

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1955

MÜNCHEN 1956

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Über das apparative Linienprofil bei Prismenspektrographen

Von Heribert Moser in München

Vorgelegt von den Herren Walther Gerlach und Eduard Rüchardt
am 14. Januar 1955

Mit 22 Abbildungen

Inhaltsangabe

A. Einführung	54
B. Die Messung des apparativen Linienprofils	
1. Spektrograph	55
2. Lichtquelle	56
3. Abbildung	58
4. Photographische Aufnahmetechnik	59
5. Photoelektrische Meßanordnung	60
6. Justierung und Probemessungen	63
C. Die Parameter des apparativen Linienprofils	
1. Beugung	65
2. Streulicht und Absorption	72
a) Streulicht	72
b) Absorption	72
3. Messungen	77
4. Das Linienprofil auf der Photoplatte	86
D. Zusammenfassung	96
Anhang:	
I. Über die Grenzen der photographischen Platte als Meßinstrument	97
II. Über die Entzerrung von Spektrallinien	104
Literatur	106

A. Einführung

Das Profil einer Spektrallinie ist im wesentlichen durch zwei Größen bestimmt, nämlich durch die Intensitätsverteilung des Wellenlängenbandes und durch die Eigenschaften der Apparatur.

Es überlagert sich also über das „Wellenlängenprofil“ ein „apparatives Profil“.

Dieses apparative Linienprofil bei Prismenspektrographen ist Gegenstand der folgenden Untersuchung. Die Anregung, hier eine quantitative und eingehende Untersuchung anzustellen, kommt aus den verschiedensten Gebieten der Spektroskopie.

Zunächst steht das apparative Linienprofil in direkter Beziehung zum Auflösungsvermögen von Spektralapparaten. Wir knüpfen hier an die Arbeiten von Gatterer, Hammer u. a. (1, 2) an. Vor allem aber stehen hier Fragen zu beantworten, die durch die neuere Entwicklung der direkten photoelektrischen Registrierung bezüglich des Auflösungsvermögens gestellt sind, so z. B. die Frage der günstigsten Photometer- und Spektrographenspaltbreiten. Damit im Zusammenhang stehen die Messungen der Wellenlängenverteilung in einer Spektrallinie, die sämtlich eine genaue Kenntnis des apparativen Profils voraussetzen. Die hohe Empfindlichkeit und die Linearität der photoelektrischen Registrierung ermöglichen solche quantitativen Messungen auch mit Prismenspektrographen (z. B. an Ramanlinien) (3). Daneben ist die genaue Kenntnis des apparativen Linienprofils und seiner Parameter maßgeblich für die systematische Behandlung quantitativer spektralanalytischer Verfahren. Dies gilt speziell für das von Gerlach und Rollwagen (4) angegebene Breitenverfahren. (Dabei werden an Stelle eines Intensitätsvergleichs zweier Linien für die stärkere der zu vergleichenden Linien diejenigen Stellen der Linienflanken bestimmt, für welche die Schwärzung gleich der Schwärzung im Schwerpunkt der schwächeren Linie ist. Der Abstand B dieser beiden Stellen soll hier als eindeutiges Maß für das Intensitätsverhältnis stehen.) Auf die Grenzen dieses Verfahrens und seine bisherigen Anwendungen (5) soll hier nicht näher eingegangen werden. Wir werden im folgenden prüfen, ob

die grundsätzliche Voraussetzung für eine exakte Anwendung, nämlich eine eindeutige Funktion zwischen B und der Intensität, besteht.

Aus allem heraus ergibt sich die Notwendigkeit, die verschiedenen, das Linienprofil beeinflussenden apparativen Effekte voneinander zu trennen. Die so gefundenen experimentellen Daten sollen mit der Theorie verglichen und so die Möglichkeit gezeigt werden, eine Apparatefunktion für Prismenspektrographen aufzustellen.

Zunächst sollen die wesentlichen Teile unserer Meßapparatur beschrieben werden.

B. Die Messung des apparativen Linienprofils

1. Spektrograph

Die Messungen wurden sämtlich am GH-Spektrographen der Fa. Optische Werke Steinheil Söhne, München, durchgeführt. Dieser Spektrograph eignet sich für unsere Untersuchungen besonders gut, da er sich weitgehend den wechselnden Versuchsbedingungen anpassen läßt, ohne daß die mechanische Stabilität leidet. Der Spektrograph wurde in drei Aufstellungen verwendet: zur Messung ohne Dispersion in Gittermontierung, mit Dispersion in der 1-Prisma- und 3-Prismen Montierung. Als Objektive wurden das 65-cm-Kollimator- und das 64-cm-Kameraobjektiv eingebaut. Für die einzelnen Untersuchungen wurden uns freundlicherweise mehrere vergütete und unvergütete Prismen und Linsensätze von der Firma Steinheil zur Verfügung gestellt.¹

Die Öffnung des Kollimators und der Kamera konnte mit kreisförmigen und Rechteckblenden verändert werden.

Die verwendeten Objektive wurden mit der Messerschneidmethode geprüft und zeigten nur unerhebliche Restfehler.

Die Prismenflächen waren von seiten der Firma geprüft worden; ihre Unebenheiten waren kleiner als $\lambda/10$ auf 5 cm. Vor jeder Messung wurden die optischen Flächen sorgfältig gereinigt.

¹ Dafür sei an dieser Stelle der Fa. Steinheil und Herrn Prof. Dr. E. Preuß herzlichst gedankt.

Sonstige Daten des Spektralapparates:

Abmessung der Prismen 110 mm Basis bzw. bei 3 Prismen 315 mm
70 mm Höhe.

Durchlässigkeit des Prismenglases bei 10 cm Schichtdicke ohne

Reflexionsverluste: $\lambda = 546 \text{ m}\mu$	81 %
480	74 %
468	70 %
405	46 %

Der Spektrographenspalt ist symmetrisch. Ein Skalenteil der Schraubenteilung entspricht 5μ , so daß auf $1-2 \mu$ genau eingestellt werden kann. Um die Reproduzierbarkeit der Spalteinstellung sowie die Konstanz der Einstellung auf längere Zeit zu gewährleisten, haben wir zu unseren entscheidenden Versuchen feste Spalte benutzt, die mit Hilfe eines Einsatzes vor den möglichst weitgeöffneten Spektrographenspalt gesetzt wurden. Zur Herstellung dieser Spalte entwickelten wir ein besonderes Verfahren, dessen Kennzeichen es ist, daß wir aus einem geeigneten flüssigen Material einen Faden ziehen und denselben auf den Spaltträger (z. B. mikroskopisches Deckglas) legen. Der Spaltträger wird dann mit Silber bedampft und schließlich der Faden chemisch herausgelöst. An seiner Stelle bleibt so ein Spalt in der Silberschicht. Einzelheiten sind in (6) veröffentlicht.

Es gelingt so ohne weiteres, Spalte bis 1μ Breite und 1 cm Länge mit den saubersten optischen Eigenschaften herzustellen. Die Kanten sind gestochen scharf, und Längsabweichungen sind durch die Eigenspannung beim Aufbringen des Fadens auf den Träger fast ausgeschlossen.

2. Lichtquelle

Die Lichtquelle muß genügend lichtstark sein, und es soll das Wellenlängenprofil der zu untersuchenden emittierten Linien gegenüber dem apparativen Linienprofil des Spektrographen zu vernachlässigen sein.

Für die meisten Versuche haben wir deshalb die Cadmium-Spektrallampe der Fa. Osram benutzt. Diese ist eine Niederdrucklampe mit einem Betriebsdruck von etwa 10^{-2} mm Hg. Bei

den verwendeten Linien 4678 und 4800 Å liegen die schwachen Begleiter (7) sämtlich so, daß die obige Bedingung erfüllt ist. Eine intensiver strahlende Hg-Spektrallampe von Osram ist nur bei Messungen ohne Dispersion verwendet worden, da die verwendeten Linien 4047 und 5461 Å infolge des bedeutend höheren Betriebsdruckes der Lampe und infolge ihrer intensiveren Begleiter (7) eine wesentliche Verbreiterung zeigen.

Für Untersuchungen ohne Dispersion wurden die entsprechenden Linien durch die vorgeschriebenen Schott-Filter in Verbindung mit dem Zeiß-Spiegelmonochromator ausgesondert.

Besonders wichtig ist für photoelektrische Messungen eine genügende Konstanz des von der Lichtquelle ausgehenden Lichtstromes. Aus diesem Grunde wurde die Netzspannung mit magnetischen Spannungskonstanthaltern der Firma Siemens stabilisiert. Auch ist es aus Gründen der Stabilität günstiger, einen Vorschaltwiderstand an Stelle der üblichen Drossel zu verwenden. Man muß jedoch auch die innere Stabilität der Entladung in der Lampe möglichst gewährleisten. Durch kleine Schwankungen der Leitfähigkeit des Trägergases und daraus folgende Änderungen der Stromstärke zeigt ja jede Gasentladung auch bei konstanter äußerer Spannung innere Schwankungen. Aus den „Kaufmann'schen Kriterien“ (8) geht hervor, daß eine wirksame und schnelle Kompensation dieser inneren Stromschwankungen dann eintritt, wenn man einmal die Netzspannung und damit das Verhältnis des Spannungsabfalles am Vorschaltwiderstand zu dem der Entladung entsprechend wählt. Zum anderen läßt sich leicht zeigen (9), daß es in diesem Sinne auch günstig ist, die Charakteristik der Stromquelle der der Entladung anzugleichen. Schließlich soll die „stromlose Pause“ bei Wechselstrombetrieb (die Entladung geht in der Sekunde 100mal aus und zündet wieder) möglichst kurz sein.

Bei Vorversuchen zeigte sich, daß alle diese Bedingungen recht gut erfüllt werden, wenn man zwei magnetische Spannungskonstanthalter von 500 VA so gegeneinander schaltet, daß der Eingang des einen mit dem Ausgang des anderen verbunden ist (Abb. 1). Unbelastet ergibt sich hier eine Effektivspannung von 350 Volt bei 220 Volt Eingang. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Anordnung ist ähnlich negativ wie die der

Entladung, und die stromlosen Pausen sind, wie wir im Oszillogramm feststellen konnten, durch die hohe Spannung von 350 V im Moment der Zündung sehr kurz.

Durch diese Schaltung war die Stabilität der Entladung in der Hg- und Cd-Lampe so gut, daß bei einer Zeitkonstanten von

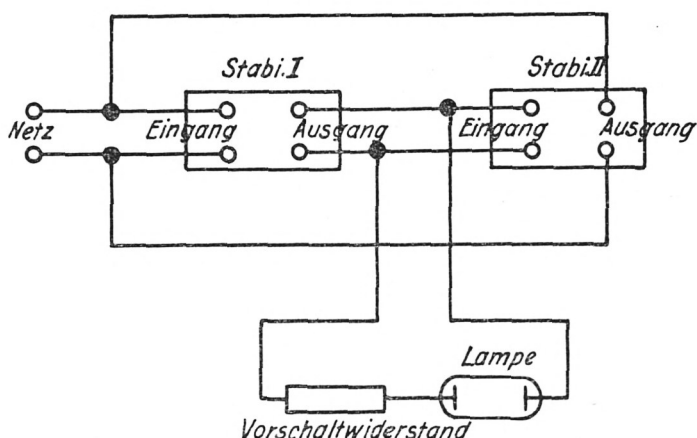


Abb. 1. Schaltung der Stabilisatoren

1 sec. nur mehr Schwankungen der Lichtemission von 3‰ bei Hg 4047 und 5461 und 2‰ bei Cd 4678 und $4800\text{\AA}$ auftraten. Nach einer Einbrennzeit von etwa $\frac{1}{4}$ – $\frac{1}{2}$ Stunde blieb die Emission über Stunden konstant. Dagegen ändert sich die Strahlungsleistung beim Ausschalten und Wiedereinschalten oft um einige Prozent.

3. Die Abbildung

Als Lichtquelle fungierte stets eine vor der Spektrallampe in etwa 1–2 cm Abstand liegende Opal-Glasscheibe; auf diese Weise war auch bei evtl. Abbildung der Lichtquelle ins Objektiv oder auf den Spalt eine gleichmäßige Ausleuchtung über die ganze Fläche erreicht. Zur Abbildung wurden achromatische Linsen verwendet, um für verschiedene Wellenlängen ohne Veränderung der optischen Anordnung Messungen ausführen zu können.

4. Die photographische Aufnahmetechnik

a) Kassette

Für photographische Aufnahmen wurde die normale Kassette verwendet. Um Plattenmaterial zu sparen (es wurde ja im allgemeinen nur eine Linie beobachtet), wurde sie durch Blenden so umgebaut, daß man durch seitliches Verschieben bis zu 12 Aufnahmen machen konnte. Zusammen mit der Höheneinstellung lassen sich so auf einer Platte etwa 130 Aufnahmen von einer Linie exponieren. So lassen sich auch für eine große Versuchsreihe Plattenemulsion und Entwicklungsbedingungen konstant halten.

b) Entwicklung

Die Entwicklung der Platte erfolgte mit Metol-Hydrochinon-entwickler Hauff 1:4 verdünnt 5 min. bei 18° C. Die Temperatur wurde durch ein thermostatisch geregeltes Wasserbad, in das die Entwicklerschale hineinhängt, auf $\pm \frac{1}{2}^{\circ}$ konstant gehalten. Die Bewegung des Entwicklers erfolgt mit einem Pinsel nach DIN 4512.

c) Plattensorten und Schwärzungskurven

Für unsere Untersuchungen haben wir handelsübliche, normalempfindliche Platten mit Lichthofschutzschicht verwendet, und zwar die Sorten Kranz Ultra Ortho, Kranz Feinkorn Ortho, Perutz Phototechnik B und Perutz Braunsiegel.

Die Schwärzungskurven wurden durch ein mitexponiertes 6 stufiges Stufenfilter der Fa. Fuess, Berlin-Steglitz, für die verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen. Die Durchlässigkeit des Filters wurde für den jeweils benutzten Spektralbereich photoelektrisch mit Hilfe von Interferenzfiltern bestimmt.

d) Auswertung

Ausgewertet wurden die Aufnahmen im Zeiß-Mikrophotometer. Der verhältnismäßig hohe Villinger-Effekt von 2⁰/₁₀₀ konnte durch Abblenden des Gesichtsfeldes praktisch vollkommen beseitigt werden ($< 0,5 \frac{0}{100}$ des Vollausschlages).

5. Die photoelektrische Meßanordnung

a) Die Kassette

An Stelle der Photokassette kann für die direkte photoelektrische Messung eine Sekundärelektronenvervielfacher-(SEV)-Anordnung in den Kassettenrahmen eingeschoben werden.

Sie besteht aus einem Feintrieb-Schlitten (Zeiß), der mittels einer Schraube von 0,2 mm Ganghöhe auf 1μ ablesbar in der Horizontalen bewegt werden kann. Darauf ist das Gehäuse des SEV angebracht. Verwendet wurde eine ausgesuchte RCA-Röhre, Typ 931 A. Das Gehäuse ist, wie der ganze Spektrograph, geerdet und schließt lichtdicht ab.

Gegen das Kameraobjektiv sitzt am Gehäuse der Photometerspalt. Es wurden dazu feste Spalte verwendet, die nach der auf Seite 56 angegebenen Methode hergestellt wurden. Normalerweise wurde, um ein möglichst aufgelöstes Bild des Linienprofils zu messen, ein Spalt von $1,5\mu$ Breite verwendet. Für sehr kleine Intensitäten, insbesondere an den äußeren Linienflanken, mußte auf diese große Auflösung verzichtet werden und es wurde dann ein Spalt von $10,5\mu$ Breite verwendet. In Dispersion müßten eigentlich wegen der Krümmung der Linien gekrümmte Spalte, z. B. bei der 3-Prismen-Montierung, von etwa 16 cm Krümmungsradius, verwendet werden. Da die Herstellung solcher Spalte bei den geringen Breiten noch nicht gelungen ist, haben wir bei sehr geringen Spalthöhen mit den geraden Spalten gemessen. Die Abweichung liegt bei 2 mm Spalthöhe unter der seitlichen Meßgenauigkeit von 1μ .

Der Photometerspalt kann mittels eines feinen Schraubenhebels so gedreht werden, daß er parallel zum Eintrittsspalt steht, außerdem kann der SEV in allen Richtungen des Raumes gegenüber dem Photometerspalt justiert werden. Dies ist notwendig, da bekanntlich (10) die Richtung und Größe der Kathodenausleuchtung wesentlich die Größe des nutzbaren Photostromes bestimmt. Eine Abbildung auf die Kathode ist nicht nötig, da der SEV so nahe an den Spalt herangebracht werden kann, daß das gesamte Licht von der Kathode aufgenommen wird. Am Gehäuse befindet sich auch der Spannungsteiler für

die Dynodenspannungen des SEV, der aus drahtgewickelten Widerständen besteht (insgesamt $2\text{ M}\Omega$).

b) Spannungsstabilisierung

Der SEV wird mit einer Spannung von 90 V/Stufe betrieben. Hierbei ist die Verstärkung etwa $5 \cdot 10^5$, die Größe des Anodendunkelstroms etwa $3 \cdot 10^{-9}\text{ A}$ und die Schwankungen bei Zimmertemperatur etwa 10^{-10} A .

