

Wir haben beobachtet, daß das Intensitätsverhältnis der α - und β -Maxima sich mit den Anregungsbedingungen stark ändern kann: erniedrigt man nämlich den Druck p_m im Strahlraum, etwa auf 0,5 Torr, so sinken Gasdichte und Temperatur im Gasstrahl, gleichzeitig nimmt die Höhe des β -Maximums relativ zum α -Maximum zu, so daß die Banden ein anderes Aussehen bekommen.

Diskussion der Ergebnisse

Die Einordnung der beiden kombinierenden Zustände in das Termschema des N_2 -Moleküls ist noch unbekannt. Gaydon vermutet, daß die beiden Zustände dem Triplettssystem angehören. Dies würde mit unserer Beobachtung übereinstimmen, daß die Banden nicht durch direkte Primärprozesse angeregt werden. Es ist aber auch nicht aus-

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	$\Delta G_{v'+1/2}$	$-\Delta^2 G_{v'+1}$	
0	17 934 898	742 896	17 192 718	16 474 697	15 777 900		897,7		
1	18 832 873	744 875	18 088 717	17 371 694	16 677 672	16 005 871	873,0	24,7	
2	19 705	742	18 963 845	719	18 244	16 876 849	648	16 228	26,0
3		19 808		18 394	669	17 725	847,0		
$\Delta G_{v'+1/2}$		742,7	718,0	695,0	670,5	648,0			
$-\Delta^2 G_{v'+1}$		24,7	22,5	25,0	22,5				

$\omega_{e'} = 923 \text{ cm}^{-1}; \omega_{e''} = 766 \text{ cm}^{-1}; \omega_{e'} x_{e'} = 13 \text{ cm}^{-1}; \omega_{e''} x_{e''} = 12 \text{ cm}^{-1}.$

Tab. 2. Kantenschema der beobachteten Banden, aufgestellt für die α -Maxima.

Die Einordnung der beobachteten Banden in das von Gaydon begonnene Kantenschema gelingt zwanglos und ist in Tab. 2 dargestellt; für die Einordnung wurden die α -Maxima verwendet, da sie am zuverlässigsten gemessen werden konnten. Aus dem Schema wurden die ebenfalls in Tab. 2 angegebenen Schwingungskonstanten ω_e und $\omega_e x_e$ der beiden kombinierenden Zustände entnommen.

geschlossen, daß die Banden bei einem Sekundärprozeß, z. B. einem Rekombinationsprozeß, angeregt werden, in welchem Falle man aus den Anregungsbedingungen nicht ohne weiteres auf die Termelage schließen kann.

Das Einzige, was also vorerst über die beiden beteiligten Zustände des N_2 -Moleküls bekannt ist, sind die in Tab. 2 angegebenen Schwingungskonstanten.

Spektrometrie von Elektronen-Interferenzen

II. Auswertung der Interferenz-Spektrogramme und Vergleich mit der Theorie

Von F. LEONHARD

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Tübingen,
Abteilung für experimentelle und angewandte Physik

(Z. Naturforschg. 9a, 1019—1031 [1954]; eingegangen am 24. August 1954)

Im Teil I* dieser Arbeit wurde der elektronenoptische Strahlengang und der Versuchsaufbau zu den Untersuchungen dargestellt. Als erstes qualitatives Ergebnis wurde die spektrale Zerlegung eines Debye-Scherrer-Diagramms von Gold demonstriert.

Im folgenden Teil wird das Untersuchungsverfahren benutzt, die Verhältnisse der elastisch und unelastisch gestreuten Elektronen zur Gesamtzahl der aufgeschossenen Elektronen in Abhängigkeit von Ordnungszahl und Dicke der Streusubstanz sowie die Charakteristik der Winkel- und chromatischen Verteilung der Streuintensitäten zu bestimmen und die so gewonnenen Ergebnisse mit denen der Theorie zu vergleichen.

§ 5*. Auswertung der Spektren

Zur Auswertung der Spektrogramme ist es notwendig, die Dispersionskurve des Spektrogrammen zu kennen. Um sie konstruieren zu können,

wurde die Geschwindigkeit der Elektronen in Stufen von je 10 oder 20 Volt durch Zuschalten einer Batterie vermindert und der durch Verändern der Brechkraft der Linse L_2 auseinander-

* § 1 — 4 s. Teil I: Z. Naturforschg. 9a, 727 [1954]; im folgenden als I zitiert.



gezogene Primärstrahl ohne Durchstrahlung des Präparats, jedoch bei sonst unveränderten Strahlbedingungen, auf einer Photoplatte registriert (Abb. 15*).

Zur Kontrolle, inwieweit der Primärstrahl schnell verlaufenden magnetischen Störungen ausgesetzt war, wurde der Plattenträger während der Exposition gedreht, womit der Auftreffpunkt des Primärfleckes mit einer gewissen Geschwindigkeit über die Platte glitt (Abb. 16). Die gewonnenen photographischen Aufnahmen sind mit einem selbstregistrierenden Photometer nach Moll photometriert worden in der Weise, daß der Photometerstreifen zunächst entlang liniengleicher Elektronenenergie über die gesamte Breite der Streuwinkel gezogen wurde (Abb. 17). Das Ergebnis ist eine Reihe von Interferenz- bzw. Streudiagrammen verschiedener Elektronengeschwindigkeiten (Abb. 18). Wird der Streuwinkel festgehalten und über die verschiedenen Geschwindigkeitsbereiche photometriert, so stellen diese Photometerkurven

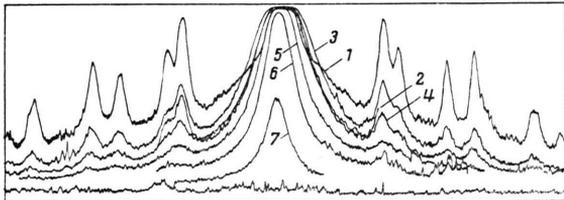


Abb. 18. Photometerkurven von Winkelstreuverteilungsdigrammen. Die einzelnen Kurven sind verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten zuzuordnen. Unverzögert 1. Verzögert: 2. 20 eV; 3. 40 eV; 4. 60 eV; 5. 80 eV; 6. 100 eV; 7. 120 eV.

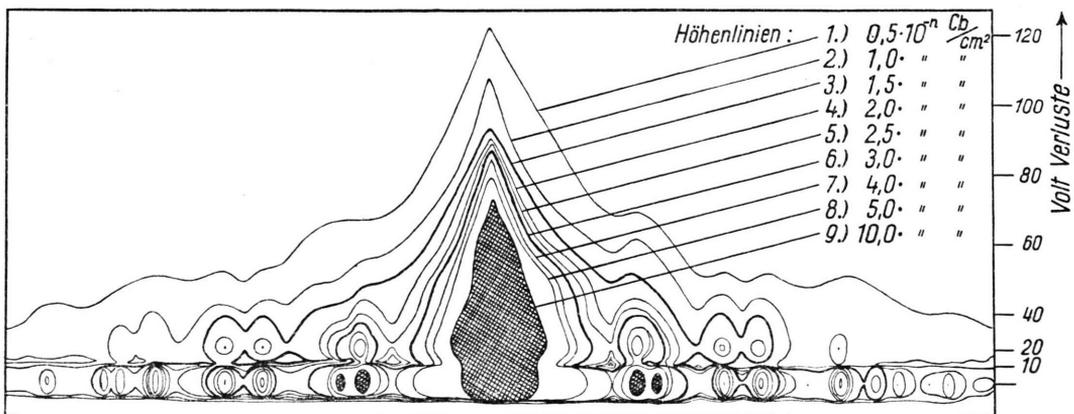


Abb. 20. Kartographische Darstellung eines Interferenzspektrogrammes von Gold. Die Höhengichtlinien von Intensitäten über $10 \cdot 10^{-n}$ Coul. cm^2 wurden zur Erhaltung einer besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Die Zahl n beträgt nach elektrometrischen Messungen für eine Schwärzung $S=0,5$ etwa 11 (l. c. ²²).

Spektrogramme dar, die dem herausgegriffenen Streuwinkel entsprechen. Diese Spektralschnitte sind jeweils so gelegt, daß sie auf einem Extremalpunkt des unverzögerten Interferenzbildes liegen (vgl. Abb. 17 und 19).

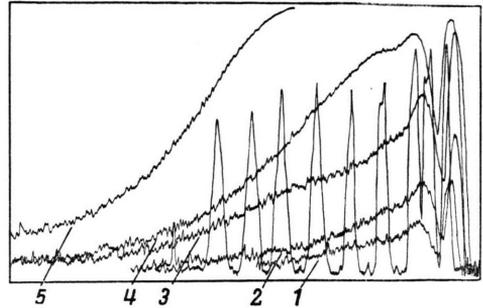


Abb. 19. Photometerkurven von Spektrogrammen. Schlanke Schwärzungsspitzen sind Geschwindigkeitsmarken. Kurven 1...5 stellen Spektralkurven des Debye-Scherrer-Diagramms in Abb. 17 an den bezeichneten Winkelmarken dar.

