

## Über die Tragweite des Begriffes „Objekttransparenz“ in der Elektronenmikroskopie

BODO MÖRGENSTERN

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt,  
Braunschweig  
(Z. Naturforsch. 20 a, 972–973 [1965]; eingegangen am 9. Juni 1965)

Seit einigen Jahren ist man bestrebt, die elektronenmikroskopische Abbildung ebenso wie die lichtoptische Abbildung übertragungstheoretisch zu behandeln. Dabei werden bewährte Begriffe, wie Objekttransparenz, Amplitudenobjekt, Phasenobjekt, Übertragungsfunktion usw. in die Elektronenmikroskopie übernommen. Einige frühere Arbeiten<sup>1–3</sup> sind Beispiele eines solchen Vorgehens. Dabei hat es sich gezeigt, daß der Begriff „Phasenobjekt“, der in der Elektronenmikroskopie zur Beschreibung nichtabsorbierender Objekte allgemein verwandt wird, bei dicken kristallinen Objekten auch dann zu Schwierigkeiten führt, wenn diese als nichtabsorbierend<sup>4</sup> angesehen werden. Ein dicker Kristall in BRAGG-Reflexion ist vielmehr als eine Kombination von Phasen- und Amplitudenobjekt aufzufassen<sup>5</sup>. In der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, daß auch der Begriff „Objekttransparenz“ in der bisher benutzten Form bei dicken kristallinen Objekten nicht mehr verwendet werden kann.

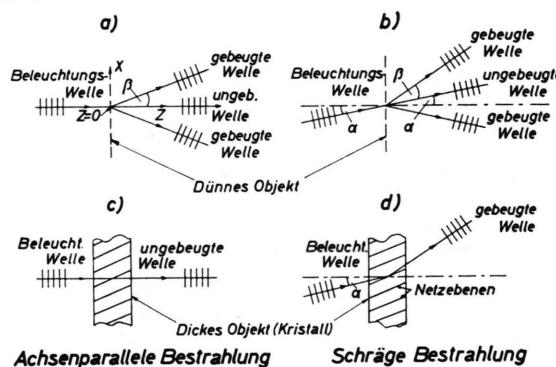


Abb. 1. Beugung am elektronenmikroskopischen dünnen und dicken Objekt bei verschiedenen Neigungen des Einfallsstrahls. a) und b) dünnnes Objekt bei achsenparalleler und schräger Beleuchtung. Das Wellenfeld hinter dem Objekt dreht sich mit dem Bestrahlungswinkel  $\alpha$ . c) und d) dicker Objekt: nur bei diskreten Winkeln tritt BRAGG-Reflexion auf.

Die Feststellung, ein Objekt habe die Transparenz  $F_0(x)$  (Koordinatenbezeichnungen s. Abb. 1) besagt, daß die Erregung  $u(x, z=0)$  an der Ausgangsseite des

<sup>1</sup> K.-J. HANSSEN, B. MÖRGENSTERN u. K.-J. ROSENBRUCH, Z. Angew. Phys. 16, 477 [1963].

<sup>2</sup> K.-J. HANSSEN, K.-J. ROSENBRUCH u. F. A. SUNDER-PLASSMANN, Z. Angew. Phys. 18, 345 [1965].

<sup>3</sup> K.-J. HANSSEN u. B. MÖRGENSTERN, Z. Angew. Phys. [1965], im Druck.

<sup>4</sup> Das Fehlen von Absorption allein ist kein hinreichendes Kriterium für ein Phasenobjekt. NIEHRS<sup>5</sup> hat z. B. darauf

Objekts aus der Erregung  $u_Q(x, z=0)$  an der Eingangsseite des Objekts durch Multiplikation mit  $F_0(x)$  gewonnen werden kann:

$$u(x, z=0) = u_Q(x, z=0) \cdot F(x). \quad (1)$$

Zu untersuchen ist jetzt, wie die Objekttransparenz  $F_0(x)$  eine einfallende ebene Welle – zu realisieren durch eine weit entfernte Strahlquelle – beeinflußt.

