

Zur Elektronenbeugung an Graphit

Von Robert Schwankner und Markus Eiswirth

1. Die Materiewellen Louis de Broglies

Im Jahr 1927 zeigten *J. Davisson* und *H. Germer* durch Reflexion von Elektronen an „gut entgastem“ Nickeleinkristallen und später an Durchstrahlungsaufnahmen dünnster Zinkoxid-Schichten, daß sich das beobachtete Reflexions- und Beugungsverhalten gut beschreiben läßt, wenn man dem materiellen Teilchen Elektron Welleneigenschaften zuerkennt [1, 2, 3]. Damit war der experimentelle Nachweis einer Theorie gelungen, die *Louis de Broglie*, ein junger französischer Physiker, am 25. November 1924 in seiner Dissertation: „Recherches sur la Théorie des quanta“ an der Sorbonne verteidigte [4]. Er schrieb jeglicher bewegten Masse Wellencharakter zu, erhielt aber beim Prüfungskollegium wohl zunächst mehr Lob für die Eleganz der Darstellung dieses Themas — das für ihn schon deshalb nahelag, da er im Labor seines Bruders über Röntgenstrahlen gearbeitet hatte — als für die Essenz, wie sich *Charles Mauguin*, einer der Mitglieder des Prüfungskollegiums, erinnert: Wie verhielt sich nun die Prüfungskommission, während sie der mit ungewöhnlicher formaler Eleganz und großer Überzeugungskraft vorgetragene Darstellung dieser These lauschte? Es wurden natürlich die Originalität und Tiefe der Gedanken des Kandidaten anerkannt und gebührend gewürdigt, daß er mit bemerkenswerter Meisterschaft ein Bemühen durchgeführt habe, das versucht werden mußte, um die Schwierigkeiten zu überwinden, in der sich die Physiker befanden (Bericht von *Paul Langevin*).

„Ich muß jedoch ein Geständnis machen. Bei Aufstellung der These habe ich nicht an die physikalische Realität der mit den Materiekörnchen gekoppelten Wellen geglaubt. Ich sah in ihnen vielmehr reine Schöpfungen des Verstandes, die insofern sehr interessant waren, als sie es zum ersten Male möglich

machten, über den rein empirischen Charakter der Quantelungsregeln hinauszukommen, für die sie eine einfache, fast vertraut anmutende Erklärung analog den Gesetzen schwingender Saiten erbrachten. Heute fällt es mir schwer, diese Einstellung zu begreifen, die es mir möglich machte, eine Erklärung der Sachverhalte gelten zu lassen, ohne an die physikalische Realität der Gebilde zu glauben, die diese Erklärung lieferten.

Erst nach den Experimenten von *Davisson* und *Germer* (1927), von *G. P. Thomson* (1928) und erst als ich die schönen Aufnahmen (Elektronenbeugung durch feine Filme von Zinkoxid in Händen hielt, die *Ponte* an der Ecole Normale gelungen waren, begriff ich, wie inkonsequent, lächerlich und unsinnig meine Einstellung war. Die Diagramme der Elektronenbeugung waren den von mir mit Röntgenstrahlen erzielten so ähnlich, daß ich wohl zugeben mußte, daß die *de Broglie*-Wellen die gleiche physikalische Realität besaßen wie die elektromagnetischen Wellen, da sie wie diese gebeugt werden und interferieren. So hat uns *de Broglie* nur mit der Kraft der Vernunft einen Grundaspekt des materiellen Universums enthüllt, der uns bis dahin tief verborgen geblieben war.“ [5]

Es zeigt sich hier bei der Betrachtung von Mikroobjekten (z. B. Elektronen) ein grundlegender Dualismus in der Natur, der von *Albert Einstein* bereits bei seiner Deutung des Photoeffektes aufgespürt worden war, allerdings für die mit **keiner** Ruhemasse behafteten Photonen.