Nach Übertragen der Schwärzungswerte in Intensitätsbeträge mit Hilfe der aus den verschiedenen Expositionen konstruierten Intensitäts-Schwärzungskurve — was nach verschiedenen Untersuchungen über die Gültigkeit des Bunsen-Roscoeschen Gesetzes der Plattenschwärzung durch schnelle Elektronen zulässig ist — wurde ein Gitternetz mit der relativen Intensitätsverteilung des Interferenz-Spektrogrammes gewonnen. Das wurde zeichnerisch so ergänzt, daß ein Diagramm entstand, welches in einer Koordinate die Streubreite erfaßte, in der dazu Senkrechten die

* Abb. 15, 16, 17 und Abb. 21, 22 auf Tafel S. 1024 a.

Elektronenenergien und in der dritten Raumkoordinate die relativen Intensitäten. In der kartographischen Darstellung sind die Intensitätsverteilungen durch Linien gleicher Stromdichte wiedergegeben (Abb. 20). Zur Beurteilung der Streudiagramme und besonders der in § 6 zu diskutierenden Meßergebnisse ist die Beschaffenheit der Durchstrahlungspräparate von Bedeutung.

Um hier eindeutige Verhältnisse zu schaffen, wurden die zu untersuchenden Metalle Gold, Aluminium und Beryllium im Hochvakuum von Wolframdrähten auf polierte Steinsalz- oder mit Glycerin bezogene Glasoberflächen aufgedampft. Die Unterlage Salz oder Glycerin wurde in Wasser aufgelöst, so daß die aufgedampfte Metallhaut auf der Wasseroberfläche schwamm. Die Folie wurde schließlich als freitragende Schicht auf einer Platinblende mit einer 0,1 mm weiten Bohrung aufgefangen. Die Dicke der Schicht ist durch Vergleich der Lichttransparenz mit der einer gemessenen Standardfolie geschätzt worden. Sie wurde für alle Untersuchungen auf rund 200 . . . 300 ÅE eingestellt. Zur Bestimmung der Streuverteilung als Funktion der Dicken der Proben wurden Teile einer Folie in mehreren Lagen übereinander auf der Blende aufgefangen. Zur Beurteilung der Sauberkeit, der Freiheit von Löchern und der gleichmäßigen Beschaffenheit wurden sämtliche Proben im Elektronenmikroskop durchgemustert.

§ 6. Diskussion der Versuchsergebnisse

A. Qualitative Resultate

Abb. 21 zeigt das Interferenzbildspektrogramm von Beryllium bei 120 sec Belichtungszeit. Vergleicht man damit Abb. 22 mit einer Belichtungszeit von 1 sec, so erkennt man die starke Intensität verzögerter Elektronen in der Einstrahlrichtung ($\vartheta = 0$).

Allgemein sind für die Interferenz-Spektrogramme folgende Züge bemerkenswert: Neben der geometrischen Anordnung der Interferenzlinien in dem gefilterten Diagramm sind auch ihre relativen Intensitäten gegenüber einem nichtanalysierten Diagramm im wesentlichen unverändert.

Wird die Intensitätsverteilung zwischen Interferenzlinien und Untergrund verglichen, so ist festzustellen, daß — der Beobachtung von Boersch (vgl. I, 1. c.²⁴) entsprechend — der diffuse Untergrund des durch den Analysator gefilterten Interferenzbildes der unverzögerten Elektronen gegenüber den Interferenzringen sehr stark abgeschwächt ist, wenn er auch nicht vollständig verschwindet. Besonders deutlich tritt diese Verminderung des Untergrundes in der Umgebung

des Primärfleckes ein. Jedoch auch bei größeren Streuwinkeln wird sie an dem stärkeren Hervortreten und der besseren Trennung der Interferenzmaximis sichtbar. Diese Erscheinung wird in den Photometerreproduktionen (Abb. 23) wiedergegeben.

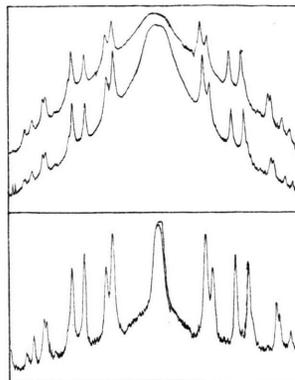


Abb. 23. Photometerkurven oben: Von zwei um den Faktor 2 verschieden exponierten ungefilterten Au-Interferenzdiagrammen; Photometerkurven unten: Von gefiltertem Au-Interferenzdiagramm. Filterung bis auf $U_0 - 4$ eV.

Die Fläche der Platte, die das Spektrum der verzögerten Elektronen auffängt, zeigt eine nach den Streuwinkeln sowie nach den Geschwindigkeiten modulierte Schwärzung, und zwar erscheint bei genügend feiner Ausblendung des Interferenzbildes bei sehr kleinen Geschwindigkeitsverlusten — etwa bis zu 10 eV Verzögerung — doch je nach Streusubstanz verschieden stark, über die gesamte Breite der Streuwinkel ein Schwärzungsminimum, d. h. ein Geschwindigkeitsbereich, für den die Geschwindigkeitsverluste der Elektronen äußerst unwahrscheinlich sind.

Hinter diesem Bereich, d. h. bei stärkeren Verzögerungen, nimmt die Schwärzung bei allen Streuwinkeln wieder zu. Besonders auffallend ist, daß gerade in der Richtung des zentralen Bündels ein sehr hohes Maximum der verzögerten Elektronen auftritt. Dieses Maximum ist in seiner Winkelausdehnung gegenüber dem Primärstrahl oder gegenüber dem zentralen Bündel der nichtverzögerten Elektronen erheblich verbreitert. In bezug auf die Geschwindigkeitsverteilung ist seine Intensität, wie dies besonders deutlich bei kurzen Expositionen und bei feiner Spalteinstellung in Abb. 22 zu sehen ist, periodisch moduliert.

Im allgemeinen sind allerdings bei der mit Rücksicht auf die photometrische Auswertung nicht

sehr engen Spalteinstellungen am Analysator nur zwei breite Intensitätsmaxima oder Intensitätsstufen zu erkennen.

Die Intensität dieses überragenden zentralen Maximums fällt mit größer werdenden Geschwindigkeitsverlusten steil ab und ist bei 200 eV verminderter Geschwindigkeit vernachlässigbar klein geworden, wenn die zu durchstrahlenden Schichten weniger als 400 Å dick sind.

Ähnlich wie in der Richtung des Primärstrahlbündels tritt in den Winkeln der Interferenzringe je ein in gleicher Weise verbreitertes Maximum verzögerter Elektronen auf. Eine Intensitätsmodulation konnte bei diesen jedoch im allgemeinen nicht festgestellt werden, da der Spalt zum Photometrieren eine gewisse Breite haben mußte. Die übrige Plattenfläche, auf der die verzögerte Strahlung auftritt, ist bei langer Expositionszeit allgemein zu größeren Streuwinkeln und zu verminderten Geschwindigkeiten abnehmend mit einer schwachen diffusen Streuintensität belegt.

In Abhängigkeit von der Dicke des Streupräparates ändert sich das Streubild in der Weise, daß die Interferenzmaxima im Bereich der elastischen wie der unelastischen Streuung gegenüber dem diffusen Untergrund abnehmen.

Mit Bezug auf die Ordnungszahl der streuenden Substanzen ändert sich das Streubild so, daß die in das zentrale Bündel unelastisch gestreute Anzahl von Elektronen besonders bei den Elementen niedriger Ordnungszahl groß ist verglichen mit den Streubildern von Stoffen hoher Atomnummern; jedoch läßt ein Vergleich zwischen Be und Al erkennen, daß hier die Verhältnisse wahrscheinlich komplizierter liegen als oben dargestellt, wie die quantitative Untersuchung im einzelnen zeigen soll.

Ebenfalls läßt sich feststellen, daß die Erscheinung der diskreten Geschwindigkeitsverluste bei den Elementen Be und Al gegenüber denen bei Au stärker hervortritt.

B. Resultate der quantitativen Untersuchung

a) Intensitätsuntersuchungen an Interferenzspektrogrammen von 50 keV-Elektronen, die durch ca. 300 Å dicke, freitragende *Beryllium* Proben gestreut wurden.

