

Hence S_μ^c may be written as

$$S_\mu^c = (4\pi)^2 i \sqrt{4\pi/3} \cdot \exp\{i \mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}_c\} \sum_{lm} [\exp\{2i\delta_l^c\} - 1] / 2i \cdot (-1)^l \cdot \{Y_{lm}^*(\mathbf{k}) Y_{lm}(-\mathbf{k}') Y_{1\mu}(-\mathbf{k}') + Y_{lm}^*(-\mathbf{k}') Y_{lm}(\mathbf{k}) Y_{1\mu}(\mathbf{k})\}.$$

Making use of the relationship for the spherical harmonics that

$$Y_{lm}(-\mathbf{k}') = (-1)^l Y_{lm}(\mathbf{k}'),$$

we may write the following expression for the S_μ^c in the pseudokinematical approximation:

$$S_\mu^c = 4\pi i \cdot \exp\{i \mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}_c\} \sum_{l,m} [\exp\{2i\delta_l^c\} - 1] / 2i k \cdot 4\pi Y_{lm}^*(\mathbf{k}) Y_{lm}(\mathbf{k}') \cdot k \cdot (Y_{1\mu}(\mathbf{k}) + Y_{1\mu}(-\mathbf{k}')),$$

whence follows the expression given in the text.

Der Einfluß einer streuenden Phasenplatte auf das elektronenmikroskopische Bild

H. G. BADDE und L. REIMER

Physikalisches Institut der Universität Münster (Westf.), Elektronenmikroskopische Abteilung

(Z. Naturforsch. **25 a**, 760—765 [1970]; eingegangen am 16. März 1970)

Using carbon films for phase shifting in the focal plane of the objective one has to consider the decrease of the coherent part of the electron beam. Only the unscattered part contributes to the phase contrast. After passing a 90.8 nm carbon film with a phase shift of 2π the coherent amplitude decreases to 47%. But using a phase plate of different thickness for shifting all scattered electrons like a Zernike $\lambda/4$ -plate, there will be a larger increase of contrast in images of platinum and carbon atoms than by optimal defocussing phase contrast. Calculations of phase shift and decrease of zero beam amplitude up to 1 MeV are reported. The use of Be-films with lower scattering cross section offers no large advantage.

Um das Prinzip der Zernikeschen $\lambda/4$ -Platte auf die Elektronenmikroskopie zu übertragen, wurde die Verwendung von Kohleschichten geeigneter Dicke in der Brennebene des Objektivs vorgeschlagen¹⁻³. Mit einem inneren Potential $U_i = 7,5$ Volt ist bei $U = 100$ kV eine $\lambda/4$ -Kohleschicht 22,7 nm dick [s. u. Formel (5) für den relativistischen Brechungsindex]. Soll mit einer derartigen Schicht auch der Öffnungsfehler kompensiert werden, so sind Phasenplatten mit radialer Dickenverteilung erforderlich³, welche stellenweise die 4-fache Dicke besitzen müssen. In der Elektronenmikroskopie ist die Annahme reiner Phasenobjekte jedoch illusorisch, da stets auch elastische und unelastische Elektronenstreuung auftritt. Dieser Einfluß wird zu oft unterschätzt. An Hand bekannter Streudaten^{4, 5} und eini-

gen weiteren Experimenten soll im folgenden der Einfluß einer Kohleschicht in der Brennebene des Objektivs dargelegt werden.

Einfluß der Streuung in große Winkel

Abb. 1 zeigt den schematischen Strahlengang. Das einfallende Elektronenbündel wird im Objekt gestreut. In der Brennebene des Objektivs werden in einem Punkt alle Elektronen vereinigt, die das Objekt in einer Richtung unter dem Streuwinkel ϑ verlassen. Betrachtet man einen Punkt in der Brennebene, so ist der Einfallswinkel in diesem Punkt eindeutig einem Objektpunkt zugeordnet. Findet in der Brennebene durch eine Kohleschicht eine Streuung um den Winkel ϑ' statt, so scheint hinter der Pha-

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. L. REIMER, Physikalisches Institut der Universität Münster (Westf.), D-4400 Münster (Westf.), Schloßplatz 7.