Das *Plancksche* Quantenpostulat gibt nach *Einstein* in folgender Beziehung die Verknüpfung zwischen Energie und Frequenz eines Lichtquants:

$$E = h\nu \quad (a)$$

h = Plancksches Wirkungsquantum: $6,6256 \cdot 10^{-34}$ Js
 ν = Frequenz in s^{-1}

Tab. 1. Materiewellenlängen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit charakteristischer Mikro- und Makroobjekte; aus [7]

Teilchen	Masse in kg	Geschwindigkeit in m · s ⁻¹	Wellenlänge in nm
Elektron, 1 V	9,1 · 10 ⁻³¹	5,9 · 10 ⁵	1,2
Elektron, 100 V	9,1 · 10 ⁻³¹	5,9 · 10 ⁶	0,12
Elektron, 10 kV	9,1 · 10 ⁻³¹	5,9 · 10 ⁷	0,012
Proton, 100 V	1,67 · 10 ⁻²⁷	1,38 · 10 ³	2,9 · 10 ⁻³
α-Teilchen, 100 V	6,6 · 10 ⁻²⁷	6,9 · 10 ⁴	1,5 · 10 ⁻³
H ₂ -Molekül bei 200 °C	3,3 · 10 ⁻²⁷	2,4 · 10 ³	8,2 · 10 ⁻³
α-Teilchen aus Radium	6,6 · 10 ⁻²⁷	1,51 · 10 ⁷	6,6 · 10 ⁻⁶
Flintenkegel	1,9 · 10 ⁻³	3,2 · 10 ²	1,1 · 10 ⁻²⁴
Golfball	45 · 10 ⁻³	30	4,9 · 10 ⁻²⁵
Schnecke	10 · 10 ⁻³	10 ⁻³	6,6 · 10 ⁻²⁰

Gemäß der Relativitätstheorie kann nun jeder Energie ein Massenäquivalent zugesprochen werden.

$$E = mc_0^2 \quad (b)$$

$c_0 =$ Vakuumlichtgeschwindigkeit: $2,99793 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$

Setzen wir diese beiden Energien im Falle des Photons einmal gleich:

$$h\nu = mc_0^2$$

Wir erhalten für den Linearimpuls p eines Lichtquants (d), wobei

$$c = \lambda \cdot \nu \quad (c)$$

$$p = mc_0 = h/\lambda \quad (d)$$

$\lambda =$ Lichtwellenlänge

In einem kühnen Schritt übertrug *de Broglie* nun diese Impulsbeziehung als Ergebnis seiner umfangreichen Berechnungen [3, 6] auf bewegte materielle Teilchen, indem er formal in (d) c_0 durch ν substituierte.

Damit ergibt sich für den Impuls eines mit Masse m behafteten Teilchens

$$p = m\nu = h/\lambda \quad (e)$$

Die Materiewellenlänge beträgt so:

$$\lambda = h/m \cdot \nu \quad (e')$$

Tab. 1 listet eine ganze Reihe von Geschwindigkeiten materieller Teilchen und zugehöriger Wellenlängen auf, von Alphateilchen bis zu Schnecken. Die Autoren bemerken jedoch zur errechneten Materiewellenlänge von Flintenkugeln, Golfbällen und Schnecken, daß Phänomene, die im atomaren Bereich eine Rolle spielen, **nicht** unbesehen auf makroskopische Verhältnisse übertragen werden dürfen, und resümieren: „... *Mit einer Auslöschung von Maschinengewehrfeuer durch Interferenz ist nicht zu rechnen*“ [7].

Der sensationellste Erfolg *de Broglies* gelang ihm bei der Erklärung der *Bohrschen* Quantenbedingung für das Wasserstoff-Atom.

„*Nous croyons que c'est la première explication physiquement plausible proposée pour ces conditions de stabilité de Bohr.*“ [8] Betrachtet man das Elektron nicht als umlaufendes Teilchen, sondern als Welle der Wellenlänge $\lambda = h/m\nu$, dann kann man sich leicht vorstellen, daß nur solche Werte erlaubt sind, bei denen in die „Bahn“ eine ganze Zahl von Wellenlängen paßt; man erhält als stationären Zustand eine stehende Materiewelle [9–11].

Für erlaubte Bahnen gilt so:

$$2\pi r = n\lambda = n \frac{h}{m\nu} \quad (f)$$

$$n \in \mathbb{N}$$

$$m\nu r = n\hbar \quad (f')$$

$r =$ Bohrscher Radius $\hbar = h/2\pi$

Man erhält (f'), die *Bohrsche* Quantisierung des **Drehimpulses**.