In den Abbildungen sind Kontaktabzüge einiger der photometrierten Aufnahmen von Be-Interferenzspektrogrammen mit den zugehörigen Ver-

suchsdaten zusammengestellt. Die Schwärzung der Aufnahmen ist auf die Erfordernisse der photometrischen Auswertung eingestellt und liegt für die visuelle Betrachtung nicht günstig.

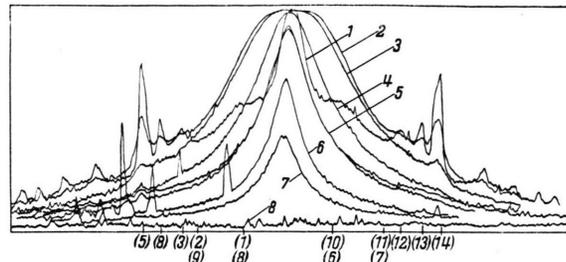


Abb. 24. Photometerkurven eines Beryllium-Interferenz-Spektrogrammes. Unverzögerte Streustrahlung 1. Verzögerte Streustrahlung 2. 20 eV; 3. 40 eV; 4. 60 eV; 5. 80 eV; 6. 120 eV; 7. 160 eV; 8. Plattenschneider.

Das Photometerblatt Be, Abb. 24, enthält die Registrierkurven der Transparenzmessungen von der in Abb. 21 wiedergegebenen Aufnahme. Die genaueren Angaben über Lage und Zuordnung der Kurven ist dem Bildtext zu entnehmen.

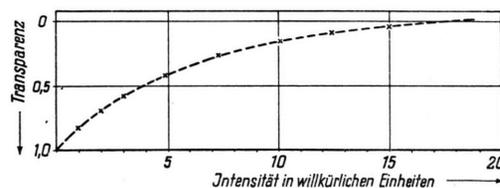


Abb. 25. Intensitäts-Transparenzkurve zu den Untersuchungen an Be-Interferenz-Spektrogrammen.

Abb. 25 zeigt die Intensitäts-Transparenzkurve, nach welcher die Intensitätskurven des Interferenzspektrogrammes punktwise aus den Photometerkurven transformiert wurden. Die Intensitätsskala wurde in willkürlichem Maßstab aufgetragen, da keine Absolutbestimmung zu den photographischen Aufnahmen gemacht werden konnte. Nach früheren Messungen dürfte die aufgefallene Ladungsdichte bei 50 keV Elektronen, bei der die Schwärzung für das Ausphotometrieren günstig liegt, von der Größenordnung 10^{-11} Cb/cm² sein. In Abb. 26 ist die Photometerkurve von Abb. 24 in Intensitätswerten aufgetragen.

Aus den Intensitätslinien, die einmal als Winkelstreuverteilungskurven oder zum anderen als „Spektralkurven“ des Interferenzspektrogramms die Streuverteilung des Debye - Scherrer - Diagramms im einzelnen enthalten, läßt sich nun das

vollständige Streubild des Interferenzversuches, das zu gewinnen eines der Ziele des Experimentes war, zusammenstellen. Da dieses Bild ein dreidimensionales und schlecht darzustellen ist, soll hier an Hand der Intensitätskurven die Streuverteilung der Elektronen nach Intensität, Winkel und Geschwindigkeit diskutiert werden. Es kann hierüber folgendes ausgesagt werden:

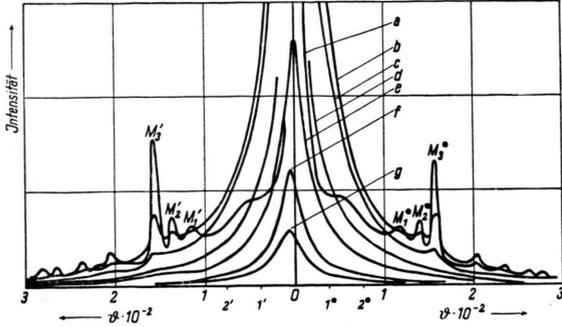


Abb. 26. Intensitätskurven eines Be-Interferenz-Spektrogramms. Unverzögerte Streustrahlung a). Verzögerte Streustrahlung b) 20 eV; c) 40 eV; d) 60 eV; e) 80 eV; f) 120 eV; g) 160 eV.

1. Neben einem Anteil elastisch gestreuter Elektronen ist ein mengenmäßig großer Anteil unelastisch gestreuter Elektronen im Interferenzdiagramm enthalten.

2. Der Intensitätsverlauf der Interferenzmaxima unterscheidet sich von dem des ungefilterten Diagramms

- α) durch die größere relative Höhe und
- β) durch geringere Halbwertsbreiten.

Diese Fakten werden dadurch deutlich, daß man sich ein normales ungefiltertes Interferenzdiagramm rekonstruieren kann, indem man die Summe aller unelastisch gestreuten Strahlung wieder zu der elastischen Streukurve addiert.

Dadurch, daß die relative Höhe der Interferenzmaxima größer wird, treten auch Interferenzringe deutlich hervor, die im normalen Diagramm nur schwer erkennbar sind, wie die innersten Ringe des BeO. — [Flaches Maximum zwischen zentralem Bündel und (100)-Reflex des Berylliums.]

3. Die elastisch gestreuten Elektronen werden nicht nur in die Interferenzmaxima gesteuert, sondern werden auch zu einem Teil diffus in den elastischen Untergrund abgelenkt. Der Intensitätsabfall der diffusen elastischen Streuung mit

dem Winkel erscheint gegenüber dem des ungefilterten Untergrundes wesentlich flacher.

4. Das Integral über den gesamten Geschwindigkeitsbereich der in ein bestimmtes Raumwinkелеlement unelastisch gestreuten Elektronen übersteigt unter den vorgegebenen Versuchsbedingungen bei der Beryllium-Folie die Summe der in den gleichen Winkel elastisch gestreuten Strahlung. Diese Feststellung gilt auch für die Interferenzmaxima.

5. Die spektrale Verteilung der unelastischen Streuung erstreckt sich mit dem Hauptintensitätsanteil über einen Geschwindigkeitsbereich von U_0 bis $U_0 - 200$ eV. Mehr als um 200 eV wird nur ein sehr kleiner Teil der Elektronen verzögert (vgl. Nie, l. c. I²³) (s. Abb. 27).

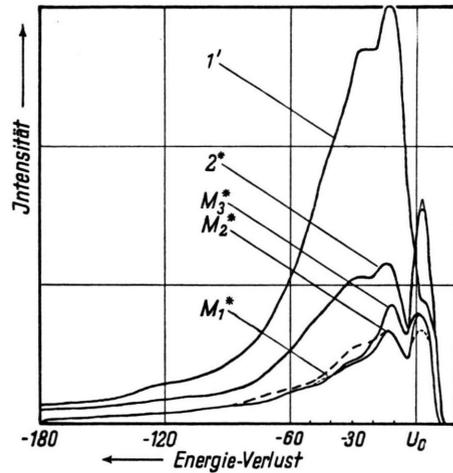


Abb. 27. Intensitätskurven von Spektrogrammen. Die Winkellage der Kurven ist aus Abb. 26 ersichtlich.

6. Der spektrale Intensitätsverlauf der unelastisch gestreuten Elektronen behält über die ganze Breite der Streuwinkel eine ziemlich ähnliche Charakteristik. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß sich bei einer Elektronengeschwindigkeit von $U_0 - 10$ eV über alle Streuwinkel des Diagramms ein Intensitätsminimum ausdehnt. Diesem Minimum folgt ein erstes Maximum stärker verzögerter Elektronen bei $U_0 - 22$ eV. Bei $U_0 - 45$ eV stellt sich über einen glatt verlaufenden Geschwindigkeits-Streununtergrund ein zweites flaches Maximum ein. Gegenüber den Versuchen von Ruthemann und Möllenstedt läßt sich dem vorliegenden Interferenzspektrum entnehmen, daß die diskreten Geschwindigkeitsverluste sich kontinuierlich über

einem Winkel von mehr als $1 \cdot 10^{-2}$ zeigen. Am schärfsten heben sich die Maxima der diskret unelastisch gestreuten Elektronen bei sehr kleinen Streuwinkeln ab. (Schnitte 1*, 1', 2* und 2' in Abb. 26.)

7. Mit dem Streuwinkel stellt sich in den unelastischen Streuintensitäten überraschend die die Interferenz kennzeichnende diskrete Winkelverteilung — die Interferenzmaxima — wieder ein. Der Intensitätsverlauf dieser Interferenzmaxima verzögerter Elektronen ist erheblich flacher als der der unverzögerten.