¹ K. KANAYA, K. ITO u. H. YOTSUMOTO, J. Appl. Phys. **29**, 1046 [1958].

² M. LOQUIN, Z. Wiss. Mikr. **62**, 220 [1955].

³ F. THON, Vortrag Deutsche Gesellschaft für Elektronenmikroskopie, Wien 1969.

⁴ L. REIMER u. K. H. SOMMER, Z. Naturforsch. **23 a**, 1569 [1968].

⁵ L. REIMER u. K. H. SOMMER, Electron Microscopy 1968, Vol. I, 63, Rom 1968.



senplatte das Elektron von einem anderen Objektpunkt zu kommen. In Abb. 1 ist für den ungestreuten Strahl, welcher auf der optischen Achse läuft, zu entnehmen, daß das gestreute Elektron aus einer Entfernung $\Delta x = f \vartheta'$ zu kommen scheint. Wegen der kleinen Streuwinkel ϑ und ϑ' gilt dies auch für alle anderen Punkte. Jedes Elektron, welches die Phasen-

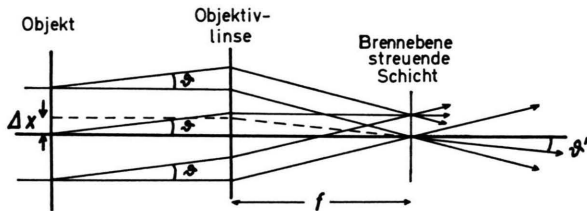


Abb. 1. Die Streuung des Achsenstrahles in der Brennebene um den Winkel ϑ' verursacht eine Bildverwaschung $\Delta x = f \vartheta'$.

platte passiert, ruft um den entsprechenden Objektpunkt ein Streuscheibchen hervor, welches durch die Streuerverteilung $f(\vartheta)$ bestimmt ist. Dieses Streuscheibchen hat beträchtliche Ausmaße, was Abb. 2 demonstrieren soll. In der Objektebene wurde eine freie $10 \mu\text{m}$ -Lochblende eingeführt und bei 200-

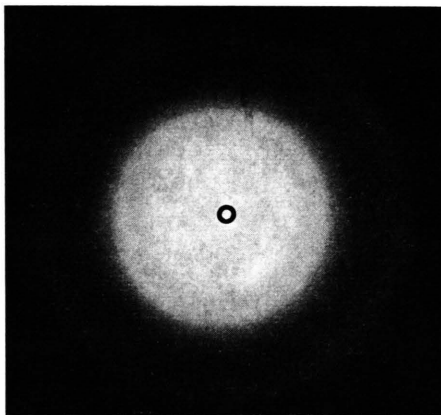


Abb. 2. Bild einer $10 \mu\text{m}$ -Lochblende (nachgezogener Kreis in der Bildmitte) mit einer streuenden Kohleschicht ($14 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) in der Brennebene des Objektivs.

facher Vergrößerung mit einer $14 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ -Kohleschicht in der Brennebene aufgenommen. Man erkennt deutlich um das Bild der Lochblende (überblendet) das Streuscheibchen, in dem auch die diffusen Beugungsringe der Kohleschicht auftreten. Da deren Beugungswinkel bekannt sind, läßt sich die Relation $\Delta x = f \vartheta'$ bestätigen. Im Zentrum des Bildes der Lochblende findet die gleiche Intensitätsschwächung statt, als wenn umgekehrt die Kohle-

schicht als Objekt und die Blende als Objektivaperturblende dienen würde. Dies bestätigen die mit Kreuzen (x) gekennzeichneten Punkte in Abb. 3, welche mit einer $20 \mu\text{m}$ -Aperturblende erhalten wurden und mit der experimentellen Geraden aus Kontrastmessungen ($\alpha = 0,0044 \text{ rad}$) übereinstimmen.

