

Über die Möglichkeit der Abbildung von Atomen im Elektronenmikroskop III^{1,2}.

Kontraste von Kristallgittern und elektronenmikroskopisches Phasenkontrastverfahren.

Von H. Boersch.

Mit 2 Abbildungen.

Aus dem I. Chemischen Laboratorium der Universität Wien, Abteilung für Strukturforschung und Übermikroskopie, und der Arbeitsgemeinschaft Zell am See.

(Eingelangt am 28. Juni 1946. Vorgelegt in der Sitzung am 24. Oktober 1946.)

In den vorangegangenen Arbeiten waren u. a. die Bildkontraste dünner Materieschichten im Elektronenmikroskop als Folge der Streuung am Einzelatom untersucht worden unter der Voraussetzung, daß sich die Streuung der Einzelatome gegenseitig nicht beeinflußt. Für die elastische Streuung³ gilt dies streng nur für den Fall der idealen Unordnung, also beispielsweise für das monoatomare Gas. Schon im mehratomigen Gas, in der Flüssigkeit und im reellen „amorphen Körper“ (z. B. Gläser) herrscht jedoch ein Ordnungszustand, der zu – manchmal allerdings nur geringfügigen – Änderungen der Streuverteilung gegenüber der des Einzelatoms und damit zu einer Kontraständerung führt.

Am stärksten prägt sich die gegenseitige Beeinflussung der Streuung der Einzelatome im Zustand der höchsten Ordnung, in der Gitteranordnung des Kristalls aus. Dieser Zustand führt bekanntlich zu einer Konzentration der Streuintensität in die Maxima der Kristallgitterinterferenzen, so daß bemerkenswerte Kontrasterscheinungen im Elektronenmikroskop die Folge sein können⁴.

In dieser Arbeit sollen nun die Bildkontraste dünner Kristallschichten im Elektronenmikroskop ermittelt werden, unter der Voraussetzung, daß

¹ I. Kontrastbildung durch elastische Streuung. Mh. Chem. **76**, 86 (1946).

² II. Kontrastbildung durch unelastische Streuung. Mh. Chem. **76**, 163 (1946).

³ Die unelastische Streuung ist wahrscheinlich auch in der hier untersuchten Fragestellung, wie bei der Kontrastbildung durch Einzelatome, zu vernachlässigen.

⁴ H. Boersch, Ann. Physik **26**, 631 (1936); **27**, 75 (1936). Z. Physik **118**, 706 (1942); **121**, 746 (1943). Kolloid Z. **106**, 169 (1944). Jahrb. d. AEG. Sonderheft Übermikroskop **7**, 27, (1940).

entweder die Gitterstruktur aufgelöst oder nicht aufgelöst wird. In dem einen Fall sind die Kontraste der Gitterstruktur, also die „Atom“-Kontraste innerhalb des Kristalls, von Interesse, in dem andern Fall kann es sich nur darum handeln, den Kontrast des Kristalls als homogenes Objekt gegenüber der Umgebung zu ermitteln, wie es beispielsweise in den vorangegangenen Arbeiten für die Kontraste „amorpher“ Schichten geschehen ist.

In beiden Fällen ist die Kenntnis der Intensität notwendig, die in die einzelnen Interferenzmaxima gestreut wird. Da es sich um die Bestimmung der Grenzen der Kontrasterkennbarkeit handeln soll, kann vorausgesetzt werden, daß die Änderung der Primärstrahlintensität durch die Streuvorgänge noch ohne wesentlichen Einfluß auf die Interferenzintensität ist, so daß die kinematische Theorie von *v. Laue* ausreicht. Kontraste stärkerer Kristalle, über die schon einiges experimentelles Material vorliegt⁴, sind dagegen nach der dynamischen Theorie zu behandeln.

Intensität der Kristallgitterinterferenzen.

Für ein rhombisches Kristallgitter mit der Achse a_3 parallel zur Mikroskopachse und den Achsen a_1 und a_2 parallel zur Objektebene wird die Streuintensität nach *v. Laue*:

$$I^K = I_0 \Phi^2 S^2 \frac{\sin^2 N_1 A_1}{\sin^2 A_1} \cdot \frac{\sin^2 N_2 A_2}{\sin^2 A_2} \cdot \frac{\sin^2 N_3 A_3}{\sin^2 A_3} \quad (1)$$

Hierin ist I_0 die Primärintensität, Φ^2 der Atomfaktor, S^2 der Strukturfaktor, N_i die Zahl der Atome in Richtung der Achse a_i ; $A_1 = \frac{a_1}{\lambda} \pi \sin \alpha$; $A_2 = \frac{a_2}{\lambda} \pi \sin \beta$; $A_3 = \frac{a_3}{\lambda} 2\pi \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$ mit den Winkeln α , β , ϑ zwischen der Streurichtung und den Achsen a_1 , a_2 , a_3 und mit der Wellenlänge λ .