8. Der größere Anteil der verzögerten Elektronen ist diffus gestreut. Die Winkelverteilung dieses unelastischen, diffusen Untergrunds weicht von der des elastischen erheblich ab. Bei kleinen Streuwinkeln übersteigen die Intensitäten der unelastisch gestreuten Elektronen die der elastischen um Größenordnungen. Bei Winkeln über 10^{-2} rad. ist die diffuse unelastische Streuung bei ihrem Maximum etwa von gleicher Intensität wie die elastische. Die einzelnen Intensitätslinien im Diagramm, die nur als Ausschnitte aus dem Spektrogramm zu werten sind — gegenüber der integralen Intensität des Spektrums verzögerter Elektronen an dem herausgegriffenen Streuwinkel —, überschneiden die Intensitätskurven der elastischen Streuelektronen bei einem Winkel von 10^{-2} rad.

Betrachtungen zu den Streukurven:

Zu der Aufgabe, Interferenzstreuung und Untergrundstreuung physikalisch voneinander zu trennen, kann auf Grund der gewonnenen Streukurven Stellung genommen werden. Und zwar ist nach dem Befund der Intensitätskurven die Interferenzstreuung einem diffusen elastischen Untergrund überlagert. Experimentell läßt sich zwischen den Elektronen, die in die Interferenzringe, und denen, die in den elastischen Untergrund gesteuert wurden, keine Unterscheidung treffen. Für das Zustandekommen dieser phänomenologisch unterscheidbaren Streugruppen kann indessen wohl auf unterschiedliche Streubedingungen geschlossen werden. Während für die Interferenzstreuung gewiß einfach elastische Stöße verantwortlich sind, müssen für die Untergrundstreuung verschiedene Streuvorgänge als gleich wahrscheinlich angenommen werden: a) die mehrfachelastische Streuung, die als Mehrfach-Interferenz gedacht werden kann

(etwa so, daß ein zum erstenmal in einen Interferenzwinkel gestreutes Elektron in einem anders orientierten Kristalliten ein zweites Mal umgelenkt und dabei mit großer Wahrscheinlichkeit in den Untergrund gesteuert wird, da die Lage der Kristallite zueinander ohne Beziehung ist) — und b) die Einfachstreuung, die an nichtgeordneten Atomen der Streusubstanz stattfindet. Bei dieser Betrachtung ist von dynamischen Intensitätsumsteuerungen abgesehen. Beide Streuvorgänge haben für größere Massendicken des Präparates größere Wahrscheinlichkeit aufzutreten, d. h. der Streuuntergrund nimmt zu mit der Massendicke. Die auf diese verschiedenen Streuerscheinungen zurückzuführenden Untergrundintensitäten sind nicht genauer zu unterscheiden.

Vergleich der elastischen Streuung mit theoretischen Kurven:

Ein Vergleich der experimentell gefundenen Intensitätsverteilung mit theoretischen Kurven des Streuquerschnittes läßt sich bei dem vorgegebenen Interferenzstreubild nicht durchführen, da den berechneten Wirkungsquerschnittsfunktionen ein nicht geordnetes Streuobjekt zugrunde liegt. In den Streuergebnissen der polykristallinen Probe ist die Bedingung für einen solchen Vergleich nicht erfüllt.

Hingegen dürfte ein Vergleich des sogenannten totalen Streuquerschnitts, d. h. des Verhältnisses der aus dem Primärstrahl in alle übrigen Winkel elastisch gestreuten Summe von Streuelektronen zu der primär aufgefallenen $\sigma_0 = N_{\text{elast. ges.}}/N_0$ berechtigt sein, da einmal angenommen werden kann, daß die Abhängigkeit des Streuquerschnitts von der Lage des Atomgitters durch die statistische Verteilung der Kristallite in dem Pulverpräparat ausgeglichen ist, und zum anderen, daß bei der Integration über alle Streuwinkel die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von Atomabstand und Atomanordnung eliminiert wird. Bei dieser Annahme wird die Voraussetzung gemacht, daß das Streuvermögen unabhängig von der Gitteranordnung konstant bleibt.

Nach Debye²⁹ oder Molière²⁵ ist das Verhältnis der Zahl aller gestreuten Elektronen zu der auf das Präparat aufgeschlossenen durch die Gleichung

²⁹ P. Debye, Erg. techn. Röntgenkunde **3**, 11 [1933].

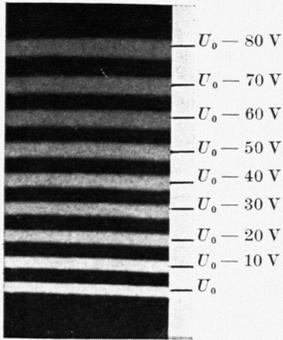


Abb. 15.

Abb. 15. Geschwindigkeitseichmarken. Primärstrahl auseinandergezogen. Die geringere Schwärzung der Marken geringerer Elektronenenergie ist durch kürzer werdende Expositionszeiten bedingt.

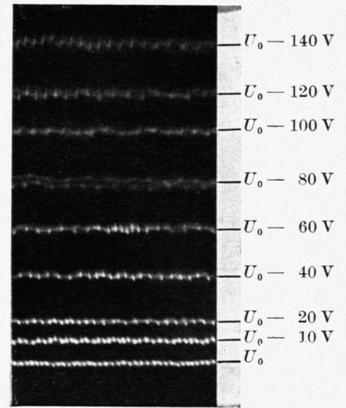


Abb. 16.

Abb. 16. Geschwindigkeitseichmarken durch magnetisches Wechselfeld gestört. Primärstrahl punktförmig wie bei der Analyse, Platte hin- und zurückbewegt. Keine Präparatdurchstrahlung.

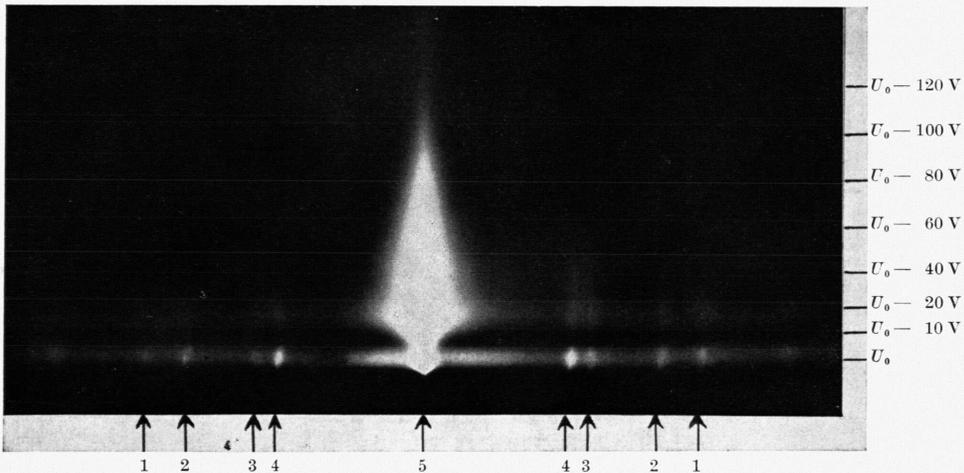


Abb. 17. Interferenzspektrogramm von Gold. Am Rand sind die Elektronengeschwindigkeiten, bei denen über alle Streuwinkel photometriert wurde, aufgetragen. Der Analysatorspalt wurde zur besseren Ausphotometrierung auf $5 \dots 10 \mu$ geöffnet.

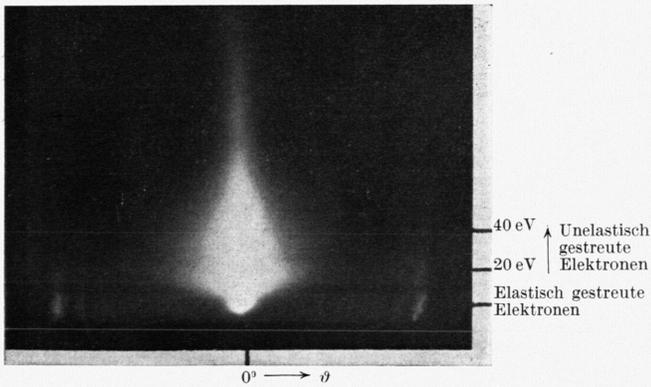


Abb. 21. Interferenz-Spektrogramm von 300 \AA dicker Be-Folie. Exposition 120 sec. 50 kV Strahlspannung.