In den folgenden Jahren gelang sogar der Nachweis, daß auch Wasserstoff-, Helium- und Deuterium-Atome Wellencharakter aufweisen. Über die Dispersion der *de Broglieschen* Materiewellen informiere man sich in [3, 10].

2. Aufbau und Funktion der Elektronenbeugungsröhre

Die große praktische Bedeutung der Materiewellen ist in der Wellenoptik der Elektronen und Neutronen zu sehen. Die Neutronenbeugung ist heute bei Festkörperuntersuchungen eine echte Ergänzung zu den nur in die Oberflächenschichten des Materials eindringenden Elektronen. Infolge der fehlenden Ladung unterliegen sie nicht dem Einfluß elektrischer Kräfte, hingegen aber magnetischen, da sie mit einem magnetischen Moment behaftet sind. Der Vorteil der Elektronenbeugungsmethode ist neben ihrer Oberflächenempfindlichkeit auch in der einfachen Durchstimmbbarkeit der Wellenlänge mit Variation der Beschleunigungsspannung zu erkennen, wie dies Tab. 2 zeigt. Die Filtertechnik zur Erzeugung eines „monochromatischen“ (monoenergetischen) Elektronenstroms ist ungleich weniger diffizil als die für *Röntgenstrahlung* vergleichbarer Wellenlänge.

Die Elektronenbeugungsröhre (z. B. 55517 von *Leybold*) ermöglicht es, Interferenzen von Materiewellen sichtbar zu machen, und einerseits so die Wellenteilchen-Natur von Elektronen zu demonstrieren, andererseits Strukturuntersuchungen an Graphit via Elektronenbeugung durchzuführen (siehe Abb. 7, 8). Die Funktionsteile der Röhre: Kathode, Kathodenheizung, Anode sowie die Graphitfolie befinden sich in einem evakuierten Glaskolben, dessen Front innen mit einer Lumineszenzschicht als Beobachtungsschirm bestrichen ist. Das Elektrodensystem besteht aus vier hintereinander angeordneten Metallzylindern, die paarweise auf Kathoden- (K_1, K_2) bzw. Anodenpotential liegen.

K_2, A_1 und A_2 wirken als elektrostatisch fokussierende Linsen. Die Anschlüsse für die indirekt beheizte Glühkathode ($U_f = 6 \text{ V}$) befinden sich im Röhrenrelais, die Beschleunigungsspannung ($U_A \text{ max } 5 \text{ kV}$) wird der Anode über einen seitlichen Steckstift zugeführt. An der Anode A_2 trifft der fokussierte Strahl auf eine dünne polykristalline Graphitfolie, die durch geeignetes „Veraschen“ eines Kunststoffes erzeugt wurde und wie ein Beugungsgitter wirkt; sie ist so angebracht,

Tab. 2. Wellenlänge von Elektronen und den ca. 1830fach schweren Protonen in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung; aus [3]

Beschleunigungsspannung in V	Wellenlänge in 0,1 nm	
	für Elektronen	für Protonen
10 ⁸	1,2 · 10 ⁻⁵	7,3 · 10 ⁻⁶
10 ⁶	1,2 · 10 ⁻⁴	2,7 · 10 ⁻⁵
10 ⁷	1,2 · 10 ⁻³	0,9 · 10 ⁻⁴
10 ⁶	0,87 · 10 ⁻³	2,9 · 10 ⁻⁴
10 ⁵	3,7 · 10 ⁻²	9,0 · 10 ⁻⁴
10 ⁴	0,12	2,9 · 10 ⁻³
10 ³	0,39	9,0 · 10 ⁻³
400	0,61	1,4 · 10 ⁻²
200	0,86	2,0 · 10 ⁻²
50	1,7	4,0 · 10 ⁻²
10	3,9	0,9 · 10 ⁻¹

