verwendeten Testversion von g-Soft wurde eine zusätzliche Regelung der Spring Position auf 0 mV nach jedem Set eingeführt. Diese Erweiterung der Software ist eine sinnvolle Lösung des hier dargestellten Sachverhalts der Drift aufgrund instrumenteller oder externer Einflüsse.

B.1.2 Bestimmung des Coriolis-Effekt

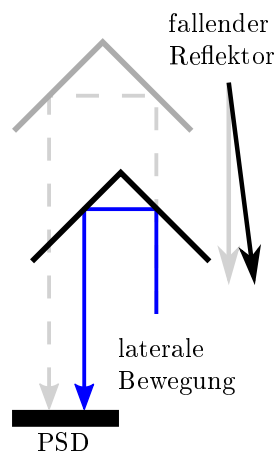
Die Bestimmung des Coriolis- oder Eötvös-Effektes, also der Einfluss einer horizontalen Komponente in der Bewegung des Fallkörpers, kann nicht nur durch wiederholte Messungen in wechselnder Nord- und Süd-Orientierung des FG5X bestimmt werden, wie in Abschnitt 3.3.2 ausgeführt. Křen et al. (2018) beschreiben eine Methode unter Verwendung des so genannten XY-Detektors aus dem Zubehör des FG5(X) Gravimeters. Kern des in Abbildung B.2a gezeigten XY-Detektors ist ein Position Sensitive Detector (PSD), eine großflächige Photodiode, die bei Beleuchtung mit einem Laserstrahl dessen Position auf der Photodiode als analogen Fotostrom in zwei Kanälen ausgibt. Der XY-Detektor wird auf der Super Spring platziert, so dass der von oben kommenden Laserstrahls auf den PSD fällt. Erfährt der Fallkörper nun eine horizontale Bewegung während des freien Falls, so verändert sich die Position des Laserstrahls auf dem PSD. Mit Hilfe eine Oszilloskops können die zwei Kanäle des PSD aufgezeichnet und die horizontale Bewegung berechnet werden.



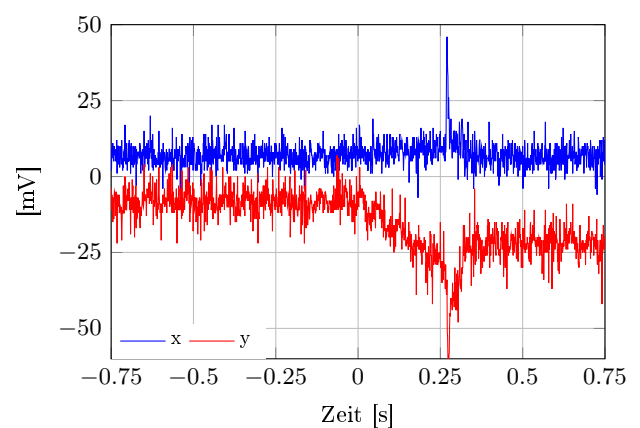
(a) XY-Detektor des FG5-220.



(b) Definition des Koordinatensystems.



(c) Reflektor mit horizontaler Bewegung.



(d) Messung des XY-Detektors.

Abb. B.2: Der XY-Detektor des FG5-220 (a) enthält ein elektrooptisches Element (PSD), in dem das Koordinatensystem des Detektors definiert ist (b). Die horizontale Bewegung (c) des fallenden Reflektors erzeugt eine Verschiebung des Lichtpunktes auf dem XY-Detektor, die in 2 Kanälen gemessen werden (d). Der Drop wird zum Zeitpunkt $t = 0$ ausgelöst.

Auf der Fläche des PSD ist ein Koordinatensystem, wie in Abbildung B.2b dargestellt, definiert. Bei einem Aufbau des FG5X-220 in Nord- oder Süd-Orientierung zeigt die Y-Achse in Nord-Süd Richtung und die X-Achse in Ost-West Richtung¹. Die Nord-Orientierung ist am FG5X-220 so definiert, dass die Montierung der Glasfaser an der Interferometerbasis nach Norden zeigt. Über die zwei Stellschrauben in Abbildung B.2a kann der Laserstrahl auf dem Detektor zentriert werden. Für die Transformation des Fotostroms in Längeneinheiten wurden Bewegungen des Sensors mit einer Mikrometerschraube bestimmt und der Strom gemessen. Der Faktor zur Umrechnung ist 0.5 mm/100 mV im Zentrum des PSD.

Abbildung B.2c zeigt schematisch den Lichtweg vom Fallprisma auf den PSD. In Grau ist die Ausgangsposition dargestellt. Bei einer rein vertikalen Bewegung ändert sich die Position des am Prisma reflektierten Laserstrahls auf der PSD nicht. Erfährt das Prisma jedoch eine horizontale Beschleunigung, so ändert sich der in Blau dargestellte Lichtweg. Die Position des auftreffenden Strahls auf der PSD ändert sich, wobei die Verschiebung des Lichtpunktes der doppelten Bewegung des Prismas entspricht. In der Messung des XY-Detektors in Abbildung B.2d ist die Bewegung in Y-Richtung deutlich zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist in der X-Komponente nur eine kleine Abweichung während des Falls zu erkennen. Der Fall des Reflektors startet zum Zeitpunkt $t = 0$ und dauert 259 ms. Für diese Experimente ist der XY-Detektor parallel zu der Bodenplatte der Interferometerbasis ausgerichtet.

Die Daten der Drop Phase (siehe Abbildung B.3a) werden mit der Bewegungsgleichung (2.4) getrennt für die X- und Y-Komponente ausgeglichen. Abbildung B.3b fasst die Ergebnisse aus 53 Experimenten zusammen. Die Messungen sind auch über eine neue Aufstellung des Instruments reproduzierbar. Dabei ist die Orientierung des XY-Detektors zu beachten, da dieser auf der Super Spring frei drehbar ist. Für die Messungen wurde die unterste Platte des XY-Detektors parallel zu der Bodenplatte der Interferometerbasis ausgerichtet. Für den Eötvös Effekt ist nur die Geschwindigkeit des Fallkörpers in Ost-West Richtung v_{OW} , also die X-Komponente, entscheidend. Der Effekt δg_E wird mit der Rotationsgeschwindigkeit der Erde Ω und der Breite des Standortes φ berechnet nach (Křen et al., 2018):

$$\delta g_E = 2\Omega v_{OW} \cos \varphi. \quad (B.2)$$

Der mittlere Effekt δg_E aus den 53 Experimenten beträgt $(1 \pm 1) \text{ nm/s}^2$ wenn das FG5X-220 nach Norden oder Süden ausgerichtet ist. Dies bestätigt das Ergebnis bisheriger Messungen in unterschied-

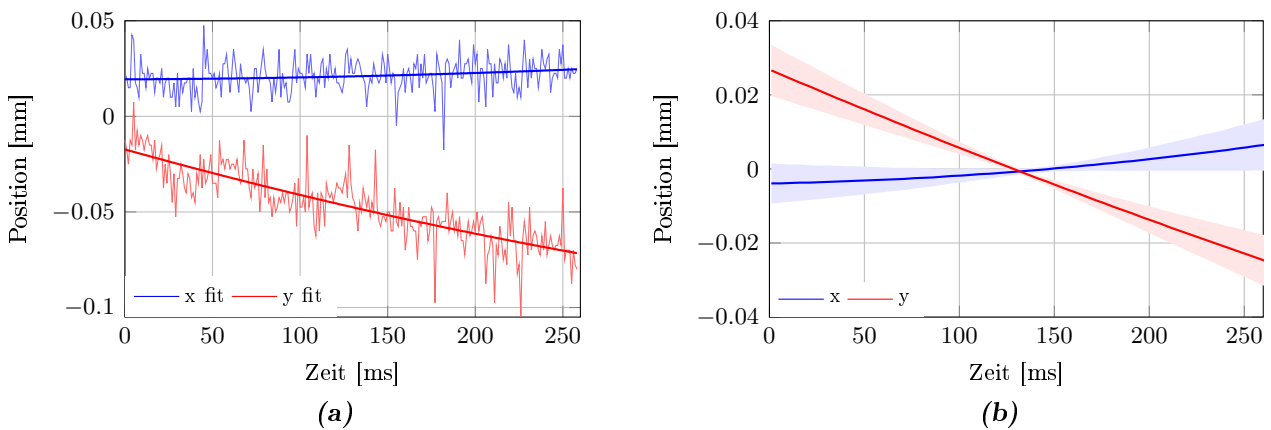


Abb. B.3: Einzelne Messung (a) des XY-Detektors während der Drop Phase und Mittelwert mit Standardabweichung aus 53 Experimenten (b).

¹Křen et al. (2018) definieren die Y-Achse in Ost-West Richtung, da der XY-Detektor dort um 90° gedreht eingesetzt wird (vgl. Figure 1, Křen et al., 2018).

lichen Orientierungen. Der maximale Effekt beträgt $(20 \pm 1) \text{ nm/s}^2$, wenn das Gerät um $\pm 90^\circ$ gedreht, also in Ost- oder West-Orientierung aufgestellt wird. Diese Orientierungen werden in der Regel nur gewählt, wenn eine Nord- oder Süd-Orientierung nicht möglich ist.

B.2 Absolutgravimetervergleiche

Dieser Anhang zeigt eine Gesamtaufstellung aller Teilnehmer der EURAMET.M.G-K1 (Francis et al., 2013), CCM.G-K2 (Francis et al., 2015) und EURAMET.M.G-K2 (Pálinkáš et al., 2017) Absolutgravimetervergleiche als Ergänzung zu Abbildung 3.4. Insgesamt 13 Instrumente haben an allen drei Vergleichen teilgenommen. Vier weitere Gravimeter haben an zwei von drei Vergleichen teilgenommen und 16 AG an nur einem Vergleich. Insgesamt wird die Zahl der weltweit verwendeten AG auf etwa 100 geschätzt (CCM, 2015). Von den 33 hier gezeigten Teilnehmern sind nur fünf Instrumente nicht von der Firma Micro-g LaCoste entwickelt worden..

Die Ergebnisse in Abbildung B.4 sind nach dem Degree of Equivalence (DoE) des ersten Vergleichs, an dem das jeweilige Instrument teilgenommen hat, geordnet. Für alle Instrumente liegt der KCRV innerhalb der angegebenen Unsicherheit. Als Unsicherheit des DoE wird im allgemeinen der RMS der erweiterten Unsicherheiten ($k=95\%$) der einzelnen Punktbestimmungen gewählt. Es zeigt sich, dass die Mehrzahl der Gravimeter innerhalb von $\pm 50 \text{ nm/s}^2$ liegt.

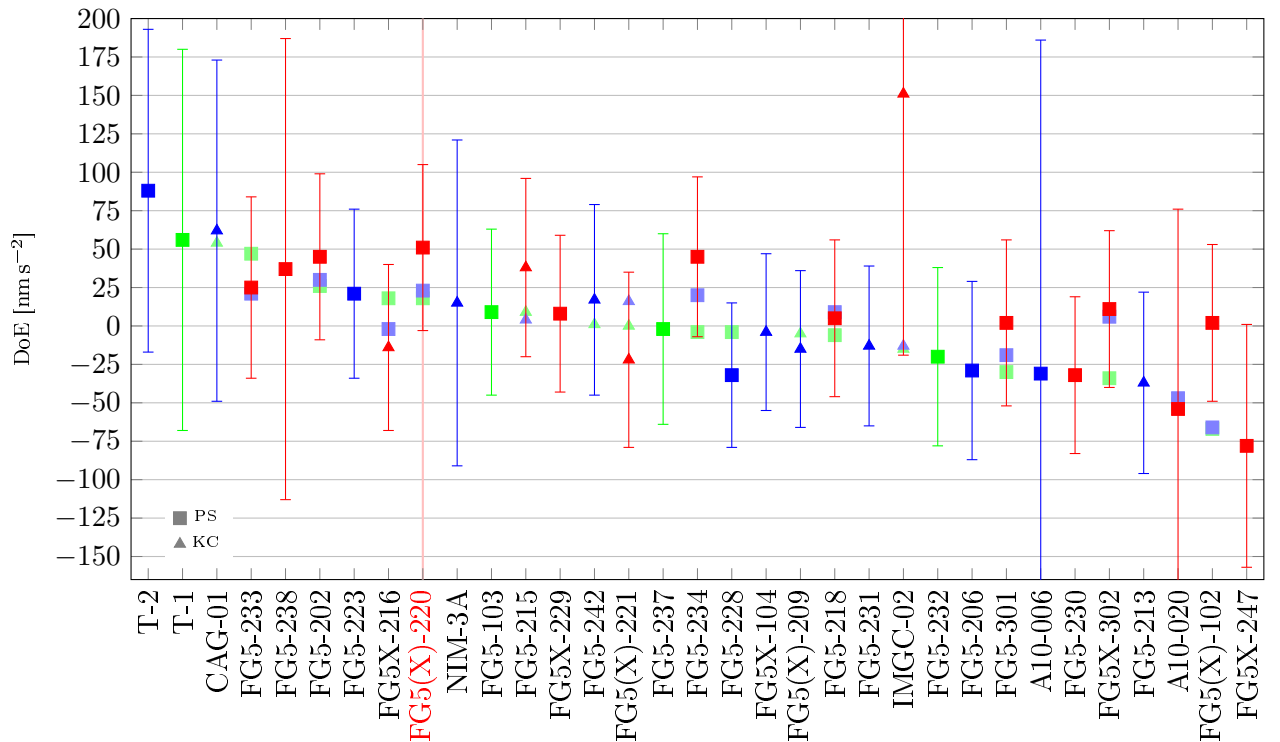


Abb. B.4: Ergebnisse verschiedener Absolutgravimetervergleiche: EURAMET.M.G-K1 2011, CCM.G-K2 2013 und EURAMET.M.G-K2 2015. Die gezeigten Fehlerbalken sind die erweiterten Unsicherheiten des letzten Vergleichs, an dem das jeweilige Instrument teilgenommen hat.

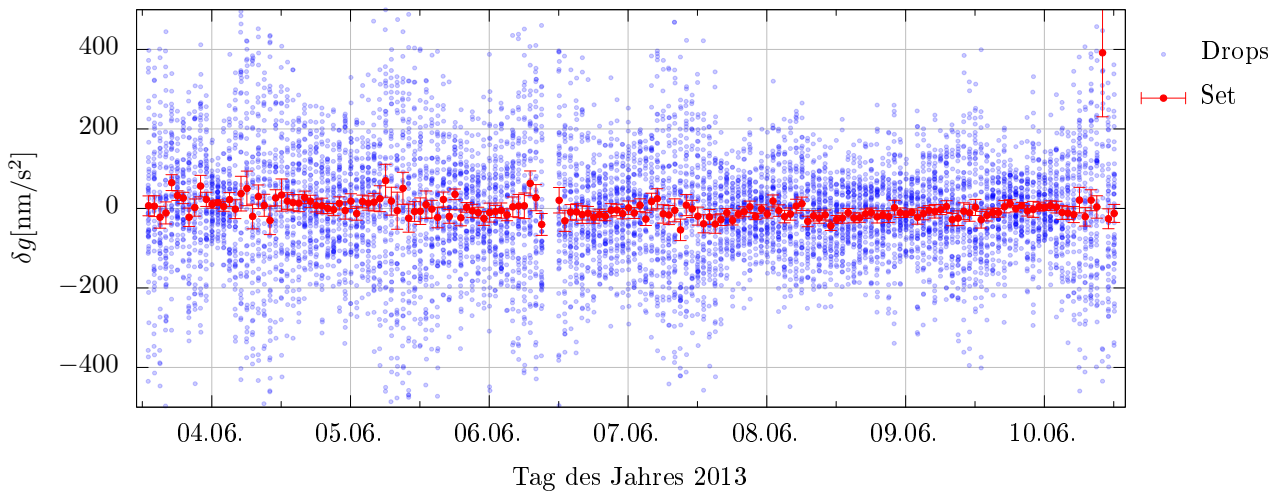


Abb. B.5: Drops und Setmittel des FG5X-220 in Berlin abzüglich des mittleren Schwerewertes des Zeitraumes. Die y-Achse ist auf $\pm 500 \text{ nm/s}^2$ beschränkt.

B.3 FG5X-220 Zeitreihen

Dieser Abschnitt ergänzt die Diskussion in Abschnitt 3.3.1 um weitere Darstellungen der um Gezeiten und atmosphärische Effekte reduzierten Zeitreihen der Messungen des FG5X-220 Gravimeters aus Vergleichskampagnen mit GAIN. In Abbildung B.5 sind die Drops und dazugehörigen Setmittel der Messung aus Berlin dargestellt, inklusive derjenigen, die aus der Berechnung des endgültigen Schwerewertes ausgeschlossen wurde. Werktags vom 03.–07.06. Abends und ab dem 10.06. morgens zeigt sich jeweils über den Tag eine deutlich höhere Streuung bedingt durch anthropogene Mikroiseismik im urbanen Umfeld als nachts und am Wochenende (08.–09.06.). Dies schlägt sich unmittelbar in der Standardabweichung des Setmittels nieder. Die Lücke am 6.6. ergibt sich aus der Neuaufrstellung des Gravimeters.