Wenn diese Welle schräg unter dem Winkel  $\alpha$  zur optischen Achse auf das Objekt zuläuft, lautet die Erregung  $u_Q(x, z)$ :

$$u_Q(x, z) = \exp \{ - (2 \pi i / \lambda) (x \sin \alpha + z \cos \alpha) \} \\ = \exp \{ - (2 \pi i / \lambda) (x \alpha + z) \}. \quad (2)$$

An der Eingangsseite des Objekts (d. h. bei  $z=0$ ) wird daraus:

$$u_Q(x, z=0) = \exp \{ - (2 \pi i / \lambda) x \alpha \}. \quad (3)$$

Entwickeln wir nun die Objekttransparenz in ein FOURIER-Integral

$$F_0(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(R) \exp \{ - 2 \pi i x R \} dR, \quad (4)$$

so lautet die Erregung an der Ausgangsseite des Objekts:

$$u(x, z=0) = F_0(x) \exp \{ - (2 \pi i / \lambda) x \alpha \} \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(R) \exp \{ - 2 \pi i x (R + \alpha / \lambda) \} dR. \quad (5)$$

Dazu gehört nach<sup>6</sup> im gesamten Raum hinter dem Objekt die Erregung:

$$u(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}(R) \exp \{ - 2 \pi i [(R + \alpha / \lambda) x + z / \lambda] \} dR. \quad (6)$$

Die ebene Beleuchtungswelle fächert also in ein Kontinuum von ebenen Teilwellen mit den Komponenten der Ausbreitungsvektoren  $\mathbf{k}_s(R)$

$$k_{sx}(R) = (2 \pi / \lambda) (\lambda R + \alpha); \quad k_{sz}(R) = 2 \pi / \lambda \quad (7)$$

auf, vgl. Abb. 1 b. Für  $\alpha = 0$ , d. h. für achsenparallele Beleuchtung lauten die entsprechenden Komponenten der Ausbreitungsvektoren  $\mathbf{k}_p(R)$  (vgl. Abb. 1 a):

$$k_{px}(R) = 2 \pi R; \quad k_{pz}(R) = 2 \pi / \lambda. \quad (8)$$

Bei kleinen Beugungswinkeln  $\beta = \lambda R$  und Neigungswinkeln  $\alpha$ , für die  $\lambda R + \alpha \ll 1$  bzw.  $\lambda R \ll 1$  ist, schließen die  $\mathbf{k}_s(R)$  offenbar mit den  $\mathbf{k}_p(R)$  angenähert den Winkel  $\alpha$  ein. Mit anderen Worten: Neigt man die Beleuchtung um den Winkel  $\alpha$ , so neigt sich das Wellenfeld

hingewiesen, daß beim nichtabsorbierenden (dicken) lichtoptischen Objekt mit vielen Bläschen in der Austrittsebene des Objekts, infolge der Brechung an den Bläschen, Intensitätsmodulationen wie bei einem Amplitudenobjekt auftreten.

<sup>5</sup> H. NIEHRS, Optik 13, 399 [1956].

<sup>6</sup> A. LOHMANN u. H. WEGENER, Z. Phys. 143, 431 [1956].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) geplant, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.



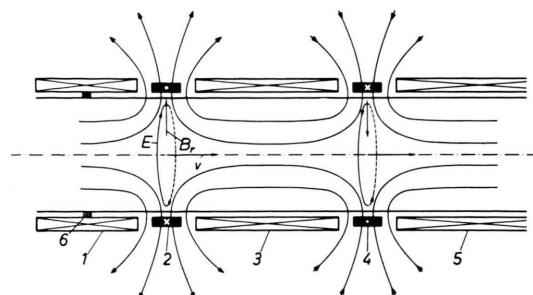


Abb. 1. Prinzip des zweistufigen Beschleunigers.