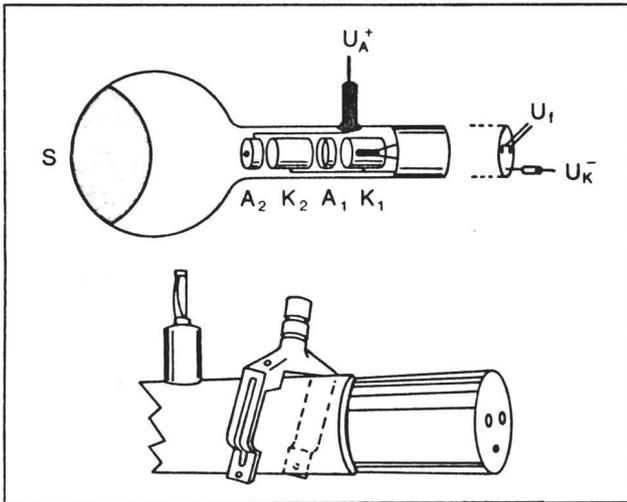


Abb. 1. Elektronenbeugungsröhre 55517 sowie Justiermagnete zur Strahlpositionierung siehe Text: aus [12]

daß der Elektronenstrahl gewöhnlich zentral und senkrecht auftrifft. Um die Überbeanspruchung einer Stelle der Folie zu vermeiden, kann man mit einem auf den Röhrenhals aufschiebbar Haltemagneten den Elektronenstrahl geringfügig ablenken und so die ganze Graphitschicht abschnappen (vgl. Abb. 1). Der ungebeugt die Graphitrolle passierende Elektronenstrahl sowie die an den Graphitkristallen gebeugten Strahlen fallen auf den Lumineszenzschirm und bewirken dort grüne Lumineszenz [12].

3. Prinzip der Elektronenbeugung nach dem Debeye-Scherrer-Verfahren

Für eine Interferenzreflexion der Materiewellen an Gitter-Atomen gilt in gleicher Weise wie für Röntgenstrahlen die Braggsche Bedingung:

$$2d \sin \vartheta = n\lambda \quad (g)$$

d = Netzebenenabstand des Raumgitters; ϑ = Reflexionswinkel (Abb. 3);

λ = Wellenlänge des Elektronenstrahls

$$n \in \mathbb{N}$$

Eine konstruktive Interferenz findet also nur dann statt, wenn der Gangunterschied zweier an verschiedenen Netzebenen (z. B. A, B) reflektierter Elektronenstrahlen einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht, wie dies Abb. 3 zeigt. Beim *Debeye-Scherrer-Verfahren* wird nun ein Gemenge willkürlich angeordneter Mikrokristallite unter der Annahme bestrahlt, daß dabei immer solche zu finden sein werden, die mit der einfallenden Strahlung Winkel bilden, die der *Braggschen* Bedingung genügen. Abb. 4

Abb. 2. Aufnahme der Elektronenbeugungsröhre 55517 (Photo Leybold)

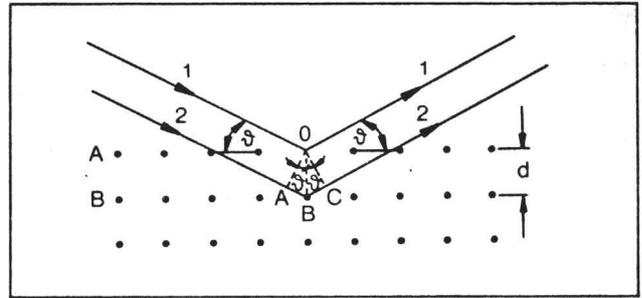
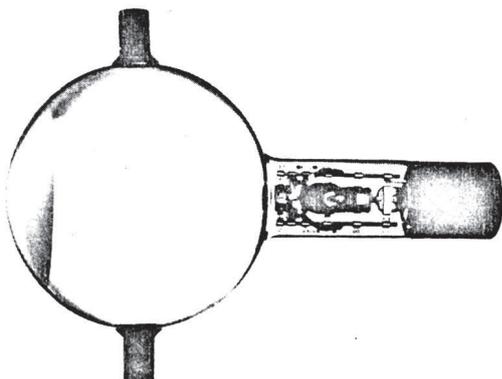


Abb. 3. Braggreflexion an den benachbarten Netzebenen A und B mit der Gangdifferenz AB und AC.

(siehe Seite 42) setzt die Kegelmäntel der gebeugten Elektronenstrahlen zu apparativen Dimensionen der Röhre in Beziehung.