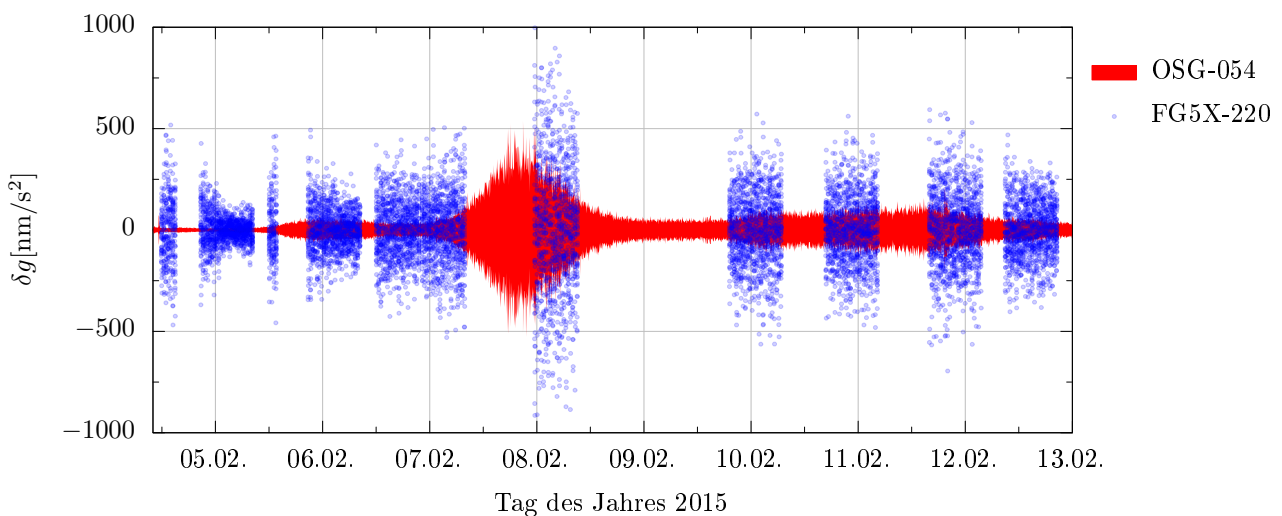


Abb. B.6: Messungen des FG5X-220 mit einer Darstellung jedes zweiten Drops abzüglich des Mittelwertes der Aufstellung und SG als einfache Differenz der aufeinanderfolgenden Messwerte der Zeitreihe.

Die Messung in Onsala ist ein Beispiel für den Einfluss natürlicher Mikroseismik, die in diesem Fall durch einen Sturm verursacht wurde. Abbildung B.6 fasst die Messungen des SG OSG-054 und die Drops des FG5X-220 zusammen. Die Zeitreihe des SG ist als einfache Differenz $\delta g_t = g_t - g_{t-1}$ der 1 Hz Messungen gezeigt. In dieser Differenz ist kein Schweresignal enthalten und es zeigt sich in erster Linie das Rauschen des Sensors in Abhängigkeit der externen Anregung. Die Drops des FG5X-220, abzüglich des Mittelwertes der jeweiligen Aufstellung, zeigen hier ein vergleichbares Verhalten mit einem deutlich ansteigendem Dropscatter parallel zur einfachen Differenz der SG Zeitreihe.

C Ergänzende Untersuchungen der Relativgravimeter

Dieser Anhang fasst ergänzende Untersuchungen der verwendeten RG zusammen. Es folgen zunächst weitere Betrachtungen zum instrumentellen Luftdruckeffekt, insbesondere wird der Fall der defekten Dichtung am ZLS B-64 beschrieben. Der Vollständigkeit halber wird die Untersuchung des ebenfalls in Messungen dieser Arbeit verwendete ZLS B-114 dargestellt. Die aktuelle Untersuchung des CG3-4492 ist in Timmen et al. (2018) zu finden. Weiterhin gibt es eine Aufstellung der im Verlauf dieser Arbeiten gemessenen Kalibrierfaktoren der RG.

C.1 Defekt am ZLS B-64

Im Dezember 2015 wurde am ZLS B-64 eine defekte Dichtung festgestellt, so dass ein Austausch zwischen dem Sensor und dem Umgebungsdruck stattfindet. Bei diesem Defekt ändert sich der Druck innerhalb des Sensors mit dem Umgebungsdruck und die Testmasse erfährt einen Auftrieb. In Abschnitt 3.2 wurde der kleine, wohl nicht vollständig vermeidbare Effekt verschiedener Gravimeter gezeigt. Für das ZLS B-64 war dies $0.2 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ bei früheren Untersuchungen (Schilling und Gitlein, 2015a). Die Abbildung C.1 zeigt nun die Folge einer vollständig versagenden Dichtung, bei der der Umgebungsdruck unmittelbar auf den Sensor wirken kann.

In diesem Versuch wurde das B-64 zunächst eine Zeit lang bei einem Luftdruck von 980 hPa betrieben bevor die Regelung beendet wurde und das B-64 dem Umgebungsdruck ausgesetzt war. Die obere Grafik in Abbildung C.1 zeigt die Zeitreihe des Gravimeters und die untere Grafik den Umgebungsdruck. In blau sind die Rohdaten des B-64 dargestellt. In rot sind die Messung abzüglich der Gezeiten und der Korrektur des Luftdrucks mit einem linearen Faktor von $-3 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ gezeigt. Die Zeiten, in denen eine Regelung des Luftdrucks in der Tonne stattfand, sind grau hinterlegt. Die Regelung des Luftdrucks wurde zeitgleich mit der Messung des Gravimeters gestartet. Die Senkung des Luftdrucks um 17 hPa zum Start der Messung dauert wenige Minuten. Der Graph der Schweremessung zeigt ein mehrstündiges Einlaufverhalten, in dem sich die gemessene Schwere um fast $15 \mu\text{m/s}^2$ ändert. Ab etwa 15 Stunden zeigen die Rohdaten das typische Gezeitensignal mit einer Amplitude von 1900 nm/s^2 an diesem Tag. Die Amplitude der Residuen in rot beträgt in dieser Zeit etwa $\pm 20 \text{ nm/s}^2$. Nach 54 Stunden wurde die Regelung des Luftdrucks beendet, so dass sich nach wenigen Minuten wiederum der Umgebungsdruck in der Luftdrucktonne einstellte. Zufällig herrschte zu diesem Zeitpunkt ein zum Start des Experiments vergleichbarer Luftdruck und die Schweremessungen zeigen jetzt den zum Start des Experiments entgegengesetzten Verlauf mit einem über mehrere Stunden sinkenden gemessenen Schwerewert. Nach dem Angleichen des Luftdrucks innerhalb des Sensors folgt der gemessene Schwerewert dem Umgebungsdruck. In den Rohdaten ist zwar weiterhin das Gezeitensignal zu erkennen, der bestimmende Faktor ist jedoch der Luftdruck mit einem Faktor von $-1144 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$. Zum Zeitpunkt 120 Stunden ist noch einmal die Regelung des Luftdrucks aktiviert worden. Da sich der Umgebungsdruck dem geregelten Luftdruck annäherte ist das Experiment nach weiteren 4 Stunden beendet worden.

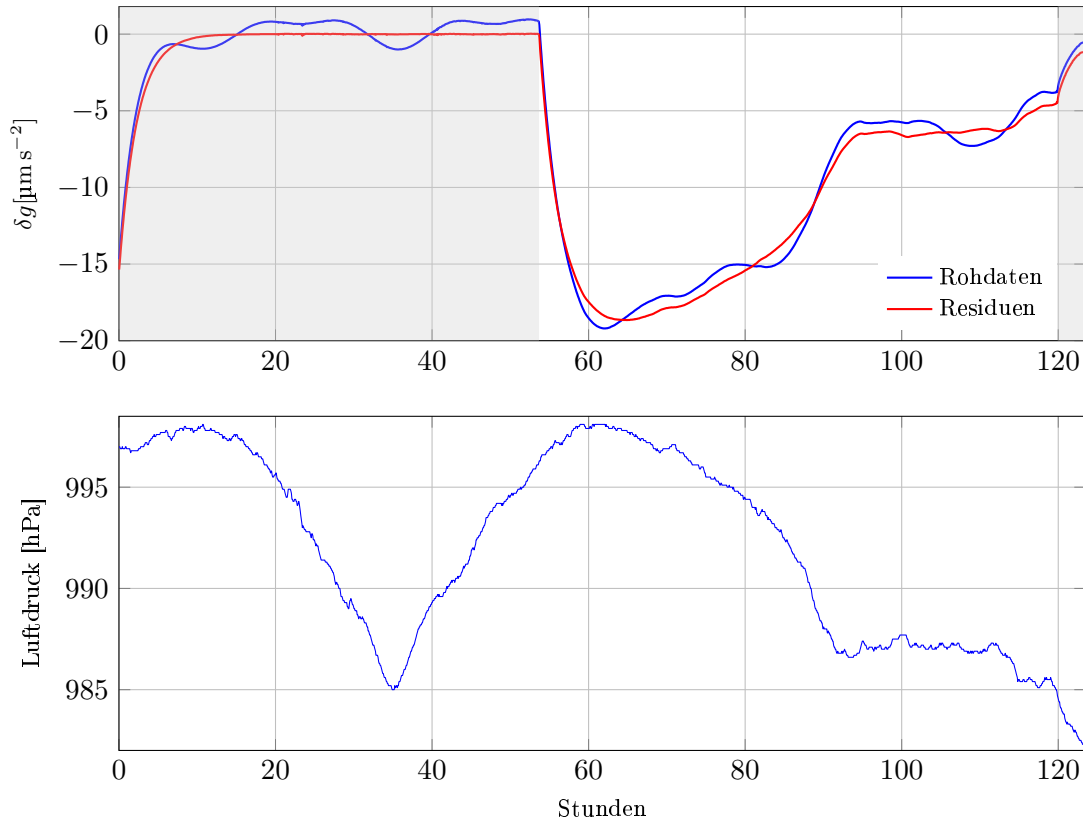


Abb. C.1: Versuchsmessung des defekten ZLS B-64 in der Luftdrucktonne. Die obere Grafik zeigt die Zeitreihe des Gravimeters ab dem 06.01.2016 10:30 Uhr. Der Zeitraum, in dem eine Regelung des Luftdrucks auf 980 hPa erfolgte, ist grau hinterlegt. Zu allen anderen Zeiten herrschte in der Luftdrucktonne der Umgebungsdruck. Der Umgebungsdruck ist in der unteren Grafik dargestellt. Die gezeigten Zeitreihen sind Mittelwerte über 240 s. Die Messungen des Gravimeters sind um eine lineare Drift von $-7 \text{ nm s}^{-2}/\text{h}$ reduziert.

C.2 Kalibrierfaktoren der IfE Relativgravimeter

Die Tabelle C.1 enthält die in Abbildung 3.8 auf Seite 54 dargestellten Maßstabsfaktoren E des ZLS B-64 (a) und gPhone-98 (b) Gravimeters. Die Messungen mit dem B-64 erfolgten weitestgehend und die des gPhone-98 ausschließlich auf der Vertikalen Gravimeter-Kalibrierlinie Hannover (VGKH, Timmen et al., 2018). Die Messungen des B-64 im Juni 2014 wurden im Rahmen einer Bachelorarbeit durchgeführt (Huge, 2014). Dabei wurde mit dem ZLS Gravimeter über zwei Tage hinweg auf der Gravimeter-Kalibrierlinie im Harz gemessen (Hervorhebung in Blau). Alle weiteren Messungen zur Maßstabsbestimmung des ZLS wurden auf der VGKH durchgeführt. Der Eintrag des 11.06.2014 mit 145 gemessenen Verbindungen des B-64 bezieht sich auf eine dreitägige Messkampagne in der Schwere-messungen zwischen allen Stockwerken des Hochhauses durchgeführt wurden. Es sind über den Zeitraum hinweg 24 direkte Verbindungen zwischen dem ersten und 17. Stockwerk gemessen worden, die der Bestimmung des Maßstabsfaktors dienen. Die letzten zwei Einträge in Tabelle C.2a wurden aus Messungen nach der Reparatur des Gerätes bestimmt und tragen nicht zur Berechnung des Mittelwertes bei.

Das Scintrex CG3M-4492 wurde in verschiedenen Messungen der Arbeit eingesetzt und die Kalibrierfaktoren aus diesem Zeitraum sind in Tabelle C.2c zusammengefasst. Die Untersuchungen des Instruments selbst sind in Timmen und Gitlein (2004), Gitlein (2009) und Timmen et al. (2018) veröf-

Tab. C.1: Kalibrierfaktoren E mit Standardabweichung σ_E und Anzahl n der in der Ausgleichung genutzten Verbindungen des ZLS B-64 (bis 2016: $\bar{E} = 0.999\,27 \pm 0.000\,27$) und Micro-g LaCoste gPhone-98 ($\bar{E} = 1.003\,33 \pm 0.001\,33$). Die Angaben zum Scintrex CG3M-4492 ($\bar{E} = 1.000\,70 \pm 0.000\,09$) erfolgen der Vollständigkeit halber. Hervorhebungen in Blau kennzeichnen Messungen auf der Kalibrierlinie im Harz.

(a) B-64				(b) gPhone-98			
Datum	E	σ_E	n	Datum	E	σ_E	n
04.04.2012	0.999 712	0.000 020	42	15.12.2011	1.002 373	0.000 095	8
01.05.2012	0.999 497	0.000 020	41	27.04.2012	1.002 025	0.000 110	6
18.05.2012	0.999 417	0.000 024	28	28.08.2012	1.002 439	0.000 164	3
20.09.2012	0.998 917	0.000 021	37	15.02.2013	1.002 648	0.000 110	6
12.11.2012	0.999 320	0.000 026	28	13.05.2014	1.004 190	0.000 110	6
02.01.2013	0.999 580	0.000 034	19	08.10.2015	1.004 487	0.000 098	8
13.02.2013	0.999 595	0.000 034	20	27.10.2016	1.004 559	0.000 170	7
30.04.2013	0.999 267	0.000 040	10	04.07.2018	1.005 624	0.000 183	6
03.05.2013	0.999 531	0.000 034	23				
26.07.2013	0.998 666	0.000 032	16				
11.12.2013	0.999 258	0.000 037	12				
25.03.2014	0.999 385	0.000 030	18				
06.06.2014	0.999 183	0.000 035	8				
11.06.2014	0.999 021	0.000 018	145				
26.06.2014	0.999 242	0.000 030	38				
30.06.2014	0.999 160	0.000 027	21				
17.03.2015	0.999 004	0.000 038	16				
04.06.2015	0.999 001	0.000 036	17				
15.06.2018	1.000 533	0.000 037	15				
28.08.2018	1.000 629	0.000 040	10				

(c) CG3M-4492			
Datum	E	σ_E	n
18.09.2012	1.000 761	0.000 092	7
11.01.2013	1.000 793	0.000 075	10
29.04.2013	1.000 708	0.000 085	8
04.06.2015	1.000 794	0.000 089	7
18.05.2016	1.000 637	0.000 071	11
10.05.2017	1.000 672	0.000 065	7
09.06.2017	1.000 562	0.000 090	7

fentlicht. Von allen betrachteten RG zeigt das CG3M-4492 die geringste Variation im Kalibrierfaktor E über den hier dargestellten Zeitraum. Über den Zeitraum von fast 20 Jahren hinweg hat sich der mittlere Kalibrierfaktor von $\bar{E}_{2001-2005} = 1.00093$ auf $\bar{E}_{2012-2017} = 1.00070$ geändert. Insgesamt ist die Variabilität der Kalibrierfaktoren bei dem ZLS und gPhone Gravimeter bereits über kurze Zeiträume größer als bei dem CG3M über mehrere Jahre. Das CG3M ist auch das einzige Gravimeter nach dem Prinzip der vertikalen Federwaage (vgl. Abbildung 2.3 und S. 11).

C.3 ZLS B-114

In verschiedenen Messungen am HITec wurde das neuwertige ZLS Burris B-114 als Leihgabe des LIAG eingesetzt. Das Gravimeter wurde ebenfalls auf einen instrumentellen Luftdruckeffekt untersucht. Ein solcher Versuch ist in Abbildung C.2 dargestellt. Es wurde ein Einfluss von $-2.2 \text{ nm s}^{-2}/\text{hPa}$ mit einer Korrelation von 95 % festgestellt. Im Vergleich zu den Ergebnissen des ZLS B-64 in Abschnitt 3.2 ist der Effekt des B-114 um den Faktor 10 größer.