Die zugeführte Spannung muß so konstant sein, daß die durch Spannungsschwankungen hervorgerufenen Anodenstromänderungen klein gegen die Schwankungen des Dunkelstroms sind. Aus der Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Stufenspannung (11) findet man eine notwendige Spannungskonstanz von mind. 10^{-4} der Gesamtspannung. Diese Spannungsstabilisierung wurde (Abb. 2) durch 1 Glimmlampenvorstufe und

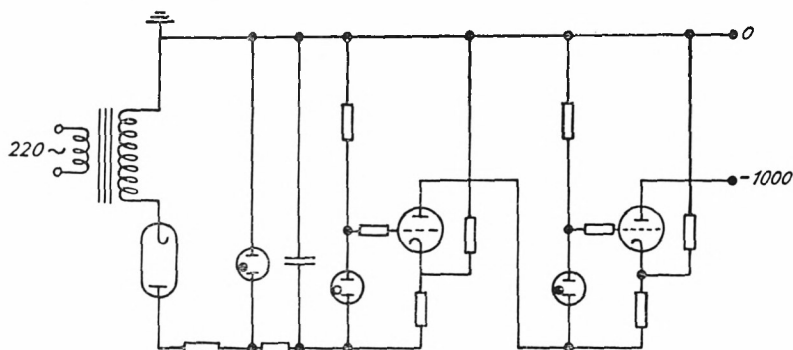


Abb. 2. Schaltskizze des Stabilisators für den Sekundärelektronenvervielfacher

2 Röhrenstufen durchgeführt¹ (sog. Durchgriffschaltung). Die Konstanz dieser Widerstände, der Röhrenheizung und der Gitterspannung, insbesondere der Endstufe, wird durch drahtgewickelte Widerstände, einen Heizakkumulator und eine wärmeisolierte Glimmlampen-stabilisierte Gitterspannung erreicht.

Die Messung der Spannungskonstanz mittels Kompensation durch einen Akku ergab eine Stabilität von besser als $5 \cdot 10^{-5}$,

¹ Der Stabilisator wurde von Hr. cand. phys. J. Diehl im Rahmen einer Zulassungsarbeit für das höhere Lehramt gebaut.

begrenzt durch die Meßgenauigkeit, (Zeitkonstante der Meßanordnung 1 sec., Konstanz über 6 Stunden nach $\frac{1}{2}$ Std. Einbrennen). Die Beobachtung über mehrere Tage hinweg ergab Schwankungen bis zu 10^{-4} der Gesamtspannung.

c) Registrierung

Die Messungen wurden durch ein direkt in der Anodenleitung des SEV liegendes SSG 10-Ruhstrat-Galvanometer in objektiver Ablesung registriert (Stromempfindlichkeit bei 5 m Skalenabstand $5 \cdot 10^{-11}$ A/mm, Innenwiderstand 5070Ω , der aperiodische Widerstand 290000Ω .)

Für Übersichtsmessungen wurde eine halbautomatische Registrierung verwendet. Der Photostrom wird dabei zunächst durch den Meßverstärker FH 408 der Fa. Friesecke u. Höpfner, Erlangen-Bruck, welcher bei einem Eingangswiderstand von $1 \text{ M}\Omega$ verwendet wird, verstärkt. An diesen Verstärker ist ein Punktschreiber mit Drehspulmeßwerk der Fa. Hartmann u. Braun,

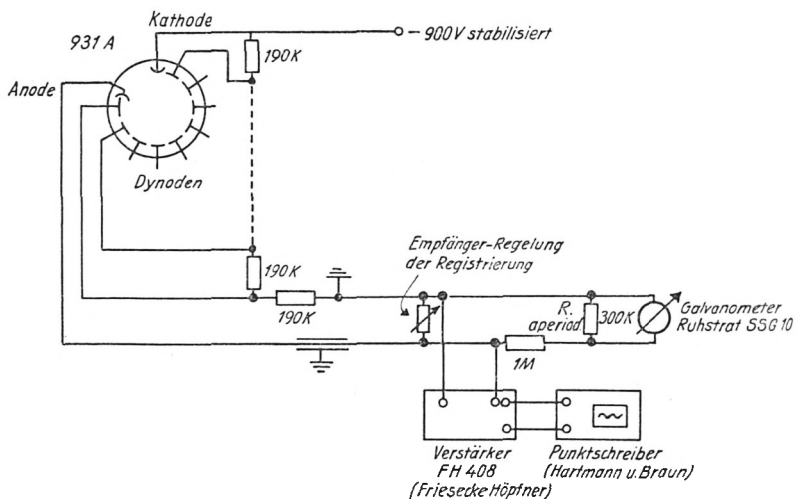


Abb. 3. Schaltbild der photoelektrischen Registrierung

Frankfurt/Main, angeschlossen, der so umgebaut ist, daß zu beliebigen Zeiten der Meßwert geschrieben werden kann.

Das gesamte Schaltbild der Registrierung ist in Abb. 3 dargestellt.

6. Justierung und Probemessungen

Der Kollimator wird auf unendlich, der Spektrographenspalt parallel zur Prismenkante und die Prismen einjustiert. Da nur immer eine Linie vermessen wird, bleibt die Kameraneigung senkrecht zur optischen Achse. Bei der photoelektrischen Messung erfolgt die Justierung der Photometerspaltneigung und des Kameraauszuges sukzessiv durch Messung der maximalen Intensität und der Änderung des Linienprofils. Auf diese Weise kann die Spaltneigung auf 1 Bogenminute, der Kameraauszug auf 0,1 mm genau eingestellt werden.

Durch Probemessungen wurden die Reproduzierbarkeit der Schlitteneinstellung in der Bildebene sowie die Linearität des SEV gemessen. Der Schlitten ließ sich innerhalb von Stunden während einer Meßreihe auf der Länge von 1 cm auf 2μ reproduzierbar einstellen. Von einem Tag auf den anderen wurde eine Reproduzierbarkeit von 5μ gefunden. Dies hängt wohl mit Veränderungen der spektrographischen Abbildung durch Temperaturschwankungen zusammen.

Die Linearität der Lichtleistung zum Anodenstrom des SEV ist entscheidend. In der Literatur finden sich darüber zahlreiche Angaben, z. B. (10, 11): Die amerikanischen Arbeiten finden bei einer Anodenstromentnahme von $< 1\mu\text{A}$ übereinstimmend völlige Linearität im Rahmen der Meßgenauigkeit zwischen der eingestrahlten Lichtleistung und dem Anodenstrom. Bei größeren Stromstärken tritt zwar Ermüdung ein, Engstrom konnte jedoch durch kurzzeitige Belichtung Proportionalität bis 10^{-3}A auf 3 % genau nachweisen, im Gegensatz zu Kortüm u. Maier (12), die Abweichungen bis zu 50 % am RCA-SEV beobachteten. Leider fehlen hier quantitative Angaben über die entnommene Stromstärke und die Zeit der Belichtung.

Zur Prüfung unserer SEV wurde bei verschiedenen Wellenlängen durch Filter die Lichtleistung im Verhältnis $1:10^4$ variiert. Das Ergebnis war, daß in Übereinstimmung mit den amerikanischen Autoren im Meßbereich von 10^{-10} bis 10^{-6}Amp. bei einer Meßgenauigkeit von 1,5 % keine Abweichung auch bei Belichtungen bis zu 6 Stunden zu finden war. Jedoch

bei höheren Stromentnahmen findet man meßbare zeitlich abhängige Ermüdungen. Abb. 4 zeigt eine solche typische Probe-messung.

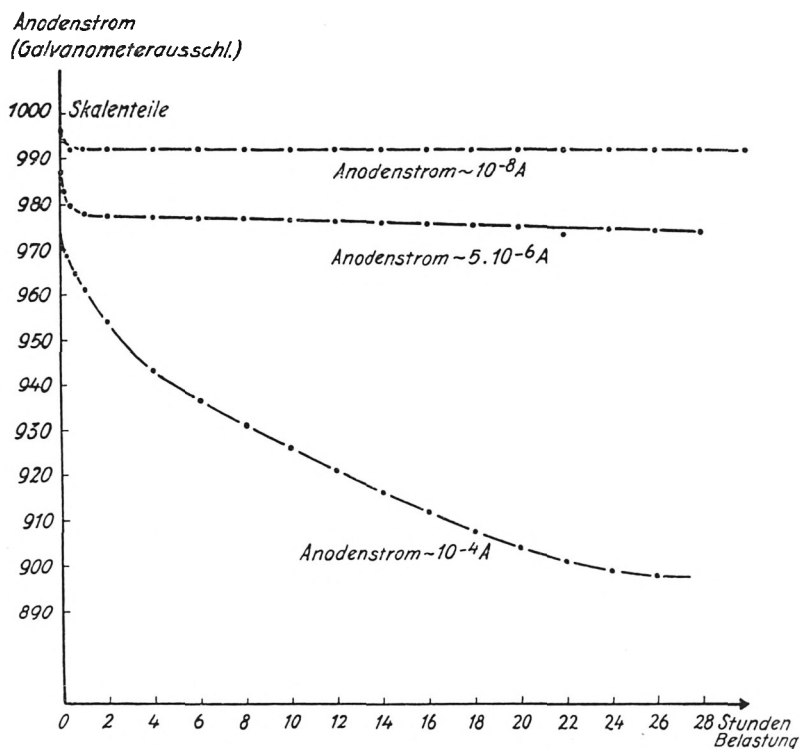


Abb. 4. Ermüdung des Sekundärelektronenvervielfachers RCA 931 A bei verschiedenen Anodenströmen

Die Erholung geht nach intensiver Bestrahlung nur sehr langsam zur ursprünglichen Empfindlichkeit hin.

Um auch während der Messung eines Linienprofils stets vor Störungen und Schwankungen der Apparatur sicher zu sein, wurden zunächst einige wenige Punkte des Profils vermessen und dann erst von neuem in kleinen Stücken die ganze Linie durchgemessen. Auf diese Weise waren Störungen durch Differenzen an den vorher gemessenen Punkten sofort zu erkennen.

Die Empfindlichkeit der photoelektrischen Gesamtanordnung war im Vergleich zur photographischen Aufnahme etwa so, daß noch Linien mit unserer hohen Auflösung vermessen werden konnten, die eine Belichtungszeit von etwa 30 min. benötigen.

C. Die Parameter der apparativen Linienbreite

1. Beugung

Einer der Parameter, die das Profil der apparativen Linie am meisten bestimmen, ist die Beugung an den Öffnungen des Spektrographen. Hier liegen grundlegende theoretische Ansätze und Rechnungen von A. Schuster (13) und P. H. van Cittert (14), sowie einiges experimentelles qualitatives photographisches Material von D. C. Stockbarger und L. Burns (15) vor. Auch von King u. Emslie (16) wurden im Rahmen einer Untersuchung über das Auflösungsvermögen von Spektralapparaten Beugungsansätze diskutiert. Es liegen bisher keine experimentellen Ergebnisse vor, die eine quantitative Prüfung der van Cittert'schen Rechnungen zulassen. Wie van Cittert exakt zeigen konnte, hängt die Intensitätsverteilung nicht nur von der Größe der Öffnungen des Spektrographenspaltes, des Kondensors und des Kollimator-Kamerasystems ab, sondern auch noch von der Weise der Beleuchtung des Spaltes, d. h. dem Öffnungswinkel des in den Kollimator tretenden Lichtbündels.

Um zu vergleichen, wie weit das unter allen diesen Gesichtspunkten berechnete Beugungsprofil dem wahren gemessenen Linienprofil nahe kommt, haben wir für mehrere Fälle die van Cittert'schen Ansätze ausgewertet und durchgerechnet. Es ist deshalb für das Verständnis des Folgenden eine kurze Darstellung dieses Ansatzes notwendig:

Die Lichtquelle sei in einem Abstand vom Spektrographenspalt aufgestellt, der bei der verwendeten Spaltbreite noch eine kohärente Spaltbeleuchtung gewährleistet. Die vom Lichtpunkt Z (Abb. 5) dieser als monochromatisch mit der Frequenz ν strahlenden Lichtquelle ausgehende Welle erzeugt im Spaltmittelpunkt G die Schwingung $S_G \sim \sin \frac{2\pi c t}{\lambda}$. In einem ande-

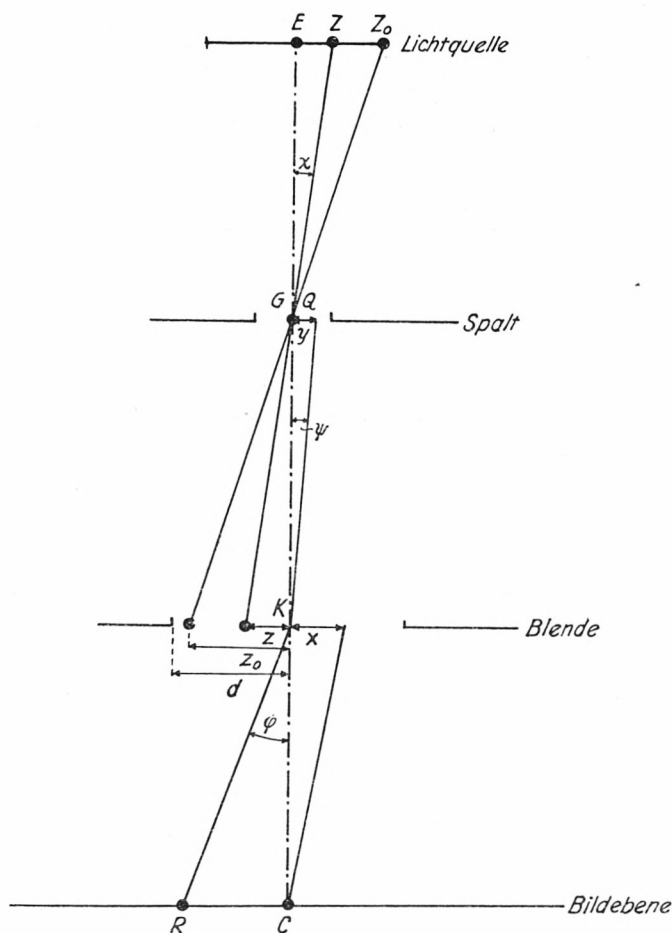


Abb. 5. Zur Ableitung der Beugungsrechnung

ren Punkt Q des Spaltes wird diese Schwingung phasenverschoben gegen G sein derart, daß

$$S_Q \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \chi y \right).$$

(Sämtliche Strecken sind in reziproken Wellenzahlen zu messen.) Vom Punkt Q ergibt sich also im Zentrum K der Linse die Schwingung

$$S_{KQ} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \chi y \right) \quad (1)$$

oder, da aus geometrischen Gründen $xy = z\psi$,

$$S_{KQ} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + z\psi \right).$$

Im Punkt P addiert sich die Phasenverschiebung ψx

$$S_{PQ} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + z\psi + x\psi \right).$$

Die vom Punkt P ausgehende Welle ergibt dann C die Schwingung

$$S_{CP} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \psi z + x\psi \right) \quad (2)$$

und in R

$$S_{RP} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \psi z + \psi x - \varphi x \right). \quad (3)$$

Die von Z ausgehende Totalschwingung in R ergibt sich dann durch Integration über die gesamte Spalt- und Kollimatorblendenbreite:

$$S_R \sim \int_{-y_0}^{+y_0} d\psi \int_{-d}^{+d} dx \sin(n t + \psi z + \psi x - \varphi x),$$

wobei $n = \frac{2\pi c}{\lambda}$; d = halbe Seitenlänge der rechteckigen Blende im Kollimator (in reziproken Wellenzahlen). Nach Anwendung der Additionstheoreme trigonometrischer Funktion läßt sich die Integration durchführen und ergibt

$$\begin{aligned} S_R \sim & [\sin(n t + \varphi z) \{ Si(\psi_0 - \varphi) (d + z) + Si(\psi_0 - \varphi) (d + z) \\ & + Si(\psi_0 - \varphi) (d - z) + Si(\psi_0 - \varphi) (d - z) \} \\ & + \cos(n t + \varphi z) \{ M(\psi_0 - \varphi) (d + z) - M(\psi_0 - \varphi) (d + z) \\ & - M(\psi_0 - \varphi) (d - z) + M(\psi_0 + \varphi) (d - z) \}]. \end{aligned}$$

$Si(a)$ ist dabei der Integralsinus $\int_0^a \frac{\sin \alpha}{\alpha} d\alpha$ und $M(a)$ die Funktion $\int_0^a \frac{1 - \cos \alpha}{\alpha} d\alpha$.

