

auch ganz erheblich langsamer als der Anstieg. Die nach innen kontrahierten Schichten erzeugen von neuem Energie, da sie den für die Kernreaktionen notwendigen Wasserstoff oder einen etwa sonst in der Kernzone ausgegangenen Reaktionsteilnehmer noch enthalten. Die Herstellung des Gleichgewichtes spiegelt sich in den sekundären Lichtschwankungen der Novae nach dem Ausbruch bzw. zwischen den Ausbrüchen wider. Ein stetiger Austausch von Sternmaterie und die damit verbundene Aufrechterhaltung der Ergiebigkeit subatomarer Energiequellen ist in merklichem Umfang nicht möglich, da die hierzu erforderliche Konvektion bei der sehr hohen Dichte des entarteten Kerns wohl kaum einsetzen kann.

Der Wiederholung des Novaausbruchs entspricht in dieser Vorstellung ein stufenweises Nachrücken immer weiter außen liegender Schich-

ten auf den Kern. Der verhältnismäßig geringe Energieverlust bei einem Ausbruch erfordert, daß nur ein geringer Bruchteil der Sternmaterie jeweils an dem Prozeß teilnimmt. In diesem Sinne würde auch die erwähnte Zyklus-Amplituden-Beziehung verständlich. In bezug auf die zyklischen, novaähnlichen Veränderlichen wäre sie dahin zu deuten, daß bei ihnen der Vorgang infolge des noch kleineren Energieverlustes und des entsprechend verkleinerten Bruchteils beteiligter Sternmaterie noch sehr viel häufiger ablaufen muß als bei den eigentlichen Novae, bevor der Stern schließlich merkbar veränderte Eigenschaften, etwa Konstanz seines Lichtes, annimmt. Das sukzessive Fortschreiten der Entartung wird endlich zur Verminderung der Leuchtkraft des Sterns führen, bis er sich zu einem echten weißen Zwerg entwickelt hat.

Über eine Methode zur Herstellung von Intensitätsmarken bei der photographischen Photometrie

Von HANS-KARL PAETZOLD

Aus der Forschungsstelle für Physik der Stratosphäre, Weißnau, Kreis Ravensburg

(Z. Naturforschg. 2 a, 219–226 [1947]; eingegangen am 8. August 1946)

Zur Aufnahme der Schwärzungskurve wird auf die photographische Platte das Beugungsbild eines Spaltes entworfen und dessen (berechnete) Intensitätsverteilung der Eichung zugrunde gelegt. Die Fehlereinflüsse dieser besonders für das kurzwellige Ultraviolett bestimmten Methode werden theoretisch diskutiert und experimentell geprüft. Als Anwendungsbeispiel wird die Eichung eines Platin-Stufenfilters durchgeführt.

Um die photographische Platte für photometrische Zwecke verwenden zu können, muß man in jedem einzelnen Falle eine Skala bekannter Intensitätsstufen auf die Platten aufdrucken, da die Zuordnung von Schwärzung und Intensität in komplizierter Weise von der Belichtung und Entwicklung, von der verwendeten Emulsion sowie von der Wellenlänge des Lichtes usw. abhängt. Zur Herstellung solcher Intensitätsmarken sind verschiedene Verfahren gebräuchlich, wie der Absorptionskeil, die Stufenblende nach Hansen, Abschwächung des Lichtes nach dem $1/r^2$ -Gesetz und anderes. Die Absorptionsmethoden leiden unter dem Nachteil, daß es keinen vollkommen nichtselektiven Absorber gibt. Die Anwendung

des $1/r^2$ -Gesetzes stößt oft auf äußere Schwierigkeiten, wie zeitliche Inkonsistenz der Lichtquelle, große Abmessungen u. ä. Diese Nachteile werden besonders störend im Gebiet des kurzweligen Ultravioletts. Unterhalb von etwa 1200 Å scheiden alle Methoden überhaupt aus, die Linsen oder Filter benötigen.

Für die Ultraviolettarbeiten der Forschungsstelle wurde ein Verfahren entwickelt, das einfach und übersichtlich anzuwenden und prinzipiell für jeden Spektralbereich brauchbar ist. Es beruht auf den Intensitätsverhältnissen bei der Beugung des Lichtes an einem Spalt¹.

¹ Siehe auch Ornstein-Burger-Möll, Objektive Spektralphotometrie [1932], S. 94.

Theorie

Ist die Breite des Spaltes groß gegenüber der Wellenlänge des Lichtes und klein gegenüber dem Abstand Lichtquelle—Spalt und Spalt—Beobachtungsort (Aufpunkt), so ist die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes nach Fresnel-Kirchhoff immer theoretisch streng berechenbar. Der einfachste Fall, der der sogenannten Fraunhoferischen Beugung, liegt vor, wenn Quelle und Aufpunkt im Unendlichen liegen. Steht die Verbindungslinie Quelle—Spaltmitte senkrecht auf der Spaltebene, so gilt für die Intensität in einer Richtung φ die einfache Formel:

$$I_\varphi = C a^2 \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (1)$$

$$\text{mit } x = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi, \quad (1a)$$