Für einen reflektierten Strahl ergibt sich:

$$\tan 2\vartheta = \frac{R}{L} \quad (h)$$

R = Schirmradius des Beugungskreises

L = Abstand Graphitfolie/Lumineszenzschirm (bei *Leybold* 55517:13,5 cm)

Für kleine Winkel folgt wegen der Näherung

$$\tan 2\vartheta = \sin 2\vartheta = 2 \sin \vartheta \quad (i)$$

aus (g):

$$\lambda = \frac{d}{L} R \quad (k)$$

(mit $n = 1$, d. h. Beugung erster Ordnung)

4. Experimente zur Elektronenbeugung an Graphit

4.1 Bestätigung der de Broglie-Beziehung

Material: Kleinspannungsstelltrafo; bis ca. 0,5 A belastbar, oder jede andere geeignete Wechselspannungsquelle; Elektronenbeugungsröhre 55517 von *Leybold* mit Halterung; Hochspannungsnetzgerät bis 5 kV; statisches Voltmeter; Justiermagnet; Isolierband; Schere; Lineal

Der Versuchsaufbau zur Bestätigung der *de Broglie*-Gleichung $\lambda = h/mv$ ist in Abb. 5 (siehe Seite 42) zu sehen, die Verdrahtung entnehme man Abb. 6 (siehe Seite 42). Heizspannungsquelle und Hochspannungsnetzgerät sind so aufzustellen, daß ihre Magnetfelder keinen Einfluß auf den Elektronenstrahl haben. Als Heizspannung werden 6 V Wechselspannung angelegt, wobei der Strom auf 0,5 A begrenzt ist. Die Beschleunigungsspannung soll langsam auf 5 kV hochgeregelt werden. Damit das intensitätsstarke Maximum nullter Ordnung nicht das ganze Bild überstrahlt, empfiehlt es sich, vorn auf das Zentrum des Schirms ein Stückchen Isolierband $\varnothing 10$ mm zu kleben. Mittels eines Lineals können die Durchmesser der Beugungskreise abgelesen werden.

Die Geschwindigkeit der Elektronen ergibt sich für nicht zu hohe Geschwindigkeiten aus der angelegten Hochspannung, die das elektrostatische Voltmeter angibt.

$$\frac{1}{2} mv^2 = e \cdot U \quad (l)$$

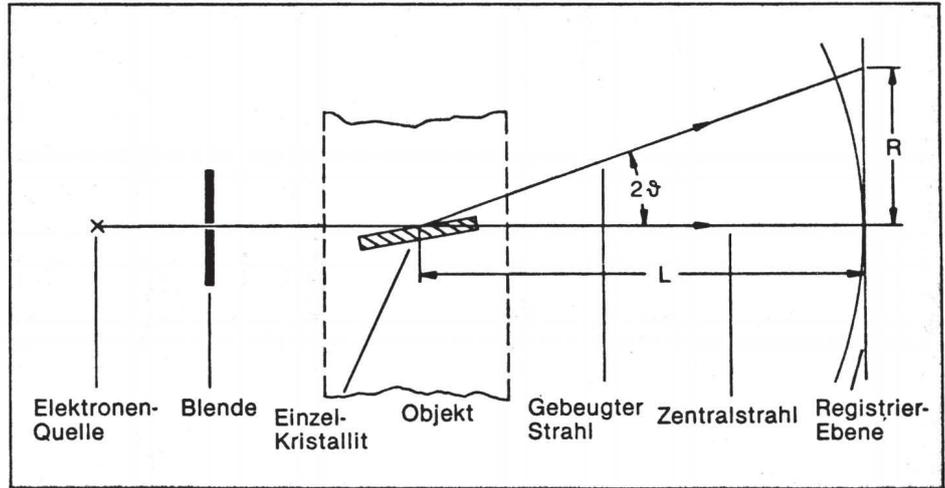
m = Ruhemasse eines Elektrons: $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg

e = Elementarladung: $1,6021 \cdot 10^{-19}$ As

U = Beschleunigungsspannung in V

Löst man (l) nach v auf und setzt die Geschwindigkeit v in die *de Broglie*-Beziehung (e) ein, so erhält man:

Abb. 4. Zur Geometrie der Elektronenbeugung (siehe Text), Radius eines Beugungskreises; $l = 13,5 \text{ cm}$



$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU}} \quad (m)$$

Und nach Berechnen der Konstanten

$$\lambda = \sqrt{\frac{1,5}{U}} \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot V^{1/2} \quad (m')$$

Die *de Broglie*-Gleichung liefert bei einer Anodenspannung von 5 kV die theoretische Wellenlänge der Materiewelle.