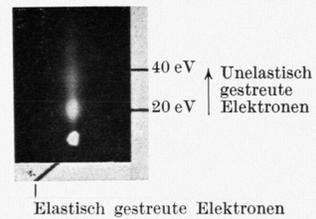


Abb. 22. Interferenz-Spektrogramm von 300 \AA dicker Be-Folie. Expositionszeit 1,0 sec. 50 kV Strahlspannung.

$$\frac{N_{ges.}}{N_0} = 0,447 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{V cm}^2}{\text{g}} \right] \frac{Z^{4/3}}{A} \frac{\gamma x}{U} \frac{(1 - F(u))^2}{u^3} du$$

gegeben.
 $[N_{ges}$ gesamte Anzahl der gestreuten Elektronen, N_0 Anzahl der aufgeschossenen Elektronen, Z Ordnungszahl der Streusubstanz, A Atomgewicht der Streusubstanz, $F(u)$ Atomformfaktor für Röntgenstrahlen der Streusubstanz, γ Dichte der Streusubstanz, x Dicke der Streusubstanz

und
$$u = \frac{2,935 \cdot 10^{-8} \text{ cm}}{\lambda} \cdot \frac{\vartheta}{Z^{1/3}} \cdot \left[\right]$$

Durch numerischen Einsatz ergibt sich für die Streuverhältnisse des Versuchs:

$$\frac{N_{elast. ges.}}{N_0} = \frac{0,536 \cdot 10^{10} \cdot 4^{4/3} \cdot 1,85 \cdot 3 \cdot 10^{-6}}{9,02 \cdot 5 \cdot 10^4} = 0,42.$$

Dieser Wert ist mit dem Ergebnis des Experimentes zu vergleichen. Das Verhältnis $N_{ges.}/N_0$ aus den Intensitätskurven wurde folgendermaßen gewonnen:

Da die Zahl der im Primärstrahl auf das Streuobjekt auffallenden Elektronen, N_0 , mangels einer Auffängeranordnung nicht unmittelbar gemessen werden konnte, wurde sie durch Integration aller Streuintensitäten aus den Kurven des Interferenzspektrogramms rekonstruiert unter der Annahme, daß die Intensitätsanteile, die absorbiert, in größere Winkel oder mit größeren Geschwindigkeitsverlusten gestreut sind, wegen ihrer kleinen Mengen vernachlässigt werden können.

Intensitätsverteilung der elastisch gestreuten Elektronen nach Molière³⁰:

$$\frac{dN/N_0}{d\Omega} = 0,408 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \frac{Z^{2/3}}{A} \gamma x \left(\sum_{i=1}^3 \frac{a_i}{b_i^2 + (\vartheta/\vartheta_0)^2} \right)^2,$$

wobei für $i = 1 \quad 2 \quad 3$

$a_i = 0,1$	$0,55$	$0,35$
$b_i = 36$	$1,44$	$0,09$

und
$$\vartheta_0 = \frac{\lambda \cdot Z^{1/3}}{2 \pi \cdot 0,467 \cdot 10^{-8} [\text{cm}]} = 4,17 [\text{V}^{1/2}] \frac{Z^{1/3}}{\sqrt{U}}$$

$[\vartheta$ Streuwinkel].

Die aus den Photometerkurven konstruierten Intensitätslinien geben die auf eine bestimmte Exposition der Platte bezogene Flächendichteverteilung der aufgefallenen Ladung wieder. Durch Integration über alle Flächenelemente des Streudiagramms und Geschwindigkeitselemente des

Spektrogramms läßt sich unter den oben skizzierten Voraussetzungen die Gesamtzahl der aufgeschossenen Elektronen ermitteln und — mit Einschränkung — auch die Gesamtzahl der elastisch gestreuten Teilchen. Hier tritt die Schwierigkeit auf, daß bei sehr kleinen Winkeln zwischen nicht gestreuten und gestreuten Elektronen nicht unterschieden werden kann. Angesichts des verhältnismäßig kleinen Anteils dieser in kleine Winkel gestreuten Elektronen an der Gesamtstreuung ist die Unsicherheit jedoch nicht sehr groß.

Praktisch wird so verfahren, daß zunächst eine Intensitätslinie der über das ganze Spektrum integrierten unelastischen Streuung als Winkelverteilungskurve ermittelt wird, die die Ladungsdichteverteilung der unelastischen Streuung auf einem radialen Schnitt durch das Pulverstreudiagramm darstellt. Sie wird bestimmt durch die Operation

$$I(\vartheta) = \frac{1}{v} \int_{v=(V_0 - \Delta v)}^{v=0} I(\vartheta; v) dv$$

$[I(\vartheta)$ die Intensitätsfunktion der gesamten unelastischen Streustrahlung im Winkelstreudiagramm; $I(\vartheta; v)$ die Intensitätsfunktion auf dem Interferenzspektrogramm; v Elektronengeschwindigkeiten; Δv die Breite des Analysatorspaltbildes].

Mit Hilfe der Symmetrie des Debye-Scherrer-Hull-Diagramms bestimmt man die gesamte primär aufgefallene Elektronenzahl dadurch, daß man die elastische und unelastische Streustrahlung eines Interferenz-Spektrogrammes über die ganze Plattenfläche integriert und zu der nicht gestreuten Strahlung addiert.

$$N_0 = \int dN_{elast.} + \int dN_{unelast.} + N_{ungest.}$$

$$I = \frac{dN}{dF}, \quad dN = I dF;$$

da $I = I(r)$ und $dF = 2r dr$, $I = I_{elast.} + I_{unelast.}$

$$\text{ist } N_0 = 2 \int_{r=0}^{r=\infty} I(r) r dr + N_{ungest.}$$

$[r = R \cdot \sin \vartheta$; R Abstand der Platte vom Streupräparat, N_0 Anzahl der aufgefallenen Elementarladungen, I Intensität, F Fläche auf der Photoplatte, r Abstand vom Durchstoßpunkt des zentralen Bündels auf der Photoplatte].

Von den Quotienten $d(N_{elast.}/N_0)/dF$ gelangt man zu der Streuformel

$$\frac{d(N_{elast.}/N_0)}{d\Omega} = \frac{R^2 d(N_{elast.}/N_0)}{dF}.$$

³⁰ G. Molière, Z. Naturforschg. **2a**, 133 [1947].

Durch Integration über die gesamte Plattenfläche gewinnt man den Ausdruck

$$N_{\text{elast. ges.}}/N_0,$$

wo $N_{\text{elast. ges.}}$ = gesamte elastische Strahlung.

Der auf diese Art aus den Meßresultaten bestimmte Quotient hat den Wert

$$\frac{N_{\text{elast. ges.}}}{N_0} = \frac{220}{4420} = 0,05.$$

Damit ist der nach der Theorie berechnete Wert $N_{\text{elast. ges.}}/N_0$ um den Faktor 8,4 größer als der experimentell gefundene.

Dieses Ergebnis wird durch einen Vergleich der experimentell und theoretisch bestimmten Streukurven in Abb. 28 deutlich.

Vergleich der unelastischen, experimentell gefundenen Streuintensitäten mit theoretisch berechneten:

Bei der Betrachtung der Winkelverteilung der unelastisch gestreuten Elektronen fallen zunächst die Interferenzmaxima dieser verzögerten Strahlung auf, die bisher in keiner der theoretisch berechneten unelastischen Streuquerschnittsfunktionen erschienen sind. Diesen Befund kann man auf die Tatsache zurückführen, daß bei der Berechnung der elastischen wie der unelastischen Streuquerschnittsfunktion etwa nach Molière oder Koppe wohl die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Streuteile auf keinfach, einfach, zweifach usw. gestreute Partikel berechnet, jedoch jeweils nur die artgleiche Mehrfachstreuung berücksichtigt worden ist, wohingegen die gemischte Mehrfachstreuung, d. h. eine Streuung, bei der der erste Streuakt elastisch und der zweite unelastisch oder umgekehrt war, einen erheblichen Teil der Streuercheinung beherrscht. Das Auftreten der unelastischen Interferenzmaxima ist als Resultat einer gemischten Zweifachstreuung anzusehen, wobei die typische Winkelstreuverteilung der unelastischen Streuung dadurch eine wesentliche Rolle spielt, daß für sie die größte Streuwahrscheinlichkeit, die sich um Größenordnungen mit den Winkeln ändert, bei sehr kleinen Ablenkungen liegt. Die unelastischen Interferenzmaxima lassen sich danach so erklären, daß ein Elektron zunächst elastisch durch das Atomgitter in den diskreten Winkel gesteuert wird und dann einen unelastischen Stoß erleidet, bei dem es praktisch seine nach dem elastischen Streuakt eingeschlagene

Richtung beibehält. Durch das Auftreten der gemischten Mehrfachstreuung wird nun ein Vergleich der experimentell gefundenen Streukurve der unelastischen Streuung mit theoretischen sehr erschwert, da eine Unterscheidung von Elektronen, die einer gemischten Mehrfachstreuung ausgesetzt waren, von solchen, die ein- oder mehrfach unelastisch gestreut sind, nicht grundsätzlich möglich ist, abgesehen von dem besonderen Fall, wo die Elektronen durch ihre erste — oder nach dem unelastischen Stoß erfolgende — elastische Ablenkung in die Interferenzwinkel gruppenmäßig ausgezeichnet sind. Ein Teil der unelastischen Streuintensitäten wird somit an die Verteilung der elastischen Streuung gekoppelt sein.