wobei a die Spaltbreite, λ die Wellenlänge und C eine von den gegebenen Bedingungen abhängige Konstante ist. Alle Angaben beziehen sich im folgenden auf die Mittelintensität

$$I_{\varphi=0^\circ} = Ca^2 \text{ als Einheit.}$$

Bei der gebräuchlichen experimentellen Anordnung wird durch eine Kollimatorlinse die Lichtquelle Q (für die Bezeichnungen vergl. Abb. 1) ins Unendliche gerückt, während eine Kameralinse der Richtung φ einen auf dem Beobachtungsschirm, der photographischen Platte, liegenden Punkt P zuordnet, in welchem die Intensität $I_\varphi = I_y$ beobachtet wird. Im Hinblick auf die Verwendung der Methode im kurzwelligen Ultravioletten ist es notwendig, den Fall zu diskutieren, daß Kamera- und Kollimatorlinse fortgelassen werden (Abb. 1). Dann sind die Flächen konstanter Phase in bezug auf die

Quelle Q und den Aufpunkt P nicht mehr eben, wie bei der Fraunhoferischen Beugung vorausgesetzt, sondern sphärisch. Bleibt die Spaltbreite so klein gegenüber f und f' , daß die Krümmung der Wellenflächen innerhalb der Spaltöffnung nur in erster Näherung berücksichtigt zu werden braucht, so liegt eine Fresnelsche Beugungserscheinung vor, bei der aber die Berechnung des Intensitäts-

verlaufes sehr umständlich ist. Für den bei sehr großen f und f' eintretenden Übergang der Fresnelschen Beugung in die Fraunhoferische läßt sich die Abweichung zwischen beiden leicht angeben.

Die Sekundärwellen von einem Punkt der Spaltöffnung mit der Koordinate ζ haben gegenüber den von der Spaltmitte ausgehenden in bezug auf den Aufpunkt P eine Phasendifferenz $\Delta\zeta$, die gegeben ist durch:

$$\Delta\zeta = \zeta \varphi + \frac{\zeta^2}{2} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right) \quad \text{mit } \cos \varphi \approx 1, a \ll f, f'. \quad (2)$$

Damit bestimmt sich die Amplitude u_P im Punkte P nach der Kirchhoffschen Beugungsformel zu:

$$u_P = \sqrt{C'} \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} e^{-ik\zeta} \varphi e^{-ik\frac{\zeta^2}{2} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right)} d\zeta; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3)$$

Unter den gegebenen Voraussetzungen kann C' gleich der Konstanten C in Formel (1) gesetzt werden. Berücksichtigt man in der Potenzreihe für den zweiten e -Faktor nur die ersten Glieder (was etwa für $k \frac{\alpha^2}{8} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right) < 0,5$ statthaft ist), bildet man weiter $I_{\text{Fresn}} = |u_P|^2$, und setzt wieder Ca^2 gleich 1, so erhält man für die gesuchte Abweichung:

$$I_{\text{Fresn}} - I_{\text{Fraunh}} = \frac{a^4}{\lambda^2} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right)^2 f(x). \quad (4)$$

Aus dem Verlauf der Funktion $f(x)$ ergibt sich der maximale Fehler zu:

$$|I_{\text{Fresn}} - I_{\text{Fraunh}}|_{\max} = 0,06 \frac{a^4}{\lambda^2} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right)^2, \quad (5a)$$

und der größte prozentuale Fehler bis $I_{\text{Fraunh}} = 0,01$, d. h. bis $x = 2,85$ zu:

$$100 \left| \frac{I_{\text{Fresn}} - I_{\text{Fraunh}}}{I_{\text{Fraunh}}} \right|_{\max} = 2 \frac{a^4}{\lambda^2} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \right)^2 \% . \quad (5b)$$

Diese beiden Formeln reichen aus, a, f, f' so zu wählen, daß der maximale Fehler unterhalb eines bestimmten zulässigen Wertes bleibt. Da, wenn

² Für die Formeln siehe M. Born, Optik. Verlag J. Springer [1933].

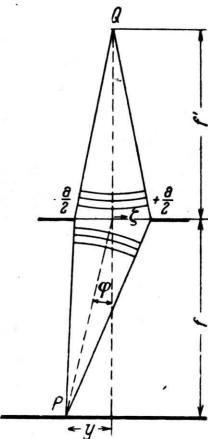


Abb. 1.
Fresnelsche
Beugung
an einem
idealnen Spalt.

die Ausdehnung des Beugungsbildes für die Messung nicht zu klein werden soll, der Spalt eine gewisse Breite nicht überschreiten darf, kann man, wie eine nähere Diskussion der Formeln (5) zeigt, auf die Optik bei der Fraunhofer'schen Anordnung hier verzichten, ohne einen merklichen Fehler zu begehen. Die Kameralinse fortzulassen, ist auch dann empfehlenswert, wenn der Verwendung von Linsen an sich nichts im Wege steht; denn durch Abbildungsfehler und wegen der Wellenlängenabhängigkeit der optischen Daten können immer Fehler und Komplikationen hervorgerufen werden, die gerade für den vorliegenden Anwendungsfall sehr störend sein würden. Bei der Kollimatorlinse wirkt sich beides nur unwesentlich aus.