Aus (m') erhält man:

$$\lambda = \sqrt{\frac{1,5}{5 \cdot 10^3}} \cdot 10^{-9} \text{ m} = 0,0173 \text{ nm}$$

Nun wird das bei 5 kV erhaltene Beugungsbild untersucht; es sind zwei konzentrische Kreise mit den Radien $R_1 = 1,1 \text{ cm}$ und $R_2 = 1,9 \text{ cm}$, sie entstehen durch Beugung der Elektronen an zwei Netzebenen des Graphits mit $d_1 = 0,213 \text{ nm}$ und $d_2 = 0,123 \text{ nm}$ (siehe Abb. 7). Setzt man die beiden erhaltenen Radien mit den Netzebenenabständen in (k) ein, so erhält man als experimentell ermittelte Wellenlängen:

$$\lambda_1 = \frac{0,213 \cdot 10^{-9} \cdot 1,1 \cdot 10^{-2}}{13,5 \cdot 10^{-2}} = 0,017 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = \frac{0,123 \cdot 10^{-9} \cdot 1,9 \cdot 10^{-2}}{13,5 \cdot 10^{-2}} = 0,017 \text{ nm}$$

Damit ist die *de Broglie*-Beziehung bestätigt. Variiert man die Beschleunigungsspannung U , so ändert sich das Beugungsbild kontinuierlich (siehe Abb. 8).

Gleichung (m) bzw. (m') gilt nur für relativ kleine Elektronengeschwindigkeiten, was bei den 5 kV im Experiment mit $ca. 4 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1} \approx c_0/10$ gegeben ist. Die relativistisch korrigierte Gleichung (n) hingegen lautet [3]:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 e U \left(1 + \frac{e U}{2m_0 c_0^2} \right)}} \quad (n)$$

4.2 Bestimmung der Netzebenenabstände des Graphitgitters [16, 17]

Setzt man die *de Broglie*-Gleichung als bekannt voraus, so kann man die Versuchsanordnung zur

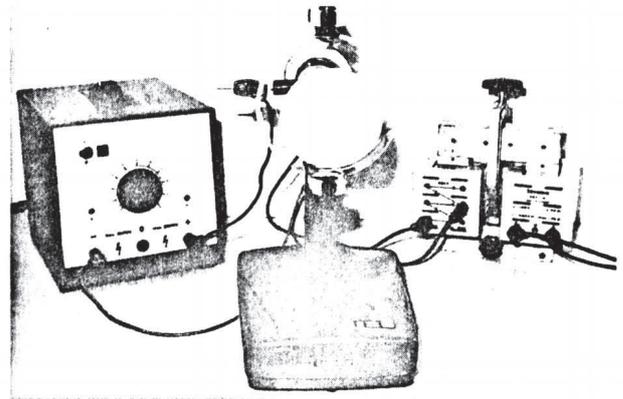


Abb. 5. Der gesamte Versuchsaufbau zur Elektronenbeugung (Aufnahme H. Kreß, Leybold)