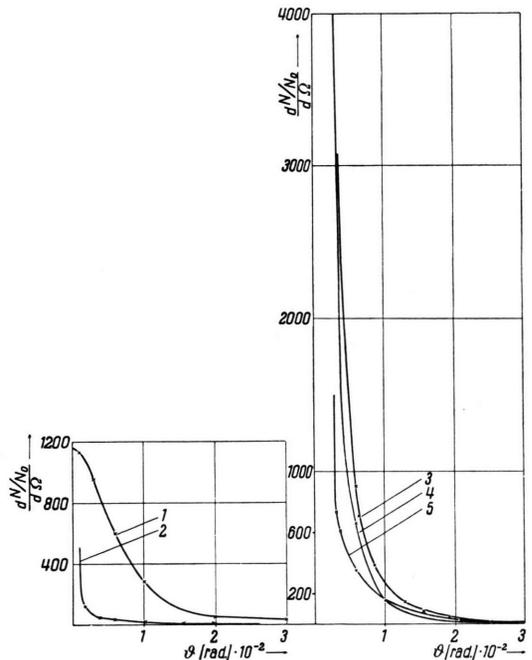


Abb. 28. Winkelstreuverteilung $d(N/N_0)/d\Omega$ für Beryllium.

- | | |
|-----------------------|--|
| Elastische Streuung | $\left\{ \begin{array}{l} 1. \text{ berechnet nach Molière,} \\ 2. \text{ experimentell bestimmt,} \\ 3. \text{ für Einfachstreuung} \\ \text{ berechnet nach Koppe,} \end{array} \right.$ |
| Unelastische Streuung | |

Zum Vergleich der experimentell gefundenen unelastischen Streuverteilung mit der theoretischen wurden deshalb die in die Interferenzmaxima gesteuerten Intensitäten aus der Betrachtung ausgeschlossen. Als Vergleichsfunktion

wurde die von Koppe (I, l.c.²⁸) abgeleitete Gleichung herangezogen, die die unelastische Streuung der Strahlelektronen an den Elektronen des Metallions erfaßt. Für die Streuung an den Leitungselektronen des Probekörpers ist bisher keine theoretische Streuformel bekannt geworden. Der Vergleich der experimentellen und theoretischen Ergebnisse ist somit nur in weiten Grenzen möglich. Da sich auch die unelastische Streuung auf kein-, ein- und mehrfach gestreute Elektronen verteilt, werden die über das ganze Spektrum verteilten Streuintensitäten integriert und die Winkelfunktion dieser für jeden Ablenkwinkel summierten Intensität mit der Koppe-Funktion verglichen (vgl. Abb. 28, Kurven 3, 4 und 5).

Unelastische Streuverteilung nach Koppe:

$$\frac{d(N/N_0)}{d\Omega} = 0,83 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \cdot \frac{1}{A \cdot Z^{5/3}} \left(1 + \frac{U}{51,1 \cdot 10^4} \right)^2 \cdot \frac{G(v)}{v^3 (v + v^*)} \gamma x,$$

$$v = 0,0902 [v^{-1/2}] \sqrt{U} \cdot \sqrt{1 + \frac{U}{102,2 \cdot 10^4}} \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{4U \left(1 + \frac{U}{102,2 \cdot 10^4} \right)} \right)^2 + \vartheta^2},$$

$$v^* = \frac{1,68 \cdot 10^{-6} [\text{cm}^2]}{|\chi| \cdot Z^{1/3}}$$

[|χ| = molare Suszeptibilität der Streusubstanz

I = Ionisierungsspannung der Streusubstanz

G(v) = eine von Bewilogua³¹ nach Heisenberg berechnete Funktion (vgl. v. Borries³²).

Der Vergleich der Kurven ergibt, daß diese in ihrem Verlauf leidlich ähnlich sind und in den Beträgen der Streuintensitäten nur um einen geringen Faktor voneinander abweichen. Gegenüber der theoretischen Kurve 4 in Abb. 28, in der die Streuung in ihrer statistischen Verteilung auf Kein-, Ein- und Mehrfachstreuung einkalkuliert ist, erreicht die experimentell gefundene Intensität bei kleinen Winkeln nicht die gleiche Höhe. Zu größeren Streuwinkeln nähern sich die Werte ziemlich stark. Hierdurch ergibt sich für die experimentelle Kurve ein flacherer Verlauf.

Kritische Betrachtung zu den Streuuntersuchungen an Beryllium:

Während in der Charakteristik der elastischen Streuintensitäten infolge der Interferenz der Elek-

tronen am Atomgitter der Streusubstanz keine Ähnlichkeit der experimentellen und theoretischen Werte zu erwarten war, überrascht die große Verschiedenheit in der Höhe der Streubeträge. Wenn auch die Tatsache berücksichtigt wird, daß ein großer Teil der Elektronen durch gemischte Mehrfachstreuung in der unelastischen Streukurve wiederzufinden ist und deren Intensität vergrößert, so kann dieser Tatbestand nicht allein zur Erklärung der Diskrepanz in den elastischen Streuintensitäten herangezogen werden, da ja auch die unelastische Streuintensität über alle Streuwinkel nicht die theoretischen Werte erreicht. Da in der experimentellen unelastischen Streukurve zum Unterschied gegen die theoretische auch die Streuung der Strahlelektronen an den Leitungselektronen der Metallfolie enthalten ist, die bei angenommener zweifacher Ionisation des Berylliums stark ins Gewicht fallen sollte, müßte der Betrag der experimentellen unelastischen Intensitäten beträchtlich höher ausfallen. Wie sich bei den späteren Untersuchungen an Aluminium und Gold zeigt, wird diese Überlegung durch die Befunde bestätigt. Die experimentell ermittelte unelastische Streuintensität ist dort immer größer als die theoretisch bestimmte.

Bei der elastischen Streuung fällt das Verhältnis umgekehrt aus. Als Ursache für diesen, bei Beryllium abweichend von den übrigen Befunden festgestellten Tatbestand ist die Ungenauigkeit der Dickenmessung durch die Wägung anzusehen, denn bei dem spezifisch leichten Beryllium fällt die Meßunsicherheit der Mikrowägung stark ins Gewicht. Allerdings kann sie nicht für den Faktor 8,4 verantwortlich gemacht werden.

Für den flacheren Verlauf der unelastischen Streuintensitäten mit dem Winkel ist wohl der Anteil der diffusen gemischten Mehrfachstreuung verantwortlich zu machen. Nach diesen Überlegungen sind theoretische und experimentelle Streufunktionen der unelastischen Intensitäten wohl als miteinander im Einklang befindlich zu betrachten. Bei der elastischen Streufunktion waren die Voraussetzungen für einen Vergleich zunächst nicht erfüllt, jedoch scheinen auch die hypothetischen Annahmen für die Streubedingungen an polykristallinem Material, wie sie im vorausgehenden gemacht wurden, nicht den wirklichen Verhältnissen zu entsprechen.

³¹ L. Bewilogua, Physik. Z. **32**, 740 [1931].

³² B. v. Borries, Optik **4**, 325 [1948/9].

b) *Intensitätsuntersuchungen* an Interferenzspektrogrammen von 50 keV-Elektronen, die durch 250 Å dicke, freitragende Aluminium-Folien gestreut wurden.

Die Zusammenstellung der Untersuchungsergebnisse und die Auswertung erfolgte in gleicher Weise wie bei der vorhergehenden Untersuchungsreihe.

Zu den Ergebnissen der Aluminium-Untersuchung kann zusammenfassend gesagt werden, daß die an den Beryllium-Interferenzspektrogrammen gemachten Beobachtungen sich im ganzen wiederholen.

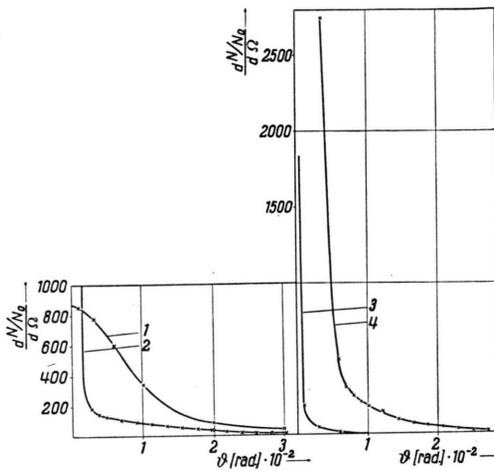


Abb. 29. Winkelstreuverteilung $d(N/N_0)/d\Omega$ für Aluminium.