Da in Abb. 1 y immer sehr klein gegenüber f ist, so gilt $\sin \varphi = \varphi = y/f$ und in Formel (1) wird:

$$x = -\frac{\pi a}{\lambda} \frac{y}{f}. \quad (1b)$$

Es soll noch auf eine Folgerung hingewiesen werden, die sich aus Formel (2) ergibt. Ist $f = -f'$, d.h. liegt die Lichtquelle oder ihr Bild auf dem Beobachtungsschirm, so wird $A\xi$ eine lineare Funktion von ξ ; dann liegt wieder der Fall der Fraunhofer'schen Beugung vor, die ganz allgemein durch diesen speziellen Verlauf von $A\xi$ bedingt ist; das bedeutet: Formel (1) gilt streng, obgleich Quelle und Aufpunkt im Endlichen liegen. Die Bedingung $f = -f'$ ist z.B. verwirklicht, wenn sich der Beugungsspalt zwischen der photographischen Platte und dem Konkavgitter (oder auch der Kameralinse) eines Spektrographen befindet.

Es wurde bislang stillschweigend vorausgesetzt, daß es sich um eine punktförmige Lichtquelle handelt. Die obigen Betrachtungen gelten jedoch auch für eine dem Spalt parallele linienförmige Lichtquelle, deren Intensität über ihre Länge nicht konstant zu sein braucht.

Bei der praktischen Anwendung wird mittels einer monochromatischen Lichtquelle, etwa mit einer Spektrallinie am Ausgang eines Monochromators, durch einen Beugungsspalt auf der zu eichenden Platte die Beugungsfigur entworfen. Ihre Auswertung auf einem Mikrophotometer ergibt zu jedem Photometerausschlag X nach Formel (1b) das zugehörige x und damit in einer graphischen oder tabellarischen Darstellung der

Funktion $(\sin x/x)^2$ die gesuchte Intensität I_y .

Da die Beugungsfigur symmetrisch ist, braucht ihre Mittellinie nicht bekannt zu sein, so daß keine Nullpunktsfehler auftreten. Für die Anwendung genügt es, nur den mittleren Teil zwischen den beiden ersten Minima zu benutzen. Eine allgemeine Diskussion des Fehlereinflusses ergibt indessen, daß die Meßgenauigkeit schon in der Nähe der Minima (etwa von $x = 2,8$ an) stark absinkt, um bei ihnen selbst gleich null zu werden.

Formel (1) setzt eine unendlich schmale Lichtquelle und einen idealen Spalt voraus. Es ist noch zu diskutieren, wie weit die in der Praxis auftretenden Abweichungen das Resultat beeinflussen.

1. Die Breite der Lichtquelle sei gleich $2B$ gesetzt, womit bei einer nicht streng monochromatischen Spektrallinie die durch die Spaltbreite und die Dispersion des Spektralapparates bedingte Ausdehnung zu verstehen ist. Die Quelle werde in unendlich schmale Längsstreifen aufgeteilt; z sei der Abstand eines solchen Streifens von ihrer Mittellinie. Setzt man nach (1a)

$$\xi = -\frac{\pi a}{\lambda} \frac{z}{f},$$

und sei die Intensität der Quelle über ihre Breite durch eine Funktion $G(z) = g(\xi)$ gegeben, so gilt, da die einzelnen Streifen nichtkohärentes Licht aussenden, für die auf der Platte bei einem Punkte y herrschende Intensität $I(x)$:

$$\overline{I(x)} = \frac{1}{2 \xi_0} \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} I(x + \xi) g(\xi) d\xi \quad \text{mit } \xi_0 = \frac{\pi a}{\lambda} \frac{B}{f}. \quad (6)$$

(Bei Verwendung eines Kollimators mit der Brennweite F ist dabei f durch F zu ersetzen).

Das Integral gibt nur für $g(\xi) = 1$ (d.h. für konstante Helligkeit der Quelle über ihre Breite) einen genügend einfachen Ausdruck:

$$\overline{I(x)} = \frac{\left| \text{Si}(x + \xi_0) - \frac{\sin^2(x + \xi_0)}{x + \xi_0} \right|_{-\xi_0}^{+\xi_0}}{2 \xi_0} \quad (7)$$

(Si ist der bekannte Integralsinus³).

Für eine nicht streng monochromatische Licht-

³ Jahnke-Emden, Funktionstafeln, 2. Auflage, S. 78 ff., Berlin u. Leipzig [1933].

quelle mit einem Wellenlängenbereich von $\lambda + \Delta\lambda$ bis $\lambda - \Delta\lambda$ ergibt eine entsprechende Überlegung ergänzend, daß $I(x)$ im Rahmen der Meßgenauigkeit bis etwa $\Delta\lambda/\lambda$ gleich 0,03 von $\Delta\lambda$ unabhängig ist.