Die gesamte in *ein* Maximum gestreute Intensität ergibt sich aus (1) durch Integration über α und β zu:

$$\begin{aligned} I_{(hkl)}^K &= \iint I^K d\alpha d\beta = I_0 \Phi^2 S^2 \frac{\sin^2 N_3 A_3}{\sin^2 A_3} \iint \frac{\sin^2 N_1 A_1}{\sin^2 A_1} \cdot \frac{\sin^2 N_2 A_2}{\sin^2 A_2} d\alpha d\beta \\ I_{(hkl)}^K &= I_0 \Phi^2 S^2 \frac{\sin^2 N_3 A_3}{\sin^2 A_3} \cdot \frac{\lambda^2}{a_1^2 a_2^2} L_1 L_2 \end{aligned} \quad (2)$$

mit den Millerschen Indices (hkl) und der Länge $L_i = N_i A_i$ des Gitters in Richtung der Achse a_i . Voraussetzung war bei der Integration, daß durch hinreichend große N_1 und N_2 und kleine N_3 — also durch die ohnehin vorausgesetzten flachen Kristalltafeln — dafür gesorgt wird, daß die Funktionen vor dem Integral langsam veränderlich gegenüber denen hinter dem Integralzeichen werden. Für hinreichend kleine Werte von $N_3 A_3$ wird angenähert:

$$I_{(hkl)}^K = I_0 \Phi^2 S^2 N_3^2 \frac{\lambda^2}{a_1^2 a_2^2} L_1 L_2 \quad (3)$$

Kontraste nicht aufgelöster Kristalle.

Der Kontrast ausgedehnter Kristallplatten, deren Gitterstruktur im Mikroskop nicht aufgelöst wird, gegenüber ihrer Umgebung kommt durch „Streuabsorption“ zustande, also infolge des Intensitätsverlustes durch Ausschaltung aller Interferenzstrahlen zwischen $\vartheta = 180^\circ$ und dem Öffnungswinkel ϑ des Objektivs durch die Aperturblende. Der Intensitätsverlust ist also durch Summation der Interferenzintensitäten nach Gl. (2) in dem genannten Winkelbereich unter Berücksichtigung ihrer Häufigkeit zu bestimmen. Als Beispiel ist in den Abb. 1, 2 der so gewonnene Kontrast eines einfachen kubischen Gitters ($S = 1$) mit $a = 3\text{\AA}$ (der durchschnittliche Atomdurchmesser beträgt etwa 3\AA) als Funktion von $\xi = \frac{\sin \vartheta/2}{\lambda \cdot Z^{1/3}}$ aufgetragen.

Hier werden jedoch nur Interferenzen mit Indices kleiner als (600) berücksichtigt. Für größere Streuwinkel wurde die Streuabsorption mit der von ideal ungeordneten Schichten gleicher Belegung identifiziert, die zum Vergleich in die Abb. 1, 2 eingezeichnet ist; denn die Interferenzintensität des Kristalls stellt einen Mittelwert des zugehörigen Bereichs einer amorphen Schicht gleicher Belegung dar. Zwischen beiden besteht um so bessere Übereinstimmung, je geringer die Veränderlichkeit des Atomfaktors ist, also bei großen Streuwinkeln. Als Atomfaktor wurde die für das

Thomas-Fermi-Modell von *Bethe* tabellierte Funktion $\Phi^2 = \frac{K}{4} Z^{2/3} \frac{(1-f)^2}{\xi^4}$

nach graphischer Interpolation eingesetzt⁵.

Mit Verkleinerung der Objektivapertur ϑ findet durch Ausschaltung weiterer Interferenzmaxima von der Bilderzeugung eine diskontinuierliche Zunahme des Kontrastes statt, der für einzelne Netzebenen ($N_3 = 1$, Kreuzgitter) um den Mittelwert des Kontrastes einer ideal ungeordneten Schicht schwankt. Jedoch bleibt der maximale Kontrast (für $\vartheta \rightarrow 0$) in diesem Fall immer etwas geringer, als der von amorphen Schichten gleicher Bedeckung. In beiden Fällen erscheint aber der Nachweis von monoatomaren Schichten unter den gegebenen Voraussetzungen (Nachweismöglichkeit eines Elektronenkontrastes von $\frac{\Delta I}{I_0} = 4 \cdot 10^{-2}$) gerade möglich.

Durch Hintereinanderschalten mehrerer Netzebenen, also im Raumgitter, können bei kleinen Aperturen durch Interferenz der von hintereinander liegenden Atomen stammenden Streuwellen u. U. wesentlich stärkere Kontraste als bei amorphen Objekten gleicher Bedeckung auftreten. Von dieser Verstärkung der Kontraste soll Abb. 2 einen Eindruck vermitteln. Solange es sich nicht um monoatomare Schichten handelt, sind also die durch den Kontrast nachweisbaren „Grenzdicken“ im kristallinen Zustand dünner als im amorphen.