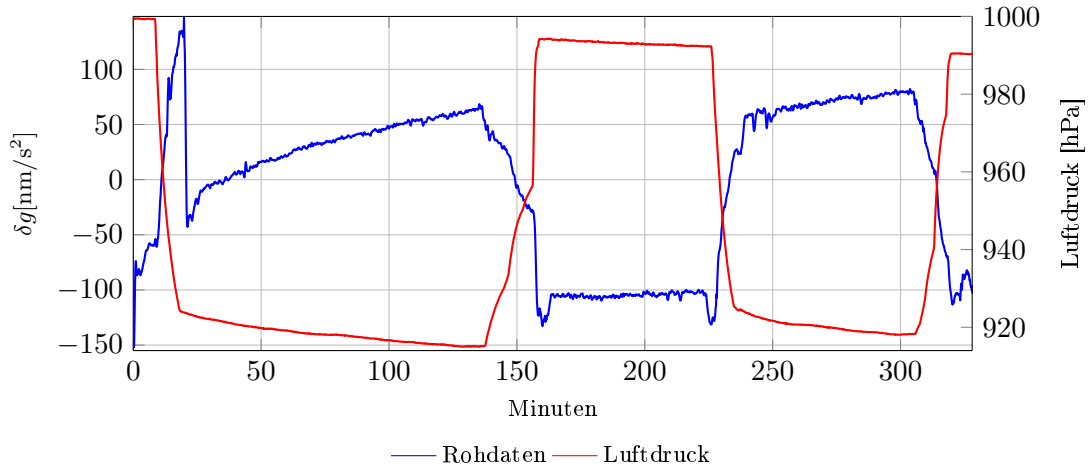


Abb. C.2: Luftdruckeffekt am ZLS B-114 des LIAG.

Der Kalibrierfaktor des B-114 betrug zur ersten Messkampagne im Juni 2017 im Umfeld des VLBAI $E = 1.001677 \pm 0.000049$.

D Arbeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

D.1 Die 200 kN K-NME der PTB

Die 200 kN Kraft-Normalmesseinrichtung (K-NME) der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig wurde im Jahr 2016 von der Firma GTM GmbH mit Gewichten der Firma Häfner Gewichte GmbH installiert. Die Belastungskörper sind aus Stahl mit einer Dichte von 7960 kg/m^3 gefertigt und in zwei Massestapel unterschiedlichen Durchmessers aufgeteilt. Die Abbildung D.1 zeigt eine CAD Zeichnung der Maschine. Die Gesamthöhe der Maschine ist etwa 10 m. Im oberen Drittel der Maschine werden die Prüfkörper eingebracht. Die Testmassen mit Gewichten von 5 kg bis 200 kg und einem Durchmesser von 0.48 m sind im mittleren Teil der K-NME untergebracht. Im unteren Drittel befinden sich Testmassen mit einem Gewicht von 500 kg bis 5000 kg und einem Durchmesser von 1.64 m. Das Gesamtgewicht der Massen beträgt 20 000 kg. Eine Aufstellung der Massen befindet sich in Tabelle D.1. Die erweiterte relative Unsicherheit der erzeugten Kraft von 5 kN bis 200 kN beträgt 0.001 %. Kräfte unterhalb von 5 kN erfordern einen Gewichtsausgleich des Lastrahmens, wodurch die Unsicherheit der erzeugten Kraft steigt. Das Gewicht der Rahmenkonstruktion beträgt zusätzlich über 30 000 kg, welches sich aus den Gewichtsangaben des Herstellers bezüglich der einzelnen Bauteile ergibt. Eine genaue Massenbestimmung, wie bei den Testmassen, ist nicht durchgeführt worden.

Ein Arbeitsplatz mit den Bedienelementen der Maschine und der Zugang zu der Aufnahme für Prüfkörper an der Maschine befindet sich in einer Höhe von etwa 1.5 m über dem Hallenboden im Erdgeschoss. Zu diesem Zweck ist eine Fläche aus Stahlgittern auf Alu Profilen um die Maschine errichtet. Dieser Aufbau ist nicht Teil des Modells.

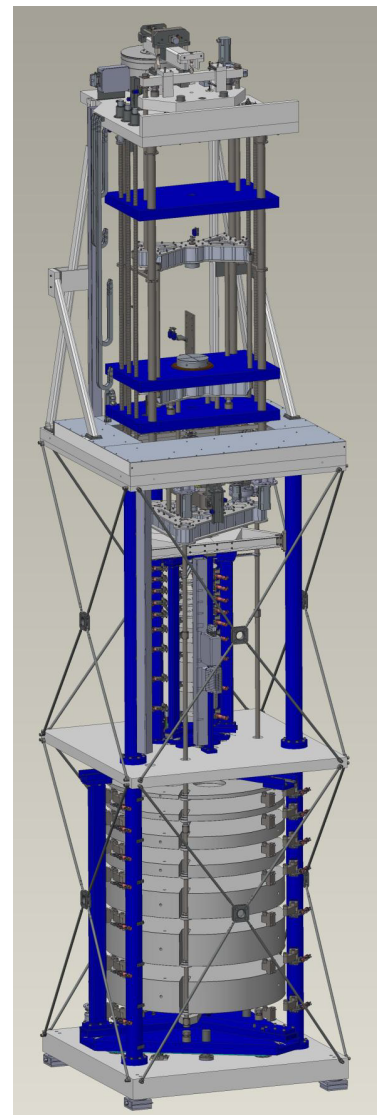


Abb. D.1: CAD der 200 kN K-NME (Kumme et al., 2017).

Tab. D.1: Massen der K-NME (Kumme et al., 2017). Die Massen Nr. 1 bis 9 sind im oberen Massestapel untergebracht, die übrigen im unteren Massestapel. Die erweiterte relative Unsicherheit der Massenbestimmung liegt bei 3×10^{-6} . Die Höhen sind bezogen auf die Höhe des Hallenbodens im Erdgeschoss.

(a) Oberer Massestapel.			(b) Unterer Massestapel.		
Nr.	Sollmasse [kg]	Höhe [m]	Nr.	Sollmasse [kg]	Höhe [m]
1	5.096	0.027	10	509.629	−2.015
2	5.096	−0.077	11	1 019.259	−2.215
3	10.193	−0.186	12	2 038.516	−2.458
4	20.385	−0.299	13	2 038.516	−2.732
5	20.385	−0.415	14	4 077.031	−3.068
6	50.963	−0.545	15	5 096.289	−3.497
7	101.926	−0.711	16	5 096.289	−3.956
8	203.852	−0.949			
9	203.852	−1.237			

D.2 Koordinatensystem an der K-NME

Die Lage der Gravimeterstandpunkte (vgl. Abschnitt 4.1.1) im Nahbereich der Kraftmaschine ist in Abbildung D.2 für das Erdgeschoss (Höhe $h = 0$ m) gezeigt.

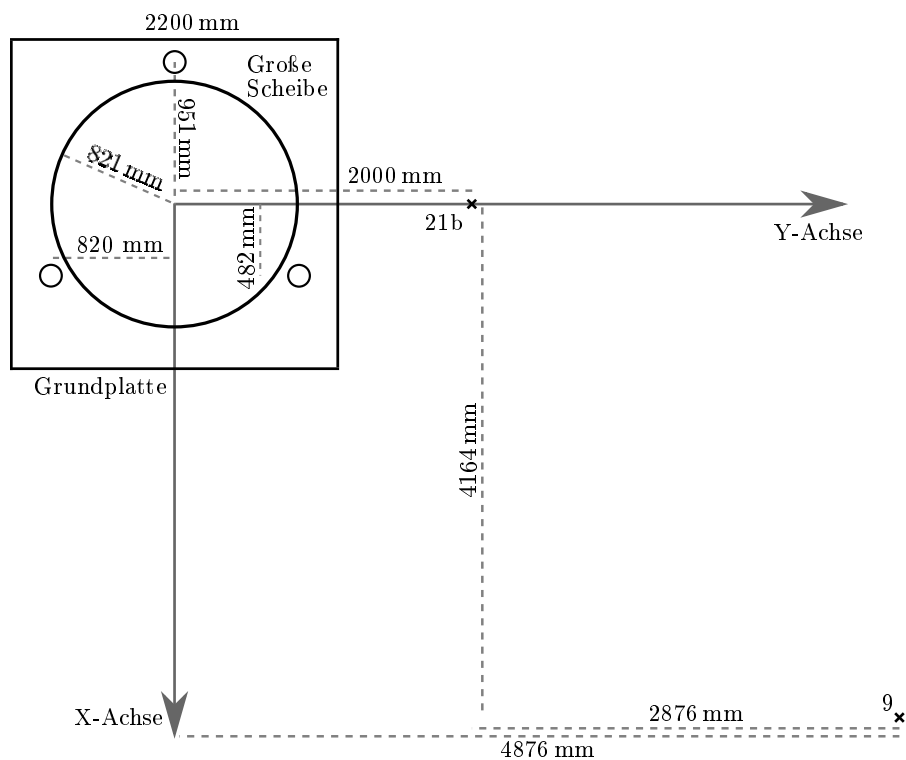


Abb. D.2: Koordinatensystem auf der Ebene des Erdgeschosses.

D.3 Absolutgravimetermessungen

An der PTB in Braunschweig wurde im Jahr 2008 ein zweiter Absolutpunkt, zusätzlich zu dem DSGN94 Punkt, angelegt. Der Punkt befindet sich im Keller des Gauß-Bau im Zentrum einer ehemaligen Gleiswaage. Aufgrund der massiven Bauweise der Anlage und eingeschränkten Zugänglichkeit ist ein langes Bestehen dieses Punktes wahrscheinlich. Auf dem Gelände der PTB gibt es verschiedene Grundwassermessstellen, die jedoch seit dem Jahr 2002 nicht mehr von der Stadt Braunschweig genutzt werden. An der Nord-Ost Grenze des Geländes liegt eine weitere Messstelle, die episodisch von der Stadt Braunschweig gemessen wird. Die Änderungen des Grundwasserspiegels mit einer durchschnittlichen Variation von 0.9 m und Spitzenwerten von 2 m korrelieren jedoch nicht mit den gemessenen Schwereänderungen seit dem Jahr 2008.

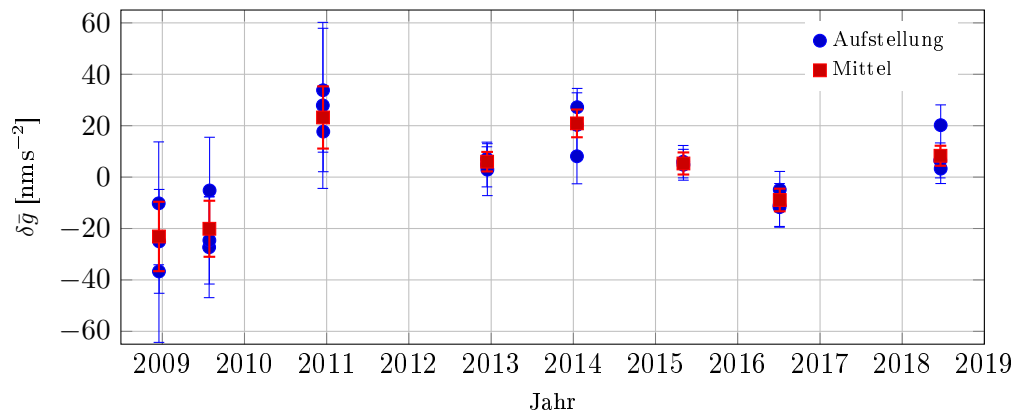


Abb. D.3: Messungen der IfE Absolutgravimeter in der Alten Gleiswaage an der PTB Braunschweig mit einem mittleren $\bar{g} = 9.812523058 \text{ m/s}^2$ in der Höhe von 1.25 m über der Bodenmarke. Die Messungen bis einschließlich 2011 wurden mit dem FG5-220 durchgeführt. Ab 2012 wurde das FG5X-220 eingesetzt.

Dieser Absolutpunkt wurde auch genutzt um die Relativgravimeter-Messkampagnen im Rahmen der K-NME aus verschiedenen Epochen zu verbinden. Die Abbildung D.3 zeigt die Zeitreihe der AG Messungen des IfE mit dem FG5-220 (bis 2011) und dem FG5X-220 (ab 2012). Die Messungen sind bezogen auf eine Höhe von 1.25 m über der Bodenmarke („Deutsches Schweregrundnetz“), die im Jahr 2013 installiert wurde. Frühere Messungen wurden um die 3.5 mm hohe Markierung korrigiert. Die Tabelle D.3 enthält die anhand des Setscatters gewichteten gemittelten Schwerewerte g der einzelnen Epochen.

Tab. D.3: Absolutgravimetermessungen g und Standardabweichung des gewichteten Mittels σ_g des FG5-220 und FG5X-220 bezogen auf 1.25 m über der Bodenmarke an der PTB in Braunschweig.

Datum	g [m/s ²]	σ_g [nm/s ²]
17.12.2008	9.812 523 035	13.5
29.07.2009	9.812 523 038	10.9
16.12.2010	9.812 523 081	12.1
14.12.2012	9.812 523 064	3.8
17.01.2014	9.812 523 079	5.4
05.05.2015	9.812 523 064	4.3
06.07.2016	9.812 523 049	4.4
20.06.2018	9.812 523 067	3.9

E Hannover Institut für Technologie

Der Hannover Institut für Technologie (HITec) Forschungsbau beherbergt das VLBAI und ein kombiniertes Gravimetrie- und Laserscanninglabor des IfE und des Geodätischen Instituts Hannover (GIH). Der Grundriss in Abbildung E.1 zeigt die Lage der Labore im Gebäude. Die in der Abbildung südliche Seite des Untergeschosses mit dem VLBAI Labor liegt mit 4.98 m unter dem Erdgeschoss tiefer als die Seite des Gravimetrielabors. Das Gravimetrielabor hat auf der Nordseite ein eigenes Zwischengeschoss 1.56 m unter dem Erdgeschoss. In Abbildung 4.7 ist ein Querschnitt des Gebäudes gezeigt. Der so genannte Technik-Backbone enthält über die gesamte Höhe des Gebäudes Geräte zur Unterstützung der angrenzenden Labore (Stromversorgung, Lüftung, etc.).

Das Koordinatensystem zur Berechnung der Attraktionseffekte der Massen innerhalb des Gebäudes ist in der Position des VLBAI gelagert. Die Höhe $h = 0$ entspricht der Oberkante des Betonfundaments auf dem das VLBAI steht. Die Koordinatenachsen sind parallel zu den Seiten des Fundamentes ausgerichtet, so dass die y -Achse in Richtung der Längsachse des Fundamentes und die x -Achse ungefähr nach Norden zeigt.

Im Gravimetrielabor können die Pfeiler FU01 und FU02 von Absolutgravimetern besetzt werden. Die anderen zwei Fundamente sind für Relativgravimeter und andere Messgeräte vorgesehen.

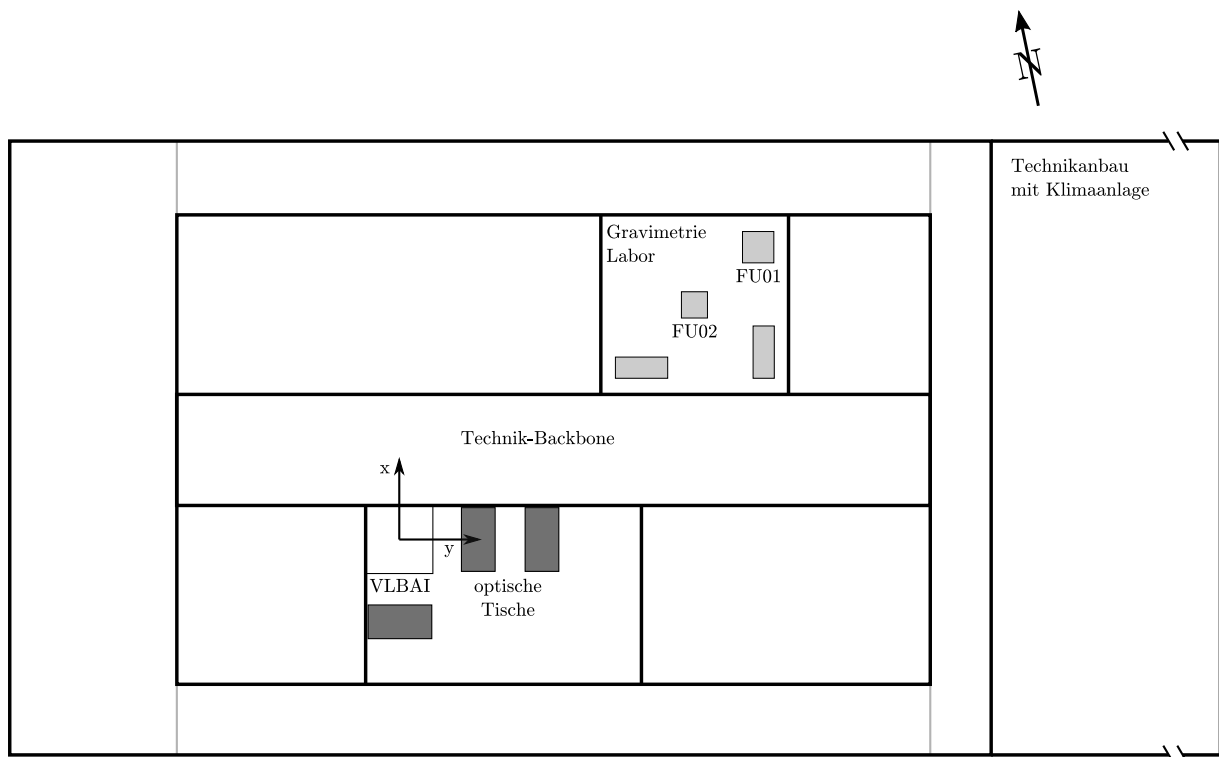


Abb. E.1: Grundriss des HITec Untergeschoss mit der Lage der VLBAI- und Gravimetrielabore in nicht maßstäblicher Darstellung. Der Technikanbau ist stark verkürzt dargestellt.