Abnahme der Kohärenz und Nullstrahlsschwächung

Die Streuung in große Winkel ruft also sehr große Verwaschungen hervor, aber selbst für $\vartheta' = 10^{-5} \text{ rad}$ beträgt $\Delta x = 27 \text{ nm}$. Die in kleine Winkel gestreuten Elektronen sind vorwiegend unelastisch gestreut. Dadurch sind sie zum Primärstrahl, der bei einer Phasenplatte das Zentrum ungehindert passieren soll, nicht mehr kohärent. Für die Wirkung als Phasenplatte sind dann nur die Elektronen interessant, welche ungestreut die Kohleschicht passieren können (Nullstrahlsschwächung). Hierüber macht die Streutheorie folgende Aussagen. Sei σ_{el} der totale elastische Streuquerschnitt und $\nu = \sigma_{\text{unel}}/\sigma_{\text{el}}$ das Verhältnis des totalen unelastischen und elastischen, so kann mit der „Aufhellungsdicke“ $x_a = A/N_L \sigma_{\text{el}}$ die Nullstrahlsschwächung in der Form

$$I = I_0 \exp \left\{ - \frac{x(1+\nu)}{x_a} \right\} = I_0 \exp \{ -x/x_{\text{ges}} \} \quad (1)$$

angesetzt werden ($x = \rho D$, Massendicke des Objekts). Für Kohle gilt bei 100 kV

$$x_{\text{ges}} = 11,9 \mu\text{g cm}^{-2}.$$

Zur direkten Messung der Nullstrahlsschwächung kann man ein stark vergrößertes Beugungsdiagramm (Kleinwinkelbeugung) verschieden dicker Kohleschichten mit einer Spaltblende registrieren (Abb. 8 in ⁶). Man erkennt auch bei dicken Schichten noch den aufgesetzten Primärstrahl geringer Apertur und kann durch Extrapolation den Untergrund aus elastischer und unelastischer Kleinwinkelstreuung abziehen. Derartige Messungen der Nullstrahlsschwächung von Kohleschichten sind in Abb. 3 als Gerade mit der formalen Objektivapertur $\alpha = 0$ eingezeichnet.

Man kann die Nullstrahlsschwächung auch auf eine andere Weise erhalten, die dem hier diskutierten Problem angepaßt ist. Benutzt man als Objekt eine Schneide (Kante einer freien Netzmasche) und in der Brennebene wieder Kohleschichten wachsender

⁶ L. REIMER u. H. KAPPERT, Z. Angew. Phys. 27, 165 [1969].

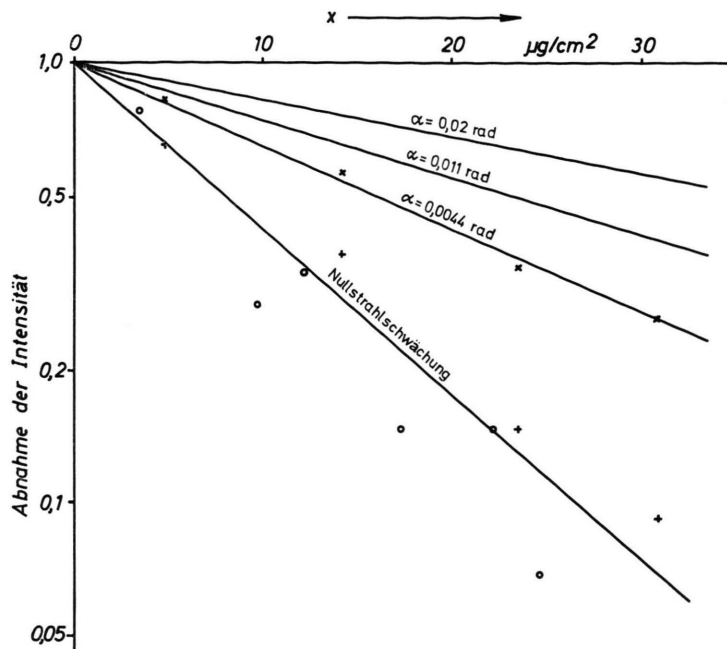


Abb. 3. Abnahme der Intensität (Transmission) als Funktion der Massendicke x einer Kohleschicht. Werte für verschiedene Objektivaperturen α nach REIMER und SOMMER⁴. Intensitätsabnahme in der Mitte des Bildes einer 20 μm -Blende mit einer Kohleschicht der Massendicke x in der Brennebene (x). Messungen der Nullstrahlschwächung: direkt (—), mittels des Intensitätssprunges im Bild einer Kante und einer streuenden Kohleschicht in der Brennebene nach Abb. 4 (+) und aus der Abnahme der Intensität aus der Laser-Beugung an Defokussierungsstrukturen (o).