Elastische Streuung	{	1. berechnet nach Molière,
		2. experimentell bestimmt,
Unelastische Streuung	{	3. für Einfachstreuung
		berechnet nach Koppe,
		4. experimentell bestimmt,

Abweichend von den Ergebnissen der Beryllium-Untersuchung fällt auf

- α) die erheblich geringere unelastische Streuintensität,
- β) die geringere Trennung von elastischer und unelastischer Streuung, verursacht durch die kleinen diskreten Verlustterme und die Notwendigkeit, bei weitgeöffnetem Spalt zu spektrometrieren,
- γ) das Zurücktreten der diskreten Geschwindigkeitsstreuung,
- δ) das stärkere Hervortreten des dem Aluminiumoxyd-Gitter zuzuschreibenden Interferenzrings zwischen (111)-Reflex und zentralem Bündel.

Kritische Betrachtung zu der Untersuchung an Aluminium

Beim Vergleich der experimentellen und theoretischen Streukurven wird das alle Streuuntersuchungen — ausgenommen die Ergebnisse von Beryllium — kennzeichnende Verhältnis der Werte $d(N/N_0)/d\Omega$ sichtbar. Bei der Aluminiumprobe ist dies deutlich erkennbar, wenn auch noch nicht so ausgeprägt wie bei den Untersuchungen an Gold. Und zwar liegt die theoretische Intensitätskurve außen um das Zweifache, bei kleineren Winkeln um das Vier- bis Fünffache höher als die experimentelle. Auch wenn die Intensitäten der Interferenzmaxima nach dem Vorbild der Berylliumuntersuchung hinzugezählt werden, ergibt dies nur eine Erhöhung der experimentellen Intensitätslinie um den Faktor 1,5. Die gesamte elastische Streuung ist theoretisch um das Drei- bis Vierfache größer als die aus den Messungen bestimmte. Stärker als bei der elastischen Streuung ist der Unterschied bei der unelastischen. Hier ist bei verhältnismäßig ähnlichem Verlauf mit dem Winkel die experimentell gefundene Intensität etwa um eine Größenordnung höher als die theoretische. Die Abweichung der Streubeträge ist hier so groß, daß sie nicht mit einer Unsicherheit in den Messungen erklärt werden könnte.

An die unter Punkt α bis δ aufgeführten besonderen Beobachtungen an den Aluminium-Interferenzspektrogrammen mögen folgende Betrachtungen angeknüpft werden:

1. Verglichen mit der nach der Theorie berechneten Intensitätsfunktion der unelastischen Streuung ist die im Experiment gefundene sehr groß. Der Differenzbetrag der theoretischen und experimentellen elastischen Streuung hat etwa die gleiche Höhe wie der der unelastischen Kurven.
2. Die geringere Trennung der unelastischen von der elastischen Streuung ist auf die kleineren Geschwindigkeitsintervalle der diskreten Streugruppen gegenüber Beryllium zurückzuführen (vgl. Möllenstedt⁹). Die geometrische Auflösungs Grenze der Spektralapparatur ist gegenüber der Beryllium-Untersuchung unverändert.
- c) *Intensitätsuntersuchungen* an Interferenzspektrogrammen von 50 keV-Elektronen, die durch 200 Å dicke, freitragende Gold-Folien gestreut wurden.

Über die in den vorhergehenden Untersuchungen gemachten Feststellungen können keine grundsätzlich neuen Erscheinungen beobachtet werden (Abb. 30). Allgemein tritt die elastische Streuung, wie nach der Theorie zu erwarten, stärker gegenüber der unelastischen hervor. Die Abweichung der experimentellen von den theoretischen Intensitätskurven wird erheblich stärker. Während die Winkelverteilungen der Kurven noch eine Ähnlichkeit zeigen, unterscheiden sich ihre Ordinatenwerte um rund eine Größenordnung. Auch hier wird gefunden, daß die experimentelle elastische Streuung kleiner, die experimentelle unelastische jedoch größer als die entsprechende theoretische

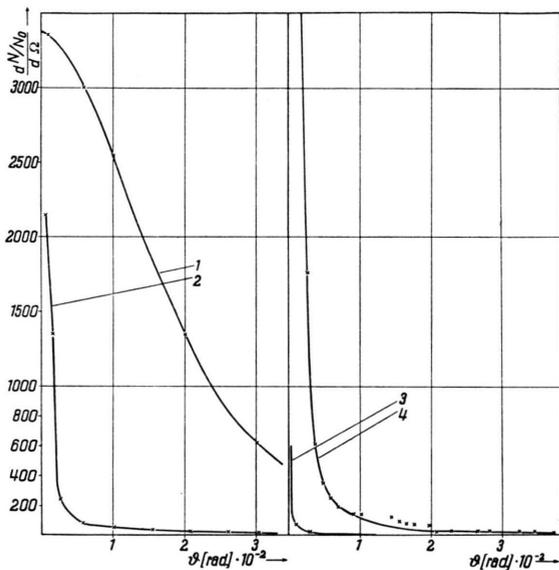


Abb. 30. Winkelstreuverteilung $d(N/N_0)/d\Omega$ für Gold I.
(Text sonst wie bei Abb. 29.)

ist. Der Differenzbetrag der elastischen Streukurven ist hier größer als der der unelastischen. Mit Hilfe dieser zuletzt angestellten Differenzbetrachtung sollte erwogen werden, inwieweit die Abweichung der experimentellen Kurven von den theoretischen auf die Wirkung der gemischten Mehrfachstreuung zurückgeführt werden könnte, unter der Annahme, daß die theoretischen Intensitätskurven die Streuverhältnisse richtig darstellen. Die Diskrepanz zwischen experimentellen Messungen und theoretischen Berechnungen kann jedoch nach dieser Überlegung nicht erklärt werden.

d) *Intensitätsuntersuchung* an Interferenzspektrogrammen von 50 keV-Elektronen, die durch 500 Å dicke, freitragende Gold-Folien gestreut wurden.

Gegenüber den vorhergehenden Untersuchungen ergibt sich beim Betrachten der Aufnahmen, daß auch ein meßbarer Betrag von Streuelektro-nen auftritt, die Geschwindigkeitsverluste von mehr als 160 eV erlitten haben (Abb. 31). Beim

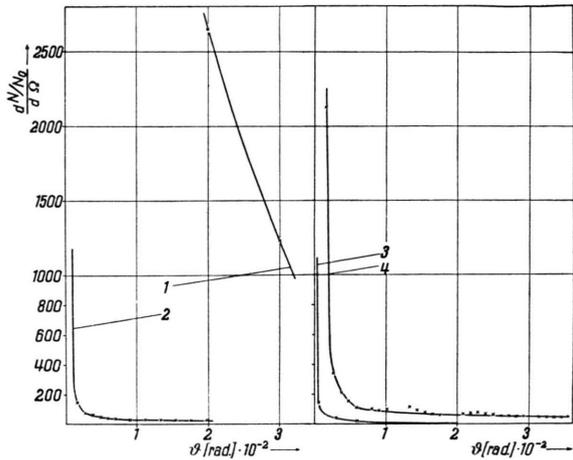


Abb. 31. Winkelstreuverteilung $d(N/N_0)/d\Omega$ für Gold II.
(Text sonst wie bei Abb. 29.)

Vergleich der experimentellen und theoretischen Streukurven tritt zu den Unterschieden in den Intensitätsbeträgen ein stärkeres Abweichen in der Charakteristik der Winkelverteilung in Erscheinung. Die experimentellen Kurven verlaufen erheblich flacher als die theoretischen. Diese Tatsache ist verständlich, da in den berechneten Kurven nicht die statistische Streuverteilung auf Ein- und Mehrfachstreuung berücksichtigt wurde wie bei der Berylliumstreu- kurve (vgl. auch Williams³³).

Die Dicke des Streupräparates bringt ein erhebliches Ansteigen der Mehrfachstreuung mit sich, damit aber auch eine stark abgeflachte Streuverteilung.

Der Differenzbetrag der elastischen Streukurven macht ein Vielfaches des Differenzbetrags der unelastischen Streukurven aus.

³³ E. J. Williams, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A. 169, 531 [1939].

Berechnung des Atomformfaktors für Gold aus den Versuchsergebnissen und Vergleich mit dem nach der Theorie berechneten:

Nach den insbesondere in der Utrechter Schule unter Leitung von Ornstein³⁴ gemachten Untersuchungen zur Bestimmung des Atomformfaktors für Elektronen wurden experimentell Atomformfaktorfunktionen gefunden, die von den nach der Mottschen Näherung berechneten abweichen. Die Erwartung, daß das Problem durch die Geschwindigkeitsanalyse eine Klärung erfahren würde, wurde nicht erfüllt, da neben der Interferenzstreuung ein elastischer diffuser Untergrund im Streudiagramm auftritt, so daß die Unsicherheit, die Streugruppen voneinander zu trennen, nicht überwunden ist.