Die Intensitätsverteilung, verursacht durch den Punkt z der Lichtquelle in der Bildebene ergibt sich durch Quadrieren der

Amplitudenfunktion:

$$\begin{aligned}
 J_{\varphi d} = A [& \{ Si(\psi_0 - \varphi)(d + z) + Si(\psi_0 + \varphi)(d + z) \\
 & + Si(\psi_0 - \varphi)(d - z) + Si(\psi_0 + \varphi)(d - z) \}^2 \\
 & + \{ M(\psi_0 - \varphi)(d + z) - M(\psi_0 - \varphi)(d + z) \\
 & - M(\psi_0 - \varphi)(d - z) + M(\psi_0 - \varphi)(d - z) \}^2].
 \end{aligned}$$

Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich aus der Bedingung, daß für $d = \infty$, $J(\infty) = 1$ sein muß. Daraus folgt

$$Si(\infty) = \frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad A = \frac{1}{4\pi^2}.$$

Um nun noch die Intensitätsverteilung für die gesamte ausgedehnte Lichtquelle zu erhalten, muß man über die ganze Lichtquelle, also von $-z_0$ bis $+z_0$, integrieren.

Dabei ergeben sich drei Spezialfälle:

1. Die Lichtquelle ist weit entfernt und von geringer Ausdehnung, so daß $z = 0$ gesetzt werden kann („kohärenter Fall“). Dabei ergibt sich für die Intensitätsverteilung $J(\varphi, d) = \frac{1}{\pi^2} \{ Si(\psi_0 - \varphi)d + Si(\psi_0 + \varphi)d \}^2$.
2. Die Lichtquelle ist sehr nahe am Spalt und ihre Apertur bezüglich des Spaltes groß gegen die des Kollimators. Dann entfällt die Kohärenzbedingung und man kann den Spalt als inkohärenten Selbstleuchter ansehen („inkohärenter Fall“). In diesem Falle dürfen dann nicht die Schwingungsamplituden, sondern müssen die Intensitäten über den Spalt addiert werden. Bei gleichmäßig ausgeleuchtetem Spalt ergibt sich dann für Gleichung (2) und (3)

$$S_{PQ} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \psi x \right), \quad (4)$$

$$S_{RP} \sim \sin \left(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \psi x - \varphi x \right), \quad (5)$$

$$S_{RQ} \sim \int_{-d}^{+d} \sin(nt + \psi x - \varphi x) dx =$$

$$\frac{\sin(\psi - \varphi)d}{\psi - \varphi} \sin nt,$$

$$J_Q \sim \frac{\sin^2(\psi - \varphi)d}{(\psi - \varphi)^2}. \quad (6)$$

Integriert über die Spaltbreite ergibt sich für die Intensitätsverteilung in der Bildebene

$$\begin{aligned}
 J_{\varphi d} &= B \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \frac{\sin^2(\psi - \varphi) d}{(\psi - \varphi)^2} d\psi \\
 &= B \left(Si\,2(\psi_0 - \varphi) d + Si\,2(\psi_0 + \varphi) d \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\sin^2(\psi_0 - \varphi) d}{(\psi_0 - \varphi) d} - \frac{\sin^2(\psi_0 + \varphi) d}{(\psi_0 + \varphi) d} \right).
 \end{aligned} \quad (7)$$

Der Proportionalitätsfaktor B wird wieder wie oben durch die Bedingung $d = \infty : J(\infty) = 1$ zu $\frac{1}{\pi}$ bestimmt.

3. Die Lichtquelle wird so aufgestellt, daß sie gerade den Kollimator ausleuchtet, daß also $z_0 = d$ ist („Ausleuchtungsfall“). Die Intensitäten-Integration über die Lichtquelle muß dann am besten graphisch erfolgen.

Zur numerischen Auswertung mußten, da die mathematischen Unterlagen zum Teil unzureichend und nicht erreichbar waren, zur Erreichung der experimentellen Genauigkeit neue Tafeln berechnet werden, und zwar die Funktionen $Si(x)$ und $M(x)$ für das Intervall 0,00 bis 25,25 in Abständen 0,01. Die Genauigkeit der aufgestellten Funktionswerte ist 0,0002.

Es wurden auf diese Weise für die Wellenlängen $\lambda_1 = 5461$, $\lambda_2 = 4047$ und $\lambda_3 = 4678 \text{ \AA}$ die Beugungsprofile berechnet, und zwar für die Spektrographenspaltbreiten 5μ , 25μ und 100μ , und die quadratischen Kollimator-Blendenöffnungen von 3,5 cm und 0,97 cm Seitenlänge.

Die Kollimatorbrennweite f_1 wurde von der Fa. Steinheil zu 650,0 mm, die Kamerabrennweiten für die drei Wellenlängen zu 674,6 mm für λ_1 , 641,9 mm für λ_2 und 660,6 mm für λ_3 angegeben. Die Berechnung erfolgte unter Voraussetzung der drei angegebenen Beleuchtungsarten.

Die Genauigkeit der Kurven ergibt sich aus der Genauigkeit der Tabelle und dem Rechenverfahren. Wir haben sie abgeschätzt und finden als Maximalfehler einen Fehler der Intensitätsangabe von $3\%_{00}$ im ungünstigsten Falle. Die so berechneten Intensitätsverteilungen sind in den später folgenden Abb. 9

wiedergegeben. Die Intensitäten sind auf die Maximalintensität 1 normiert. Zusätzlich sind Ausläufer der Linien in 10facher Vergrößerung eingezeichnet.

Vergleicht man als charakteristische Größen für das Linienprofil die Halbwertsbreite und die Zentrumsintensität bezogen auf maximale Intensität $=1$, bei den verschiedenen Beleuchtungsarten unter sonst gleichen Bedingungen, so ergibt sich:

1. die Halbwertsbreite ist am kleinsten für „kohärente“ Beleuchtung und am größten für „inkohärente“ Beleuchtung;
2. die Zehntelwertsbreite geht vollständig parallel mit der Halbwertsbreite;
3. die Abweichung der Zentrumsintensität von der Maximalintensität ist am stärksten bei kohärenter Beleuchtung. Man erkennt aus den Profilen der Abb. 9, daß dies durch starke Beugungs-Strukturen des Hauptmaximums hervorgerufen wird. Auch bei Ausleuchtung des Kollimators sind diese Abweichungen noch sehr deutlich, während sie bei inkohärenter Beleuchtung nur noch sehr wenig in Erscheinung treten.

Die großen Unterschiede, die sich in der Beugungsfigur bei sonst gleichen Bedingungen zwischen kohärenter und inkohärenter Beleuchtung ergeben, zwingen bei Vergleichsmessungen zu strenger Einhaltung der Konstanz der Beleuchtungsabbildung, um Fehlschlüsse zu vermeiden. (Ein schönes Beispiel für die Berechtigung dieser Mahnung zeigt Brandmüller (28) bei Vergleichsmessungen mit Volumenstrahlern.)

Vergleicht man die Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten bei verschiedenen Wellenlängen, Spaltbreiten und Kollimatoröffnungen, so läßt sich allgemein feststellen:

1. Die Halbwertsbreite nimmt mit der Spektrographenspaltbreite linear bis zu einem konstanten Wert ab, der dann nicht weiter unterschritten wird. (Bei unseren Versuchsdaten bei etwa 10 μ Spaltbreite). Die Zentrumsintensität ist dabei schon wesentlich geringer als bei großen Spaltbreiten; will man also neben großer Schärfe auch noch hohe Intensität der Linie, so muß ein Intensitäts-Schärfe-Optimum bei weiter geöffnetem Spalt gesucht werden.

2. Die Differenz Zehntelwertsbreite – Halbwertsbreite ist bei verschiedenen Wellenlängen unter sonst gleichen Apparatebedingungen für lange Wellen größer als für kurze, d. h. die Flankensteilheit wächst mit abnehmender Wellenlänge.

Die Tabelle 1 gibt zur Bestätigung eine Übersicht der Halbwertsbreiten und Zehntelwertsbreiten sowie der Differenz Halbwertsbreite – Zehntelwertsbreite in μ für die berechneten Fälle bei verschiedenen Spaltbreiten, Kollimatoröffnungen, Wellenlängen und Beleuchtungsarten.

Tabelle 1. Zusammenstellung der berechneten Halbwertsbreiten (HWB) und Zehntelwertsbreiten (ZWB) und der Differenzen $\Delta = \text{ZWB} - \text{HWB}$ in μ .

Beleuchtung	Kollimator- blenden- Öffnung	Spalt- breite	5461 Å°	4678 Å°	4047 Å°
			HWB ZWB Δ	HWB ZWB Δ	HWB ZWB Δ
kohärente Beleuchtung	3,5 cm	100 μ	97 107 10		96 100 4
		25	18 30 12		21 27 6
		5	9 16 7		7 12 5
	0,9 cm	100	80 120 40		84 106 22
		25	34 58 24		23 42 19
		5	33 56 23		22 40 18
inkohärente Beleuchtung	3,5 cm	100	102 112 10	99 107 8	96 102 6
		25	26 37 11	26 35 9	23 30 7
		5	10 17 7	8 14 6	6 10 4
	0,9 cm	100	102 142 40	102 134 32	96 124 28
		25	36 66 30	32 56 24	28 48 20
		5	32 56 24	28 48 20	22 38 16
ausgeleuch- teter Kollimator	3,5 cm	100	99 109 10		
		25	24 34 10		
		5	10 16 6		
	0,9 cm	100	96 130 34		
		25	34 58 24		
		5	33 56 23		

2. Streulicht und Absorption

a) *Streulicht*

Im Gegensatz zu der Volumenstreuung ist das Streulicht an optischen polierten Grenzflächen erst in den letzten Jahren von Keck (17) und Kruis u. Macek (18) in einigen Arbeiten untersucht worden. Bei Linsen und Prismen kann das Streulicht zweierlei Ursachen haben:

Einmal ist es die Streuung in der Oberfläche, welche durch mangelhafte Politur oder Trübung einer evtl. Vergütungsschicht zustande kommt; dann aber kommt auch Streulicht durch unbeabsichtigte Reflexe in die Apparatur. Dabei ist die Streuintensität in verschiedenen Richtungen stark abhängig von der Größe der Streuzentren, den Reflexionsbedingungen und dem Totalreflexionswinkel. Wie Keck zeigen konnte, ergeben sich bei Variationen dieser Bedingungen ganz verschiedene Winkelverteilungen. Für unsere Versuche kann jedoch diese Winkelabhängigkeit des Streulichts weitgehend vernachlässigt werden, da der Winkelbereich eines untersuchten Linienprofils immer im Intervall $< 1^\circ$ liegt. Die Streuintensität ergibt sich so als kontinuierlicher Untergrund, über dem sich das Linienprofil erhebt.

Die Entspiegelung von Glasflächen bringt neben dem erheblichen Intensitätsgewinn des durchgehenden Lichts (nach Stamm und Salzman (3) bei 0° Einfallswinkel 3%, bei 56° Einfallswinkel 5% pro Schicht), unter Umständen auch eine Veränderung der Streuung an der Oberfläche. Diese kann hervorgerufen werden durch eine geringe Veränderung der Glasoberfläche bei den chemisch aufgetragenen Schichten oder die Trübung in der Vergütungsschicht selbst.

b) *Die Absorption*

Beim Durchgang des Lichts durch die großen Prismen tritt eine erhebliche Absorption auf. Nach den auf Seite 4 angegebenen Werten läßt sich für ein Parallelbündel der Wellenlänge 468 m μ bei etwa 55° Einfallswinkel der Abfall der Intensität von der Spitze des Prismas zur Basis berechnen: das Verhältnis der maximalen zur minimalen Intensität in diesem Bündel ist bei

einer wirksamen Basisbreite von 5 cm etwa 1,2:1, bei 16 cm 2:1 und bei der größten Basisbreite 30 cm etwa 3,5:1.

Wie wirkt sich diese Absorption auf das Linienprofil aus? Um dies abschätzen zu können, haben wir die Absorption in die

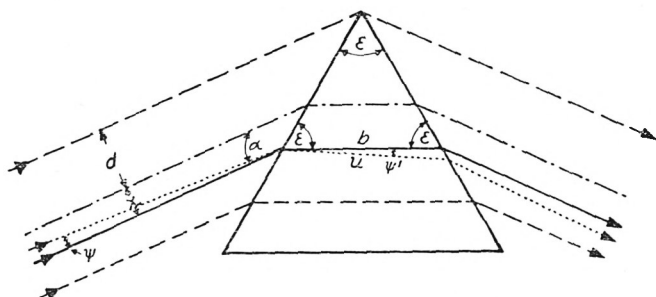


Abb. 6. Zum Einfluß der Absorption

Beugungsrechnung mit hineingenommen und quantitativ abgeschätzt.

Der Weg u durch das Prisma ergibt sich aus geometrischen Beziehungen an einer beliebigen Stelle x des Bündels zu

$$u = \frac{(\sin \epsilon) (x + d)}{\sin(\epsilon + \psi') \cos \alpha}.$$

Dabei ist ϵ der brechende Winkel des Prismas ($= 60^\circ$), d die halbe Bündelbreite, α der Einfallswinkel. ψ' ist mit dem Öffnungswinkel des endlich breiten Spektrographenspaltes durch das Brechungsgesetz verknüpft. Da jedoch $\psi \ll \epsilon$ ist, kann für unsere Abschätzung $\psi' \approx \psi$ gesetzt werden.

Für $\psi = 0$ soll symmetrischer Durchgang durch das Prisma vorausgesetzt sein. Sämtliche Längen werden in reziproken Wellenzahlen gemessen.

Die Amplitude nimmt nach Durchgang durch die Schichtdicke u durch Absorption auf den Betrag

$$A = A_0 e^{-au} \quad (a = \text{Extinktionskonstante})$$

ab. In erster Näherung ergibt sich hierfür ($au \ll 1$)

$$A = A_0(1 - au) = A_0 \left(1 - a \frac{(\sin \epsilon) (x + d)}{\sin(\epsilon + \psi) \cos \alpha} \right) = A_0 - A_1 \frac{(x + d)}{\sin(\epsilon + \psi)},$$

wobei $A_1 = \frac{a \sin \epsilon}{\cos \alpha}.$

Mit dieser nun von der Spaltbreite (ψ) und der Blendenöffnung (x) abhängigen Amplitudenfunktion ist die Schwingungsfunktion zu multiplizieren.

Wir haben für den „inkohärenten Fall“ die Integrationen durchgeführt und die Funktion abgeschätzt.

Für die vom Spaltzentrum Q herrührende Schwingung ergibt sich dann an Stelle der Gleichung (7) von Seite 69 die Intensitätsfunktion in der Bildebene:

$$J_{\varphi d} \sim \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} \left[\left(A_0 - A_1 \frac{d}{\sin(\varepsilon + \psi)} \right)^2 \left(\frac{\sin^2 d(\psi - \varphi)}{(\psi - \varphi)} \right) + \frac{A_1^2}{\sin^2(\varepsilon + \psi)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\left(\frac{\sin d(\psi - \varphi)}{\psi - \varphi} - d \cos d(\psi - \varphi) \right)^2}{(\psi - \varphi)^2} \right] d\psi.$$

Dieses Integral läßt sich auflösen zu:

$$J_{\varphi d} \sim \left[\left(A_0 - \frac{A_1 d}{\sin \varepsilon} \right)^2 + 2 \frac{A_1 d}{\sin \varepsilon} \operatorname{ctg} \varepsilon \left(A_0 - \frac{A_1 d}{\sin \varepsilon} \right) \varphi \right] \int_{-d(\varphi_0 - \varphi)}^{+d(\varphi_0 - \varphi)} \frac{\sin^2 y}{y^2} dy \quad (\text{I})$$

$$+ A_1 \left(2 A_0 \frac{A_1 d}{\sin \varepsilon} \right) \frac{\cos \varepsilon}{\sin^2 \varepsilon} \int_{-d(\varphi_0 - \varphi)}^{+d(\varphi_0 - \varphi)} \frac{\sin^2 y}{y} dy \quad (\text{II})$$

$$+ \frac{A_1^2 d^2 (1 - 2 \varphi \operatorname{ctg} \varepsilon)}{\sin^2 \varepsilon} \int_{-d(\varphi_0 - \varphi)}^{+d(\varphi_0 - \varphi)} \frac{\left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right)^2}{y^2} dy \quad (\text{III})$$

$$+ \frac{2 A_1^2 d \cos \varepsilon}{\sin^2 \varepsilon} \int_{-d(\varphi_0 - \varphi)}^{+d(\varphi_0 - \varphi)} \frac{\left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right)^2}{y} dy, \quad (\text{IV})$$

wobei $y = d(\psi - \varphi)$ gesetzt ist. Die Integrale lassen sich durch tabellierte Funktionen darstellen. Man erkennt, daß zu der ursprünglichen Beugungsfunktion noch Funktionen hinzutreten, die bezüglich $\varphi = 0$ in φ zum Teil symmetrisch, zum Teil asymmetrisch sind.