Dicke, so ergeben die Schwärzungsregistrierungen der Kante die in Abb. 4 dargestellten Kurven. Die kurzen steilen Abschnitte (durch Pfeile markiert) im Verhältnis zur Stufe ohne Schicht liefern mit der Schwärzungskurve der Photoplatte die Kreuze (+) in Abb. 3, welche die Nullstrahlschwächung nahezu erreichen.

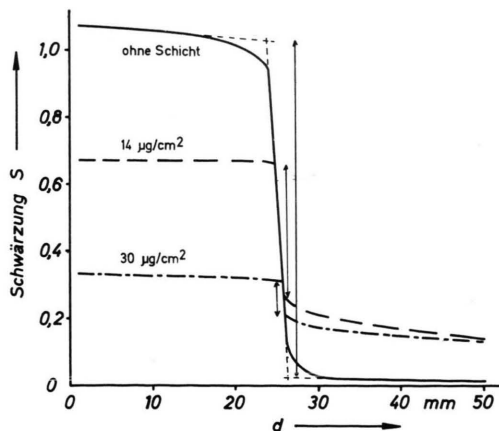


Abb. 4. Schwärzung S der Photoplatte im Bild einer Kante mit verschiedenen Kohleschichten in der Brennebene des Objektivs. Ermittlung der Nullstrahlschwächung aus dem Intensitätssprung (Doppelpfeil) an der Kante.

Daß die Nullstrahlschwächung für die Abnahme der Kohärenz verantwortlich ist, kann auf folgende Weise experimentell bewiesen werden. Als Objekt

dienten Kohleschichten unterschiedlicher Dicke, auf die im gleichen Bedampfungsgang eine Ag-Inselschicht aufgedampft wurde. Bei niedrigen Vergrößerungen und hohen Defokussierungen (Bedingungen der Lorentz-Mikroskopie) kann man die Defokussierungsstrukturen durch Laser-Beugung nachweisen und mittels eines Photomultipliers das Beugungsbild quantitativ registrieren⁷. Mit wachsender Schichtdicke steht nach (1) nur der Bruchteil

$$A/A_0 = (I/I_0)^{1/2} = \exp\{-x/2 x_{\text{ges}}\} \quad (2)$$

der Amplitude für die Ausbildung der Defokussierungsstrukturen kohärent zur Verfügung. Bei der Quadrierung zur Berechnung der Intensität taucht dieser Bruchteil sowohl im Primärstrahl als auch in der an den Ag-Inseln gebeugten Welle auf und liefert eine Schwächung der Defokussierungsstrukturen nach (1). Die mit einem Kreis (o) gekennzeichneten Punkte in Abb. 3 sind auf diese Weise aus dem Abfall der Intensität der Beugungsringe im Fraunhoferischen Beugungsdiagramm der Photoplatte erhalten.

Folgerungen für Phasenplatten

Phasenplatten werden in der Mitte ein Loch für das ungehinderte Passieren des Primärstrahles besitzen. Es wird daher nur die Streuamplitude $f(\vartheta)$

⁷ L. REIMER, H. G. HEINE u. R. AJEIAN, Z. Naturforsch. **24 a**, 1846 [1969].

der abzubildenden Objektstruktur beim Durchgang durch die Phasenplatte um den Amplitudenschwächungsfaktor (2) herabgesetzt. Dieser ist abhängig von der dem entsprechenden Beugungswinkel ϑ zugeordneten Dicke der Phasenplatte. Eine $\lambda/4$ -Phasenplatte schwächt die Amplitude auf 83%, eine λ -Platte auf 47%. Aus der Streuamplitude erhält man die Bildamplitude durch Fourier-Transformation, wobei man neben der Amplitudenschwächung nach Gl. (2) auch folgende Phasenschiebungen zu berücksichtigen hat:

1. Phasenschiebung um $\pi/2$ der gestreuten Welle gegenüber dem Primärstrahl,
2. Phasenschiebung $\eta(\vartheta)$ im Objekt, für Einzelatome z. B. nach der WKB-Methode zu berechnen^{4, 5},
3. Phasenschiebung durch den Öffnungsfehler C_0 und die Defokussierung Δf mittels des SCHERZERschen Ausdrucks⁸ und
4. Phasenschiebung in der durch gesteuerte Kontamination aufgewachsenen Kohleschicht $D(\vartheta)$ und der Grundsicht D_0

$$\Delta = \frac{\pi}{2} + \eta(\vartheta) - \frac{\pi}{2\lambda} (C_0 \vartheta^4 - 2\Delta f \vartheta^2) + \frac{2\pi}{\lambda} (D + D_0) (n - 1). \quad (3)$$

Im Idealfall sollte $\Delta = \pi$ sein. Dann stehen die Amplitude A_0 des Primärstrahles und die im Bild aufzusummierenden Amplituden aus den verschiedenen ϑ -Bereichen antiparallel und es tritt maximaler positiver Phasenkontrast auf. Es gilt für die Bildamplitude bei rotationssymmetrischen Objekten (z. B. Einzelatomen⁹)

$$B(r') = A_0 + \frac{A_0}{\lambda} \int_0^\alpha |f(\vartheta)| \exp\left\{-\frac{D(\vartheta)}{2x_{\text{ges}}}\right\} \cdot \exp\{i\Delta\} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda} r' \vartheta\right) 2\pi \vartheta d\vartheta. \quad (4)$$

Die Integration über ϑ erstreckt sich bis zur Objektapertur α . Die Bildintensität berechnet sich zu $I(r') = B(r') B^*(r')$.

Man wird die Defokussierung bei der Verwendung von Phasenplatten so wählen, daß das Minimum der Wellenaberrationskurve (Abb. 5 a) so liegt, daß ein breites Minimum bei größeren ϑ -Werten und möglichst wenig Sprünge in der Dicke der Phasenplatte auftreten. In Abb. 5 wurde nach einem

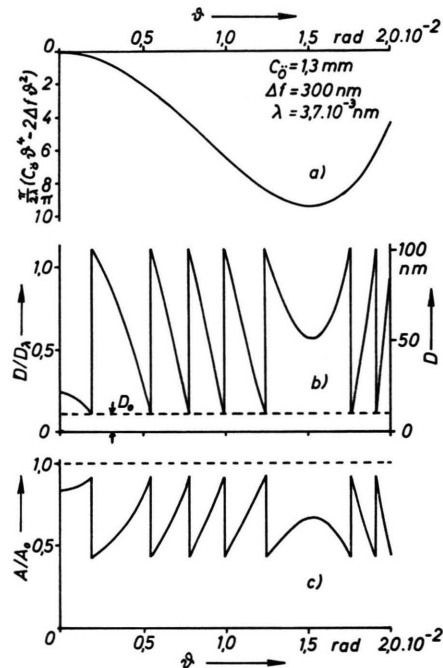


Abb. 5. a) Wellenaberrationskurve unter den angegebenen Aufnahmebedingungen, b) Radiale Dickenverteilung der Phasenplatte in der Brennebene des Objektivs ($D_0 = 10$ nm, Dicke einer Kohle-Grundsicht), c) Amplitudenschwächungsfaktor durch die Dickenverteilung der Phasenplatte.

Vorschlag von THON³ eine Defokussierung $\Delta f = 300$ nm gewählt. Es ergibt sich aus der Bedingung $\Delta = \pi$ aus (3) das dargestellte Profil der Phasenplatte mit einer Grundsicht $D_0 = 10$ nm (Abb. 5 b). In Abb. 5 c ist der Amplitudenschwächungsfaktor aus (2) dargestellt, welchen man direkt als Kontrastübertragungsfunktion auffassen kann. Er kommt dem Idealwert 1 sehr nahe. Vor allem ändert sich nicht das Vorzeichen wie bei einer Hellfeldabbildung durch Defokussierung.