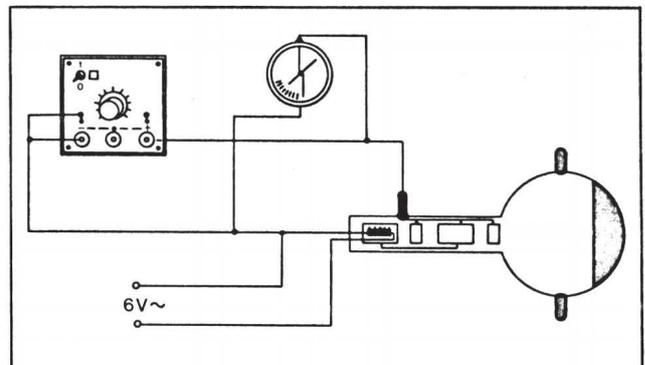


Abb. 6. Schaltungsschema

Abb. 7. Ausschnitt aus dem Graphitgitter

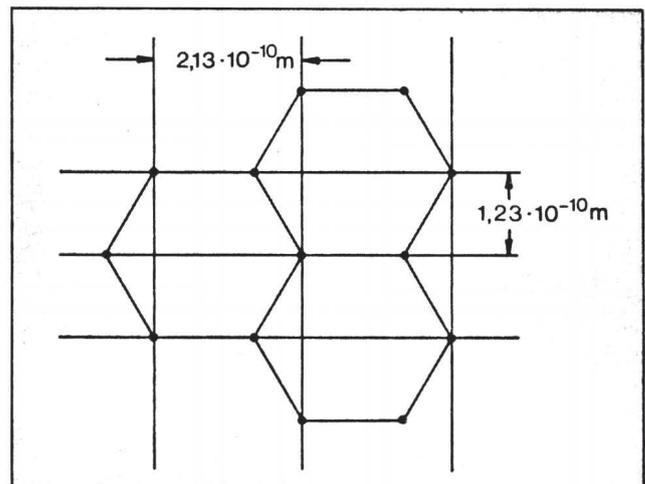




Abb. 8. Beugungsbild der Graphitfolie. Je höher die Spannung, desto mehr schrumpft das Beugungsbild. Das intensitätsreiche Maximum nullter Ordnung ist mit Isolierband abgedeckt, weil es sonst die ganze Aufnahme überstrahlen würde. (Aufnahme H. Kreß, Leybold)

Strukturanalyse mit Materiewellen einsetzen. Bei bekannter Wellenlänge, die mit (k') berechnet werden kann, lassen die Beugungsbilder Rückschlüsse auf die Natur des Beugungsgitters zu. Aus (k) ergeben sich die Netzebenenabstände:

$$d = \frac{\lambda L}{R} \quad (k')$$

Setzt man die für 5 kV berechnete Wellenlänge in (k') zu 0,017 nm ein, so folgt für die Abstände der Symmetrieebenen der Graphitprobe:

$$d_1 = \frac{0,0173 \cdot 10^{-9} \cdot 13,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{1,1 \cdot 10^{-2}} = 0,212 \text{ nm}$$

$$d_2 = \frac{0,0173 \cdot 10^{-9} \cdot 13,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{1,9 \cdot 10^{-2}} = 0,123 \text{ nm}$$

4.3 Optisches Analogon

Material: Lochblende \varnothing 1 mm; Kunststoffarfilter; drehbares Kreuzgitter (diese drei Teile liefert Leybold unter der Nr.: 55519); Laborlift; Diaprojektor; Helium-Neon-Laser

Abb. 9 ist nicht etwa ein Elektronenbeugungsbild wie 8, sondern die Aufnahme eines durchstrahlten rotierenden Kreuzgitters (siehe Abb. 10). Aus dem von einer starken Lichtquelle (Diaprojektor bzw. Laser)

Abb. 9. Aufnahme eines rotierenden, mit fokussiertem gefiltertem Licht bestrahlten Kreuzgitters als optisches Analogon zur Elektronenbeugung (Photo Leybold)

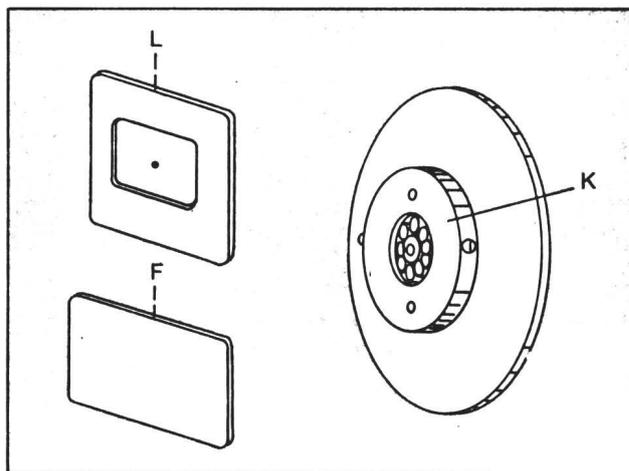
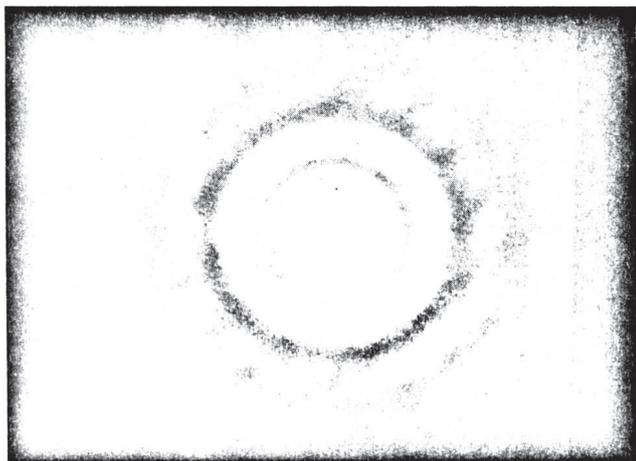