Asymmetrisch sind die Integrale von (II) und (IV) und die Koeffizienten vor den Integralen von (I) und (III).

Wir versuchen nun, die Größe dieser Abweichungen für unsere gegebenen Verhältnisse abzuschätzen. Zunächst sieht man sofort, daß sich für $A_1 = 0$, also ohne Absorption, die ursprüngliche Funktion ergibt.

1. Abschätzung der symmetrischen Abweichung

Für die symmetrische Abweichung kommt nur der Ausdruck (I) und (III) in Betracht, da (II) und (IV) vollkommen asymmetrisch in φ sind.

Fassen wir (I) und (III) zusammen und berücksichtigen wir nur die in φ symmetrischen Koeffizienten, so ist die Abweichung A_{symm} von der ursprünglichen Beugungsfunktion ohne Absorption:

$$A_{\text{symm}} = Si(2d(\psi_0 + \varphi)) + Si(2d(\psi_0 - \varphi)) \\ - \frac{\sin^2 d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} - \frac{\sin^2 d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)} \\ - C \cdot \frac{1}{3} \left\{ \frac{\left(\cos d(\psi_0 + \varphi) - \frac{\sin d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} \right)^2}{d(\psi_0 + \varphi)} + \frac{\cos d(\psi_0 - \varphi) - \frac{\sin d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)}}{d(\psi_0 - \varphi)} \right\},$$

wobei C sich aus den symmetrischen Koeffizienten von (I) und (III) zusammensetzt.

Die numerische Auswertung ergibt, daß die Abweichung ihre größten Werte in den starken Krümmungen des Hauptmaximums der Beugungsfigur annimmt. In den Abb. 9 sind die entsprechenden Abweichungen in die Beugungsfiguren eingerechnet. Für kleine Öffnungen ist sie im Rahmen der Meßgenauigkeit zu vernachlässigen.

2. Abschätzung der asymmetrischen Abweichung

Die asymmetrische Abweichung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Der 1. Anteil von Ausdruck (II) und (IV) hat einen konstanten Faktor, der 2. Anteil von Ausdruck (I) und (III) hat einen Faktor, der noch mit φ zu multiplizieren ist.

Die erste Funktion der symmetrischen Abweichung ergibt sich zu: $A_{\text{sym } 1} =$

$$\begin{aligned} & - C_1 \frac{1}{2} \{ M \, 2d(\psi_0 + \varphi) - M \, 2d(\psi_0 - \varphi) \} \\ & + C_2 \left[\frac{1}{2} \{ M \, 2d(\psi_0 + \varphi) - M \, 2d(\psi_0 - \varphi) \} \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin^2 d(\psi_0 + \varphi)}{d^2(\psi_0 + \varphi)^2} - \frac{\sin^2 d(\psi_0 - \varphi)}{d^2(\psi_0 - \varphi)^2} \right\} \right. \\ & \quad \left. + \left\{ \frac{\sin 2d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} - \frac{\sin 2d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)} \right\} \right]. \end{aligned}$$

Die zweite Funktion der asymmetrischen Abweichung wird: $A_{\text{sym } 2} =$

$$\begin{aligned} & + C_3 \left[(Si \, 2d(\psi_0 + \varphi) + Si \, 2d(\psi_0 - \varphi) \right. \\ & \quad \left. - \left\{ \frac{\sin^2 d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} + \frac{\sin^2 d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)} \right\} \right] \\ & - C_4 \frac{1}{3} \left[\frac{\left(\cos d(\psi_0 + \varphi) - \frac{\sin d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} \right)^2}{d(\psi_0 + \varphi)} + \frac{\left(\cos d(\psi_0 - \varphi) - \frac{\sin d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)} \right)^2}{d(\psi_0 - \varphi)} \right. \\ & \quad \left. - \left\{ \frac{\sin^2 d(\psi_0 + \varphi)}{d(\psi_0 + \varphi)} + \frac{\sin^2 d(\psi_0 - \varphi)}{d(\psi_0 - \varphi)} \right\} \right], \end{aligned}$$

wobei C_3 und C_4 sich aus den Koeffizienten von (I) und (III) zusammensetzen.

In Abb. 7 sind für die Kollimatorblende 3,5 cm und die Wellenlänge 4678 Å die asymmetrischen Abweichungen von der ursprünglichen Beugungsfigur im Verhältnis zur Maximalintensität dargestellt. Man sieht, daß die Gesamtabweichung in diesem Fall etwa 10^{-6} der Maximalintensität ist.

Die asymmetrische Abweichung liegt so für alle von uns untersuchten Beugungsbilder unter der Meßgenauigkeit. Jedoch kann sie bei größeren Öffnungen, wie sich leicht rechnen läßt, größere und zu berücksichtigende Werte ergeben.

Es sei noch auf ein Ergebnis unserer Rechnung hingewiesen: Eine asymmetrische Abweichung ergibt sich demnach nicht durch eine Amplitudenschwächung längs der beugenden

Öffnung (etwa durch einen planparallelen Graukeil realisierbar), sondern erst durch den von der endlichen Spaltöffnung hervor-

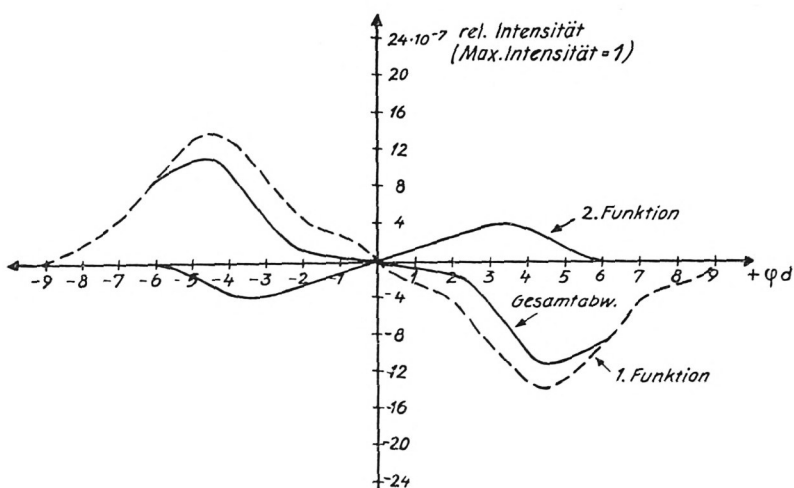


Abb. 7. Zur asymmetrischen Abweichung durch Absorption

gerufenen Winkelunterschied der das Prisma durchsetzenden Bündel, also durch Phasenbeziehungen.

3. Messungen

Zunächst wurden die Beugungsbilder ohne Prismen ausgemessen. Die optische Anordnung für die drei verschiedenen Beleuchtungsarten ist in Abb. 8 dargestellt.

In jedem Fall wird die Mattscheibe der Lichtquelle in das Monochromatorobjektiv abgebildet.

Bei „kohärenter“ Beleuchtung wird das den Ausgangsspalt verlassende Lichtbündel mittels einer Linse fast parallel auf den Spektrographenspalt gerichtet.

Beim „Ausleuchtungsfall“ wird das Monochromatorobjektiv auf eine Mattscheibe abgebildet; deren Größe wird so bemessen, daß die Spektrographenblende gerade ausgeleuchtet wird.

Bei „inkohärenter“ Beleuchtung wird diese Mattscheiben-Lichtquelle so nahe an den Spalt gebracht, daß der Öffnungs-

winkel des Lichtbündels groß gegen die Öffnung der Kollimatorblende wird.

Bei jeder dieser Beleuchtungsarten wurden Wellenlänge, Spektrographenspaltbreite und Kollimatorblende in mehreren Meßreihen variiert. Die Meßpunkte sind in den Abb. 9 in die theore.

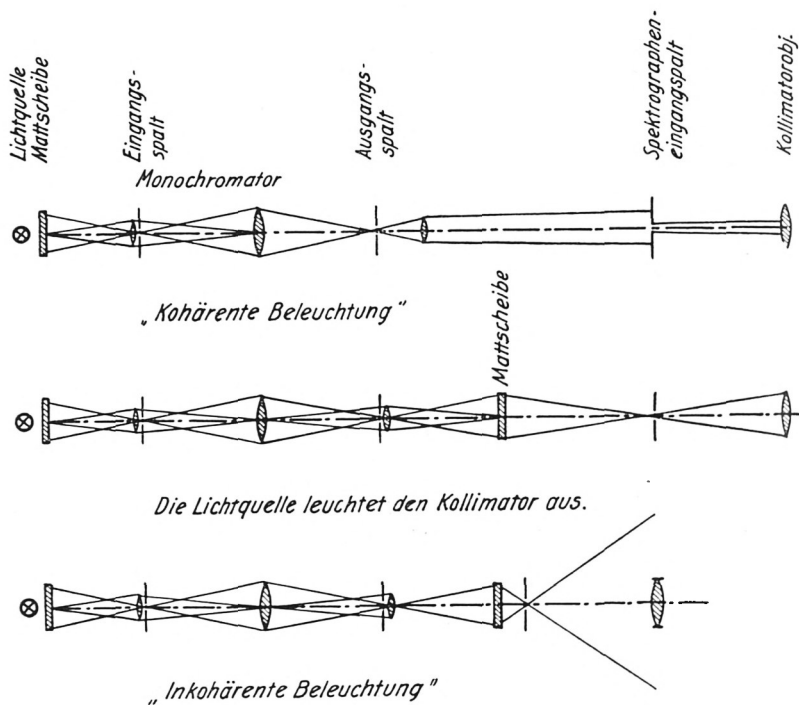


Abb. 8. Optische Anordnungen für die drei Beleuchtungen des Spektrographenspalts

tisch errechneten Kurven eingetragen, sämtliche Kurven sind auf die Maximalintensität 1 normiert. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit weitgehend gegeben. Auch die Strukturen des Hauptmaximums im kohärenten Fall sowie die Nebenmaxima sind durch die Messungen vollständig reproduziert.

Bei 10facher Vergrößerung, also einer Ablesegenauigkeit von 0,5% der Maximalintensität bemerkt man Abweichungen,

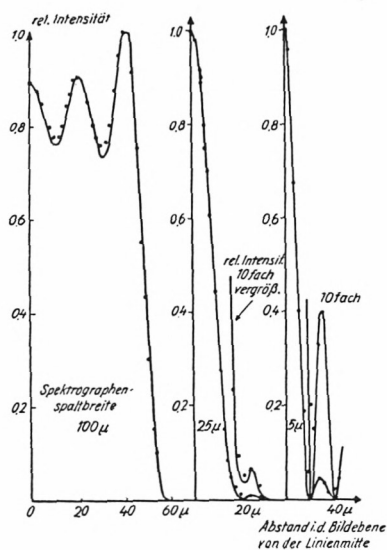


Abb. 9a. Spectrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $5461 \text{ \AA}$, 3,5 cm Kollimatoröffnung und kohärenter Beleuchtung ohne Prismen. In die ausgezogenen berechneten Kurven sind die Meßpunkte eingetragen

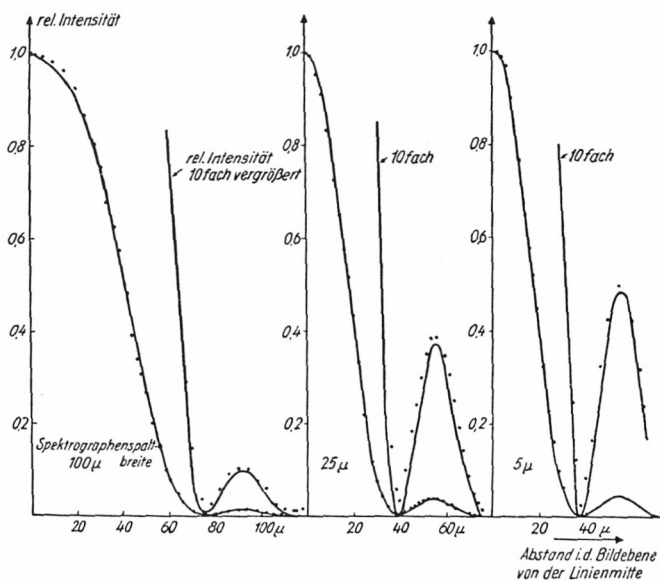


Abb. 9b. Spectrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $5461 \text{ \AA}$, 0,9 cm Kollimatoröffnung und kohärenter Beleuchtung ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

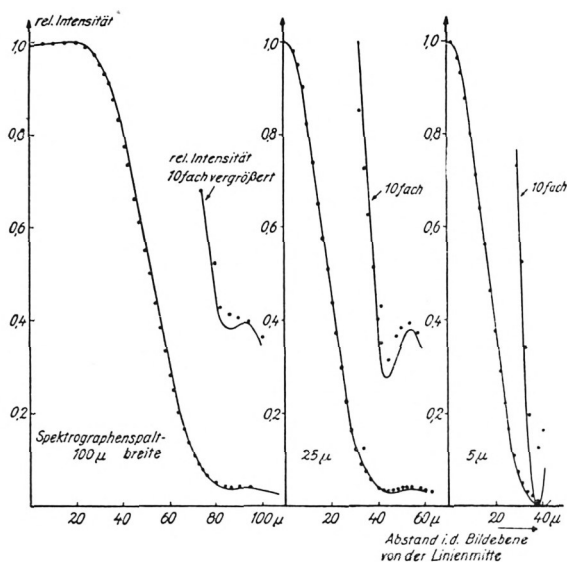


Abb. 9c. Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $5461 \text{ \AA}$, $0,9 \text{ cm}$ Kollimatoröffnung und in kohärenter Beleuchtung ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

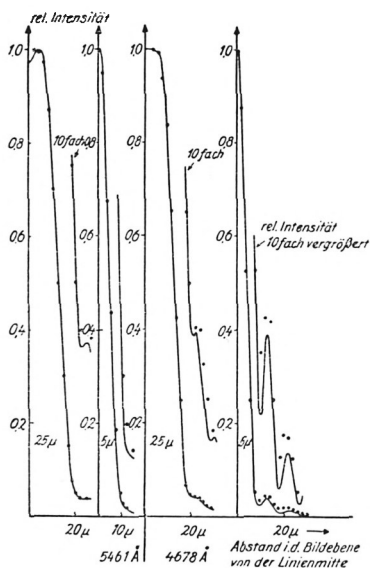


Abb. 9d: Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $3,5 \text{ cm}$ Kollimatoröffnung und inkohärenter Beleuchtung ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

welche dem Streulicht zuzuschreiben sind. Der Streulichtanteil liegt bei den verwendeten vergüteten Linsen etwa bei 2‰ der Maximalintensität und ist unter das gesamte Linienprofil als kontinuierlicher Untergrund verteilt. Vergleicht man das Streulicht bei den verschiedenen Beleuchtungsarten, so findet man bei

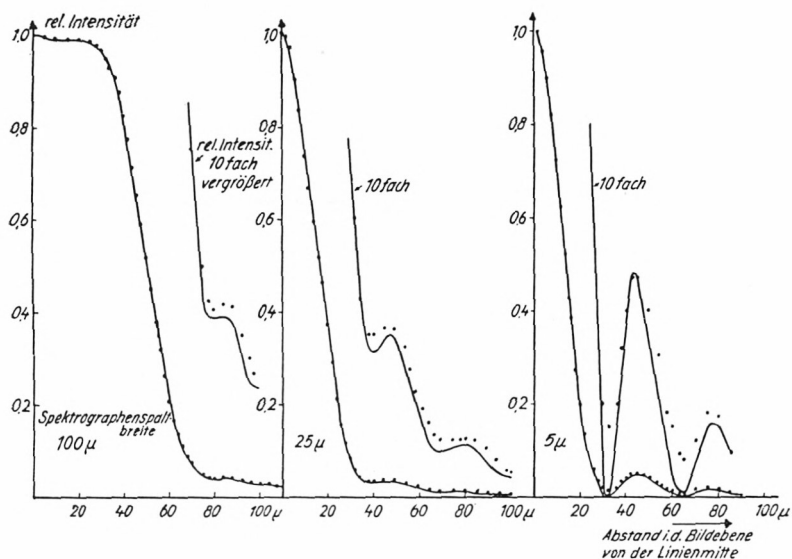


Abb. 9e. Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $4678 \text{ \AA}$, $0,9 \text{ cm}$ Kollimatoröffnung und inkohärenter Beleuchtung ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

„kohärenter“ Beleuchtung den geringsten Anteil. Eine Erklärung wäre folgende: Bei dieser Beleuchtung geht der größte Teil des Lichtstromes durch die Mitte der Linse. Die das Streulicht in der Hauptsache hervorrufenden Reflexionen sind aber bei senkrechtem Einfall am schwächsten.