Die Phasenschiebung η beträgt bei $\vartheta = 0^\circ$ für Pt 0,287 und für C 0,045 rad. Sie ist in beiden Fällen so gering, daß sich nach (3) keine wesentlichen Unterschiede im Profil der Phasenplatte ergeben. Das heißt eine Phasenplatte kann für alle Elemente benutzt werden.

In Abb. 6 sind die Veränderungen der Bildintensität eines C- und Pt-Atoms graphisch dargestellt. Den reinen Streukontrast a) erhält man, wenn die Phasenschiebung durch eine komplexe Streuamplitude berücksichtigt wird⁹. In (4) wird dazu

$$\Delta = \pi/2 + \eta(\vartheta) \quad \text{und} \quad D = 0$$

⁸ O. SCHERZER, J. Appl. Phys. **20**, 20 [1949].

⁹ L. REIMER, Z. Naturforsch. **24 a**, 377 [1969].

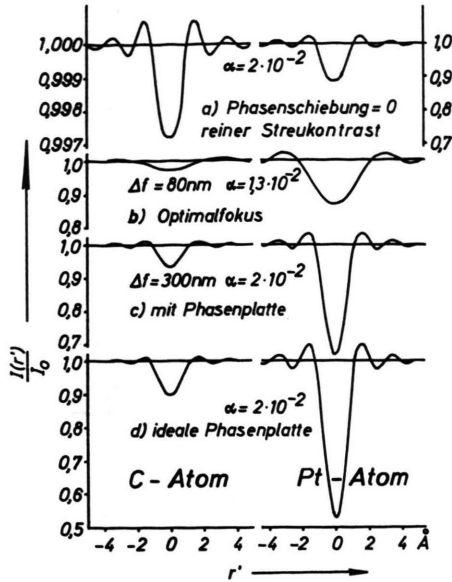


Abb. 6. Bildintensität (Helfeld) eines C- und Pt-Atoms bei a) reinem Streukontrast, b) im Scherzerschen Optimalfokus, c) mit einer phasenschiebenden Kohleschicht der Dickenverteilung von Abb. 5 b bei Berücksichtigung der Amplitudenschwächung (Abb. 5 c) und d) ohne Amplitudenschwächung ($C_0 = 1,3 \text{ mm}$; $U = 100 \text{ kV}$).

gesetzt. Ohne Phasenplatte liegt maximaler Phasenkontrast im Scherzerschen Optimalfokus vor. Mit $C_0 = 1,3 \text{ mm}$ und $U = 100 \text{ kV}$ liegt dieser bei $\Delta f = 80 \text{ nm}$ und $\alpha = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$. Es ergibt sich nach b) eine maximale Intensitätserniedrigung für $r' = 0$ durch ein C- oder Pt-Atom von 3,1 bzw. 15,5%. Die Verwendung der in Abb. 5 b dargestellten Phasenplatte führt neben einer Erhöhung der Intensitätsabnahme um 7 bzw. 32% zu einer Verschmälerung des Bildprofils (c). Dies ist auf die Ausnutzung der höheren Objektivapertur ($\alpha = 2 \cdot 10^{-2}$) durch die phasenrichtige Aufsummation zurückzuführen. In d) ist das Bildprofil aufgetragen, falls die Kohleschicht keine Amplitudenschwächung zeigen würde. Der Vergleich von c) und d) veranschaulicht die Wirkung der Amplitudenschwächung durch die Phasenplatte.

Für die praktische Ausnutzung einer derartigen Phasenplatte erhebt sich die Frage, wie genau die Defokussierung von $\Delta f = 300 \text{ nm}$ eingehalten werden muß. Berechnungen der Intensitätsprofile in Abständen von 1 nm ergeben, daß bei einer Defokus-

sierung von $\pm 5 \text{ nm}$ um den oben genannten Wert die Intensitätserniedrigung auf 50% ihres Maximalwertes absinkt¹⁰.