Man berechnet für die Anwendung zweckmäßig die Abweichung:

$$\Delta I = \overline{I(x)} - I(x) \quad (8)$$

und trägt dieselbe in Abhängigkeit von ξ_0 mit x als Parameter auf. Die Formeln (7) und (8) geben für $I(x)$ einen exakten Korrekturwert, so daß die Breite der Lichtquelle in ziemlich weiten Grenzen variiert werden kann. Auch die Forderung der Monochromasie braucht nicht streng erfüllt zu sein; dies ist von

Wichtigkeit, wenn die Spektrallinie stark verbreitert ist oder aus mehreren, ungefähr gleich starken Komponenten besteht, oder wenn ein ausgebildeter Bereich eines

Kontinuums benutzt wird. Der Anwendungsbereich der Methode wird durch diese Lockerung der Bedingungen wesentlich erweitert. Kann die Intensitätsverteilung der Lichtquelle über ihre Breite nicht als konstant angesehen werden, so

wird man sich oft dadurch helfen können, daß man den Beugungsspalt um 90° dreht und durch entsprechende Variation der Länge und Breite der Lichtquelle ihre frühere Querrichtung nun zu ihrer Längsrichtung werden läßt.

2. Ferner werden die technisch ausführbaren Spalte nicht von unendlich dünnen und nichtreflektierenden Schneiden begrenzt. In Abb. 2 ist ein Spalt mit dem übertriebenen Verhältnis „Backentiefe“: Spaltbreite = 1:1 dargestellt. Die dem Beugungswinkel φ zugeordnete Wellenfläche setzt sich aus Elementarwellen zusammen, die die Strecke ED zum Ursprung haben, die damit als wirksame Spaltöffnung anzusprechen ist. (Die Störung durch die Kante B ist bei E erst so wenig in das Lichtbündel eingedrungen, daß sie vernachlässigt werden kann.) Sie bildet mit der Wellenfläche des einfallenden Lichtes den Winkel ψ , der

bisher gleich Null vorausgesetzt wurde. Für x gilt jetzt:

$$x = -\frac{\pi a}{\lambda} \left(\sin(\varphi - \psi) + \sin \psi \right)$$

oder, unter der hier erfüllten Bedingung $\cos \varphi \approx 1$,

$$x = -\frac{\pi a}{\lambda} \frac{y}{f} \cos \psi = -\frac{\pi a'}{\lambda} \frac{y}{f}.$$

Kommen, wie bei der vorliegenden Methode, nur kleine Beugungswinkel in Betracht, so bleibt der Intensitätsverlauf von der durch die innersten Spaltkanten begrenzten Weite a' wie in den Formeln (1) abhängig.

Bedenklicher erscheint der Einfluß der endlich dicken und reflektierenden Schneiden auf den Beugungsvorgang an sich; denn ein enger technischer Spalt kann, verglichen mit der Wellenlänge des Lichtes, mehr als eine Schlucht angesehen werden. Nach einer strenger Diskussion der Beugung an einem rechtwinkligen Keil durch F. Reiche⁴ ist die „im Schatten“ liegende Wand AB (Abb. 2) für kleine Beugungswinkel und große Schirmentfernungen ohne Einfluß auf die Auffassung der Beugung nach Fresnel-Kirchhoff, so daß die Extrapolation auf unendlich dünne Spaltbacken gerechtfertigt ist. Die Fläche CD (Abb. 2) dagegen empfängt direktes Licht und kann ihrer Wirkung nach als ein Spalt angesehen werden, der von einer Lichtquelle Q' beleuchtet wird und seinerseits eine Beugungsfigur in der Richtung η erzeugt. Da das Licht von CD mit dem durch den Spalt tretenden kohärent ist, tritt Interferenz ein. Dadurch können nach einer genaueren Rechnung, besonders wieder in der Nähe der Minima der Beugungsfigur, merkbare Fehler entstehen, falls das Verhältnis Bakentiefe : Spaltbreite den Wert 1:2 überschreitet. Der diskutierte Querschnitt der Schneiden ist stark schematisiert; er wird bei guten Spalten besser durch einen Krümmungskreis dargestellt. Abgerundete Backen ergeben einen kleineren Fehlerinfluß als eben abgestumpfte.

Um die Schneidenform des verwendeten Spaltes näherungsweise zu ermitteln, leistet das folgende Verfahren gute Dienste: Man bestimmt für verschiedene Spaltbreiten den Neigungswinkel ψ , bei dem sich der Spalt beim Anvisieren von Q gerade zu schließen scheint. Unter der bei einer guten Ausführung berechtigten Annahme, daß die

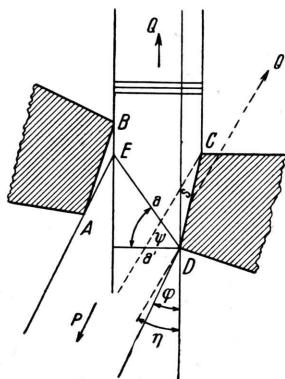


Abb. 2.
Fraunhofer-Beugung an einem realisierbaren Spalt.

⁴ Ann. Physik 37, 131 [1912].

Schneidenform beider Spaltbacken gleich ist, kann diese als Einhüllende der sich ergebenden Geradenschar konstruiert werden.