Bei den Profilen der 5μ -Spalte erreicht die Meßkurve oft nicht mehr die theoretische Höhe des ersten Nebenmaximums. Dies ist eine Folge des durch den Photometerspalt begrenzten Auflösungsvermögens.

Wir haben einen Teil der Messungen auch an unvergüteten Objektiven durchgeführt. Hier erhöht sich der Streulichtanteil um etwa $\frac{1}{2}\text{‰}$. In Abb. 10 sind in stark vergrößertem Maßstab die

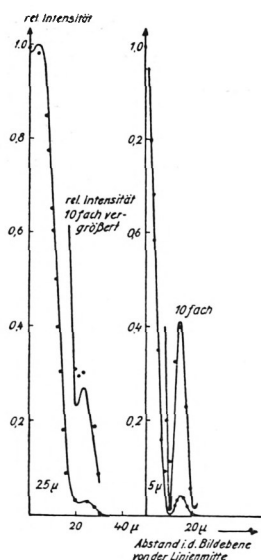


Abb. 9f

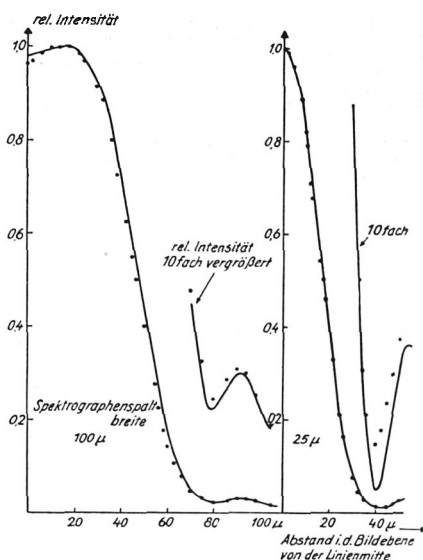


Abb. 9g

Abb. 9f. Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $5461 \text{ \AA}$, 3,5 cm Kollimatoröffnung und mit ausgeleuchtetem Kollimator ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

Abb. 9g: Spektrographenlinienprofile. Rechnung und Messung bei $5461 \text{ \AA}$, 0,9 cm Kollimatoröffnung und mit ausgeleuchtetem Kollimator ohne Prismen. Sonst siehe Abb. 9a

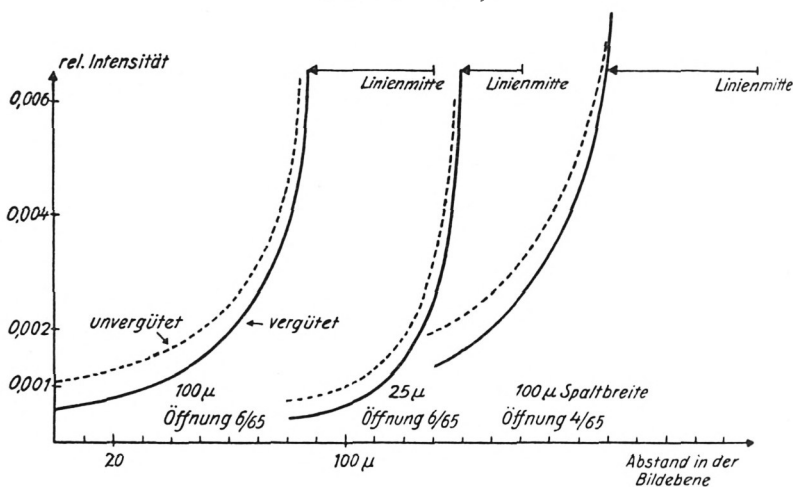


Abb. 10. Einfluß der Vergütung der Linsen auf das Streulicht bei verschiedenen Spektrographenspaltbreiten und Öffnungen

Ausläufer einiger Linien, die mit unvergüteten Linsen gemessen wurden, in Vergleich zu den Messungen mit vergüteten Linsen gesetzt. Die Größe der Zunahme des Streulichts steht in Einklang mit den Messungen von Keck (17).

Bei den Messungen mit Prismen wurde zunächst ein unvergütetes Prisma, dann drei unvergütete Prismen und schließ-

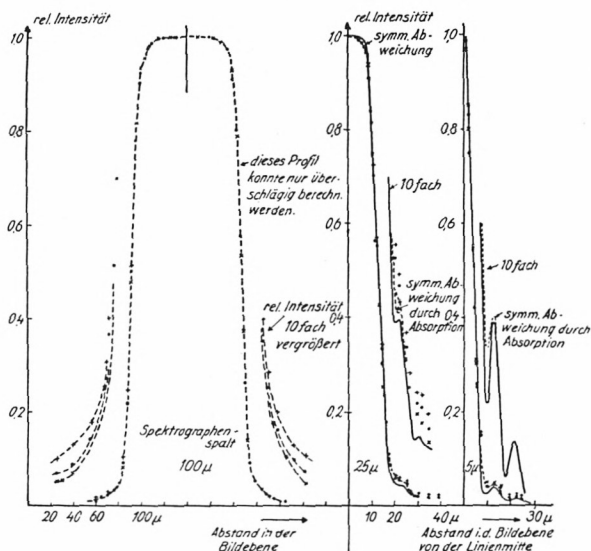


Abb. 11a. Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei $4678 \text{ \AA}$ 3,5 cm Kollimatoröffnung und inkohärenter Beleuchtung mit Prismen. In die ausgezogenen berechneten Kurven sind drei Meßreihen eingetragen: $\times \times \times$ 1 Prisma, unvergütet; ooo 3 Prismen, unvergütet; $+++$ 3 Prismen, vergütet

lich dieselben Prismen, von der Fa. Steinheil vergütet, durchgemessen. Dabei wurde wieder Spektrographen-Spaltbreite und Blendenöffnung verändert. Als optische Anordnung wurde stets inkohärente Spaltbeleuchtung verwendet. Die Linsen und Objektive sind vergütet.

Die Messungen sind in die berechneten Beugungsprofile in Abb. 11 eingetragen. Das Streulicht ist bei der ein-Prismaanordnung etwa gleich dem ohne Prismen. Mit 3 unvergüteten Prismen steigt der Anteil etwa um 1–2 ‰. Bei den vergüteten Prismen wächst der Streulichtanteil. Die Zunahme beträgt

etwa 3 ‰. Diese Zunahme dürfte sich hier aus der Oberflächen-trübung durch die Vergütungsschicht ergeben. Eine Wellenlängenabhängigkeit aller Streueffekte konnte im Rahmen unserer Meßgenauigkeit nicht sicher nachgewiesen werden.

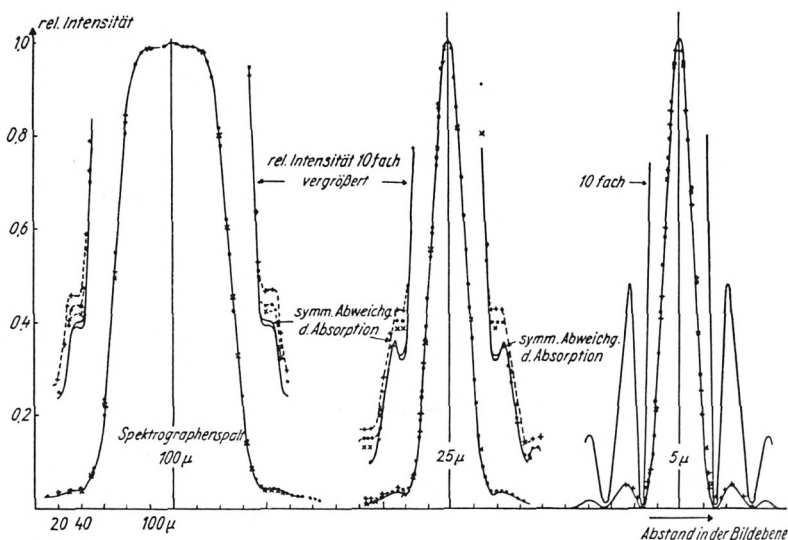


Abb. 11b. Spektrographenlinienprofile: Rechnung und Messung bei 4678 Å, 0,9 cm Kollimatoröffnung und inkohärenter Beleuchtung mit Prismen. Sonst siehe Abb. 11a

Alle diese Ergebnisse sind durch zahlreiche Meßreihen unter veränderten Versuchsbedingungen und an anderen Linsen und Prismen erhärtet worden.

Sehr wesentlich für die Genauigkeit der Messungen mit Prismen ist eine saubere Justierung ins Minimum der Ablenkung. Wie Hammer (2) zeigen konnte und wie wir durch eigene Messungen bestätigten, ergeben geringe Abweichungen vom symmetrischen Strahlengang beträchtliche Veränderungen des Linienprofils, insbesondere der Halbwertsbreite. Man erhält deshalb, abgesehen von allen anderen Einflüssen der Wellenlänge, ganz verschiedene Beugungsprofile über die ganze Länge des Spektrums.

Außerdem ist es wichtig, darauf zu achten, daß die Aperturblende symmetrisch zum Strahlengang liegt. Ist das nicht der

Fall, so ergeben sich ganz wesentliche Asymmetrien im Profil der Linie. Leider kann aus diesem Grund nicht die volle Öffnung des Spektrographen ausgenützt werden, da dabei die Prismenkanten auf der einen Seite das Lichtbündel asymmetrisch be-

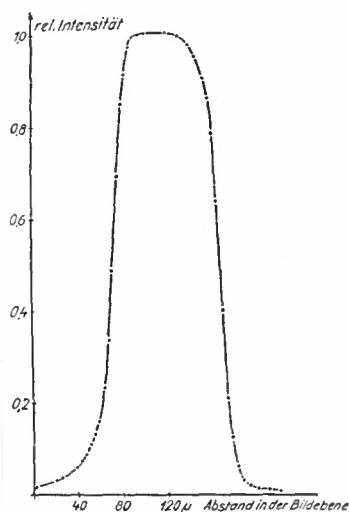


Abb. 12

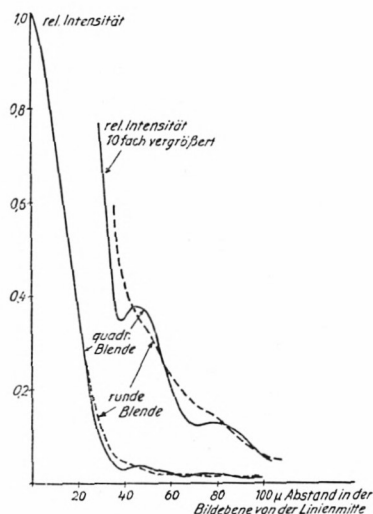


Abb. 13

Abb. 12. Beugungsprofil mit voller (6 cm) Öffnung des Spektrographen gemessen

Abb. 13. Linienprofil mit quadratischer und runder Blende derselben Öffnung unter denselben optischen Bedingungen gemessen

grenzen. Abb. 12 zeigt eine Messung bei voller (6 cm) Öffnung mit 3 Prismen.

Der leichteren theoretischen Behandlung wegen wurden quadratische Blenden verwendet. Mißt man mit runden Blenden derselben Öffnung, so ergibt sich eine im allgemeinen etwas weniger differenzierte Beugungsfigur. Abb. 13 zeigt zum Vergleich zwei Profile unter denselben optischen Bedingungen mit runder und quadratischer Blende gemessen. Die Flanken werden bei der runden Blende etwas flacher, die Nebenmaxima und -minima werden eingeebnet. Ganz verschieden wird auch die obere und untere Begrenzung. Wie das photographische Bild (Abb. 14) zeigt, ist das an der Rechteckblende gebeugte Bild scharf begrenzt; lediglich ein Beugungsstrahl wächst nach oben und unten

hinaus. Das an der Kreisblende gebeugte Bild ist dagegen in seiner Längsausdehnung verschwommen und endet in vielen kleinen Fransen.

4. Das Linienprofil auf der Photoplatte

Das vom Spektrographen entworfene Linienprofil in der Bildebene wird bei photographischer Registrierung durch die Eigenschaften der Photoplatte verändert.

Diese photographischen Effekte treten schon bei der Belichtung, später aber auch bei der Entwicklung und Auswertung in Erscheinung.

Sieht man bei der Belichtung von extremen Verhältnissen ab (zu starke Intensität, intermittierende bzw. sehr kurze Belichtungszeiten) und arbeitet man ohne Vor- und Nachbelichtungen, so wird die wahre Belichtung in der Schicht gegenüber der aufgedruckten Belichtung Unterschiede durch Absorption und Streuung in der Schicht (Diffusionslichthof) (19), durch Reflexionen an der Glasplatte (Reflexionslichthof) sowie durch Plattenfehler (ungleichmäßige Emulsionsdicke und Korndichte) (20) zeigen. Außerdem ist das Bild abhängig von der Temperatur während der Belichtung (21).

Bei der Entwicklung unter normalen Entwicklungsbedingungen wird das Bild der wahren Belichtung weiter durch die Diffusion des Entwicklers verändert (Nachbar- oder Eberhard-effekt [22]).

Beim Trocknen tritt der Rosseffekt (23) in Erscheinung: Die Gelatine trocknet infolge Gerbungserscheinungen beim Entwickeln an den geschwärzten Stellen schneller als an den übrigen und zieht sich dabei zusammen. Auch die Zeit zwischen Belichtung und Entwicklung kann für das entwickelte Bild bestimmend sein (24).

Bei der Auswertung des photographischen Bildes, d. h. der Umrechnung von Schwärzung in Intensität, ist bei der Aufstellung der Schwärzungskurve der Schwarzschildexponent und die Abhängigkeit von der Wellenlänge zu berücksichtigen.

Um die Einflüsse, welche sich nicht durch konstante Bedingungen vermeiden lassen, in unserem speziellen Fall des Linien-

profils, möglichst quantitativ zu erfassen, haben wir eigene Untersuchungen mit definierten aufgedruckten Belichtungen durch Kontaktaufnahmen schmalen Spalte gemacht.

Allerdings ergeben solche Kontaktaufnahmen oft falsche Ergebnisse: Entweder wird durch scharf auf die Emulsion angepreßte Kanten eine Druckbelichtung erzeugt (25), oder es bleibt zwischen Spalt und Photoschicht ein Abstand, der, wie schon Goldberg (26) zeigte, bei Größen von einigen μ die Messungen durch Beugung und Streuung an den Kanten vollständig verfälscht.

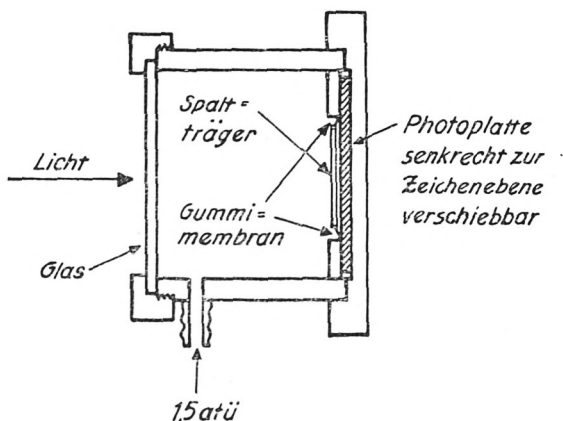


Abb. 15. Skizze der Kontaktaufnahmenapparatur

Unsere experimentelle Anordnung vermeidet diese Gefahren: der Träger der Spalte ist ein mikroskopisches Deckglas, das undurchlässig versilbert und mittels unserer auf Seite 56 beschriebenen Methode mit Spalten versehen wurde. Das Glasplättchen wird in einer Apparatur, die in Abb. 15 schematisch dargestellt ist, mittels Luftdruck von 1,5 atü¹ gegen die Photoplatte gepreßt. Mittels der Newton'schen Ringe konnten wir feststellen, daß der Abstand Spalt – Photoplatte bei staubfreier Oberfläche in unserer Druckapparatur nirgends 1 μ überschreitet. Das dünne Glasplättchen schmiegt sich den Unebenheiten

¹ Aus früheren Arbeiten (25) geht hervor, daß Drucke unter 5 atü bei der Belichtung keinen meßbaren Einfluß auf das Bild ausüben.

der Emulsion völlig an. Die untersuchten Spalten hatten eine Breite von $3,5\ \mu$, $15\ \mu$, $60\ \mu$ und $102\ \mu$. Außerdem wurde für die Untersuchung des Nachbareffekts ein etwa 16 mm großer Fleck belichtet. Belichtet wurde mit einer Hg-Hochdrucklampe S 300, Heraeus, Hanau, mit vorgesetzter Opal-Glasscheibe.