Einfluß der Strahlspannung

Um auch die Aussichten für Phasenplatten bei höheren Strahlspannungen zu übersehen, kann man den relativistischen Brechungsindex in der Form⁴

$$n = 1 + \frac{U_i}{U} \frac{U_0 + U}{2 U_0 + U} \quad (5)$$

ansetzen ($U_i = 7,5 \text{ V}$, inneres Potential für Kohle, $U_0 = 0,511 \text{ MV}$). Die optische Wegdifferenz beträgt $\Delta s = (n - 1) D$. Für eine Schicht mit $\Delta s = \lambda$ folgt

$$D_\lambda = \frac{\lambda}{n-1} \sqrt{\frac{h^2 U U_0 (2 U_0 + U)}{e m}} \cdot \frac{1}{U_i (U_0 + U)} \quad (6)$$

D_λ und x_a aus Kontrastmessungen⁴ sind in Abb. 7 a als Funktion der Beschleunigungsspannung U aufgetragen. Die Abhängigkeit des Streuquerschnittsverhältnisses ν läßt sich nach LENZ¹¹ oder HIRSCH und HUMPHREYS¹² aus der freien Weglänge für

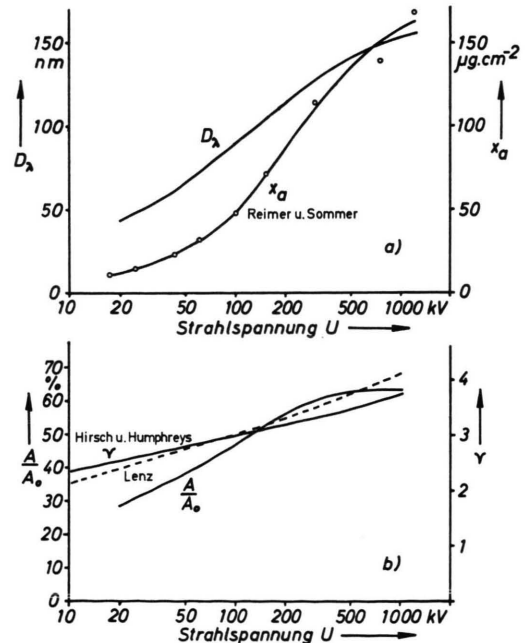


Abb. 7. Abhängigkeit a) der Schichtdicke D_λ mit einer Phasenschiebung 2π und der Aufhellungsdicke x_a , b) des Verhältnisses $\nu = \sigma_{\text{unel}}/\sigma_{\text{el}}$ nach Theorien von LENZ und HIRSCH und HUMPHREYS und der Amplitudenschwächung A/A_0 für die Schichtdicke D_λ von der Strahlspannung.

¹⁰ L. REIMER u. H. G. BADDE, Electron Microscopy, Grenoble 1970 (im Druck).

¹¹ F. LENZ, Z. Naturforsch. **9 a**, 185 [1954].

¹² P. B. HIRSCH u. C. J. HUMPHREYS, Electron Microscopy 1968, Vol. I, 49, Rom 1968.

Plasmaverluste berechnen. Der theoretische Absolutbetrag ist jedoch unsicher. Wir erhielten aus der Steigung der Geraden in Abb. 3 und dem Wert x_a aus Kontrastmessungen $\nu = 3$. Normiert man den Absolutbetrag bei 100 kV auf 3, so zeigt Abb. 7 b den zu erwartenden Verlauf von ν nach diesen beiden theoretischen Ansätzen.

Die Nullstrahlschwächung A/A_0 (Abb. 7 b) einer D_λ -Schicht berechnet sich mit (1) und (2) zu

$$A/A_0 = \exp \left\{ - \frac{D_\lambda \varrho (\nu + 1)}{2 x_a} \right\}. \quad (7)$$

Danach steigt A/A_0 zu höheren Spannungen nur geringfügig an und erreicht einen Höchstwert von 63%.

¹³ C. JÖNSSON, H. HOFFMANN u. G. MÖLLENSTEDT, Phys. Kond. Materie **3**, 193 [1965].

¹⁴ M. KELLER, Z. Physik **164**, 274 [1961].