Experimentelle Durchführung und Ergebnisse

Eine gemäß obigen Überlegungen aufgebaute Anordnung zeigt Abb. 3. Als Monochromator stand ein kleiner Quarzspektrograph von F u eß zur Verfügung mit einer linearen Dispersion von 15 bis 200 Å/mm in dem Spektralbereich von 2000 bis 5000 Å. An seinen Ausgang kann ein in Richtung der Dispersion des Spektrums verschiebbarer Stutzen angebracht werden. An diesen wurde mittels eines Rohransatzes ein ländlicher, lichtdichter Holzkasten gesetzt, in dem sich die Kollimatorlinse *Kol* (ein Quarz-Flußspat-Achromat von 100 mm Brennweite und 10 mm Durchmesser), der Beugungsspalt *Sp_B* (ein symmetrischer Präzisionsspalt von C. Zeiß) und der Plattenträger *Ptr* befanden. (Ein Kollimator wurde verwendet, weil für die anschließende Eichung eines Platinfilters ein paralleles Lichtbündel benötigt wurde.) Der Rohr-ansatz trug einen weiteren Spalt *Sp₂* von ca. 0,3 mm Weite in der Bildebene des Spektrographen zum Ausblenden einer bestimmten Spektrallinie. Eine gebräuchliche Quecksilberlampe *Hgl* von W. C. Heraeus diente als Lichtquelle. Als Aufnahmematerial wurden vorwiegend Agfa-UV-Platten benutzt, die in Metol-Hydrochinon-Entwickler 1:5 bei 17° C 3 Min. entwickelt wurden.

Die Spaltbreite *a* und die Entfernung Beugungsspalt—Platte *f* wurden so bemessen, daß im Hinblick auf die Helligkeit des Beugungsbildes und auf die Meßgenauigkeit möglichst günstige Verhältnisse erzielt wurden. Bei Verwendung eines Kollimators ist die Lichtstärke proportional *a*² und umgekehrt proportional *f*. Da nach (1b) die Größe der mit verschiedenen *a* und *f* erzeugten Beugungsbilder für ein konstantes Verhältnis *a/f* gleich bleibt, ist ihre Helligkeit proportional *a*; d.h. hinsichtlich der Lichtstärke müssen *a* und *f* möglichst groß gewählt werden. Eine obere Grenze von *f* wird dadurch bedingt, daß zur Vermeidung einer Vignettierung über die Höhe des Beugungsbildes nur der Teil des ja nur in der zu der Spektrallinie senkrechten Ebene parallelen Lichtbündels benutzt werden darf, der von allen Punkten der Linie Licht empfängt. Die für die

Meßgenauigkeit vorteilhafteste Spaltbreite ergibt sich aus der Bedingung, daß für ein bestimmtes *y* bzw. *x* der durch die Einzelfehler *da* und *dy* bewirkte Gesamtfehler für *da/a = dy/y* am kleinsten ist. Für *x* ist dabei der für die Anwendung benötigte größte Wert anzunehmen. (Der Fehler in *f* kann vernachlässigt werden.) Für *f* = 200 mm und für *da* = 0,0001 mm (s. u.) und *dy* = 0,002 mm ergab sich in dem Bereich von 2000 bis 5000 Å die günstigste Spaltbreite zu 0,03 bis 0,05 mm.

Der verwendete Spalt wurde nach dem oben skizzierten Verfahren auf seine Brauchbarkeit hin geprüft. Die Spaltbreite *a*, oder besser die „wirksame Weite“ *a'* (s. o.) wurde einmal direkt auf einem Abbeschen Komparator gemessen und zum andern aus dem Abstand *2y_{Min I}* der ersten

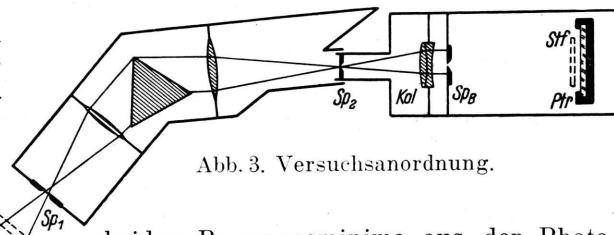


Abb. 3. Versuchsanordnung.

beiden Beugungsminima aus der Photometerkurve bestimmt. Unter Berücksichtigung der Breite der Lichtquelle (s. o.) gilt genügend genau:

$$a' = \frac{\lambda f}{y_{\text{Min I}}} \left(1 + \frac{\xi_0^2}{\pi^2} \right).$$

Die auf beiden unabhängigen Wegen erhaltenen Werte differierten bei einer mittleren Streuung von 0,0001 mm um höchstens 0,0002 mm, so daß wesentliche methodische Fehler ausgeschlossen sind. Im Laufe der Untersuchung trat eine kleine, bis zu 0,0005 mm betragende, auf Temperatureinflüsse zurückzuführende Schwankung der Spaltbreite auf, die sowohl am Spalt selbst mit dem Komparator, wie auch an dem Abstand der ersten Minima festzustellen war. Für die Zukunft empfiehlt sich daher die Verwendung eines festen Spaltes ohne Schraubenspindel.