Die Intensität wurde bei konstanter Belichtungszeit nach dem Abstandsquadratgesetz und mit Graufiltern im Gesamtintervall 1:3000 variiert. Die Messungen erfolgten für die Wellenlängen $405\ m\mu$ und $546\ m\mu$, welche mit Interferenzfiltern (Schott & Söhne) ausgefiltert wurden. Die genaue Durchlässigkeit der Graufilter wurde für die einzelnen Linien photoelektrisch bestimmt. Zu den Versuchen wurden die auf S. 59 angegebenen Plattensorten mit derselben Emulsionsnummer verwendet wie beim späteren Spektrographenversuch. Auch die Entwicklung und Auswertung erfolgte genau unter den auf S. 59 angegebenen Bedingungen.

Um einen Anhaltspunkt zu haben für die Größe der Plattenfehler der verwendeten Platten, wurden mehrere Platten je einer Emulsion unter denselben Bedingungen belichtet und die Schwärzungen an verschiedenen Stellen ausphotometriert. Es ergaben sich bei allen Plattensorten Schwankungen (in Intensitäten) von etwa 5–10 %.

Auch der Rosseffekt wurde im vornherein untersucht. Bei der Aufnahme eines 4 mm breiten Flecks ergab sich bei der Maximalschwärzung 2,8 eine Kontraktion von 2 ‰. Bei der Aufnahme schmalere Spalte unter $100\ \mu$ liegt also der Effekt weit unter dem Auflösungsvermögen der Photoplatte und der Meßgenauigkeit des Photometers.

In Abb. 16 ist eine Meßreihe (Kranz Ultra Ortho $\lambda = 405\ m\mu$, Bel.-Zeit 15 sec) dargestellt. Die Schwärzungsprofile der einzelnen Spaltbilder sind mittels der Schwärzungskurve auf Intensitäten umgerechnet. Die einzelnen Aufnahmen sind derart zusammengesetzt, daß, ausgehend von der am wenigsten belichteten Aufnahme, alle Intensitäten einer n -fach stärker belichteten Aufnahme durch n dividiert wurden. Der Schwärzung einer größeren Fläche bei der kürzesten Belichtungszeit wird die Intensität 1000 zugerechnet. So ergibt sich das Bild des Intensitätsverlaufs über das ganze untersuchte Intervall 1:3000.

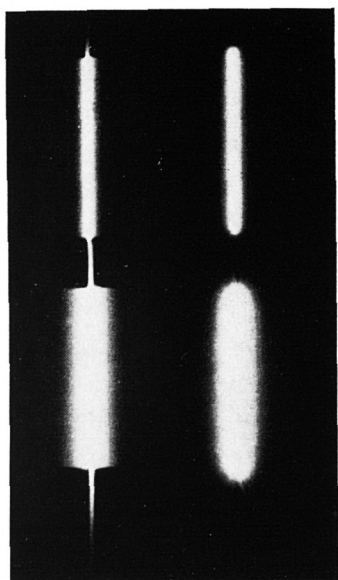


Abb. 14. Photographien von Beugungsprofilen an quadratischer (links) und runder (rechts) Blende derselben Öffnung (Spaltbreite 25 cm, etwa 8mal nachvergrößert)

Über die einzelnen Effekte läßt sich aus allen solchen Messungen sagen: Der Eberhardeffekt (Nachbareffekt) ist aus der über die Normierungslinie 1000 hinausgehenden Intensität

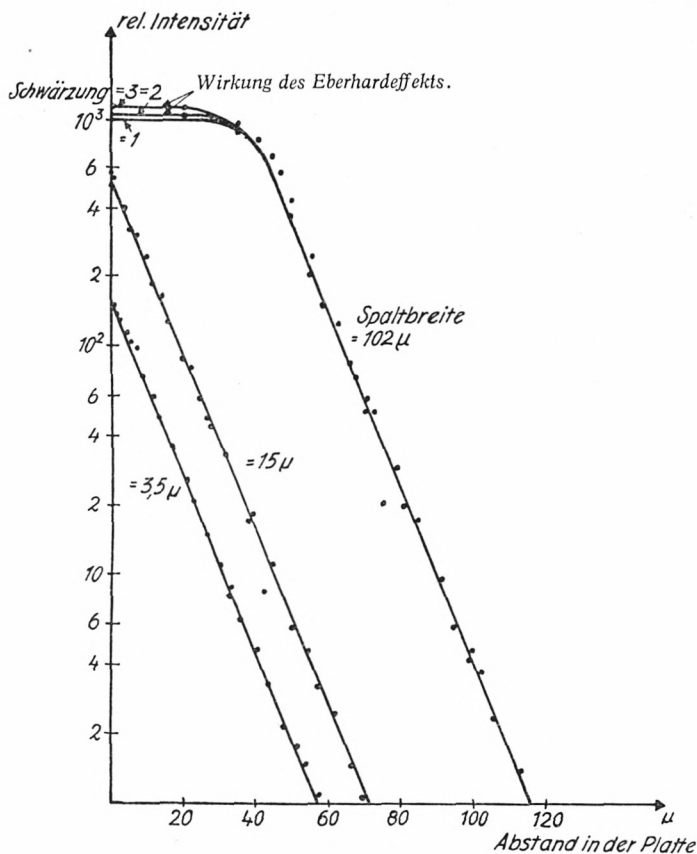


Abb. 16. Bestimmung des Diffusionslichthofkoeffizienten aus Kontaktaufnahmen (Die Figur ist nach links symmetrisch fortzusetzen)

ablesbar und tritt mit wachsender Dichte in Erscheinung. Bei der (maximal meßbaren) Dichte 3 erreicht er etwa 15 %, sinkt jedoch bei der Dichte 1 bereits auf etwa 2–3 %. Beim Vergleich mit anderen Aufnahmen zeigt sich weitgehende Unabhängigkeit von Plattensorte und Wellenlänge.

Der das Profil bestimmende Effekt ist der Diffusionslichthof. Wie bei anderen photographischen Untersuchungen mehrfach in der Literatur (19) festgestellt wurde, läßt sich eine wellenlängen- und schichtabhängige Konstante K definieren, die die Größe des Diffusionslichthofes bestimmt:

Nehmen wir an, daß das Licht an einem bestimmten Punkt der Platte einfällt und in der Schicht gestreut wird, so soll K gerade der Abstand (in μ gemessen) sein, in dem die wahre Belichtung durch die Extinktion in der Schicht auf den zehnten Teil abfällt. Es gilt also:

$$E = E_0 \cdot 10^{-\left|\frac{x}{K}\right|}.$$

Die Bedeutung der Buchstaben ist aus Abb. 17 zu entnehmen. Durch Logarithmieren ergibt sich $\lg E = \lg E_0 - \frac{1}{K} x$, es fällt also der Logarithmus der wahren Belichtung linear ab. Da

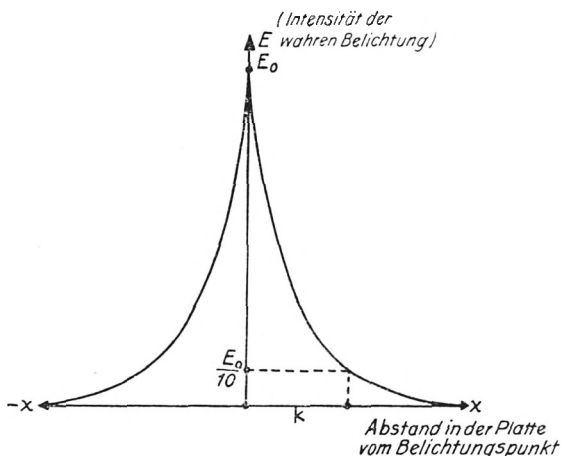


Abb. 17. Zur Definition des Koeffizienten K des Diffusionslichthofes

jedoch die wahre Belichtung E_0 offensichtlich proportional der aufgedruckten Belichtung J_0 ist, gilt dasselbe auch für J_0

$$\lg E = \lg A \cdot J_0 - \frac{1}{K} x.$$

Diese Beziehung ist, wie aus Abb. 16 hervorgeht, ausgezeichnet bei unseren Versuchen erfüllt. Man erkennt, daß der Wert von K nicht von der Größe des Bildes abhängt. Mit wachsender Wellenlänge nimmt er jedoch sehr stark zu, wie aus Tab. 2 hervorgeht.

Tabelle 2. Tabelle der Diffusionslichthofkoeffizienten der verwendeten Platten

Plattenbezeichnung	K für	
	405 m μ	546 m μ
Kranz Ultra Ortho	16,5 μ	26 μ
Kranz Feinkorn Ortho	12	19
Perutz Phototechnisch B	13	20
Perutz Braunsiegel	16	25

Frieser (19) hat die Kurven der wahren Belichtung bei Kontaktaufnahmen beliebig breiter Spalte berechnet. Abb. 18 ist seiner Veröffentlichung entnommen. Man erkennt, daß von einer

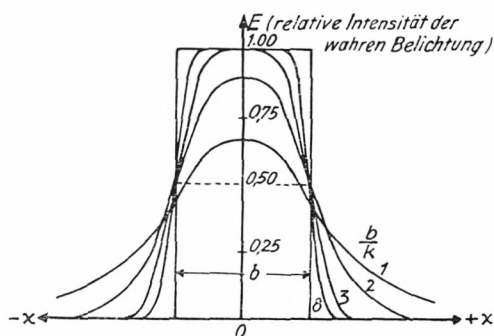


Abb. 18. Wahre Belichtung bei Kontaktbelichtung eines Spaltes
(Aus Frieser, Erg. angew. phys. Chem. 6 [1940] 319)

gewissen Breite an die Halbwertsbreite der Intensität mit der Spaltbreite identisch sein soll. Die experimentelle Bestätigung ist in Abb. 16 am 102 μ -Spalt zu sehen. Unterhalb der Breite von 22 μ lassen sich alle Spaltbilder durch einfaches Multiplizieren der Belichtung ineinander überführen.

Der Reflexionslichthof tritt nicht meßbar in Erscheinung.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß der Diffusionslichthof bei der Aufnahme von schmalen Spalten der ausschlaggebende Effekt ist.

Es ergibt sich nun die Frage, obman auch die photographischen Bilder unserer vom Spektrographen erzeugten Profile mit dem Diffusionslichthof und demselben Koeffizienten K wie bei den Kontaktaufnahmen erklären kann.

Diese Frage dürfte auch einer kürzlich erschienenen Arbeit von Vigon (27) zugrunde liegen. Es wurden dabei Spalte mit „unscharfen“ Rändern im Kontaktverfahren auf eine Platte kopiert und die Verteilung der wahren Belichtung ausgemessen. Daß dabei wieder Exponentialkurven entstehen, ergibt nichts Neues, wenn man auf die Herstellung der „unscharfen“ Ränder zurückgeht. Diese werden nämlich von Vigon durch photographische Aufnahmen eines Strichrasters, also wieder durch den Diffusionslichthof, erzeugt.

Nachdem jedoch nach unseren Versuchen der Einfluß des Diffusionslichthofs quantitativ erfaßt ist, muß es möglich sein, nach den photoelektrisch gemessenen Linienprofilen mittels des Koeffizienten K das Linienprofil der wahren Belichtung in der Platte zu berechnen und damit dann die photographierten Linienprofile zu vergleichen. Der entsprechende „Faltungs“-Ansatz findet sich in allgemeiner Form mehrfach in der Literatur (19). Bezeichnen wir mit $J(x)$ die Funktion der aufgedruckten Belichtung, mit $E(x)$ die Funktion der wahren Belichtung, so ergibt sich E an einer bestimmten Stelle x_1 durch Integration aller von $J(x)$ herrührenden Anteile. Es ist also

$$E(x_1) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} J(x) \cdot 10^{-\left| \frac{x-x_1}{K} \right|} dx.$$

Die Normierung ergibt sich durch die Bedingung, daß $E(x) = J(x)$ sein soll, wenn $J(x) = \text{const}$; also

$$E(x_1) = \frac{1}{2K \cdot 0,43 \dots} \int_{-\infty}^{+\infty} J(x) \cdot 10^{-\left| \frac{x-x_1}{K} \right|} dx.$$

Da $J(x)$ wohl nur als Meßkurve vorliegen wird, erfolgt zweckmäßig die Integration für die verschiedenen $E(x)$ graphisch.

Auf diese Weise könnte aber nun ein exaktes „photographisches“ Linienprofil berechnet werden.

In den Abb. 19 sind Beispiele für diese Umrechnungen gegeben. Die ausgezogene Kurve zeigt die aufgedruckte photoelek-

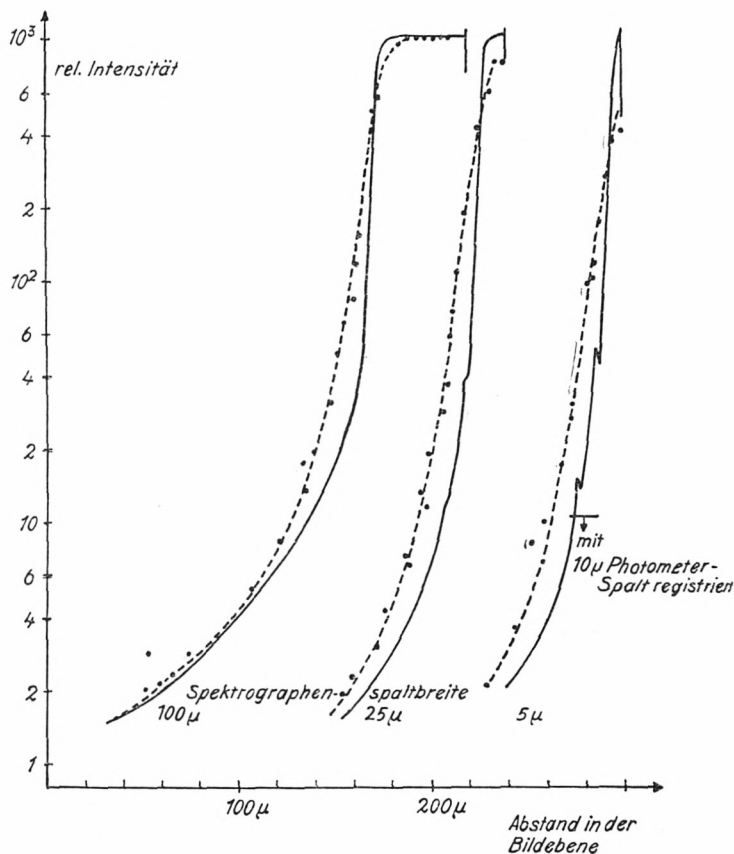


Abb. 19a. Die Wirkung des Diffusionslichthofes bei Linienprofilen ($4047 \text{ \AA}$, inkohärente Beleuchtung, Koll. Blende $3,5 \text{ cm}$). Ausgezogene Kurve: Photoelektrisch gemessene „aufgedruckte“ Belichtung; gestrichelte Kurve: berechnete „wahre“ Belichtung; . . . : photographische Meßpunkte

trisch gemessene Belichtung, die gestrichelte die berechnete wahre Belichtung.

Man sieht, daß bei schmalen Spalten die Zentrumsintensität gewaltig absinken kann. Es ist also in diesem Fall unmöglich,

aus den Maximalintensitäten der Aufnahme Schlüsse auf die wirkliche Maximalintensität zu ziehen.

Die Halbwertsbreite wird bei den schmalen Spalten, so wie die Zehntelwertsbreite bei allen Spalten ganz wesentlich verbreitert.

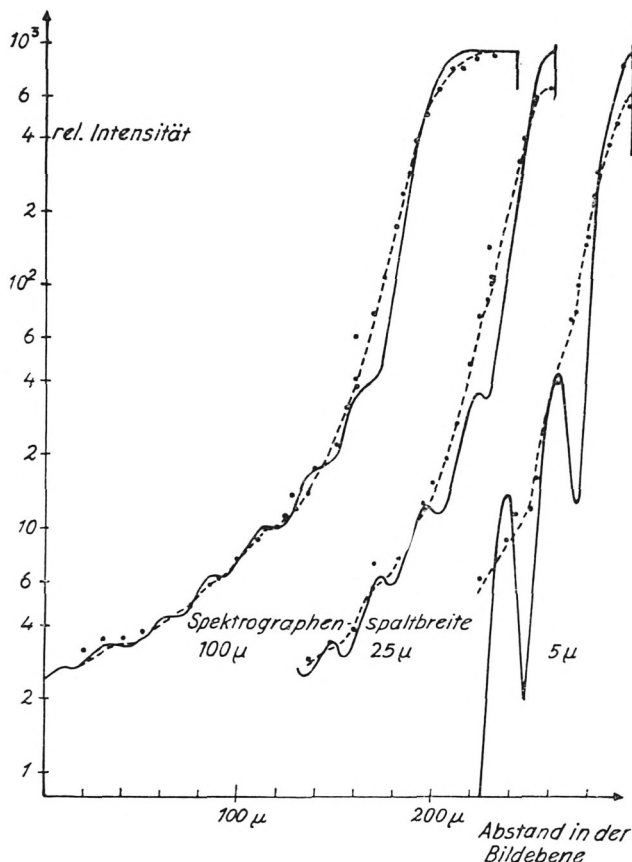


Abb. 19b. Die Wirkung des Diffusionslichthofs bei Linienprofilen ($4047 \text{ \AA}$, inkohärente Beleuchtung koll. Blende $0,9 \text{ cm}$). Sonst siehe Abb. 19a

Außerdem sieht man aus den Profilen, die deutliche Beugungsfransen zeigen, daß die nahe am Hauptmaximum liegenden Strukturen völlig im Diffusionslichthof „ertrinken“.