E.1 Gravimetrische Messungen

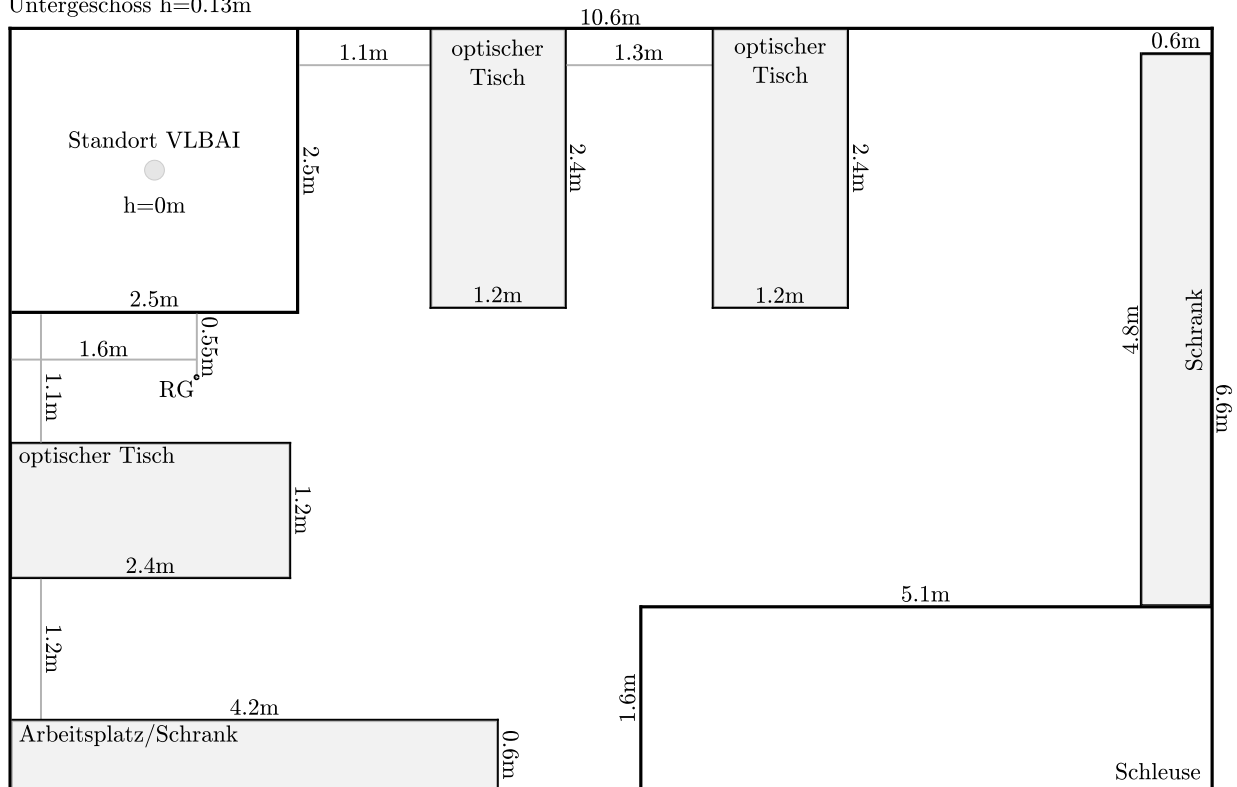
Während der Messkampagne im Juni 2017 wurde über drei Tage hinweg mit zwei Gravimetern ein Netz entlang des VLBAI auf der Hauptachse und parallel dazu gemessen (vgl. Abbildung 4.7). Auf der Hauptachse wurde ein Gerüst errichtet, auf dem auf sieben Plattformen Messungen durchgeführt wurden. Die Punkte auf den Plattformen sind von unten nach oben mit Punktnummern von 10 bis 70 bezeichnet. Auf dem parallelen Profil sind in jedem Stockwerk ein Bodenpunkt (Untergeschoss: 1000; Erdgeschoss: 2000; Obergeschoss: 3000) und jeweils zwei weitere Punkte mit Stativen gemessen worden. Die Lage der Punkte ist in Abbildung E.2 dargestellt. Aus diesen drei Punkten übereinander wurde für jedes Stockwerk ein linearer Schweregradient berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle E.1 zusammengefasst.

Die ausgeglichenen Schwerewerte in Tabelle E.2a sind in der Sensorhöhe der Instrumente von jeweils 25 cm angegeben. Das B-114 wurde auf einem höhenverstellbaren Bodenteller eingesetzt der diese Höhe ermöglichte. Die Höhenangaben in Tabelle E.2a beziehen sich auf die Oberkante des Betonfundaments und ist identisch zur Höhendefinition in Abschnitt 4.2. In Ergänzung zu den Gradienten neben dem VLBAI wurden ebenso die Gradienten auf den AG Pfeilern im Gravimetrielabor gemessen und in Tabelle E.2b aufgeführt.

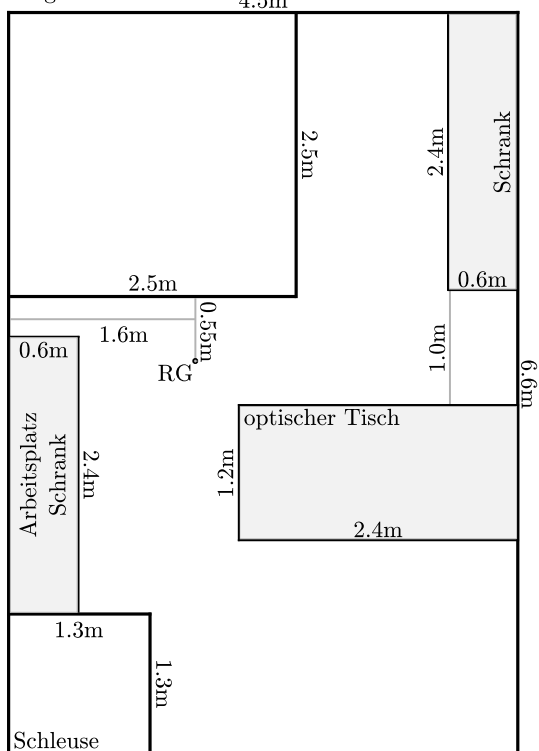
Tab. E.1: Ergebnisse der Messkampagne im Juni 2017. Die ausgeglichenen Schwerewerte im Bereich des VLBAI (a) sind bezogen auf die Höhe $h = 0$ auf dem Betonfundament am Standort des VLBAI. Der Schwerewert im Erdgeschoss (Punkt 2000) wurde von den Ergebnissen abgezogen. Die Gradienten (b) wurden im Gravimetrielabor (FU01, FU02) und parallel zum VLBAI gemessen.

(a) Ausgegliche Scherewerte.				(b) Gradienten.		
Punkt	h [m]	δg [nm/s ²]	σ [nm/s ²]	Punkt	dg/dh [nm s ⁻² /cm]	σ [nm s ⁻² /cm]
10	2.321	7 260	23	FU01	-30.36	13
20	4.320	2 199	28	FU02	-30.99	5
30	6.323	-2 990	25	1000	-27.67	8
40	8.317	-8 880	41	2000	-28.40	6
50	10.320	-14 111	45	3000	-30.33	15
60	12.316	-19 751	45			
70	14.317	-25 851	45			
1000	0.382	12 699	16			
2000	5.236	0	20			
3000	10.430	-14 147	18			

Untergeschoss h=0.13m



Erdgeschoss h=4.98m



Obergeschoss h=10.18m

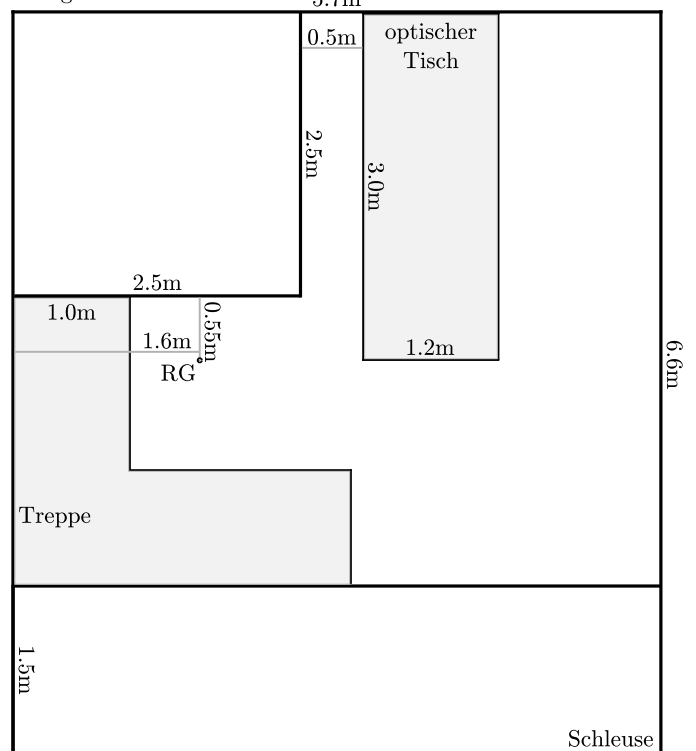


Abb. E.2: Lageplan und Maße der VLBAI Labore in den drei Stockwerken. Die Einrichtung entspricht dem Ausstattungsplan. Die Kennzeichnung RG markiert die Standpunkte der RG Messungen im Juni 2017. Der Höhenbezug ist die Oberkante des Betonfundaments am VLBAI Standort.

Abkürzungsverzeichnis

AG	Absolutgravimeter
AI	Atominterferometer
AQG	Absolute Quantum Gravimeter
Atmacs	Atmospheric attraction computation service
BEC	Bose-Einstein-Kondensat (Bose-Einstein condensate)
BFO	Schwarzwald Observatorium, bzw. Black Forest Observatory
BIPM	Internationales Büro für Maß und Gewicht, bzw. Bureau International des Poids et Mesures
BKG	Bundesamt für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main
CAG	Cold Atom Gravimeter
CCM	Consultative Committee for Mass and Related Quantities
CCM-WGG	Working Group on Gravimetry on the Consultative Committee for Mass and Related Quantities
CCR	Corner Cube Reflector
CENAM	Centro Nacional de Metrología, Querétaro, Mexico
CIPM	Internationales Komitee für Maß und Gewicht, bzw. Comité International des Poids et Mesures
CIPM-MRA	Comité International des Poids et Mesures Mutual Recognition Agreement
DC	Diffraction Correction
DoE	Degree of Equivalence
DI	Designiertes Institut; Teilnehmer einer Key Comparison im Auftrag eines NMI
DWD	Deutscher Wetterdienst
ECAG	European Comparison of Absolute Gravimeters
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ERA	ECMWF ReAnalysis
EURAMET	European Association of National Metrology Institutes
GAIN	Gravimetric Atom Interferometer
GFZ	Helmholtz-Zentrum Potsdam – Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ
HITec	Hannover Institut für Technologie, Leibniz Universität Hannover
HU	Humboldt-Universität zu Berlin
IB	Inverser Barometereffekt
ICAG	International Comparison of Absolute Gravimeters
IERS	International Earth Rotation and Reference Systems Service
IfE	Institut für Erdmessung, Leibniz Universität Hannover
IGETS	International Geodynamics and Earth Tide Service (ehemals Global Geodynamics Project)
INRIM	Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica
IQ	Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover
JILA	Joint Institute for Laboratory Astrophysics
K-NME	Kraft-Normalmesseinrichtung
KC	Key Comparison
KCRV	Key Comparison Reference Value
L&R	LaCoste & Romberg
LIAG	Leibniz Institut für Angewandte Geophysik, Hannover
LNE	Laboratoire National de Métrologie et d'Essais
LUH	Leibniz Universität Hannover
MOT	magneto-optische Falle, bzw. 3D-Magneto-Optical Trap
NIB	Nicht-inverser Barometereffekt
NMI	Nationales Metrologisches Institut

NWM	Numerisches Wettermodell
OSO	Onsala Space Observatory, Chalmers University of Technology, Göteborg
PS	Pilot Study
PSD	Position Sensitive Detector
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig
QG	Quantengravimeter
QG-1	Quantum Gravimeter QG-1
RG	Relativgravimeter
RICAG	Regional International Comparison of Absolute Gravimeters
RMS	Root Mean Square
SAC	Self Attraction Correction
SG	Supraleitgravimeter
SI	Internationales Einheitensystem, bzw. Système International des d'unités
SYRTE	Systèmes de Référence Temps-Espace
TIA	Time Interval Analyzer
TTL	Transistor-Transistor Logic
USSA1976	U.S. Standard Atmosphere 1976
VGKH	Vertikale Gravimeter-Kalibrierlinie Hannover
VLBAI	Very Large Baseline Atom Interferometer

Literatur

- Abe, M., C. Kroner, J. Neumeyer und X. D. Chen (2010). „Assessment of atmospheric reductions for terrestrial gravity observations“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 146, S. 11825–11845 (siehe S. 30).
- Abend, S., M. Gebbe, M. Gersemann, H. Ahlers, H. Müntinga, E. Giese, N. Gaaloul, C. Schubert, C. Lämmerzahl, W. Ertmer, W. P. Schleich und E. M. Rasel (2016). „Atom-chip fountain gravimeter“. In: *Physical Review Letters* 117.20, 203003. DOI: 10.1103/physrevlett.117.203003 (siehe S. 22, 23).
- Andersen, O. B., S. I. Seneviratne, J. Hinderer und P. Viterbo (2005). „GRACE-derived terrestrial water storage depletion associated with the 2003 European heat wave“. In: *Geophysical Research Letters* 32.18, L18405. DOI: 10.1029/2005gl023574 (siehe S. 51).
- Asenbaum, P., C. Overstreet, T. Kovachy, D. D. Brown, J. M. Hogan und M. A. Kasevich (2017). „Phase shift in an atom interferometer due to spacetime curvature across its wave function“. In: *Physical Review Letters* 118.18, 183602. DOI: 10.1103/physrevlett.118.183602 (siehe S. 23, 87).
- Ashby, N. (2018a). „Relativistic theory of the falling retroreflector gravimeter“. In: *Metrologia* 55.1, S. 1–10. DOI: 10.1088/1681-7575/aa9ba1 (siehe S. 10).
- Ashby, N. (2018b). „Reply to comment on 'Relativistic theory of the falling cube gravimeter'“. In: *Metrologia* 55.2, S. 316–317. DOI: 10.1088/1681-7575/aaac42 (siehe S. 10).
- Ashby, N. (2018c). „Reply to 'No correction for the light propagation within the cube: Comment on *Relativistic theory of the falling cube gravimeter*'“. In: *Metrologia* 55.3, S. 448–449. DOI: 10.1088/1681-7575/aab9c5 (siehe S. 10).
- Ashby, N. (2018d). „Reply to 'Dynamic phase shift within a falling glass cube is negligible: comment on 'Relativistic Theory of the falling cube gravimeter'“. In: *Metrologia* 55.4, S. 614–617. DOI: 10.1088/1681-7575/aac441 (siehe S. 10).
- Aspect, A. und J. Villain (2017). „The birth of wave mechanics (1923–1926)“. In: *Comptes Rendus Physique* 18.9–10, S. 583–585. DOI: 10.1016/j.crhy.2017.10.007 (siehe S. 16).
- Barrett, B., P.-A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, J. Lautier und A. Landragin (2014). „Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers“. In: *Atom interferometry*. Hrsg. von G. M. Tino und M. A. Kasevich. Bd. 188. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'. IOS Press, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC, S. 493–555. ISBN: 978-1-61499-447-3. DOI: 10.3254/978-1-61499-448-0-493 (siehe S. 16).
- Barrett, B., L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin und P. Bouyer (2016). „Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness“. In: *Nature Communications* 7, 13786. DOI: 10.1038/ncomms13786 (siehe S. 25).
- Baumann, H., F. Pythoud, D. Blas, S. Sibiryakov, A. Eichenberger und E. E. Klingelé (2015). „Experimental assessment of the speed of light perturbation in free-fall absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 52.5, S. 635–645. DOI: 10.1088/0026-1394/52/5/635 (siehe S. 10).
- Becker, D., M. D. Lachmann, S. T. Seidel, H. Ahlers, A. N. Dinkelaker, J. Grosse, O. Hellmig, H. Müntinga, V. Schkolnik, T. Wendrich, A. Wenzlawski, B. Weps, R. Corgier, T. Franz, N. Gaaloul, W. Herr, D. Lüdtke, M. Popp, S. Amri, H. Duncker, M. Erbe, A. Kohfeldt, A. Kubelka-Lange, C. Braxmaier, E. Charron, W. Ertmer, M. Krutzik, C. Lämmerzahl, A. Peters, W. P. Schleich, K. Sengstock, R. Walser, A. Wicht, P. Windpassinger und E. M. Rasel (2018). „Space-borne Bose–Einstein condensation for precision interferometry“. In: *Nature* 562.7727, S. 391–395. DOI: 10.1038/s41586-018-0605-1 (siehe S. 25).
- Bidel, Y., N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel und M. F. Lequentrec-Lalancette (2018). „Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry“. In: *Nature Communications* 9.627. DOI: 10.1038/s41467-018-03040-2 (siehe S. 24).
- Biolcati, E., S. Svitlov und A. Germak (2012). „Self-attraction effect and correction on three absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 49.4, S. 560–566. DOI: 10.1088/0026-1394/49/4/560 (siehe S. 9).
- Bordé, C. J. (1989). „Atomic interferometry with internal state labelling“. In: *Physics Letters A* 140.1–2, S. 10–12. DOI: 10.1016/0375-9601(89)90537-9 (siehe S. 16, 17).