Eignung von Beryllium als Material für Phasenplatten

Es erhebt sich noch die Frage nach der Eignung von Be ($Z = 4$) als festes Element mit dem geringsten Streuvermögen, abgesehen von der schwierigeren Präparation von Phasenplatten variabler Dicke. Nach LENZ¹¹ kann man die Beziehung $x_a \sim Z^{-1/2}$ und $\nu \sim Z^{-0,9}$ ausnutzen. Die inneren Potentiale von Be¹³ und C¹⁴ stimmen überein. Für die Dichten liegen die Werte $\varrho_C = 2 \text{ g cm}^{-3}$ und $\varrho_{Be} = 1,85 \text{ g cm}^{-3}$ vor. Aus Gl. (7) erhält man dann für die Amplitudenschwächung einer D_λ -Schicht bei $U = 100 \text{ kV}$ $(A/A_0)_{Be} = 56\%$ gegenüber $(A/A_0)_C = 47\%$. Es ergibt sich also keine nennenswerte Verbesserung bei der Verwendung von Be gegenüber C.

Dem Rechenzentrum der Universität Münster danken wir für die Bereitstellung der Rechenzeit.

Elektronenmikroskopische Untersuchungen an Tellur

H. GOTTSCHALK, K. KLEINHENZ und E. WAGNER

II. Physikalisches Institut der Universität Köln

(Z. Naturforsch. **25 a**, 765—768 [1970]; eingegangen am 4. Februar 1970)

In this paper a combined etching and electropolishing method to prepare thin Tellurium foils for transmission electron microscopy is described. This technique may be applied to massive samples and is suitable for the preparation of thin foils at arbitrary points of deformed material. Specimens from deformed Tellurium single crystals were prepared in this way and examined in the electron microscope. Dislocations and grain boundaries were observed in these specimens.

1. Einführung

Versetzungen und Korngrenzen in Tellur-Einkristallen wurden bisher durch Ätzmethoden^{1, 2} und in der Durchstrahlung mit dem Elektronenmikroskop an Aufdampfschichten³ und an Tellurflittern^{4, 5} untersucht. Will man Aufschluß über die Gitterstörungen in einem Kristall erhalten, ist es günstig, von massiven Proben auszugehen und die äußeren Schichten abzutragen, bis die Proben für Elektronen durchstrahlbar sind. In dieser Arbeit wird ein kombiniertes Ätz- und Elektropolierverfahren zur Präparation dünner Tellur-Folien angegeben, das diese Forderung erfüllt. Das Verfahren ist auch bei plastisch

deformierten Proben anwendbar und ermöglicht die Herstellung von Präparaten aus beliebigen Bereichen solcher Proben. Es wurde auch mit Erfolg versucht, Folien herzustellen, bei denen die Foliennormale der kristallographischen c -Achse parallel ist. Ferner wurden Tellurproben verschiedener Orientierungen plastisch deformiert und die entstandenen Defekte im Elektronenmikroskop beobachtet.

2. Probenpräparation

Aus einem nach dem Czochralski-Verfahren gezogenen Einkristall reinen Tellurs werden drei Arten von Proben der Größenordnung $15 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ mit einer Säuresäge herausgeschnitten. Bei der ersten Art (Typ

Sonderdruckanforderungen an ECKHARD WAGNER, II. Physikalisches Institut der Universität Köln, D-5000 Köln, Universitätsstraße 14.

¹ L. C. LOVELL, J. H. WERNICK u. K. E. BENSON, Acta Met. **6**, 716 [1958].

² J. S. BLAKEMORE, J. W. SCHULTZ u. K. C. NOMURA, J. Appl. Phys. **31**, 2226 [1960].

³ E. M. HÖRL u. J. WEISS, J. Appl. Phys. **38**, 5132 [1967].

⁴ P. KLEIN u. K. KLEINHENZ, Z. Naturforsch. **23 a**, 530 [1968].

⁵ J. C. DOUKHAN, N. DOUKHAN, G. SAADA u. B. THOMAS, Phys. Stat. Sol. **35**, 835 [1969].