Bei der Justierung ist besonders darauf zu achten, daß Beugungsspalt *Sp_B* (Abb. 3) und Spektrographenspalt *Sp₁* einerseits und Photometerspalt und Beugungsspalt andererseits zueinander parallel stehen. Die erste Bedingung wurde dadurch überprüft, daß mit einer Hilfslinse ein Bild von *Sp₁* in die Ebene des Beugungsspaltes entworfen wurde. Weiter wurde dicht vor die

Platte ein rechteckiges, die Höhe des Beugungsbildes begrenzendes Diaphragma gesetzt. Seine senkrecht zum Beugungsspalt justierten Längskanten dienten fernerhin als Anhalt für die richtige Lage der Platte auf dem Photometer.

Die im Lichte der Hg-Linien bei 4365, 3655, 3132 und 2534 Å mit einer durchschnittlichen Belichtungszeit von 30 sec gewonnenen Beugungsaufnahmen wurden auf einem Zeisschen Registriephotoskop ausgewertet. Um eine Verfälschung des Intensitätsverlaufes durch die Photometrierung zu vermeiden, wurde auf der Platte ein genügend schmaler Bereich von nur 0,005 mm Breite durchstrahlt. Abb. 4 zeigt die logarith-

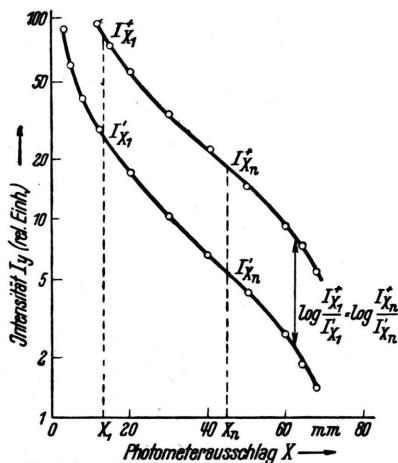


Abb. 4. Eichkurven I' und I^+ .

misch aufgetragene Intensität I_y in Abhängigkeit von dem Photometerausschlag X . Die einzelnen Meßpunkte weisen nur eine geringe Streuung auf, so daß die Spaltbreite von 0,03 m genügend klein oder, mit anderen Worten, daß die Größe der Beugungsfigur für das Meßverfahren ausreichend war. Zur Aufdeckung etwaiger systematischer Fehler wurde folgender Weg eingeschlagen:

1. Bei einer Wellenlänge wurden durch Variieren der Breite des Spektrographenspaltes Sp_1 (Abb. 3) zwei Beugungsfiguren verschiedener Helligkeit (Abb. 5, a und b) aufgenommen, denen die Eichkurven I' und I^+ (Abb. 4) entsprachen. Bei Übereinstimmung der wirklichen Intensitätsverteilung der Beugungsbilder mit der theoretisch angenommenen müssen die beiden Kurven I' und I^+ parallel verlaufen, d. h. es muß gelten:

$$I^+_{X_1}/I'_{X_1} = \dots = I^+_{X_n}/I'_{X_n} = \dots$$

Nach den Messungen stieg der Wert dieses Quotienten mit fallenden Intensitäten etwas an. Der vom Spalt herrührende maximal mögliche Fehler (ca. 4 % bis $I_y = 0,01$) war zu gering, um den Effekt allein erklären zu können. Es wurde deshalb angenommen, daß sich dem Beugungsbild noch ein konstanter, von einem geringen Streulicht herrührender Intensitätsanteil überlagert⁵. Da dieser Streulichtanteil Θ der in den Spektrographen durch Sp_1 fallende Lichtmenge und damit der Helligkeit des Beugungsbildes proportional sein muß, ist sein Wert, gemessen in dem Intensitätsmaßstab der jeweiligen Beugungsfigur, für beide Kurven I' und I^+ numerisch gleich, und Θ läßt sich berechnen zu:

$$\Theta = \frac{I^+_{X_1} I'_{X_n} - I^+_{X_n} I'_{X_1}}{I^+_{X_1} + I'_{X_n} - (I^+_{X_n} + I'_{X_1})}.$$

Diese Beziehung war für beliebige X_n im wesentlichen erfüllt; allerdings scheint noch eine Störung vom Spalt von etwa 1 % zu verbleiben. Die Annahme eines Streulichtanteiles wurde dadurch erhärtet, daß bei Aufnahmen im Lichte der 4365-Linie, bei denen die gesamte in den Spektrographen fallende Lichtmenge durch Absorption des ultravioletten Teiles durch eine vorgesetzte Glasplatte um etwa 60 % geschwächt wurde, ohne die Helligkeit des Beugungsbildes zu verringern, sich Θ wesentlich geringer ergab (ca. 0,005) als bei Aufnahmen ohne Glasplatte (ca. 0,008).

2. Ferner wurde die Intensität des ersten Nebenmaximums als Prüfungspunkt benutzt. Dieselbe ist von allen Bestimmungsgrößen a , y und f unabhängig und bedeutet wegen ihrer geringen Stärke eine Kontrolle gerade an den Flügeln des Beugungsbildes, wo sich sämtliche Fehler besonders stark auswirken. Die Übereinstimmung zwi-

⁵ Ein sich nach einer allgemeineren Durchrechnung des Spaltproblems durch Schwartzschild (Math. Ann. 55, 177) ergebender Intensitätsanteil von $(1/ka \cdot \cos \varphi/2)^2$ ist zu klein, um sich hier auswirken zu können.