- Bos, M. und H.-G. Scherneck (2018). *Free ocean tide loading provider*. URL: <http://holt.oso.chalmers.se/loading/> (besucht am 07.11.2018) (siehe S. 27).
- Boy, J.-P., P. Gegout und J. Hinderer (2002). „Reduction of surface gravity data from global atmospheric pressure loading“. In: *Geophysical Journal International* 149.2, S. 534–545. DOI: 10.1046/j.1365-246x.2002.01667.x (siehe S. 31).
- Canuel, B., A. Bertoldi, L. Amand, E. P. di Borgo, T. Chantrait, C. Danquigny, M. D. Álvarez, B. Fang, A. Freise, R. Geiger, J. Gillot, S. Henry, J. Hinderer, D. Holleville, J. Junca, G. Lefèvre, M. Merzougui, N. Mielec, T. Monfret, S. Pelisson, M. Prevedelli, S. Reynaud, I. Riou, Y. Rogister, S. Rosat, E. Cormier, A. Landragin, W. Chaibi, S. Gaffet und P. Bouyer (2018). „Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer“. In: *Scientific Reports* 8.1. DOI: 10.1038/s41598-018-32165-z (siehe S. 25).
- Carter, W. E., G. Peter, G. S. Sasagawa, F. J. Klopping, K. A. Berstis, R. L. Hilt, G. L. Christy, P. Nelson, W. Hollander, T. M. Niebauer, H. Seeger, B. Richter, H. Wilmes und A. Lothhammer (1994). „New gravity meter improves measurements“. In: *EOS, Transactions American Geophysical Union* 75.8, S. 90. DOI: 10.1029/94eo00542 (siehe S. 3, 7).
- CCM (2015). *CCM - IAG strategy for metrology in absolute gravimetry - role of CCM and IAG*. Version vom 28.01.2015. URL: <http://www.bipm.org/wg/AllowedDocuments.jsp?wg=CCM-WGG> (besucht am 10.10.2015) (siehe S. 42, 47, 50, 101).
- CCM-WGG (2018). *Comparison of absolute gravimeters EURAMET.M.G-K3 Key Comparison and Pilot Study - technical protocol version 3.1*. Stand: 16.04.2018 (siehe S. 8, 50).
- Cerutti, G., L. Cannizzo, A. Sakuma und J. Hostache (1974). „A transportable apparatus for absolute gravity measurements“. In: *VDI-Berichte* 212, S. 49–51 (siehe S. 3).
- Chaibi, W., R. Geiger, B. Canuel, A. Bertoldi, A. Landragin und P. Bouyer (2016). „Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays“. In: *Physical Review D* 93.2, 021101. DOI: 10.1103/physrevd.93.021101 (siehe S. 25).
- Chartier, J.-M., J. Labot, G. Sasagawa, T. M. Niebauer und W. Hollander (1993). „A portable iodine stabilized He-Ne laser and its use in an absolute gravimeter“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 42.2, S. 420–422. DOI: 10.1109/19.278595 (siehe S. 7, 43).
- Chartier, J.-M., A. Chartier, R. Felder, R. Goebel, J. Labot, S. Picard, L. Robertsson, L. Vitushkin und A. Zarka (1998). „BIPM activities related to realization of the definition of the metre“. In: *1998 Conference on Precision Electromagnetic Measurements Digest (Cat. No.98CH36254)*. IEEE, S. 293–294. DOI: 10.1109/cpem.1998.699914 (siehe S. 43).
- Christophe, B., B. Foulon, F. Liorzou, V. Lebat, D. Boulanger, P.-A. Huynh, N. Zahzam, Y. Bidet und A. Bresson (2018). „Status of development of the future accelerometers for next generation gravity missions“. In: *Joint Scientific Assembly of the IAG and IASPEI* (Kobe, Japan, 30. Juli–4. Aug. 2017). International Association of Geodesy Symposia. Springer, Berlin, Heidelberg. DOI: 10.1007/1345_2018_42 (siehe S. 25).
- Chu, S., L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin (1985). „Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure“. In: *Physical Review Letters* 55.1, S. 48–51. DOI: 10.1103/PhysRevLett.55.48 (siehe S. 19).
- Cox, M. G. (2002). „The evaluation of key comparison data“. In: *Metrologia* 39.6, S. 589–595. DOI: 10.1088/0026-1394/39/6/10 (siehe S. 47).
- Creutzfeldt, B., T. Ferré, P. Troch, B. Merz, H. Wziontek und A. Güntner (2012). „Total water storage dynamics in response to climate variability and extremes: Inference from long-term terrestrial gravity measurement“. In: *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 117, S. D08112. DOI: 10.1029/2011jd016472 (siehe S. 51).
- Cronin, A. D., J. Schmiedmayer und D. E. Pritchard (2009). „Optics and interferometry with atoms and molecules“. In: *Reviews of Modern Physics* 81.3, S. 1051–1129. DOI: 10.1103/revmodphys.81.1051 (siehe S. 17).
- D’Agostino, G., S. Desogus, A. Germak, C. Origlia, D. Quagliotti, G. Berrino, G. Corrado, V. d’Errico und G. Ricciardi (2008). „The new IMGC-02 transportable absolute gravimeter: measurement apparatus and applications in geophysics and volcanology“. In: *Annals of Geophysics* 51.1, S. 39–49. DOI: 10.4401/ag-3038 (siehe S. 3, 6).
- Darwin, G. H. (1883). „The harmonic analysis of tidal observations“. In: *The Scientific Papers of Sir George Darwin. Ocean Tides and Lunar Disturbance of Gravity*. Bd. 1. Neuveröffentlichung der Ausgabe aus dem Jahr 1907. Cambridge University Press, New York, S. 1–69. DOI: 10.1017/cbo9780511703461 (siehe S. 26).
- Davisson, C. J. und L. H. Germer (1927). „Diffraction of electrons by a crystal of nickel“. In: *Physical Review* 30.6, S. 705–740. DOI: 10.1103/PhysRev.30.705 (siehe S. 16).
- De Broglie, L. (1923). „Ondes et quanta“. In: *Comptes Rendus of the Académie des Sciences* 177, S. 507–510 (siehe S. 16).

- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut und F. Vitart (2011). „The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system“. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137.656, S. 553–597. DOI: 10.1002/qj.828 (siehe S. 28).
- Dehant, V. (1987). „Tidal parameters for an inelastic Earth“. In: *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 49.1-2, S. 97–116. DOI: 10.1016/0031-9201(87)90134-8 (siehe S. 27).
- Delahaye, F. und T. J. Witt (2002). „Linking the results of key comparison CCEM-K4 with the 10 pF results of EUROMET.EM-K4“. In: *Metrologia* 39.1A, 01005. DOI: 10.1088/0026-1394/39/1a/5 (siehe S. 50).
- Douch, K., H. Wu, C. Schubert, J. Müller und F. Pereira Dos Santos (2018). „Simulation-based evaluation of a cold atom interferometry gradiometer concept for gravity field recovery“. In: *Advances in Space Research* 61.5, S. 1307–1323. DOI: 10.1016/j.asr.2017.12.005 (siehe S. 25).
- Ducarme, B. und K. Schueller (2018). „Canonical wave grouping as the key to optimal tidal analysis“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 150, S. 12131–12244 (siehe S. 14).
- Dutta, I., D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. G. Alzar, R. Geiger und A. Landragin (2016). „Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/s rotation stability“. In: *Physical Review Letters* 116.18, 183003. DOI: 10.1103/physrevlett.116.183003 (siehe S. 24).
- Dykowski, P. und J. Krynski (2015). „Quality assessment of the new gravity control in Poland: first estimate“. In: *IGFS 2014*. 3rd International Gravity Field Service (IGFS) (Shanghai, China, 30. Juni–6. Juli 2014). Hrsg. von S. Jin und R. Barzaghi. Bd. 144. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 3–9. ISBN: 978-3-319-39819-8. DOI: 10.1007/1345_2015_46 (siehe S. 15).
- Dykowski, P., J. Krynski und M. Sękowski (2015). „The A10 gravimeter total uncertainty budget estimation: a case study using the A10-020“. In: *IAG 150 years*. IAG Scientific Assembly in Postdam, Germany, 2013 (Postdam, Deutschland, 1.–6. Sep. 2013). Hrsg. von C. Rizos und P. Willis. Bd. 143. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 219–225. ISBN: 978-3-319-24603-1. DOI: 10.1007/1345_2015_98 (siehe S. 6, 15).
- ECMWF (2017). „Part III: Dynamics and numerical procedures“. In: *IFS Documentation (CY43R3)*. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. Kap. 3. URL: https://www.ecmwf.int/en/publications/search?solrsort=ts_biblio_year%20desc&secondary_title=%22IFS%20Documentation%22 (besucht am 10.10.2017) (siehe S. 28).
- Etling, D. (2008). *Theoretische Meteorologie. Eine Einführung*. 3. Aufl. Springer, Berlin, Heidelberg, New York. ISBN: 978-3-540-75978-2. DOI: 10.1007/978-3-540-75979-9 (siehe S. 33).
- Falk, R., J. Müller, N. Lux, H. Wilmes und H. Wziontek (2012). „Precise gravimetric surveys with the field absolute gravimeter A-10“. In: *Geodesy for Planet Earth. Proceedings of the 2009 IAG Symposium* (Buenos Aires, Argentinien, 31. Aug.–4. Sep. 2009). Hrsg. von S. Kenyon, M. C. Pacino und U. Marti. Bd. 136. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Berlin, Heidelberg, S. 273–279. ISBN: 978-3-642-20337-4. DOI: 10.1007/978-3-642-20338-1_33 (siehe S. 6, 15).
- Faller, J. E. (1965). „Results of an absolute determination of the acceleration of gravity“. In: *Journal of Geophysical Research* 70.16, S. 4035–4038. DOI: 10.1029/jz070i016p04035 (siehe S. 3).
- Faller, J. E. (1963). „Absolute interferometric determination of the acceleration of gravity“. Diss. Palmer Physical Laboratory, Princeton University, Princeton, New Jersey (siehe S. 3).
- Faller, J. E., Y. G. Guo, J. Gschwind, T. M. Niebauer, R. L. Rinker und J. Xue (1983). „The JILA portable absolute gravity apparatus“. In: *Bureau Gravimétrique International Bulletin d'Information* 53, S. 87–97 (siehe S. 3).
- Fang, B., I. Dutta, P. Gillot, D. Savoie, J. Lautier, B. Cheng, C. L. G. Alzar, R. Geiger, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos und A. Landragin (2016). „Metrology with atom interferometry: inertial sensors from laboratory to field applications“. In: *8th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2015* (Potsdam, Deutschland, 12.–16. Okt. 2015). Hrsg. von F. Riehle. Bd. 723. Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, Bristol, S. 012049. DOI: 10.1088/1742-6596/723/1/012049 (siehe S. 20).
- Farrell, W. E. (1972). „Deformation of the Earth by surface loads“. In: *Reviews of Geophysics* 10.3, S. 761. DOI: 10.1029/rg010i003p00761 (siehe S. 30, 36).
- Francis, O., T. van Dam, M. Amalvict, M. Andrade de Sousa, M. Bilker, R. Billson, G. D'Agostino, S. Desogus, R. Falk, A. Germak, O. Gitlein, D. Jonhson, F. Klopping, J. Kostecký, B. Luck, J. Mäkinen, D. McLaughlin, E. Nunez, C. Origlia, V. Pálinskás, P. Richard, E. Rodriguez, D. Ruess, D. Schmerge, S. Thies, L. Timmen, M. Van Camp, D. van Westrum und H. Wilmes (2005). „Results of the International Comparison of Absolute Gravimeters in Walferdange (Luxembourg) of November 2003“. In: *Gravity, Geoid and Space Missions*. GGSM 2004 IAG International Symposium (Porto, Portugal, 30. Aug.–1. Sep. 2004). Hrsg. von C. Jekeli, L. Bastos und J. Fernandes. Bd. 129. International