Der entscheidende Vergleich mit den Experimenten erfolgte durch photographische Spektrographenspaltbilder, die unter

denselben optischen Bedingungen unter Einhaltung der auf S. 59 beschriebenen Vorsichtsmaßregeln auf derselben Emulsion wie beim Vorversuch zur Bestimmung des Diffusionslichthof-Koeffizienten aufgenommen wurden.

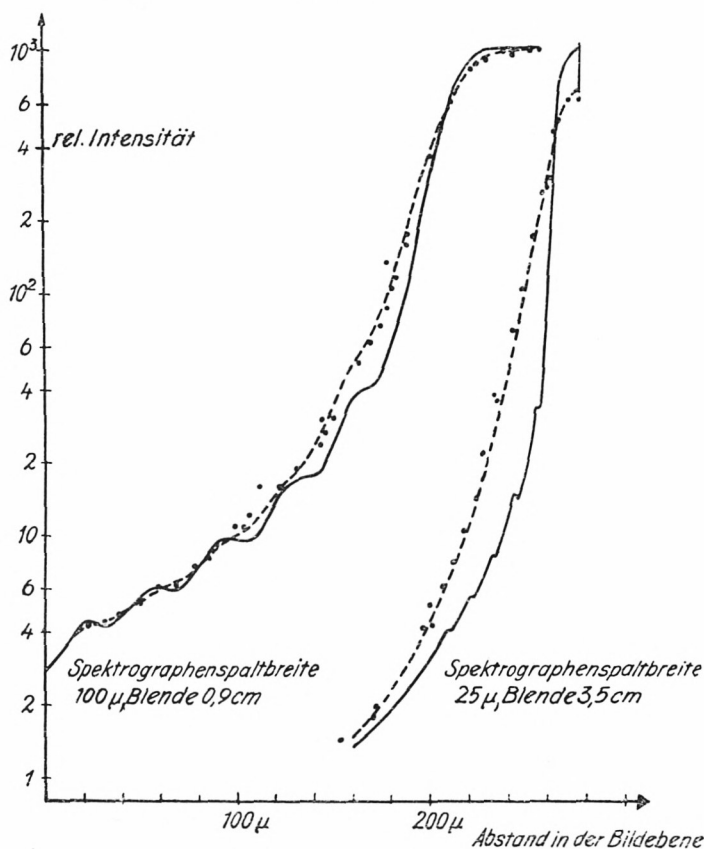


Abb. 19c. Die Wirkung des Diffusionslichthofs bei Linienprofilen (5461 Å, in koh. Beleuchtung). Sonst siehe Abb. 19a

Um die Untersuchung im selben Intensitätsintervall wie die photoelektrischen Messungen ($1:10^3$) durchführen zu können, wurden, ähnlich wie beim Vorversuch beschrieben, die einzelnen verschieden belichteten Aufnahmen zusammengesetzt. Da infolge der optischen Anordnung das Entfernungsgesetz zur Variation der Belichtung nicht herangezogen werden konnte, wurde

verschieden lang belichtet. Es mußte allerdings wegen des Schwarzschildexponenten für jede verwendete Belichtungszeit eine eigene Schwärzungskurve aufgestellt werden. Um den Eberhardeffekt auszuschließen, wurden nur Schwärzungsintervalle bis zur Schwärzung 1 verwendet.

Diese so gewonnenen Meßpunkte sind ebenfalls in den Abb. 19 eingetragen. Die Übereinstimmung mit den berechneten Werten ist erstaunlich gut. Die Abweichungen liegen stets unter 10 %, d. h. unter den durch örtliche Plattenfehler gegebenen Schwankungen. Sehr günstig wirkte sich bei diesen Messungen aus, daß durch die auf S. 59 beschriebene Anordnung alle Aufnahmen einer Meßreihe auf einer einzigen Platte exponiert werden konnten. Dadurch konnten die Entwicklungs- und Auswertungsbedingungen extrem konstant gehalten werden.

Aus dieser Übereinstimmung zwischen Experiment und berechneter Kurve kann man also schließen, daß auch in diesem Fall der Spektrographenspaltbilder der Diffusionslichthof der ausschlaggebende photographische Effekt ist; zum anderen, daß der in unserem Kontaktversuch bestimmte Koeffizient den Diffusionslichthof für beliebige aufgedrückte Belichtungen beschreibt. Der Reflexionslichthof läßt sich nicht eindeutig nachweisen. Er liegt jedenfalls unter 1 ‰ der Gesamtintensität.

Zusammenfassung

Das apparative Linienprofil wird hauptsächlich durch zwei Effekte bestimmt, nämlich durch die Beugung an den Spektrographenöffnungen und durch den Diffusionslichthof in der Photoplatte.

Der Diffusionslichthof selbst läßt sich durch eine schicht- und wellenlängenabhängige Konstante eindeutig beschreiben. Das Beugungsprofil hängt dagegen von sehr vielen Apparatekonstanten ab. Im wesentlichen wird es durch Beleuchtungsart, Spaltbreite, Blendenöffnung, Brennweiten und Wellenlänge bestimmt. Dazu kommt noch die Absorption in den Prismen, die durch wirksame Basisbreite, Extinktionskoeffizient und Wellenlänge gegeben ist.

Die Streuung an den Glasoberflächen sowie der Eberhard-effekt und der Reflexionslichthof in der photographischen Platte treten bei entsprechenden Vorsichtsmaßregeln erst in der Größenordnung von $10/_{00}$ der Maximalintensität in Erscheinung.

Aus unserer in dieser Arbeit gegebenen Analyse läßt sich also für einen Spektrographen mit guter Optik das apparative Linienprofil bei Kenntnis aller Apparatekonstanten berechnen. Es läßt sich bei jeder Änderung der Spektrographendaten die Änderung des Linienprofils vorhersagen. Das praktische Auflösungsvermögen kann so weitgehend bestimmt und der Spektrograph wechselnden Aufgaben angepaßt werden.

Am speziellen Fall der quantitativen Analyse mit dem Breitenverfahren kann festgestellt werden, daß die Breite B nur von Parametern abhängt, die von der aufgedrückten Belichtung und der photographischen Schicht abhängen. Sie ist unabhängig von der Belichtungsdauer, also der Gradation der Platte, und von Entwicklereffekten, falls vorsichtig und mit Pinsel entwickelt wird. Der große Einfluß des Diffusionslichthofs bedingt jedoch auch bei Selbstumkehrlinien eine eigene Eichung. Bei photoelektrischer Registrierung hat das Verfahren nur den Vorteil des größeren Konzentrationsbereichs.

Anhang

I. Über die Grenzen der photographischen Platte als Meßinstrument

In den letzten Jahren findet eine zunehmende Umstellung der spektroskopischen Apparaturen von photographischer Registrierung auf direkte photoelektrische Registrierung mit Sekundärelektronenvervielfachern statt. Als Gründe hierfür werden in der Literatur meist Fragen der Bequemlichkeit angegeben: 1. Der Wegfall der umständlichen Umrechnung der Schwärzung auf die Intensität mit allen Schwierigkeiten der Schwärzungskurve. 2. Der große Linearitätsbereich ($1:10^5$) des Sekundärelektronenvervielfachers gegenüber der Photoplatte (max. $1:20$), der auch große Intensitätsunterschiede in einer Registrierung erfassen läßt, wo früher viele, verschieden belichtete Aufnahmen not-

wendig waren. 3. Die Zeitersparnis durch den Fortfall des Entwickelns, Fixierens, Trocknens und der zeitraubenden Auswertung der photographischen Aufnahme.

Die vorangehend beschriebenen Versuche zeigen jedoch, daß die Photoplatte auch infolge ihrer Platteneigenschaften für manche Messungen in der Spektroskopie nur mit größter Vorsicht verwendet werden darf und deshalb an ihre Stelle der Sekundärelektronenvervielfacher treten soll. Es sind für die Umstellung also nicht mehr allein die oben angeführten Gründe der Bequemlichkeit des Arbeitens maßgeblich, sondern die Grenzen des Anwendungsbereichs der photographischen Platte.

Wir gehen dabei nicht auf die Auflösungsgrenze der Photoplatte durch die Korngröße ein, die ja bereits ausführlich in der Literatur diskutiert ist (25), und beschränken uns im wesentlichen auf die Wirkungen des Diffusionslichthofs.

Analytische Näherung einer Spektrallinie und die Wirkung des Diffusionslichthofs

Um die vorliegende Frage analytisch behandeln zu können, nähern wir das Linienprofil der aufgedruckten Belichtung durch

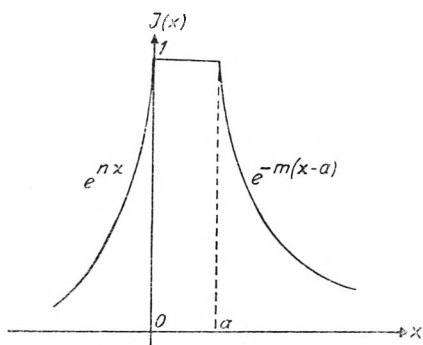


Abb. 20. Annäherung einer Spektrallinie durch Exponentialfunktionen

Exponentialfunktionen an (Abb. 20). Überlagern wir in der auf S. 92 beschriebenen Art über diese Linienfunktion $I(x)$ die Streufunktion des Diffusionslichthofs, so ergibt sich die Funktion der

wahren Belichtung in der photographischen Platte:

$$E(x_1) = \frac{1}{2k'} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) e^{-\left| \frac{x-x_1}{k'} \right|} dx$$

(k' ist mit dem üblichen Diffusionslichthofkoeffizienten durch die Beziehung $k' = K \log e = 0,43 \dots K$ verknüpft.)

Setzen wir für $I(x)$ unsere in Abb. 20 dargestellte Exponentialfunktion, so ergibt sich für $-\infty < x_1 \leq 0$:

$$\begin{aligned} E_I(x_1) &= \frac{1}{2k'} \left[\int_{-\infty}^{x_1} e^{nx} e^{-\frac{x-x_1}{k'}} dx + \int_{x_1}^0 e^{nx} e^{-\frac{x_1-x}{k'}} dx \right. \\ \text{(I)} \quad &+ \left. \int_0^a e^{-\frac{x_1-x}{k'}} dx + \int_a^{\infty} e^{-m(x-a)} e^{-\frac{x_1-x}{k'}} dx \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{-\frac{2}{k'^2}}{n^2 - \frac{1}{k'^2}} e^{nx_1} + \frac{n}{n - \frac{1}{k'}} e^{\frac{x_1}{k'}} + \frac{-m}{m + \frac{1}{k'}} e^{\frac{1}{k'}(x_1-a)} \right] \end{aligned}$$

für $0 \leq x_1 \leq a$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_{II}(x_1) &= \frac{1}{2k'} \left[\int_{-\infty}^0 e^{nx} e^{-\frac{x-x_1}{k'}} dx + \int_0^{x_1} e^{-\frac{x-x_1}{k'}} dx \right. \\ \text{(II)} \quad &+ \left. \int_{x_1}^a e^{-\frac{x_1-x}{k'}} dx + \int_a^{\infty} e^{-m(x-a)} e^{-\frac{x_1-x}{k'}} dx \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{-n}{n + \frac{1}{k'}} e^{-\frac{x_1}{k'}} + \frac{-m}{m + \frac{1}{k'}} e^{\frac{1}{k'}(x_1-a)} \right]. \end{aligned}$$

Man erkennt leicht, daß für $x_1 = 0$ die Funktion $E_I(0) = E_{II}(0)$ ist.

Das Maximum von $E_I(x_1)$ bzw. $E_{II}(x_1)$ läßt sich in bekannter Weise aus der Gleichung $\frac{dE}{dx_1} = 0$ ermitteln:

$$\begin{aligned} \frac{dE_I(x_1)}{dx_1} &= \frac{1}{2} \left[\frac{-\frac{2}{k'^2}}{n^2 - \frac{1}{k'^2}} n e^{nx_1} + \frac{n}{n - \frac{1}{k'}} \frac{1}{k'} e^{\frac{x_1}{k'}} + \frac{-m}{m + \frac{1}{k'}} \frac{1}{k'} e^{\frac{1}{k'}(x_1-a)} \right]; \\ \frac{dE_{II}(x_1)}{dx_1} &= \frac{1}{2} \left[\frac{-nk'}{n + \frac{1}{k'}} e^{-\frac{x_1}{k'}} - \frac{mk'}{m + \frac{1}{k'}} e^{\frac{1}{k'}(x_1-a)} \right]. \end{aligned}$$

Die Bestimmungsgleichung für $x_{1\max}$ lautet für $-\infty < x_1 \leq 0$ (III)

$$-\frac{2 \frac{n}{k'}}{n^2 - \frac{1}{k'^2}} e^{n x_{1\max}} + \frac{n}{n - \frac{1}{k'}} e^{\frac{x_{1\max}}{k'}} - \frac{m}{m + \frac{1}{k'}} e^{\frac{1}{k'}(x_{1\max} - a)} = 0.$$

Die Bestimmungsgleichung für $x_{1\max}$ lautet für $0 \leq x_1 \leq a$

$$(IV) \quad x_{1\max} = \frac{a}{2} + \frac{k}{2} \left[\ln \frac{n}{n + \frac{1}{k'}} - \ln \frac{m}{m + \frac{1}{k'}} \right].$$

*Über die seitliche Verschiebung des Linienmaximums
bei unsymmetrischen Linien durch den Diffusionslichthof*

Bei unsymmetrischen Linien, wie z. B. Bandenköpfen, kann eine seitliche Verschiebung des Linienmaximums durch den Einfluß des Diffusionslichthofs der Photoplatte eintreten. Abstandsmessungen auf der Platte, sowie damit verbundene Wellenlängenmessungen könnten durch diesen systematischen Fehler verfälscht werden.

Die Größe dieser Verschiebung läßt sich mittels des vorhergehenden Ansatzes abschätzen. Nehmen wir $a = 0$, also eine Linie ohne „Plateau“ an, und setzen wir $m > n$; Gleichung (III) für $x_{1\max}$ nimmt dann die folgende Form an:

$$x_{1\max} = \frac{1}{n - \frac{1}{k'}} \ln \frac{1}{2n} \left[\left(\frac{1}{m - \frac{1}{k'}} + \frac{1}{n - \frac{1}{k'}} \right) \left(n^2 - \frac{1}{k'^2} \right) \right].$$

Zunächst kann man sofort ablesen, daß für $m = n$ (symmetrische Linie) $x_{1\max} = 0$ ist.

Werden die Größen $\frac{1}{n}$, $\frac{1}{m}$ und k' mit einem konstanten Faktor multipliziert, so wächst auch die Verschiebung x_1 um diesen Faktor. Es genügt also, beispielsweise für ein konstantes n die Verschiebung für alle k' und m zu berechnen. Daraus läßt sich dann für beliebige Verhältnisse die entsprechende Verschiebung angeben.

Wir haben in Abb. 21 diese Rechnungen in einer graphischen Darstellung aufgezeichnet (für $n = 1$).