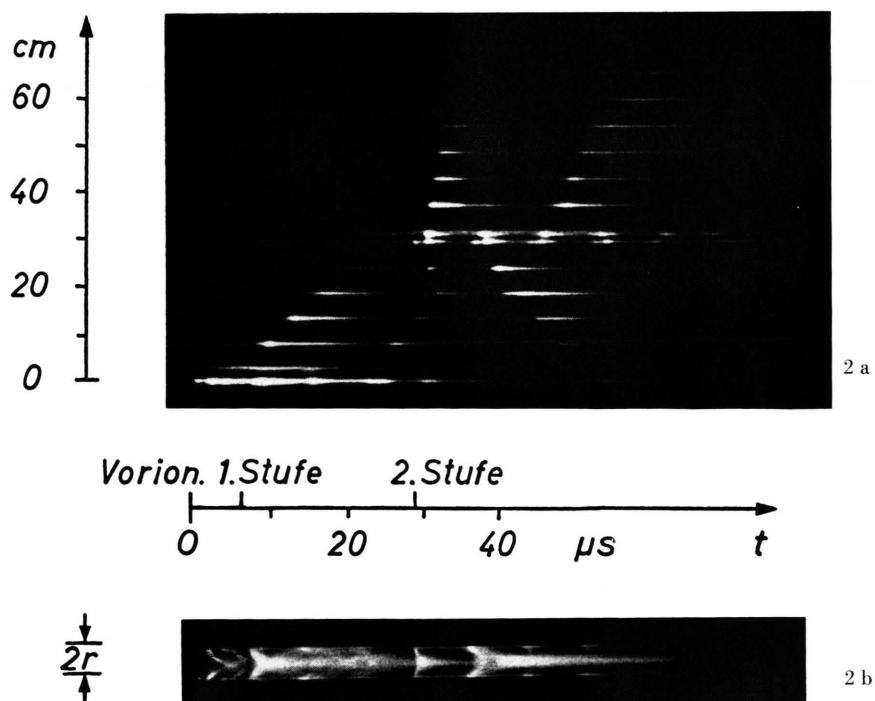


Abb. 2. Trommelkameraaufnahmen der Entladung.  
a) side-on, b) end-on.

hinter dem Objekt um den gleichen Winkel mit, ohne daß sich sonst etwas an den Beträgen der Erregungen ändert.

Bekanntlich aber liegen im Elektronenmikroskop bei der Durchstrahlung dicker Einkristalle andere Verhältnisse vor: Wenn die Strahlneigung kontinuierlich verändert wird, treten nur bei ganz bestimmten Winkeln  $\alpha$  (BRAGGSche) Reflexionen mit erheblicher Intensität auf, während bei anderen Winkeln die Erregung hauptsächlich in Durchstrahlungsrichtung weitergeht. Dieses Verhalten wird in Abb. 1 c und d veranschaulicht.

Die optische Übertragungstheorie in der bisherigen Form ist für Flächengitterinterferenzen entwickelt worden. Die Beugung an dicken Kristallen ist aber im wesentlichen eine Raumgitterinterferenz. Für abnehmende Kristalldicke bis zu einer Atomlage geht diese selbstverständlich in die Flächengitterinterferenz über. Sehr dünnen Objekten kann also eine Transparenz in der üblichen Weise zugeordnet werden. Für dicke Objekte müßte der Transparenzbegriff so modifiziert werden, daß er neben der Wellenlängenabhängigkeit die geforderte Winkelabhängigkeit mit einbezieht.

## Mehrfachbeschleunigung und Reflexion von Plasmoiden

H. SCHINDLER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,  
Erlangen

(Z. Naturforschg. 20 a, 973—974 [1965]; eingegangen am 5. Juni 1965)

Induziert man in der Mittelebene eines Cusp-Magnetfeldes einen azimuthal gerichteten Plasmaringstrom, so entsteht durch dessen Wechselwirkung mit der Radialkomponente des Magnetfeldes eine LORENTZ-Kraft in axialer Richtung. Außerdem bewirkt der Ringstrom zusammen mit der axialen Magnetfeldkomponente eine radiale Kompression des Plasmas. Ein Beschleuniger, der nach diesem Prinzip arbeitet, wurde in einer früheren Arbeit<sup>1</sup> beschrieben. Er besitzt den Vorteil, daß das Cusp-Feld auf beiden Seiten für ein- und austretendes Plasma frei zugänglich ist. Deshalb besteht die Möglichkeit, zwei oder mehrere gleichartige Beschleunigerstufen hintereinanderzuschalten, um so eine Mehrfachbeschleunigung oder Reflexion von Plasma zu erreichen. Das Prinzip eines zweistufigen Beschleunigers zeigt Abb. 1. Die Spulen 1, 3 und 5 erzeugen ein quasistationäres Magnetfeld, das im Spuleninnern axial gerichtet und homogen ist und dazwischen jeweils eine Cusp-Geometrie aufweist. An dieser Stelle befinden sich die Spulen 2 und 4. Sie bestehen je aus einer einzigen Windung und sind über Schaltfunkenstrecken mit induktionsarmen Kondensatoren verbunden. Der induktionsarme Aufbau ist nötig, um einen schnellen Stromanstieg zu gewährleisten. Das Beschleunigungsrohr, um das alle Spulen gewickelt sind, ist auf ca.  $10^{-6}$  Torr evakuiert.