- Association of Geodesy Symposia. Springer, Berlin, Heidelberg, S. 272–275. ISBN: 978-3-540-26932-8. DOI: 10.1007/3-540-26932-0_47 (siehe S. 49).
- Francis, O., T. van Dam, A. Germak, M. Amalvict, R. Bayer, M. Bilker-Koivula, M. Calvo, G.-C. D'Agostino, T. Dell'Acqua, A. Engfeldt, R. Faccia, R. Falk, O. Gitlein, J. Gjevestad, J. Hinderer, D. Jones, J. Kostelecký, N. Le Moigne, B. Luck, J. Mäkinen, D. McLaughlin, T. Olszak, P.-A. Olsson, A. Pachuta, V. Pálinkáš, B. Pettersen, R. Pujol, I. Prutkin, D. Quagliotti, R. Reudink, C. Rothleitner, D. Ruess, C. Shen, V. Smith, S. Svitlov, L. Timmen, C. Ulrich, M. Van Camp, J. Walo, L. Wang, H. Wilmes und L. Xing (2010). „Results of the European Comparison of Absolute Gravimeters in Walferdange (Luxembourg) of November 2007“. In: *Gravity, Geoid and Earth Observation*. IAG Commission 2: Gravity Field (Chania, Griechenland, 23.–27. Juni 2008). Hrsg. von S. Mertikas. Bd. 135. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Berlin, Heidelberg, S. 31–35. ISBN: 978-3-642-10633-0. DOI: 10.1007/978-3-642-10634-7_5 (siehe S. 49).
- Francis, O., H. Baumann, T. Volarik, C. Rothleitner, G. Klein, M. Seil, N. Dando, R. Tracey, C. Ullrich, S. Castelein, H. Hua, W. Kang, S. Chongyang, X. Songbo, T. Hongbo, L. Zhengyuan, V. Pálinkáš, J. Kostelecký, J. Mäkinen, J. Näränen, S. Merlet, T. Farah, C. Guerlin, F. Pereira Dos Santos, N. Le Moigne, C. Champollion, S. Deville, L. Timmen, R. Falk, H. Wilmes, D. Iacovone, F. Baccaro, A. Germak, E. Biolcati, J. Krynski, M. Sękowski, T. Olszak, A. Pachuta, J. Ågren, A. Engfeldt, R. Reudink, P. Inacio, D. McLaughlin, G. Shannon, M. Eckl, T. Wilkins, D. van Westrum und R. Billson (2013). „The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg: results and recommendations“. In: *Metrologia* 50.3, S. 257–268. DOI: 10.1088/0026-1394/50/3/257 (siehe S. 48, 101).
- Francis, O., H. Baumann, C. Ullrich, S. Castelein, M. Van Camp, M. Andrade de Sousa, R. L. Melhorato, C. Li, J. Xu, D. Su, S. Wu, H. Hu, K. Wu, G. Li, Z. Li, W.-C. Hsieh, V. Pálinkáš, J. Kostelecký, J. Mäkinen, J. Näränen, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, P. Gillot, J. Hinderer, J.-D. Bernard, N. Le Moigne, B. Fores, O. Gitlein, M. Schilling, R. Falk, H. Wilmes, A. Germak, E. Biolcati, C. Origlia, D. Iacovone, F. Baccaro, S. Mizushima, R. De Plaen, G. Klein, M. Seil, R. Radinovic, M. Sękowski, P. Dykowski, I.-M. Choi, M.-S. Kim, A. Borreguero, S. Sainz-Maza, M. Calvo, A. Engfeldt, J. Ågren, R. Reudink, M. Eckl, D. van Westrum, R. Billson und B. Ellis (2015). „CCM.G-K2 key comparison“. In: *Metrologia* 52.1A, 07009. DOI: 10.1088/0026-1394/52/1a/07009 (siehe S. 6, 48, 101).
- Freier, C. (2017). „Atom interferometry at geodetic observatories“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät. DOI: 10.18452/17795 (siehe S. 21, 62–64, 95, 96).
- Freier, C., M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller und A. Peters (2016). „Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability“. In: *8th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2015* (Potsdam, Deutschland, 12.–16. Okt. 2015). Hrsg. von F. Riehle. Bd. 723. Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, Bristol, S. 012050. DOI: 10.1088/1742-6596/723/1/012050 (siehe S. 21, 65).
- Freymueller, J. T. und L. Sánchez, Hrsg. (2016). *International Symposium on Earth and Environmental Sciences for Future Generations*. IAG General Assembly (Prag, Tschechische Republik, 22. Juni–2. Juli 2015). Bd. 147. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham. ISBN: 978-3-319-69169-5. DOI: 10.1007/978-3-319-69170-1.
- Fukuda, Y., J. Nishijima, Y. Sofyan, M. Taniguchi, M. Yusuf und H. Z. Abidin (2016). „Application of A10 absolute gravimeter for monitoring land subsidence in Jakarta, Indonesia“. In: *International Symposium on Geodesy for Earthquake and Natural Hazards (GENAH)* (Matsushima, Japan, 22.–26. Juli 2014). Hrsg. von M. Hashimoto. Bd. 145. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 127–134. ISBN: 978-3-319-39767-2. DOI: 10.1007/1345_2016_221 (siehe S. 15).
- Gaaloul, N., J. Hartwig, C. Schubert, W. Ertmer und E. M. Rasel (2014). „Precision interferometry with Bose-Einstein condensates“. In: *Atom interferometry*. Hrsg. von G. M. Tino und M. A. Kasevich. Bd. 188. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'. IOS Press, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC, S. 657–689. ISBN: 978-1-61499-447-3. DOI: 10.3254/978-1-61499-448-0-657 (siehe S. 25).
- Gillot, P., B. Cheng, A. Imanaliev, S. Merlet und F. P. D. Santos (2016). „The LNE-SYRTE cold atom gravimeter“. In: *Proceedings of the European Frequency and Time Forum (EFTF)* (York, Vereinigtes Königreich, 4.–7. Apr. 2016). IEEE. DOI: 10.1109/eftf.2016.7477832 (siehe S. 20, 21).
- Gitlein, O. (2009). „Absolutgravimetrische Bestimmung der Fennoskandischen Landhebung mit dem FG5-220“. Diss. Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Geodäsie und Geoinformatik der Leibniz Universität Hannover, Nr. 281 (siehe S. 1, 2, 6–8, 10, 12, 14, 15, 28, 30–33, 38, 39, 41, 42, 45, 49, 51, 86, 90, 106).
- Goodkind, J. M. (1999). „The superconducting gravimeter“. In: *Review of Scientific Instruments* 70.11, S. 4131–4152. DOI: 10.1063/1.1150092 (siehe S. 12).
- Güntner, A., M. Reich, M. Mikolaj, B. Creutzfeldt, S. Schroeder und H. Wziontek (2017). „Landscape-scale water balance monitoring with an iGrav superconducting gravimeter in a field enclosure“. In: *Hydrology and Earth System Sciences* 21.6, S. 3167–3182. DOI: 10.5194/hess-21-3167-2017 (siehe S. 13).
- Hartmann, T. und H.-G. Wenzel (1995). „Catalogue HW95 of the tide generating potential“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 123, S. 9278–9301 (siehe S. 26).

- Hartwig, J., S. Abend, C. Schubert, D. Schlippert, H. Ahlers, K. Posso-Trujillo, N. Gaaloul, W. Ertmer und E. M. Rasel (2015). „Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer“. In: *New Journal of Physics* 17.3, 035011. DOI: 10.1088/1367-2630/17/3/035011 (siehe S. 23, 24).
- Hauth, M. (2015). „A mobile, high-precision atom-interferometer and its application to gravity observations“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät. DOI: 10.18452/17353 (siehe S. 61).
- Hauth, M., C. Freier, V. Schkolnik, A. Peters, H. Wziontek und M. Schilling (2014). „Atom interferometry for absolute measurements of local gravity“. In: *Atom interferometry*. Hrsg. von G. M. Tino und M. A. Kasevich. Bd. 188. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'. IOS Press, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC, S. 557–603. ISBN: 978-1-61499-447-3. DOI: 10.3254/978-1-61499-448-0-557 (siehe S. 21, 59, 95).
- Heck, B. und K. Seitz (2007). „A comparison of the tesseroid, prism and point-mass approaches for mass reductions in gravity field modelling“. In: *Journal of Geodesy* 81.2, S. 121–136. DOI: 10.1007/s00190-006-0094-0 (siehe S. 39).
- Helmcke, J. (2003). „Realization of the metre by frequency-stabilized lasers“. In: *Measurement Science and Technology* 14.8, S. 1187–1199. DOI: 10.1088/0957-0233/14/8/303 (siehe S. 43).
- Herring, T. A., Hrsg. (2007). *Geodesy*. Bd. 3. Treatise on geophysics. Elsevier, Amsterdam. ISBN: 978-0-444-53460-6.
- Hersbach, H. und D. P. Dee (2016). „ERA5 reanalysis is in production“. In: *ECMWF Newsletter* 147, S. 7. URL: <http://www.ecmwf.int/sites/default/files/elibrary/2016/16299-newsletter-no147-spring-2016.pdf> (besucht am 14.08.2018) (siehe S. 28).
- Hinderer, J., D. Crossley und R. J. Warburton (2007). „Gravimetric methods – superconducting gravity meters“. In: *Geodesy*. Hrsg. von T. A. Herring. Bd. 3. Treatise on geophysics. Elsevier, Amsterdam. Kap. 4, S. 65–122. ISBN: 978-0-444-53460-6. DOI: 10.1016/B978-0-444-52748-6/00172-3 (siehe S. 11, 12).
- Hinderer, J., M. Calvo, Y. Abdelfettah, B. Hector, U. Riccardi, G. Ferhat und J.-D. Bernard (2015). „Monitoring of a geothermal reservoir by hybrid gravimetry; feasibility study applied to the Soultz-sous-Forêts and Rittershoffen sites in the Rhine graben“. In: *Geothermal Energy* 3.16. DOI: 10.1186/s40517-015-0035-3 (siehe S. 15).
- Hinderer, J., B. Hector, A. Mémin und M. Calvo (2016). „Hybrid gravimetry as a tool to monitor surface and underground mass changes“. In: *International Symposium on Earth and Environmental Sciences for Future Generations*. IAG General Assembly (Prag, Tschechische Republik, 22. Juni–2. Juli 2015). Hrsg. von J. T. Freymueller und L. Sánchez. Bd. 147. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 123–130. ISBN: 978-3-319-69169-5. DOI: 10.1007/1345_2016_253 (siehe S. 15, 38).
- Hofmann-Wellenhof, B. und H. Moritz (2005). *Physical Geodesy*. Springer, Wien, New York. ISBN: 978-3-211-27467-5. DOI: 10.1007/b139113 (siehe S. 34).
- Hu, H., S. Svitlov, C. Rothleitner, J. Schäfer, J. Zhang und L. J. Wang (2010). „Improvements of the MPG-2 transportable absolute ballistic gravimeter“. In: *Metrologia* 47.5, S. 575–582. DOI: 10.1088/0026-1394/47/5/008 (siehe S. 6).
- Huge, J. (2014). „Übertragen des Maßstabes von der Gravimeter Eichlinie Harz auf die vertikale Eichlinie Hannover“. Bachelorarbeit. Institut für Erdmessung, Leibniz Universität Hannover (siehe S. 12, 54, 106).
- IGC (1988). „International Absolute Gravity Basestation Network (IAGBN) absolute gravity observations data processing standards & station documentation“. In: *Bureau Gravimétrique International Bulletin d'Information* 63. International Gravity Commission - Working Group II, S. 51–57 (siehe S. 28, 30).
- Jentzsch, G. (2008). „The automated Burris gravity meter – a new instrument using an old principle“. In: *IAG symposium on Terrestrial Gravimetry: Static and Mobile Measurements (TG-SMM2007)* (St. Petersburg, Russland, 20.–23. Aug. 2007). Hrsg. von V. G. Peshekhonov. State Research Center of Russia Elektropribor, S. 21–28. ISBN: 978-5-900780-76-4 (siehe S. 52).
- Jentzsch, G., R. Schulz und A. Weise (2015). „Ein bekanntes Prinzip in einem neuen Gravimeter: das automatisierte Burris-Gravimeter“. In: *avn - Allgemeine Vermessungs Nachrichten* 122.5, S. 168–175 (siehe S. 53).
- Jiang, Z., V. Pálinkáš, O. Francis, H. Baumann, J. Mäkinen, L. Vitushkin, S. Merlet, L. Tisserand, P. Jousset, C. Rothleitner, M. Becker, L. Robertsson und E. F. Arias (2013). „On the gravimetric contribution to watt balance experiments“. In: *Metrologia* 50.5, S. 452–471. DOI: 10.1088/0026-1394/50/5/452 (siehe S. 50).
- Jiang, Z., V. Pálinkáš, F. E. Arias, J. Liard, S. Merlet, H. Wilmes, L. Vitushkin, L. Robertsson, L. Tisserand, F. P. D. Santos, Q. Bodart, R. Falk, H. Baumann, S. Mizushima, J. Mäkinen, M. Bilker-Koivula, C. Lee, I. M. Choi, B. Karaboc, W. Ji, Q. Wu, D. Ruess, C. Ullrich, J. Kostecký, D. Schmerge, M. Eckl, L. Timmen, N. L. Moigne, R. Bayer, T. Olszak, J. Ågren, C. D. Negro, F. Greco, M. Diamant, S. Deroussi, S. Bonvalot, J. Krynski, M. Sękowski, H. Hu, L. J. Wang, S. Svitlov, A. Germak, O. Francis, M. Becker, D. Inglis und I. Robinson (2012). „The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters 2009: the first Key Comparison (CCM.G-K1) in the field of absolute gravimetry“. In: *Metrologia* 49.6, S. 666–684. DOI: 10.1088/0026-1394/49/6/666 (siehe S. 9, 49).

- Jin, S. und R. Barzaghi, Hrsg. (2016). *IGFS 2014*. 3rd International Gravity Field Service (IGFS) (Shanghai, China, 30. Juni–6. Juli 2014). Bd. 144. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham. ISBN: 978-3-319-39819-8. DOI: 10.1007/978-3-319-39820-4.
- Kacker, R., K.-D. Sommer und R. Kessel (2007). „Evolution of modern approaches to express uncertainty in measurement“. In: *Metrologia* 44.6, S. 513–529. DOI: 10.1088/0026-1394/44/6/011 (siehe S. 47).
- Kanngieser, E., K. Kummer, W. Torge und H.-G. Wenzel (1983). *Das Gravimeter Eichsystem Hannover*. Techn. Ber. Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Vermessungswesen der Universität Hannover, Nr. 120 (siehe S. 54).
- Kasevich, M. A. und S. Chu (1991). „Atomic interferometry using stimulated Raman transitions“. In: *Physical Review Letters* 67.2, S. 181–184. DOI: 10.1103/physrevlett.67.181 (siehe S. 18).
- Kasevich, M. A. und S. Chu (1992). „Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer“. In: *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 54.5, S. 321–332. DOI: 10.1007/bf00325375 (siehe S. 18, 20).
- Keith, D. W., C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard (1991). „An interferometer for atoms“. In: *Physical Review Letters* 66.21, S. 2693–2696. DOI: 10.1103/physrevlett.66.2693 (siehe S. 16).
- Kennedy, J., T. P. A. Ferré, A. Güntner, M. Abe und B. Creutzfeldt (2014). „Direct measurement of subsurface mass change using the variable baseline gravity gradient method“. In: *Geophysical Research Letters* 41.8, S. 2827–2834. DOI: 10.1002/2014gl059673 (siehe S. 15, 38).
- Klügel, T. und H. Wziontek (2009). „Correcting gravimeters and tiltmeters for atmospheric mass attraction using operational weather models“. In: *Journal of Geodynamics* 48.3-5, S. 204–210. DOI: 10.1016/j.jog.2009.09.010 (siehe S. 31, 35, 69, 72).
- Křen, P. und V. Pálinkáš (2018). „Comment on ‘Relativistic theory of the falling retroreflector gravimeter‘“. In: *Metrologia* 55.2, S. 314–315. DOI: 10.1088/1681-7575/aaac46 (siehe S. 10).
- Křen, P., V. Pálinkáš und P. Mašika (2016). „On the effect of distortion and dispersion in fringe signal of the FG5 absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 53.1, S. 27–40. DOI: 10.1088/0026-1394/53/1/27 (siehe S. 9, 51).
- Křen, P., V. Pálinkáš, P. Mašika und M. Vaľko (2017). „Effects of impedance mismatch and coaxial cable length on absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 54.2, S. 161–170. DOI: 10.1088/1681-7575/aa5ba1 (siehe S. 9, 50, 51).
- Křen, P., V. Pálinkáš und P. Mašika (2018). „On the determination of verticality and Eötvös effects in absolute gravimetry“. In: *Metrologia* 55.4, S. 451–459. DOI: 10.1088/1681-7575/aac522 (siehe S. 10, 52, 99, 100).
- Kudryavtsev, S. M. (2004). „Improved harmonic development of the Earth tide-generating potential“. In: *Journal of Geodesy* 77.12, S. 829–838. DOI: 10.1007/s00190-003-0361-2 (siehe S. 26).
- Kumme, R., H. Kahmann, F. Tegtmeier, N. Tetzlaff und D. Röske (2017). „PTB’s new 200 kN deadweight force standard machine“. In: *Proceedings of the IMEKO TC3, TC5, TC22 Joint Conference* (Helsinki, Finland, 30. Mai–1. Juni 2017). URL: <https://www.imeko.org/publications/tc3-2017/IMEKO-TC3-2017-032.pdf> (besucht am 18.04.2018) (siehe S. 109, 110).
- Le Gouët, J., T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin und F. P. D. Santos (2008). „Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter“. In: *Applied Physics B* 92.2, S. 133–144. DOI: 10.1007/s00340-008-3088-1 (siehe S. 1, 20, 63, 96).
- Leßmann, L. und J. Müller (2018). „Analysis of non-tidal ocean loading for gravitational potential observations in northern Europe“. In: *Journal of Geodynamics* 119, S. 23–28. DOI: 10.1016/j.jog.2018.05.008 (siehe S. 27).
- Li, C., J.-Y. Xu, J.-Y. Feng, D.-W. Su und S.-Q. Wu (2015). „Correction of NIM-3A absolute gravimeter for self-attraction effect“. In: *Ninth International Symposium on Precision Engineering Measurement and Instrumentation*. Hrsg. von J. Cui, J. Tan und X. Wen. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. DOI: 10.1117/12.2083901 (siehe S. 6).
- Liard, J., V. Pálinkáš und Z. Jiang (2012). *The self-attraction effect in absolute gravimeters and its influence on the CIPM key comparisons during the ICAG2009*. Techn. Ber. Rapport BIPM-2012/01. Bureau International Des Poids Et Mesures (siehe S. 8, 9).
- Liard, J. und C. Gagnon (2002). „The new A-10 absolute gravimeter at the 2001 International Comparison of Absolute Gravimeters“. In: *Metrologia* 39.5, S. 477–483. DOI: 10.1088/0026-1394/39/5/8 (siehe S. 6).
- Lindau, A., R. Kumme und A. Heiker (2002). „Investigation in the local gravity field of a force laboratory of PTB“. In: *Proceedings of the IMEKO TC3, TC5, TC20 Joint Conference* (Celle, Deutschland, 24.–26. Sep. 2002), S. 589–598 (siehe S. 73, 75).
- Longman, I. M. (1959). „Formulas for computing the tidal accelerations due to the moon and the sun“. In: *Journal of Geophysical Research* 64.12, S. 2351–2355. DOI: 10.1029/jz064i012p02351 (siehe S. 27, 52, 80).
- Mäkinen, J., H. Virtanen, M. Bilker-Koivula, H. Ruotsalainen, J. Näränen und A. Raja-Halli (2015). „The effect of helium emissions by a superconducting gravimeter on the rubidium frequency standards of absolute gravimeters“.