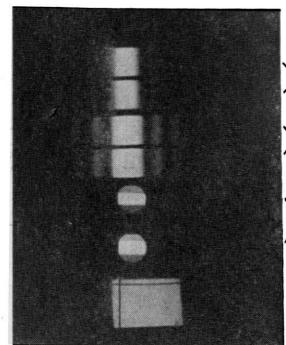


Abb. 5. Beugungsfiguren und Schattenbilder des Stufenfilters (Vergrößerung des Originals ca. 4 : 3).

schen gemessener und berechneter Intensität ist innerhalb der Fehlergrenzen befriedigend, wie Tab. 1 zeigt, die eine Zusammenstellung aller gemessenen Größen gibt.

λ Å	α' (Kompar.) mm	α' (Minim.) mm	$I_{\text{Max } I}$ gem	$I_{\text{Max } I}$ ber. ⁶	Streulicht θ
4365	0,0299 $\pm 0,0001$	0,0299 $\pm 0,0001$	0,045	0,047	0,008
3655	0,0299	0,0300	0,046	0,046	0,007
3132	0,0306	0,0307	0,046	0,046	0,005
2534	0,0299	0,0298	0,045	0,046	0,006

Tab. 1. Meßergebnisse.

In diesem Zusammenhang sei noch kurz auf den etwaigen Einfluß eines Diffusionshofes in der photographischen Schicht eingegangen. Zur qualitativen Abschätzung seiner Größe bei den in Frage kommenden Schwärzungen wurde auf die Platte ein dünner Draht von 0,1 mm Durchmesser gelegt und sein Schattenriß im Parallellicht bei verschiedenen Wellenlängen aufgenommen. Der Unterschied der Breite des von Silberkörnern vollkommen freien Bereiches des Schattenbildes gegenüber der Drahtdicke wurde als Maß des Diffusionshofes genommen. Sein größter Wert von 0,003 mm wurde bei 4365 Å gefunden, so daß ein Einfluß dieser Art zu vernachlässigen ist. Möglichst diffusionshoffreie Platten wird man ja sowieso für die in Frage kommenden Untersuchungen verwenden.

Nach den obigen Ausführungen läßt sich ein Apparat konstruieren, der es — etwa analog der H a n s e n s c h e n Stufenblende — gestattet, in dem gewünschten Spektralbereich ganz allgemein Intensitätsmarken auf die Platte zu drucken. Zweckmäßig wird dazu ein einfacher Monochromator mittlerer Dispersion mit einem Prisma konstanter Ablenkung verwendet, der mit der eigentlichen „Beugungsvorrichtung“ fest verbunden ist. Die symmetrischen, kalibrierten Monochromatorspalte und der Beugungsspalt werden vorteilhaft um 90° drehbar angebracht. Als Beugungsspalt sind mehrere leicht gegeneinander auswechselbare feste Spalte zu verwenden.

Für speziellere spektrographische Untersuchungen, besonders im nahen und fernen Ultraviolett,

* Die geringen Unterschiede röhren von der Korrektur aus der Lichtquellenbreite her.

läßt sich die Methode den jeweiligen Versuchsbedingungen anpassen. Sollen die Beugungsbilder der Linien eines Spektrums zugleich aufgenommen werden, so wird der Beugungsspalt in dem Spektrographen zwischen Kameralinse und Platte dicht an die erstere gesetzt; die Längsrichtung des Spektrographen- und des Beugungsspaltes fällt dabei mit der Richtung der Dispersion des Spektrums zusammen. Abb. 6 zeigt eine auf diese Weise mit dem F u e ß - Spektrographen gewonnene Aufnahme des Quecksilberspektrums.

Die Grenzen der Methode liegen im wesentlichen darin, daß es wegen der verhältnismäßig geringen Lichtstärke des Beugungsbildes u. U. schwierig sein kann, die Belichtungszeit den jeweils vorliegenden Verhältnissen anzupassen.

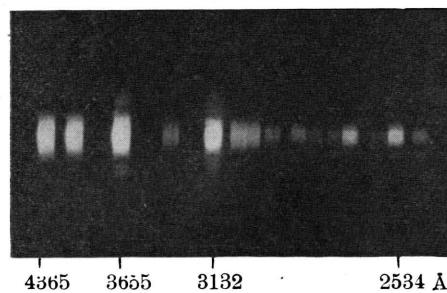


Abb. 6. Beugungsfiguren der Hg-Linie im UV (Verkleinerung des Originals ca. 3 : 4).

In den Spektralbereichen, wo genügend starke Lichtquellen und Linien zur Verfügung stehen, wird aber, vor allem durch Variieren der Spektrographenspaltbreite, meistens ein ausreichender Spielraum gegeben sein.