Abb. 10. L: Lochblende \varnothing 1 mm zum Einbringen in den Diaprojektor; F: Kunststoffarfilter; K: Kugelgelagertes Kreuzgitter

ausgehenden Licht wird mit Hilfe einer Lochblende (Abb. 10) vom Durchmesser 1 mm ein kugelgelagertes Kreuzgitter (mit dem Durchmesser 3 mm) bestrahlt. Um monochromatisches Licht zu erhalten, werden bei Verwendung des Diaprojektors als Lichtquelle geeignete Kunststoffarfilter zwischengeschoben. Das Kreuzgitter kann in schnelle Rotation versetzt werden. Das zeitliche Nacheinander verschiedener Gitterstellungen entspricht dem polykristallinen Gefüge bei der Elektronenbeugung und repräsentiert so das räumliche nebeneinander der Kristallorientierung. Das typische, durch ein Kreuzgitter verursachte Beugungsbild — netzwerkartig um den ungebeugten Lichtstrahl angeordnete Lichtflecke — verwischt durch die Rotation des Gitters zu zwei konzentrischen, um den Zentralfleck angeordneten Beugungsringen. Der Durchmesser der Kreise variiert mit dem verwendeten Filter, also der Wellenlänge des Lichts. Im mäßig abgedunkelten Raum kann auch ein Helium-Neon-Laser als Lichtquelle eingesetzt werden, allerdings hat man dann nur eine Wellenlänge zur Verfügung.

Literatur

- [1] C. J. Davisson und L. H. Germer, *Physical Review* 30, 705 (1927)
- [2] L. H. Germer und C. J. Davisson, *Nature* 119, 558 (1927)
- [3] E. W. Schpolksi, *Atomphysik*. Berlin 1974
- [4] L. de Broglie, *Philosophical Magazine* 47, 446 (1924)
- [5] C. Mauguin, *Louis de Broglies* Doktorthese in: *Louis de Broglie und die Physiker*. Hamburg 1955
- [6] G. Joos, *Lehrbuch der Theoretischen Physik*. Leipzig 1945
- [7] W. J. Moore und D. O. Hummel, *Physikalische Chemie*. Berlin — New York 1976
- [8] W. Kuhn, *Physik III/E-Quantenphysik*. Braunschweig 1976
- [9] Ch. G. Gerthsen, H. O. Kneser, H. Vogel, *Physik*. Berlin — Heidelberg — New York 1974
- [10] W. Finkelburg, *Einführung in die Atomphysik*. Berlin — Heidelberg — New York 1967
- [11] H. Graewe und E. Sohr, *Atomphysik in exemplarischer Darstellung*. Praxis Schriftenreihe (Physik, Bd. 32) Köln 1975
- [12] Leybold Gerätekarte 55517
- [13] A. Friedrich, (Hrsg.), *Handbuch der experimentellen Schulphysik* Bd. 10; *Atomphysik*. Köln 1969
- [14] Leybold Gerätekarte 55519
- [15] R. Schwankner, *Laseranwendungen in der Experimentalchemie — Ein Praktikum*. München — Wien 1978
- [16] M. Eiswirth und R. Schwankner, *Graphit und seine Verbindungen*. *Praxis (Chemie)* 31, 137 (1982)
- [17] R. Schwankner und M. Eiswirth, *Themen zur Festkörperchemie II* — Aulis Verlag Köln (in Vorbereitung)

Anschrift der Verfasser:

Dipl.-Chem. Robert Schwankner und Dipl.-Chem. Markus Eiswirth, Institut für Physikalische Chemie, Sophienstr. 11, 8000 München 2