- In: *IGFS 2014*. 3rd International Gravity Field Service (IGFS) (Shanghai, China, 30. Juni–6. Juli 2014). Hrsg. von S. Jin und R. Barzaghi. Bd. 144. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 45–51. ISBN: 978-3-319-39819-8. DOI: 10.1007/1345_2015_205 (siehe S. 46, 47).
- Mammadov, S., T. Jahr, G. Jentzsch und F. Kadirov (2011). „Primary results of new gravity station Shaki/Azerbaijan“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 147, S. 11881–11890 (siehe S. 52).
- Marti, U., H. Baumann, B. Bürki und C. Gerlach (2015). „A first traceable gravimetric calibration line in the Swiss Alps“. In: *IGFS 2014*. 3rd International Gravity Field Service (IGFS) (Shanghai, China, 30. Juni–6. Juli 2014). Hrsg. von S. Jin und R. Barzaghi. Bd. 144. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 17–25. ISBN: 978-3-319-39819-8. DOI: 10.1007/1345_2015_52 (siehe S. 12).
- Meinberg (2003). *GRP GPS-receiver Rubidium Portable*. Datasheet. Meinberg Funkuhren. Bad Pyrmont, Deutschland. URL: <http://www.unverdross.de/html/grp.html> (besucht am 03.06.2014) (siehe S. 43).
- Ménoret, V., P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin und B. Desruelle (2018). „Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter“. In: *Scientific Reports* 8, 12300. DOI: 10.1038/s41598-018-30608-1 (siehe S. 1, 22).
- Merriam, J. B. (1992). „Atmospheric pressure and gravity“. In: *Geophysical Journal International* 109.3, S. 488–500. DOI: 10.1111/j.1365-246x.1992.tb00112.x (siehe S. 30–32).
- Meschede, D. (2008). *Optik, Licht und Laser*. 3. Aufl. Vieweg+Teubner, Wiesbaden. ISBN: 978-3-8351-0143-2. DOI: 10.1007/978-3-8348-9288-1 (siehe S. 9).
- Micro-g (2008). *gPhone/P.E.T hardware manual v1*. Micro-g LaCoste. Lafayette, Colorado, USA (siehe S. 52, 53).
- Microsemi (2016). *Microsemi SA.22c*. Datasheet. Microsemi Corporation. Aliso Viejo, Kalifornien, USA. URL: https://www.microsemi.com/document-portal/doc_download/133279-sa-22c-datasheet (besucht am 22.02.2018) (siehe S. 43).
- Müntinga, H., H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. Hänsch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, A. Peters, M. Popp, J. Reichel, A. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, A. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich und E. M. Rasel (2013). „Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity“. In: *Physical Review Letters* 110.9, 093602. DOI: 10.1103/physrevlett.110.093602 (siehe S. 22).
- Muquans (2017). *AQG Absolute Quantum Gravimeter*. Datasheet. Muquans. Talence, Bordeaux, Frankreich. URL: http://muquans.com/images/stories/muquans_aqg.pdf (besucht am 04.04.2018) (siehe S. 22).
- Nagorny, V. D. (2018). „No correction for the light propagation within the cube: comment on 'Relativistic theory of the falling retroreflector gravimeter'“. In: *Metrologia* 55.3, S. 446–447. DOI: 10.1088/1681-7575/aab9c6 (siehe S. 10).
- Nagorny, V. D. und S. Svitlov (2018). *On the effect of the light propagation within the corner-cube reflector of absolute gravimeters*. arXiv: 1812.00756 [physics.class-ph] (siehe S. 10).
- Nagy, D. (1966). „The gravitational attraction of a right rectangular prism“. In: *Geophysics* 31.2, S. 362–371. DOI: 10.1190/1.1439779 (siehe S. 31, 38, 39).
- Nagy, D., G. Papp und J. Benedek (2000). „The gravitational potential and its derivatives for the prism“. In: *Journal of Geodesy* 74.7-8, S. 552–560. DOI: 10.1007/s001900000116 (siehe S. 38, 81).
- Newell, D. B., D. van Westrum, O. Francis, J. Kanney, J. Liard, A. Esparza Ramirez, B. Lucero, B. Ellis, F. Greco, A. Pistorio, R. Reudink, D. Iacovone, F. Baccaro, J. Silliker, R. D. Wheeler, R. Falk und A. Rülke (2017). „Regional comparison of absolute gravimeters SIM.M.G-K1 key comparison“. In: *Metrologia* 54.1A, 07019. DOI: 10.1088/0026-1394/54/1a/07019 (siehe S. 6).
- Niebauer, T. M. (2007). „Gravimetric methods – absolute gravimeter: instruments concepts and implementation“. In: *Geodesy*. Hrsg. von T. A. Herring. Bd. 3. Treatise on geophysics. Elsevier. Kap. 3, S. 43–64. ISBN: 978-0-444-53460-6. DOI: 10.1016/b978-044452748-6.00055-9 (siehe S. 3, 11).
- Niebauer, T. M. (2013). „Analytic signal demodulation of phase-modulated frequency-chirped signals“. In: *Applied Optics* 52.9, S. 1838–1846. DOI: 10.1364/AO.52.001838 (siehe S. 9).
- Niebauer, T. M., G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt und F. Klotz (1995). „A new generation of absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 32.3, S. 159–180. DOI: 10.1088/0026-1394/32/3/004 (siehe S. 6–8, 51).
- Niebauer, T. M., R. Billson, B. Ellis, B. Mason, D. van Westrum und F. Klotz (2011). „Simultaneous gravity and gradient measurements from a recoil-compensated absolute gravimeter“. In: *Metrologia* 48.3, S. 154–163. DOI: 10.1088/0026-1394/48/3/009 (siehe S. 42).
- Niebauer, T. M., R. Billson, A. Schiel, D. van Westrum und F. Klotz (2013). „The self-attraction correction for the FG5X absolute gravity meter“. In: *Metrologia* 50.1, S. 1–8. DOI: 10.1088/0026-1394/50/1/1 (siehe S. 8, 9, 42).

- Niebauer, T. M., A. Constantino, R. Billson, A. Hankla und P. G. Nelson (2015). „Balancing a retroreflector to minimize rotation errors using a pendulum and quadrature interferometer“. In: *Applied Optics* 54.18, S. 5750–5758. DOI: 10.1364/ao.54.005750 (siehe S. 10).
- NOAA (1976). *U.S. standard atmosphere 1976*. Techn. Ber. NOAA-S/T 76-1562. National Oceanic und Atmospheric Administration (siehe S. 30).
- Olsson, P.-A., H.-G. Scherneck und J. Ågren (2009). „Effects on gravity from non-tidal sea level variations in the Baltic Sea“. In: *Journal of Geodynamics* 48.3-5, S. 151–156. DOI: 10.1016/j.jog.2009.09.002 (siehe S. 27).
- Olsson, P.-A., A. Engfeldt und J. Ågren (2016). „Investigations of a suspected jump in Swedish repeated absolute gravity time series“. In: *International Symposium on Earth and Environmental Sciences for Future Generations*. IAG General Assembly (Prag, Tschechische Republik, 22. Juni–2. Juli 2015). Hrsg. von J. T. Freymueller und L. Sánchez. Bd. 147. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 137–143. ISBN: 978-3-319-69169-5. DOI: 10.1007/1345_2016_250 (siehe S. 49, 50).
- Pálinkáš, V., J. Liard und Z. Jiang (2012). „On the effective position of the free-fall solution and the self-attraction effect of the FG5 gravimeters“. In: *Metrologia* 49.4, S. 552–559. DOI: 10.1088/0026-1394/49/4/552 (siehe S. 9).
- Pálinkáš, V., O. Francis, M. Val’ko, J. Kostelecký, M. V. Camp, S. Castelein, M. Bilker-Koivula, J. Näränen, A. Lothhammer, R. Falk, M. Schilling, L. Timmen, D. Iacovone, F. Baccaro, A. Germak, E. Biolcati, C. Origlia, F. Greco, A. Pistorio, R. D. Plaen, G. Klein, M. Seil, R. Radinovic, R. Reudink, P. Dykowski, M. Sękowski, D. Próchniewicz, R. Szpunar, M. Mojzeš, J. Janák, J. Papčo, A. Engfeldt, P. A. Olsson, V. Smith, D. van Westrum, B. Ellis und B. Lucero (2017). „Regional comparison of absolute gravimeters, EURAMET.M.G-K2 key comparison“. In: *Metrologia* 54.1A, 07012. DOI: 10.1088/0026-1394/54/1a/07012 (siehe S. 6, 48, 50, 101).
- Perrin, I., Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bresson und M. Cadoret (2019). „Proof-of-principle demonstration of vertical gravity gradient measurement using a single proof mass double-loop atom interferometer“. In: *Physical Review A* 99.1, 013601. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.013601 (siehe S. 24).
- Peters, A., K. Y. Chung und S. Chu (2001). „High-precision gravity measurements using atom interferometry“. In: *Metrologia* 38.1, S. 25–61. DOI: 10.1088/0026-1394/38/1/4 (siehe S. 21).
- Pohánka, V. (1988). „Optimum expression for computation of the gravity field of a homogeneous polyhedral body“. In: *Geophysical Prospecting* 36.7, S. 733–751. DOI: 10.1111/j.1365-2478.1988.tb02190.x (siehe S. 39, 65, 76, 81).
- Pohánka, V. (1998). „Optimum expression for computation of the gravity field of a polyhedral body with linearly increasing density“. In: *Geophysical Prospecting* 46.4, S. 391–404. DOI: 10.1046/j.1365-2478.1998.960335.x (siehe S. 39).
- Prothero, W. A. und J. M. Goodkind (1968). „A superconducting gravimeter“. In: *Review of Scientific Instruments* 39.9, S. 1257–1262. DOI: 10.1063/1.1683645 (siehe S. 12).
- Quinn, T. J. (2003). „Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2001)“. In: *Metrologia* 40.2, S. 103–133. DOI: 10.1088/0026-1394/40/2/316 (siehe S. 7, 43).
- Reinert, D., F. Prill, H. Frank, M. Denhard und G. Zängl (2018). *Database reference manual for ICON and ICON-EPS*. Version 1.2.4. URL: <https://metlis.dwd.de/repository/D0C000007/B00241668.pdf> (besucht am 02. 10. 2018) (siehe S. 35).
- Reinhold, A. und R. Falk (2010). *Absolute und relative Schweremessungen in der Humboldt-Universität zu Berlin (Campus Adlershof) vom 10.-12.09.2010*. Techn. Ber. G4-2010-5. Bundesamt für Kartographie und Geodäsie (siehe S. 60).
- Riccardi, U., S. Rosat und J. Hinderer (2011). „Comparison of the Micro-g LaCoste gPhone-054 spring gravimeter and the GWR-C026 superconducting gravimeter in Strasbourg (France) using a 300-day time series“. In: *Metrologia* 48.1, S. 28–39. DOI: 10.1088/0026-1394/48/1/003 (siehe S. 55).
- Riehle, F. (2004). *Frequency standards. Basics and applications*. Wiley-VCH, Weinheim. ISBN: 978-3-527-60595-8 (siehe S. 46).
- Riehle, F., Hrsg. (2016). *8th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2015* (Potsdam, Deutschland, 12.–16. Okt. 2015). Bd. 723. Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, Bristol.
- Riehle, F., P. Gill, F. Arias und L. Robertsson (2018). „The CIPM list of recommended frequency standard values: guidelines and procedures“. In: *Metrologia* 55.2, S. 188–200. DOI: 10.1088/1681-7575/aaa302 (siehe S. 43).
- Rinker, R. L. (1983). „Super spring – a new type of low-frequency vibration isolator“. Diss. University of Colorado, Boulder (siehe S. 7).
- Rinker, R. L. und J. E. Faller (1984). „'Super spring' – a long period vibration isolator“. In: *Precision Measurements and Fundamental Constants II*. Hrsg. von B. N. Taylor und W. D. Phillips. Bd. 617. National Bureau of Standards (U.S.), Special Publication, S. 411–417 (siehe S. 7).

- Ritchie, H., C. Temperton, A. Simmons, M. Hortal, T. Davies, D. Dent und M. Hamrud (1995). „Implementation of the semi-Lagrangian method in a high-resolution version of the ECMWF forecast model“. In: *Monthly Weather Review* 123.2, S. 489–514. DOI: 10.1175/1520-0493(1995)123<0489:iotslm>2.0.co;2 (siehe S. 28).
- Rizos, C. und P. Willis, Hrsg. (2015). *IAG 150 years*. IAG Scientific Assembly in Postdam, Germany, 2013 (Postdam, Deutschland, 1.–6. Sep. 2013). Bd. 143. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham. ISBN: 978-3-319-24603-1. DOI: 10.1007/978-3-319-30895-1.
- Robertson, D. S. (1996). „Treating absolute gravity data as a spacecraft tracking problem“. In: *Metrologia* 33.6, S. 545–548. DOI: 10.1088/0026-1394/33/6/4 (siehe S. 8).
- Robertson, D. S., N. Courtier und D. Winester (2003). „Absolute gravimeter helium immersion experiment“. In: *Journal of Geodesy* 76.11-12, S. 684–689. DOI: 10.1007/s00190-002-0295-0 (siehe S. 46).
- Robertsson, L. (2007). „On the diffraction correction in absolute gravimetry“. In: *Metrologia* 44.1, S. 35–39. DOI: 10.1088/0026-1394/44/1/005 (siehe S. 8, 9).
- Rosat, S., J. Hinderer, J.-P. Boy, F. Littel, J.-D. Bernard, D. Boyer, A. Mémin, Y. Rogister und S. Gaffet (2018). „A two-year analysis of the iOSG-24 superconducting gravimeter at the low noise underground laboratory (LSBB URL) of Rustrel, France: Environmental noise estimate“. In: *Journal of Geodynamics* 119, S. 1–8. DOI: 10.1016/j.jog.2018.05.009 (siehe S. 38).
- Rothleitner, C. (2008). „Ultra-high precision, absolute, Earth gravity measurements“. Diss. Naturwissenschaftliche Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (siehe S. 6).
- Rothleitner, C. und O. Francis (2010). „On the influence of the rotation of a corner cube reflector in absolute gravimetry“. In: *Metrologia* 47.5, S. 567–574. DOI: 10.1088/0026-1394/47/5/007 (siehe S. 9).
- Savoie, D., M. Altorio, B. Fang, L. A. Sidorenkov, R. Geiger und A. Landragin (2018). „Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements“. In: *Science Advances* 4.12, eaau7948. DOI: 10.1126/sciadv.aau7948 (siehe S. 24).
- Scherneck, H.-G. (2015). *Persönliche Kommunikation* (siehe S. 63).
- Scherneck, H.-G., A. Engfeldt, C. Freier, J. M. Johansson, M. Lidberg, M. Olsson P.-A. und Schilling, L. Timmen, H. Wziontek und A. Peters (2016). *Absolute and continuous gravity measurements for glacial isostatic rebound*. Poster, 18th International Symposium on Geodynamics and Earth Tides, 5.–9. Juni 2016, Triest, Italien. URL: <http://holt.oso.chalmers.se/hgs/4Trieste/Scherneck-et-al-AbsoluteAndContinuousGravity.pdf> (siehe S. 63, 64).
- Schilling, M. und O. Gitlein (2015a). „Accuracy estimation of the IfE gravimeters Micro-g LaCoste gPhone-98 and ZLS Burris Gravity Meter B-64“. In: *IAG 150 years*. IAG Scientific Assembly in Postdam, Germany, 2013 (Postdam, Deutschland, 1.–6. Sep. 2013). Hrsg. von C. Rizos und P. Willis. Bd. 143. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 249–256. ISBN: 978-3-319-24603-1. DOI: 10.1007/1345_2015_29 (siehe S. 11, 14, 27, 52, 57, 105).
- Schilling, M. und O. Gitlein (2015b). „Schwereregistrierungen mit dem Micro-g LaCoste gPhone-98 und dem ZLS Burris Gravity Meter B-64“. In: *avn - Allgemeine Vermessungs-Nachrichten* 122.5, S. 176–183 (siehe S. 11, 52, 56, 57).
- Schilling, M. und L. Timmen (2016). „Traceability of the Hannover FG5X-220 to the SI units“. In: *International Symposium on Earth and Environmental Sciences for Future Generations*. IAG General Assembly (Prag, Tschechische Republik, 22. Juni–2. Juli 2015). Hrsg. von J. Freymueller und L. Sánchez. Bd. 147. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 69–75. ISBN: 978-3-319-69169-5. DOI: 10.1007/1345_2016_226 (siehe S. 45).
- Schilling, M., J. Müller und L. Timmen (2012). „Einsatz der Atominterferometrie in der Geodäsie“. In: *zfv – Zeitschrift für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement* 137.3, S. 185–194. DOI: 10.15488/3097 (siehe S. 17–19).
- Schilling, M., O. Gitlein, G. Jahn und D. Vogel (2014). *Genauigkeitsuntersuchungen moderner Federgravimeter für Monitoringaufgaben in der Geophysik*. Poster, 74. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 10.–13. März 2014, Karlsruhe. DOI: 10.15488/3203 (siehe S. 57).
- Schilling, M., C. Freier, V. Schkolnik, M. Hauth, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, A. Peters und J. Müller (2015). *Characterization of an atom interferometer gravimeter with classical sensors for the use in geodesy and geophysics*. Vortrag, AGU Fallmeeting, 14.–18. Dezember 2015, San Francisco, USA. DOI: 10.15488/3561 (siehe S. 63).
- Schilling, M., D. Schlippert, C. Schubert, E. Wodey, C. Meiners, W. Ertmer, E. M. Rasel und J. Müller (2016). *Estimating the gravity field impact on a 10 meter atom interferometer*. Poster, AGU Fallmeeting, 12.–16. Dezember 2016, San Francisco, USA. DOI: 10.15488/3074 (siehe S. 81).
- Schilling, M., L. Timmen und R. Kümme (2017). „The gravity field in force standard machines“. In: *Proceedings of the IMEKO TC3, TC5, TC22 Joint Conference* (Helsinki, Finland, 30. Mai–1. Juni 2017). DOI: 10.15488/3073 (siehe S. 75).