Eichung eines Platin-Stufenfilters auf Quarz

Hand in Hand mit den obigen Messungen wurde die Eichung eines Platin-Stufenfilters von C. Z e i ß durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde das Filter *Stf* (Abb. 3) nach Entfernung des Beugungsspaltes dicht vor die Platte gestellt. Eine vor den Spektrographen geschaltete Mattscheibe aus Quarz *QM* glich durch Schwächung des Lichtes um etwa zwei Größenordnungen die Helligkeit der Beugungsfigur und des Schattenbildes (Abb. 5, *c*) des Filters einander an. Eine evtl. kleine, von der Mattscheibe herührende Inkonsistenz des Hellfeldes konnte aus Kontrollaufnahmen (Abb. 5, *d*) desselben eliminiert werden. Tab. 2 gibt das Resultat der Eichung.

H. B. D o r g e l o ⁷ hat bei verschiedenen dicken Platin-schichten Konstanz der Durchlässigkeit bis herab zu

⁷ H. B. Dorgelo, Physik. Z. 26, 756 [1925].

λ Å	Transparenz		Transparenz- verhältnis I/II
	Stufe I	Stufe II	
4365	54,3% \pm 0,5	11,3% \pm 0,3	4,80
3655	54,3	11,4	4,76
3132	53,2	10,8	4,93
2537	50,3	6,5	7,73

Tab. 2. Eichung des Stufenfilters.

3300 Å in Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen gefunden, die erst bei etwa 3100 Å ein merk-

liches Absinken der Transparenz zeigen. Messungen von G. Hansen⁸ (Zeisswerk Jena) weisen dagegen bei etwa 5000 Å ein Minimum auf, dessen Tiefe und genauer Ort von der Schichtdicke abhängig sind. Die Diskrepanz dieser Ergebnisse zeigt wiederum die Notwendigkeit einer sorgfältigen Eichung solcher Filter in jedem einzelnen Falle.

Die vorliegende Methode wurde im Winter 1945/46 ausgearbeitet. Dem Leiter der Forschungsstelle, Hrn. Erich Regener, bin ich für stete Förderung der Arbeit zu herzlichem Dank verpflichtet.

⁸ Siehe v. Angerer, Wissenschaftliche Photographie [1931], S. 145. Vergl. auch H. Kienle, Z. Physik 58, 726 [1929] und Z. Astrophysik I, 13 [1930].

Eine Deutung der Formierungserscheinungen bei Selen-Sperrschiicht-Gleichrichtern¹

Von FRANK ROSE und HANS SCHMIDT

(Z. Naturforschg. 2a, 226—233 [1947]; eingegangen am 28. September 1946)

In der vorliegenden Arbeit ist der Versuch unternommen worden, die bei der Formierung und Lagerung von Selen-Sperrschiicht-Gleichrichtern auftretenden Erscheinungen durch eine Verlagerung von Störstellen in der Randschicht und ihre Abwanderung in die Deckelektrode zu erklären. Es wird gezeigt, daß unter diesen Voraussetzungen mit Hilfe der Schottky'schen Randschichttheorie eine qualitative Behandlung der bei Versuchen aufgefundenen Effekte, von denen eine Anzahl diskutiert werden, möglich ist.

Über die Arbeitsweise der Trockengleichrichter wurde von W. Schottky eine Theorie entwickelt², die es unter der Annahme einer in ihrer Breite spannungsabhängigen Verarmungszone für Leitungs-(Defekt-)Elektronen an der Grenze Metall-Halbleiter gestattet, die Gleichrichterwirkung zu erklären. Hierbei wird angenommen, daß die Leitungselektronen durch Ionisierung praktisch unbeweglicher Fremdatome oder Moleküle, der sogenannten Störstellen im Halbleiter, gebildet werden. Diese Theorie kann durch Kapazitätsmessungen geprüft werden, die gleichzeitig die Möglichkeit bieten, die örtliche Verteilung der Störstellen am Rande des Halbleiters zu bestimmen.

Solche von uns ausgeführten Kapazitätsbestimmungen und Entladungsmessungen an Selen-Sperrschiicht-Gleichrichtern lieferten den eindeutigen Beweis, daß die Beweglichkeit der dissozierten Störstellen unter dem Einfluß angelegter Spannungen nicht zu vernachlässigen ist. Stör-

stellenbestimmungen ergaben z. B. eine eindeutige Veränderung der Störstellenverteilung durch Formierung (Abb. 1). In der vorliegenden Arbeit

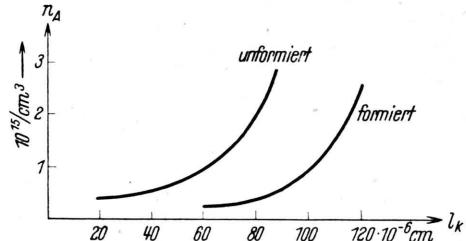


Abb. 1. Änderung der Störstellenverteilung durch Formierung.

haben wir daher den Versuch gemacht³, eine solche Störstellenverschiebung zur Deutung von Erscheinungen heranzuziehen, die bei der sogenannten Formierung, Lagerung und bei Strom-

² W. Schottky, „Vereinfachte und erweiterte Theorie der Randschichtgleichrichter“, Z. Physik 118, 9 u. 10 [1942].

³ Ansätze zu einer Deutung wurden von W. Schottky auf Grund einer unveröffentlichten Arbeit von F. Rose gemacht.

¹ Entstanden im Herbst 1943 in Berlin. Z. Zt. Hamburg und Bonn.