Beim Betrieb der Anlage wird zuerst durch ein schnellöffnendes Ventil an der linken Stirnfläche des Rohres ca.  $1 \text{ cm}^3$  Wasserstoffgas eingelassen. Dieses breitet sich längs des Rohres aus. Ist es am Ort der Spule 1 angekommen, wird durch 6 ein Kondensator entladen. Die dabei induzierte Feldstärke führt zu einer Vorionisation des Gases. Wenn das Plasma die erste Cusp erreicht hat, erfolgt die Kondensatorentladung durch die Spule 2. Die Richtungen der induzierten Feldstärke, der für die Axialbeschleunigung wirksamen

Magnetfeldkomponente und der resultierenden Geschwindigkeit sind aus Abb. 1 \* ersichtlich. Das Plasma bewegt sich schließlich im Feld der Spule 3, welches nun als Führungsfeld dient und die Diffusion des Plasmas zur Rohrwand hemmt. Für die Nachbeschleunigung in der zweiten Stufe sind zwei Mechanismen denkbar. Im ersten Fall wird das von der ersten Stufe kommende Plasma weiterbeschleunigt, bevor es im Cusp-Feld der zweiten Stufe merklich abgebremst wird. Da das Plasmoid jedoch länger als die Axialausdehnung der Cusp ist, kann auf diese Art nur ein Teil des Plasmas nachbeschleunigt werden. Die zweite Methode besteht darin, das von der ersten Stufe emittierte Plasmoid im Cusp-Feld der zweiten Stufe aufzufangen und kurze Zeit zu speichern. Dies hat einen Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit zur Folge. Deshalb können in der zweiten Cusp größere Ströme induziert werden, wodurch die LORENTZ-Kraft und somit auch die Beschleunigung ansteigen. Bei dieser zweiten Methode handelt es sich also um eine Wiederbeschleunigung des Plasmas. Da es jedoch in jedem Falle zu einer Geschwindigkeitserhöhung durch die folgende Stufe kommt, sollen beide Methoden als Nachbeschleunigung von Plasma bezeichnet werden. Eine Reflexion des Plasmas ist ebenfalls möglich, nur muß zur Richtungsumkehr der LORENTZ-Kraft die Stromrichtung in der Spule 4 umgedreht werden.

Ein Beispiel für die Nachbeschleunigung nach der zweiten Methode zeigt Abb. 2. Es handelt sich dabei um Trommelkameraaufnahmen, side-on durch Beobachtungsschlitz längs des Entladungsrohres und end-on durch einen Schlitz längs des Rohrdurchmessers. Man erkennt, wie nach dem Zünden der ersten Stufe das Plasma mit einer Geschwindigkeit von  $1,5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  zur zweiten Stufe fliegt und in deren Cusp-Feld einige Mikrosekunden zusammengehalten wird. Dann erfolgt die Zündung der zweiten Stufe. Die Geschwindigkeit des nunmehr emittierten Plasmas ist auf etwas über  $10^7 \text{ cm/s}$  angestiegen. Da der Spulenstrom in der zweiten Halbwelle seine Richtung umkehrt, das quasistationäre Magnetfeld sich aber nicht ändert, dreht sich die Richtung der Axialkomponente der LORENTZ-Kraft um, d. h. zurückgebliebenes oder inzwischen angekommenes Plasma fliegt zur ersten Stufe zurück. Die dritte Halbwelle verläuft analog der ersten, nur erreicht man

<sup>1</sup> W. HERTZ, A. KOLLER, A. MICHEL u. H. SCHINDLER, Z. Naturforschg. 18 a, 1237 [1963].

\* Abb. 1 und 2 auf Tafel S. 972 b.