- Schlippert, D., J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer und E. M. Rasel (2014). „Quantum test of the universality of free fall“. In: *Physical Review Letters* 112.20, 203002. DOI: 10.1103/physrevlett.112.203002 (siehe S. 24).
- Schmidt, M. (2011). „A mobile high-precision gravimeter based on atom interferometry“. Diss. Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I. DOI: 10.18452/16401 (siehe S. 21, 58, 95).
- Schwiderski, E. W. (1980a). „Ocean tides, part I: Global ocean tidal equations“. In: *Marine Geodesy* 3.1-4, S. 161–217. DOI: 10.1080/01490418009387997 (siehe S. 27).
- Schwiderski, E. W. (1980b). „Ocean tides, part II: A hydrodynamical interpolation model“. In: *Marine Geodesy* 3.1-4, S. 219–255. DOI: 10.1080/01490418009387998 (siehe S. 27).
- Seigel, H. O., I. Brcic und P. Mistry (1993). „The CG-3M – a high precision, microgal resolution, land gravimeter, with worldwide range“. In: *A guide to high precision land gravimeter surveys*. Hrsg. von H. O. Seigel. Scintrex Ltd., Concord, ON, Kanada. Kap. 12, S. 95–118 (siehe S. 11).
- Seitz, F. und J. Müller (2017). „Erdrotation“. In: *Erdmessung und Satellitengeodäsie*. Handbuch der Geodäsie. Hrsg. von R. Rummel. Springer Reference Naturwissenschaften. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg. Kap. 7, S. 295–323. ISBN: 978-3-662-47099-2. DOI: 10.1007/978-3-662-47100-5_12 (siehe S. 36).
- Simon, D. (2003). *Modelling of the gravimetric effects induced by vertical air mass shifts*. Bd. 21. Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie. Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main (siehe S. 32).
- SMHI (2018). *Swedish Meteorological and Hydrological Institute*. Datenportal: <https://opendata-download-ocobs.smhi.se/explore/>. URL: <http://www.smhi.se/en> (besucht am 17. 10. 2018) (siehe S. 71).
- Smith, D. A. (2000). „The gravitational attraction of any polygonally shaped vertical prism with inclined top and bottom faces“. In: *Journal of Geodesy* 74.5, S. 414–420. DOI: 10.1007/s001900000102 (siehe S. 38, 39).
- Sorrentino, F., A. Bertoldi, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi und G. M. Tino (2012). „Simultaneous measurement of gravity acceleration and gravity gradient with an atom interferometer“. In: *Applied Physics Letters* 101.11, 114106. DOI: 10.1063/1.4751112 (siehe S. 24).
- Steck, D. A. (2015). *Rubidium 87 d line data*. Version 2.1.5 vom 13. Januar 2015. URL: <http://steck.us/alkalidata> (besucht am 04. 04. 2018) (siehe S. 94).
- Steele, A. G. und R. J. Douglas (2006). „Extending E_n for measurement science“. In: *Metrologia* 43.4, S235–S243. DOI: 10.1088/0026-1394/43/4/s10 (siehe S. 47).
- Sugarbaker, A. (2014). „Atom interferometry in a 10 m fountain“. Diss. Stanford University, Department of Physics. URL: <https://purl.stanford.edu/kd753jv6128> (besucht am 09. 04. 2018) (siehe S. 23).
- Sun, H.-P. (1997). „Atmospheric gravity Green's functions“. In: *Chinese Science Bulletin* 42.20, S. 1712–1719. DOI: 10.1007/bf02882673 (siehe S. 31).
- Svitlov, S. (2018). „Dynamic phase shift within the falling glass cube is negligible: comment on 'Relativistic theory of the falling retroreflector gravimeter'“. In: *Metrologia* 55.4, S. 609–613. DOI: 10.1088/1681-7575/aac442 (siehe S. 10).
- Svitlov, S., P. Maslyk, C. Rothleitner, H. Hu und L. J. Wang (2010). „Comparison of three digital fringe signal processing methods in a ballistic free-fall absolute gravimeter“. In: *Metrologia* 47.6, S. 677–689. DOI: 10.1088/0026-1394/47/6/007 (siehe S. 9).
- Talwani, M. und M. Ewing (1960). „Rapid computation of gravitational attraction of three-dimensional bodies of arbitrary shape“. In: *Geophysics* 25.1, S. 203–225. DOI: 10.1190/1.1438687 (siehe S. 40).
- Tamura, Y. (1987). „A harmonic development of the tide-generating potential“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 99, S. 6813–6855 (siehe S. 27).
- Timmen, L. (1994). „Untersuchungen zur Modellbildung bei der Auswertung absoluter Schweremessungen“. Diss. Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Geodäsie und Geoinformatik der Leibniz Universität Hannover, Nr. 204 (siehe S. 3, 41).
- Timmen, L. (2003). „Precise definition of the effective measurement height of free-fall absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 40.2, S. 62–65. DOI: 10.1088/0026-1394/40/2/310 (siehe S. 5, 14, 41).
- Timmen, L. (2010). „Absolute and relative gravimetry“. In: *Sciences of geodesy*. Hrsg. von G. Xu. Bd. 1. Springer Berlin Heidelberg. Kap. 1, S. 1–48. ISBN: 978-3-642-11740-4. DOI: 10.1007/978-3-642-11741-1_1 (siehe S. 3, 4, 38, 51).
- Timmen, L. und O. Gitlein (2004). „The capacity of the Scintrex Autograv CG-3M no. 4492 gravimeter for "absolute-scale" surveys“. In: *Revista Brasileira de Cartografia* 2.56, S. 89–95 (siehe S. 11, 12, 106).
- Timmen, L. und H.-G. Wenzel (1994). „Improved gravimetric Earth tide parameters for station Hannover“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 119, S. 8834–8846 (siehe S. 27, 58).

- Timmen, L. und H.-G. Wenzel (1995). „Worldwide synthetic gravity tide parameters“. In: *Gravity and Geoid*. Joint symposium of the international gravity commission and the international geoid commission. Hrsg. von H. Sünkel und I. Marson. Bd. 113. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Berlin, Heidelberg, S. 92–101. ISBN: 978-3-540-59204-4. DOI: 10.1007/978-3-642-79721-7_11 (siehe S. 14, 27).
- Timmen, L., O. Gitlein, J. Müller, G. Strykowski und R. Forsberg (2008). „Absolute gravimetry with the Hannover meters JILAg-3 and FG5-220, and their deployment in a Danish-German cooperation“. In: *zfv – Zeitschrift für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement* 133.3, S. 149–163 (siehe S. 51, 86).
- Timmen, L., A. Engfeldt und H.-G. Scherneck (2015). „Observed secular gravity trend at Onsala station with the FG5 gravimeter from Hannover“. In: *Journal of Geodetic Science* 5.1. DOI: 10.1515/jogs-2015-0001 (siehe S. 49, 52, 62, 66).
- Timmen, L., R. Falk, G. Gabriel, A. Lothhammer, M. Schilling und D. Vogel (2018). „Das Relativgravimeter-Kalibriersystem Hannover für 10^{-4} Maßstabsbestimmungen“. In: *avn - Allgemeine Vermessungs Nachrichten* 125.5, S. 140–150 (siehe S. 12, 54, 56, 105, 106).
- Tino, G. M. (2014). „Testing gravity with atom interferometry“. In: *Atom interferometry*. Hrsg. von G. M. Tino und M. A. Kasevich. Bd. 188. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'. IOS Press, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC, S. 457–491. ISBN: 978-1-61499-447-3. DOI: 10.3254/978-1-61499-448-0-457 (siehe S. 18, 24).
- Tino, G. M. und M. A. Kasevich, Hrsg. (2014). *Atom interferometry*. Bd. 188. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'. IOS Press, Amsterdam, Oxford, Tokio, Washington DC. ISBN: 978-1-61499-447-3.
- Torge, W. (1989). *Gravimetry*. 1. Aufl. Walter de Gruyter, Berlin, New York. ISBN: 978-3-11-010702-9 (siehe S. 3, 10, 11, 26).
- Torge, W. und J. Müller (2012). *Geodesy*. 4. Aufl. Walter de Gruyter, Berlin/Boston. ISBN: 978-3-11-020718-7 (siehe S. 4, 11, 12, 25, 26, 36).
- Torge, W., R. H. Röder, M. Schnüll, H.-G. Wenzel und J. E. Faller (1987). „First results with the transportable absolute gravity meter JILAg-3“. In: *Bulletin Géodésique* 61.2, S. 161–176. DOI: 10.1007/bf02521265 (siehe S. 3).
- Van Camp, M. und P. Vauterin (2005). „Tsoft: graphical and interactive software for the analysis of time series and Earth tides“. In: *Computers & Geosciences* 31.5, S. 631–640. DOI: 10.1016/j.cageo.2004.11.015 (siehe S. 14).
- Van Camp, M., B. Meurers, O. de Viron und T. Forbriger (2015). „Optimized strategy for the calibration of superconducting gravimeters at the one per mille level“. In: *Journal of Geodesy* 90.1, S. 91–99. DOI: 10.1007/s00190-015-0856-7 (siehe S. 13, 65).
- Van Camp, M., O. de Viron, A. Watlet, B. Meurers, O. Francis und C. Caudron (2017). „Geophysics from terrestrial time-variable gravity measurements“. In: *Reviews of Geophysics* 55.4, S. 938–992. DOI: 10.1002/2017rg000566 (siehe S. 86).
- Van Dam, T. M. und J. M. Wahr (1987). „Displacements of the Earth's surface due to atmospheric loading: Effects on gravity and baseline measurements“. In: *Journal of Geophysical Research* 92.B2, S. 1281–1286. DOI: 10.1029/jb092ib02p01281 (siehe S. 32).
- van Westrum, D. und T. M. Niebauer (2003). „The diffraction correction for absolute gravimeters“. In: *Metrologia* 40.5, S. 258–263. DOI: 10.1088/0026-1394/40/5/008 (siehe S. 9).
- van Westrum, D., T. Bianchi, R. Billson, B. Ellis, T. M. Niebauer und H. Rohner (2014). „The effect of helium contamination on rubidium clock references in absolute gravity meters“. In: *IAG Symposium on Terrestrial Gravimetry: Static and Mobile Measurements (TG-SMM2013)* (St. Petersburg, Russland, 17.–20. Sep. 2013). Hrsg. von V. G. Peshekhonov. State Research Center of Russia Elektropribor, S. 125–130 (siehe S. 46, 47).
- Van Zoest, T., N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Konemann, H. Muntinga, C. Lammerzähl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hansch und J. Reichel (2010). „Bose-Einstein condensation in microgravity“. In: *Science* 328 (5985), S. 1540–1543. DOI: 10.1126/science.1189164 (siehe S. 22, 25).
- Vitouchkine, A. L. und J. E. Faller (2002). „Measurement results with a small cam-driven absolute gravimeter“. In: *Metrologia* 39.5, S. 465–469. DOI: 10.1088/0026-1394/39/5/6 (siehe S. 3).
- Vitushkin, L. F. (2011). „Measurement standards in gravimetry“. In: *Gyroscopy and Navigation* 2.3, S. 184–191. DOI: 10.1134/s2075108711030126 (siehe S. 7, 43).
- Vitushkin, L. F. und O. A. Orlov (2014). „Absolute ballistic gravimeter ABG-VNIIM-1 by D.I. Mendeleyev Research Institute for Metrology“. In: *Gyroscopy and Navigation* 5.4, S. 283–287. DOI: 10.1134/s2075108714040105 (siehe S. 6).

- Voigt, C., C. Förste, H. Wziontek, D. Crossley, B. Meurers, V. Pálinskáš, J. Hinderer, J.-P. Boy, J.-P. Barriot und H.-P. Sun (2016). *Report on the data base of the International Geodynamics and Earth Tide Service (IGETS)*. Scientific Technical Report STR 16/08 – Data. Deutsches GeoForschungsZentrum, Potsdam. DOI: 10.2312/GFZ.b103-16087 (siehe S. 69).
- Wahr, J. M. (1981). „Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless Earth“. In: *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 64.3, S. 677–703. DOI: 10.1111/j.1365-246x.1981.tb02690.x (siehe S. 27).
- Warneck, P. und J. Williams (2012). *The atmospheric chemist's companion. Numerical data for use in the atmospheric sciences*. Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York. ISBN: 978-94-007-2274-3. DOI: 10.1007/978-94-007-2275-0 (siehe S. 34).
- Weiler, W., Hrsg. (1993). *Handbuch der physikalisch-technischen Kraftmessung*. Fr. Vieweg & Sohn Verlags GmbH, Braunschweig, Wiesbaden. ISBN: 3-528-08945-8 (siehe S. 74).
- Wenzel, H.-G. (1985). „Schwerenetze“. In: *Geodätische Netze in der Landes- und Ingenieurvermessung II: Vorträge des Kontaktstudiums Februar 1985 in Hannover*. Hrsg. von H. Pelzer. Konrad Wittwer, Stuttgart, S. 457–486 (siehe S. 13, 75).
- Wenzel, H.-G. (1996). „The nanogal software: Earth tide data processing package ETERNA 3.30“. In: *Bulletin d'Information des Marées Terrestres* 124, S. 9425–9439 (siehe S. 14, 57).
- Wenzel, H.-G. (1997). „Tide-generating potential for the Earth“. In: *Tidal phenomena*. Hrsg. von H. Wilhelm, W. Zürn und H.-G. Wenzel. Bd. 66. Lecture Notes in Earth Sciences. Springer, Berlin, Heidelberg, S. 9–26. ISBN: 978-3-540-62833-0. DOI: 10.1007/BFb0011455 (siehe S. 26).
- Wilmes, H., L. F. Vitushkin, V. Pálinskáš, R. Falk, H. Wziontek und S. Bonvalot (2016). „Towards the definition and realization of a global absolute gravity reference system“. In: *International Symposium on Earth and Environmental Sciences for Future Generations*. IAG General Assembly (Prag, Tschechische Republik, 22. Juni–2. Juli 2015). Hrsg. von J. T. Freymueller und L. Sánchez. Bd. 147. International Association of Geodesy Symposia. Springer, Cham, S. 25–29. ISBN: 978-3-319-69169-5. DOI: 10.1007/1345_2016_245 (siehe S. 42).
- Wu, X., F. Zi, J. Dudley, R. J. Bilotta, P. Canoza und H. Müller (2017). „Multiaxis atom interferometry with a single-diode laser and a pyramidal magneto-optical trap“. In: *Optica* 4.12, S. 1545–1551. DOI: 10.1364/optica.4.001545 (siehe S. 24).
- Wziontek, H., R. Falk und H. Wilmes (2014). *Integration of regional absolute comparisons into the framework of the international comparisons*. Vortrag, Colloque G2, École et Observatoire des Sciences de la Terre - Université de Strasbourg et CNRS, 17. - 19. November 2014. URL: <https://eost.unistra.fr/observatoires/geodesie-et-gravimetrie/gravimetrie/g2/> (besucht am 18.09.2015) (siehe S. 49).
- Young, B., M. A. Kasevich und S. Chu (1997). „Precision atom interferometry with light pulses“. In: *Atom interferometry*. Hrsg. von P. R. Berman. Academic Press, San Diego, CA, USA, S. 363–406. ISBN: 0120924609. DOI: 10.1016/B978-012092460-8/50010-2 (siehe S. 17).
- Zhou, L., Z. Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. C. Peng, K. Hao, R. B. Li, M. Liu, J. Wang und M. S. Zhan (2011). „Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement“. In: *General Relativity and Gravitation* 43.7, S. 1931–1942. DOI: 10.1007/s10714-011-1167-9 (siehe S. 23).
- Zumberge, M. A., R. L. Rinker und J. E. Faller (1982). „A portable apparatus for absolute measurements of the Earth's gravity“. In: *Metrologia* 18.3, S. 145–152. DOI: 10.1088/0026-1394/18/3/006 (siehe S. 3, 6).