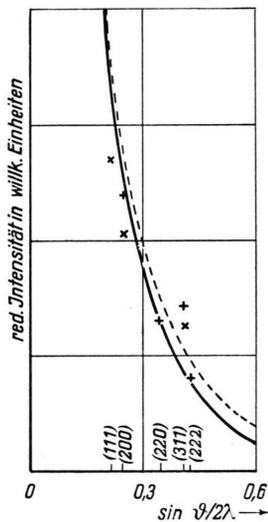


Abb. 32. Streuintensitätsverteilung nach der Bornschen Theorie in Mottscher Näherung. Die ausgezogene Kurve enthält Temperaturkorrektur; die eingetragenen Meßpunkte geben experimentelle Ergebnisse wieder.

Werden die Intensitäten der Interferenzmaxima nach dem üblichen konstruktiven Verfahren im gefilterten Interferenzdiagramm vom elastischen Untergrund getrennt, wobei gegenüber dem normalen Verfahren nur die Streuteile der gemischten Mehrfachstreuung von der Berechnung ausgeschlossen werden, so ergibt sich der in Abb. 32 aufgetragene Verlauf des Atomformfaktors. Das Resultat ist nicht verschieden von den früher aus dem normalen Interferenzdiagramm gewonnenen. Die Unsicherheit liegt, wie bereits erwähnt, hier ebenso wie bei der Untersuchung der Interferenzintensitäten ungefilterter Diagramme in der Unbestimmtheit, die Interferenzmaxima vom diffu-

sen Untergrund zu trennen. Vergleicht man die in Abb. 29 bezeichneten einzelnen Interferenzmaxima, die durch die bekannte Konstruktion der Hüllkurve vom Untergrund abgetrennt und voneinander separiert wurden, so fällt der Unterschied in der Breite der „Basen“ der einer Gauß-Kurve ähnlichen Maximumkurven auf. Die Maxima, die den größten Zwischenraum bis zum Nachbarmaximum besitzen, und von denen die Separierung ausgeht (I, l. c.²⁰), haben die schmalsten Basen und sind die gegenüber der nach der Bornschen Näherung berechneten Kurve zu schwach ausfallenden.

So ist (111) gegenüber (200) und (220) gegenüber (311) zu schmal. Eine Verbesserung in der Konstruktion der Trennungskurve würde man erreichen, wenn die Maxima so abgetrennt würden, daß ihr Kurvenverlauf geometrisch ähnlich ist.

Zusammenfassung

Aus den in der vorhergehenden Arbeit im einzelnen dargestellten Ergebnissen der Interferenzbildspektrometrie, deren quantitative Untersuchungsbefunde man qualitativ an einer größeren Anzahl von Aufnahmen bestätigt findet, können die im folgenden aufgeführten Fakten als allgemeingültig für die Interferenzstreuung festgestellt werden.

1. Das Interferenzbild von schnellen Elektronen enthält unverzögerte und verzögerte Elektronen.
2. Die unverzögerte Streustrahlung umfaßt die Interferenzstreuung und eine diffuse Untergrundstreuung.
3. Die verzögerte Streustrahlung setzt sich aus einer diffusen Gruppe und einer solchen mit diskreter Winkelverteilung zusammen.
4. Die relativen Interferenzintensitäten sind nicht verschieden von der eines ungefilterten Diagramms.
5. Das gefilterte Interferenzbild ist schärfer und kontrastreicher gezeichnet als das ungefilterte.

Die jetzt folgenden Aussagen können nicht die Allgemeingültigkeit der vorhergehenden beanspruchen, da sie aus den stichprobenartig gemachten quantitativen Untersuchungen gewonnen wurden.

6. Die gesamte elastische Streuung an kristallinen Proben ist kleiner als die, die sich aus der Berechnung nach der Streuformel von Molière oder Debye ergibt. Die Diskrepanz ist um so größer, je höher die Atomnummer und die Dicke des Präparates ist.

³⁴ L. S. Ornstein u. H. Brinkmann, *Physica* 5, 693 [1938].

7. Die unelastische Streuverteilung wird im Experiment allgemein in ihrem Betrag höher gefunden als nach der Aussage der Theorie. Die Abweichung steigt mit der Ordnungszahl der Streusubstanz.
8. Die für ein Beispiel aus dem gefilterten Interferenzdiagramm berechnete Atomformfaktorfunktion für Gold stimmt mit der aus dem ungefilterten Diagramm bestimmten überein und weicht damit von der nach der Bornschen Näherung berechneten ab.

Für die Theorie der Elektronenstreuung lassen sich aus den Untersuchungsbefunden folgende Schlüsse ziehen: Während die Bestimmung des Atomformfaktors aus den experimentellen Daten auch nach der vorbeschriebenen Methode recht unsicher ist, erscheint es möglich, zu den Ansätzen für die elastische Gesamtstreuung sowie für die unelastische Winkelstreuverteilung eine Aussage zu machen. Nach den Meßergebnissen scheint die Überlegung von Koppe für die unelastische

Streuung bei Streusubstanzen mit niedrigen Ordnungszahlen sich zu bestätigen, während bei hohen Atomnummern eine erhebliche Diskrepanz auftritt. Obwohl die in Betracht gezogenen Formeln für die gesamte Streuung an ungeordneten Streusubstanzen Geltung haben, wurden sie zum Vergleich der gesamten Streuquerschnitte herangezogen. Hierbei ergab sich ebenfalls ein Anwachsen der Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen.

Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt spreche ich hiermit meinen herzlichen Dank aus für seinen fördernden Anteil an dieser Arbeit, der für mich in wertvollen Diskussionen und Unterstützung zur Durchführung der Experimentalarbeit besteht.

Mein Dank gebührt weiterhin meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Kossel für sein wohlwollendes und förderndes Interesse, das er dem Fortgang der Untersuchung entgegengebracht hat.

Für praktische Hilfe bei der Auswertung der Versuchsergebnisse bin ich Frau Carola von Seelen zu Dank verpflichtet.

Isotopenüberführung und Selbstüberführung in Metallen

VON ALFRED KLEMM

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. **9a**, 1031—1035 [1954]; eingegangen am 1. Oktober 1954)

Die elektrolytische Überführung der leichten Isotope zur Anode in geschmolzenem Quecksilber und Gallium wird in folgender Weise gedeutet: Es gibt im Metall bewegliche und relativ unbewegliche Ionen. Die beweglichen Ionen stehen beim geschmolzenen Quecksilber und Gallium in besonders starker Wechselwirkung mit den Elektronen und werden deshalb zu Anode überführt. Dabei wandern die leichten Isotope schneller zur Anode als die schweren, weil ihre Beweglichkeit relativ zu den unbeweglichen Ionen größer ist als die der schweren Isotope.

Im vergangenen Jahr berichtete Haeffner¹, daß er durch eine mit flüssigem Quecksilber gefüllte Kapillare von 14 cm Länge während 83 Tagen Gleichstrom der Stromdichte 2000 A/cm² fließen ließ und dadurch zwischen den Enden der Kapillare eine Trennung der Quecksilberisotope mit dem Trennfaktor 1,022 für 1% Massenunterschied hervorbrachte. Ein analoger Versuch von Nief und Roth², bei dem eine mit geschmolzenem Gallium gefüllte 18 cm lange Kapillare während 10 Tagen mit 8000 A/cm² belastet wurde, ergab zwischen den Enden den Trennfaktor 1,057

für 1% Massenunterschied. In beiden Fällen reichte sich die leichte Komponente an der Anode an.

Nimmt man beim Haeffnerschen Experiment an, daß der stationäre Zustand erreicht war, so ergibt sich mit $D = 1,7 \cdot 10^{-5}$ cm²/sec und $l = 14$ cm als Geschwindigkeitsdifferenz $v_1 - v_2 = v_{12}$ zweier Hg-Isotope mit 1% Massenunterschied bei 2000 A/cm²:

$$v_{12} = 0,022 D/l = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm/sec.} \quad (1)$$

Da die Versuchsbedingungen nicht ideal waren, ist es möglich, daß v_{12} in Wirklichkeit eher größer war.

¹ E. Haeffner, Nature, Lond. **172**, 775 [1953].

² G. Nief u. E. Roth, C. R. Acad. Sci. Paris **239**, 162 [1954].

³ R. E. Hoffman, J. Chem. Phys. **20**, 1567 [1952].