Beispiel: für $m = 8$ und $\frac{1}{k'} = 2$ wird demnach $x_1 = -0,3$. Multiplizieren wir $\frac{1}{m}$, $\frac{1}{n}$ und k' z. B. mit 20μ , so ergibt sich also für $n = 0,05 \mu^{-1}$, $m = 0,4 \mu^{-1}$ und $\frac{1}{k'} = 0,1 \mu^{-1}$ eine Ver-

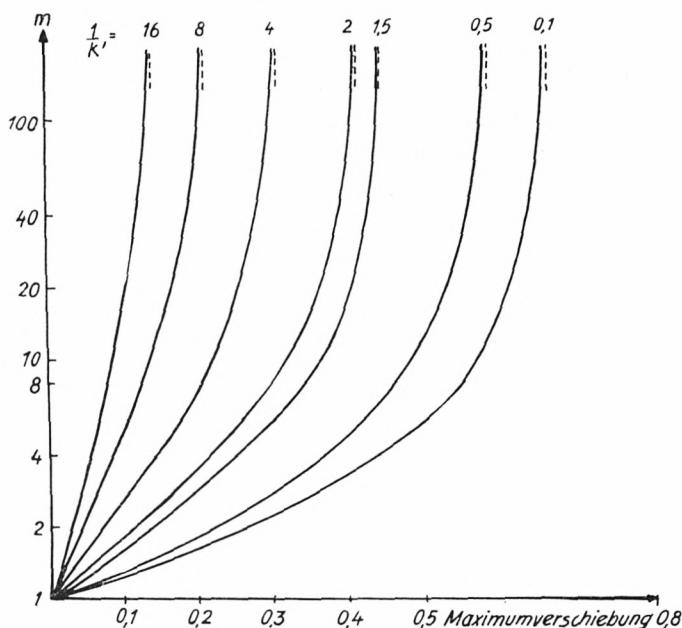


Abb. 21. Verschiebung des Linienmaximums bei unsymmetrischen Linien durch den Diffusionslichthof (für $n = 1$ und $a = 0$; Bedeutung der Buchstaben siehe Text!)

schiebung $x_1 = -6 \mu$ des Maximums. ($1/k' = 0,1 \mu^{-1}$ entspricht der Größe eines gebräuchlichen Diffusionslichthofkoeffizienten $K = 23 \mu$).

Über die Verfälschung der Höhe des Maximums durch den Diffusionslichthof

Wie schon auf Seite 93 der vorangehenden Arbeit durch Versuche gezeigt wurde, kann durch den Diffusionslichthof der Photoplatte auch eine beträchtliche Abnahme der Maximalintensität der wahren Belichtung gegenüber der aufgedruckten Belichtung eintreten.

Diese Abnahme soll ebenfalls im folgenden analytisch abgeschätzt werden:

für $0 \leq x_1 \leq a$ und $m = n$ (symmetrische Linie) wird die wahre Belichtung nach Gleichung (II)

$$E_{II}(x_1) = 1 - \frac{1}{2} \frac{m}{m + \frac{1}{k'}} \left(e^{-\frac{x_1}{k'}} + e^{\frac{1}{k'}(x_1 - a)} \right).$$

Nach Gleichung (IV) liegt in diesem Fall das Maximum der Linie bei $x_1 = \frac{a}{2}$. Dies ergibt für die Maximalintensität der wahren Belichtung:

$$E(x_1)_{\max} = 1 - \frac{m}{m + \frac{1}{k'}} e^{\frac{a}{2k'}}.$$

Der Verlauf der Funktion ist im Diagramm Abb. 22 wiedergegeben. Wie zu erwarten, nähert sich das Maximum der wahren

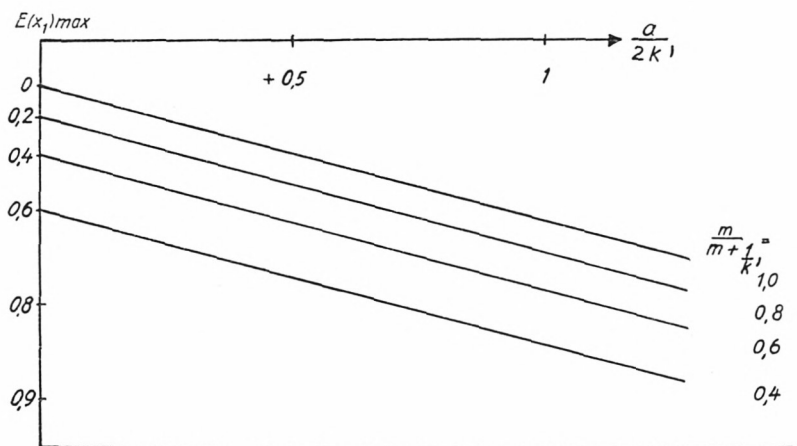


Abb. 22. Verfälschung der Höhe des Linienmaximums durch den Diffusionslichthof (für $m = n$; Bedeutung der Buchstaben siehe Text!)

Belichtung dem der aufgedruckten Belichtung mit wachsendem a und $\frac{1}{k'}$. Der Faktor $0 < \frac{m}{m + \frac{1}{k'}} < 1$ ergibt lediglich eine Parallelverschiebung der halblogarithmischen Geraden.

Beispiel: Für $\frac{1}{k'} = 0,1 \mu^{-1}$ ($K = 23 \mu$), $m = 0,05 \mu^{-1}$ und $a = 5 \mu$ ergibt sich eine Abnahme der Intensität auf 0,73 der aufgedruckten Maximalintensität.

Diskussion der Ergebnisse

1. Nach den vorhergehenden Ergebnissen der Rechnung ist eine Messung der Absolut-Intensität einer Linie nur durch eine genaue Ausmessung des Schwärzungsprofils möglich. Aus Energiegründen muß ja das Integral über die wahre Belichtungsintensität gleich dem Integral über die aufgedruckte Belichtungsintensität sein.

Fehler entstehen, wie bekannt, durch zu breiten Photometer-spalt, da eine Summierung verschiedener Schwärzungen wegen der gekrümmten Schwärzungskurven keinen eindeutigen Zusammenhang zur Intensität ergibt.

2. Wieweit ist die maximale Schwärzung ein Maß für die Gesamtintensität?

Bei konstanten Diffusionslichthofkoeffizienten und konstantem Linienprofil der aufgedruckten Belichtung ist die aus der maximalen Schwärzung errechnete Intensität proportional der Gesamtintensität. Relative Intensitätsvergleiche dürfen also unter diesen Voraussetzungen durchgeführt werden.

In der praktischen Arbeit dürfen aber deshalb Linienvergleiche nur bei kleinstem Wellenlängenabstand und nur zwischen Linien derselben Intensitätsverteilung durchgeführt werden. Ist der Wellenlängenabstand zu groß, so geht neben der spektralen Empfindlichkeitsänderung der Platte vor allem die starke Wellenlängenabhängigkeit des Diffusionslichthofkoeffizienten und des Beugungsprofils der Linie als Fehlerquelle ein. Verschiedene Intensitätsverteilung (z. B. durch verschiedene Anregung) ergibt auch eine verschiedene Wirkung des Diffusionslichthofs.

Diese Arbeitsbedingung muß andererseits eingeschränkt werden dadurch, daß zu nahe beieinander liegende Linien sich durch den Diffusionslichthof in ihrer wahren Belichtung beeinflussen. Neben der dadurch bedingten Begrenzung des Auflösungsver-

mögens, auf die schon mehrfach in der Literatur (19) hingewiesen wurde, erhalten wir hier wieder eine Verfälschung des Linienprofils und damit eine Änderung der Lage und der Größe des Maximums der wahren Belichtung. Selbstverständlich gilt dies auch für Linien, die beispielsweise in Selbstumkehr erscheinen (Siehe Bemerkung über das Breitenverfahren in der vorangehenden Arbeit, S. 97).

II. Über die Entzerrung von Spektrallinien

Wieweit läßt sich nun mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung aus einem gemessenen Linienprofil einer beliebigen (u. U. nicht monochromatischen) Spektrallinie die Wellenlängenverteilung bei Kenntnis des Apparateprofils, bzw. das Apparateprofil bei Kenntnis der Wellenlängenverteilung angeben?

Diese Frage kann auch für eine Entzerrung der Linie von irgendwelchen Einzelparametern (z. B. Diffusionslichthof, Beugung) gestellt werden.

In jedem Fall handelt es sich um die Lösung der wiederholt erwähnten (s. S. 92) Integralgleichung

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(x-y) C(y) dy,$$

wobei $S(x)$ das gemessene „scheinbare“ Profil, C die Verzerrungsfunktion und B die gesuchte entzerrte Funktion sein soll.

Ein allgemeiner Weg zur Lösung des Integrals führt über die Fourier-Zerlegung. Ein Beispiel hierfür sei angegeben, um bei Photoplatten aus der wahren Belichtung die aufgedruckte Belichtung zu erhalten:

Eine sinusförmige aufgedruckte Belichtung $I(x) = I_0(1 + p \cdot \sin \omega x)$ wird nach Frieser (19) in eine wahre Belichtung

$$E(x) = \frac{I_0}{2k'} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + p \sin \omega x) e^{\left| \frac{x_1 - x}{k'} \right|} dx = I_0(1 + p a \sin \omega x)$$

verwandelt. Dabei ist $a = \frac{1}{1 + \left(\frac{2k'\pi}{x} \right)^2}$, $\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$, p = Amplitude.

Durch den Diffusionslichthof wird also der Mittelwert nicht verändert. Es tritt auch keine Verzerrung oder Frequenzänderung der ursprünglichen sinusförmigen aufgedruckten Belichtung ein. Lediglich die Amplitude wird um den Faktor $a = f(\lambda, k')$ verkleinert.

Zerlegen wir das wahre Belichtungsprofil durch harmonische Analyse, so können wir die einzelnen Schwingungen mittels des frequenzunabhängigen Faktors a in die Schwingungen der aufgedruckten Belichtung umrechnen. Die Summierung aller dieser entzerrten Kurven ergibt dann das Profil der aufgedruckten Belichtung.

Auch in diesem relativ einfachen Spezialfall ist dieses Verfahren mit genügender Genauigkeit durchzuführen außerordentlich mühsam. (Es ist deshalb in solchen Fällen, bei denen der Diffusionslichthof der Platte zu den im Anhang I erwähnten Meßfehlern führen könnte, besser, gleich zu der sauberen und bequemen Meßmethode der direkten photoelektrischen Registrierung überzugehen.)

Für allgemeine Probleme dieser Art veröffentlichte van de Huilst (29) eine Zusammenstellung und Diskussion von numerischen Methoden, die jedoch alle sehr zeitraubend sind.

Wesentlich günstiger ist die Methode, daß S und C durch analytische Funktionen eines bestimmten Typs angenähert werden und die Lösung sich als eine Funktion desselben Typs ergibt. Von Reesinck und van de Huilst (30) wurden hiezu die „Voigtfunktionen“ vorgeschlagen, die sich für Spektrallinienapproximation gut eignen, da sie durch Faltung einer Dispersionsfunktion mit einer Gauß'schen Verteilungsfunktion entstehen.

Elste (31) hat die Entzerrung von Spektrallinien mittels Voigtfunktionen ausführlich beschrieben und die Funktionen selbst genau tabelliert. Der Bereich der approximierbaren Profile wird hierbei durch additive Zusammensetzung wesentlich erweitert.

Im Rahmen der Arbeit von Brandmüller (28) haben wir dieses Verfahren praktisch erprobt: Es wurde aus dem photoelektrisch gemessenen Profil der Hg-Linie 5461 eines Hg-Hochdruckbrenners und dem aus Apparatedaten berechneten Beugungsprofil die Wellenlängenverteilung ermittelt. Die von Elste

angegebenen Formeln für den Fall, daß sich das Apparateprofil als Summe zweier Voigtfunktionen darstellen läßt, mußten sinngemäß abgeändert werden, da sich das Beugungsprofil nur als Differenz zweier solcher Funktionen darstellen ließ; Ergebnis siehe Brandmüller (28).

Es sei aber betont, daß dieses Verfahren sich nur auf Funktionen anwenden läßt, die sich durch Voigtfunktionen annähern lassen. Stark gegliederte Beugungsprofile mit Nebenmaxima und sonstigen Strukturen scheiden völlig aus.

Zusammenfassend kann also festgestellt werden, daß die genaue Entzerrung von Spektrallinien ohne allzu großen Arbeitsaufwand nur in Spezialfällen durchgeführt werden kann.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Dr. Walther Gerlach und Herrn Professor Dr. Walter Rollwagen meinen herzlichsten Dank für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Hinweise und Ratschläge abstatten. Herrn Professor Gerlach danke ich außerdem die stete Förderung meiner Untersuchungen durch die großzügige Bereitstellung der Institutsmittel und die Annahme dieser Arbeit als Habilitationsschrift. Für viele anregende Diskussionen danke ich auch Herrn Professor Dr. Eduard Rüchardt bestens.

Außerdem bin ich den Herren cand. phys. Schwappach, Waelzel und Böhringer für ihre Hilfe bei mühsamen Messungen und Rechnungen zu Dank verpflichtet. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft wird für die Hilfe gedankt, welche sie Herrn Professor Gerlach für die Durchführung dieser Arbeit zur Verfügung stellte.

München, im Juni 1954

Literatur

- [1] z. B. Gatterer, A. und J. Junkes, Ric. Spettroscopiche 1, 73 (1940)
- [2] Hammer, A., Spectrochim. Acta 2, 107, 365 (1941)
- [3] z. B. Stamm, R. F. und C. F. Salzmann, J. Opt. Soc. Amer. 43, 126 (1953)
- [4] Gerlach, W. und W. Rollwagen, Naturw. 25, 370 (1937); Metallwirtsch. 43, 1093 (1937)

- [5] Rollwagen, W. und H. Weltz, ZS. Naturforschg. 4a, 570 (1949)
Coheur, F. P., Mem. Soc. Roy. Liège, Sér. 4, 4, IV, 77 (1941); Bull. Soc. Chem. Belg. 52, 37 (1943)
Eastmond, J. und B. E. Williams, J. Opt. Soc. Amer. 38, 800 (1948)
Duyckaerts, G. und G. Michel, Anal. Chim. Acta 2, 750 (1948)
Hans, A., G. A. M. S. 11. Congr. 51 (1949) Paris, Centr. nat. rech. nat. sect.
- [6] Burckhardt, H. und H. Moser, Optik 9, 163 (1952)
- [7] Kayser, H., Hdbuch d. Spectroskopie, Bd. 7, 284, Leipzig 1922
Baboock, H. D. u. H. W., J. Opt. Soc. Amer. 41, 783 (1951)
- [8] Kaufmann, W., Ann. d. Phys. 2, 158 (1900)
- [9] Brandmüller, J. und H. Moser, Sitz.-Ber. Bayer. Akad. Wiss. math.-nat. Kl. Nr. 14, 181 (1952)
- [10] z. B. Kessler, K. G. und R. A. Wolfe, J. Opt. Soc. Amer. 37, 133 (1947)
- [11] z. B. Engstrom, R. W., J. Opt. Soc. Amer. 37, 420 (1947)
- [12] Kortüm, G. und H. Maier, ZS. Naturforschg. 8a, 235 (1953)
- [13] Schuster, A., Astrophys. J. 21, 197 (1905)
- [14] Cittert, P. H., ZS. Physik 65, 547 (1930)
- [15] Stockbarger, D. C. und L. Burns, J. Opt. Soc. Amer. 23, 379 (1933)
- [16] King, G. W. und A. G. Emslie, J. Opt. Soc. Amer. 41, 405 (1951)
- [17] Keck, P. H., Optik 1, 144, 169 (1946)
- [18] Kruis, A. und O. Macek, ZS. angew. Phys. 2, 106 (1950)
- [19] z. B. Frieser, H., Ergebn. d. angew. phys. Chem. 6, 319 (1940); 7, 91 (1944)
Gretener, E., ZS. f. wiss. Photogr. 38, 248 (1939)
- [20] Schöntag, A. u. a., ZS. f. wiss. Photogr. 40, 233 (1942)
Seifert, W., ZS. f. wiss. Photogr. 39, 243 (1941)
- [21] Eggert, J. und Luft, Veröffentl. wiss. Zentrallabor. Agfa 2, 9 (1931)
Webb, J., J. Opt. Soc. Amer. 25, 4 (1935)
- [22] z. B. Walenkov, N. ZS. f. wiss. Photogr. 27, 236 (1930)
Junkes, J., ZS. f. wiss. Photogr. 36, 217 (1937)
- [23] z. B. Wildt, R., ZS. f. wiss. Photogr. 25, 156 (1928)
- [24] Übersichtsreferat: ZS. f. wiss. Photogr. 44, 235 (1949)
- [25] Übersichtsreferat: Erg. d. angew. phys. Chem. 6, 258 (1940)
- [26] Goldberg, E. G., ZS. f. wiss. Photogr. 12, 77 (1915)
- [27] Vigon, M. Th., Optik 9, 154 (1952)
- [28] Brandmüller, J., Sitz.-Ber. Bayer. Akad. Wiss. math.-nat. Kl. Nr. 14, 201 (1954)
- [29] van de Huilst, H. C., BAN 9, 225 (1941); BAN 10, 75 (1946)
- [30] van de Huilst, H. C. und J. J. Reesinck, Astrophys. J. 106, 121 (1947)
- [31] Elste, G., ZS. Astrophys. 33, 39 (1953)