Selbstverständlich ist immer darauf zu achten, daß die Voraussetzung der kinematischen Theorie, die die Grundlage der hier und in den voran-

⁵ Vergl. I und II.

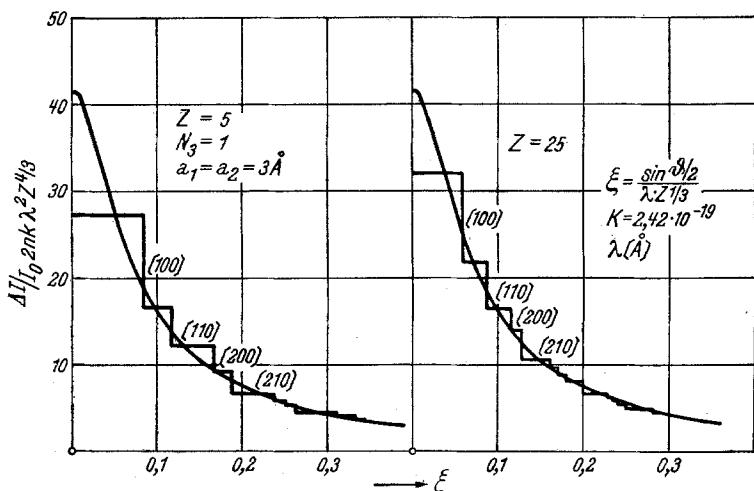


Abb. 1. Elektronenkontrast (pro Atom) durch elastische Streuabsorption von Kristallen (Treppenfunktion) und von amorphen Schichten (homogene Funktion) bei gleicher Atomzahl pro Flächeneinheit für verschiedene Ordnungszahlen.

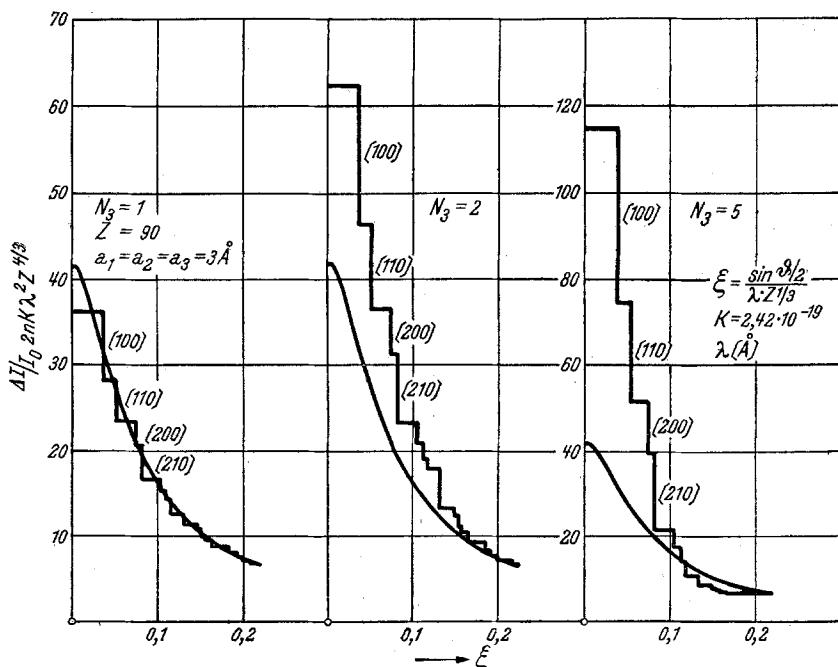


Abb. 2. Elektronenkontrast (pro Atom) durch elastische Streuabsorption von Kristallen und amorphen Schichten bei gleicher Atomzahl pro Flächeneinheit für verschiedene Kristalldicken.

gegangenen Arbeiten abgeleiteten Beziehungen bildet, erfüllt ist. Diese Voraussetzung trifft z. B. auch nicht mehr angenähert für den in Abb. 2 mit $N_3 = 5$ angegebenen Fall zu, da dort die Intensität des Primärstrahls schon wesentlich durch die Interferenzintensität beeinflußt wird:

$$\left(\frac{\Delta I}{I} \right)_{\text{amorph}} = 0,35; \left(\frac{\Delta I}{I} \right)_{\text{kristallin}} = 0,97!$$

Kontraste der Gitterstruktur von Kristallen.

Auch wenn das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops zur Auflösung der Kristallgitterstruktur ausreichen würde, so müßte dennoch die Gitterstruktur zunächst unsichtbar bleiben!

Es handelt sich hier um ein Problem, das *Zernike*⁶ für das Lichtmikroskop am Beispiel des Gegensatzes „Phasen – Amplituden“-Gitter behandelt hat. Das übliche Gitter der Lichtoptik ist ein Amplitudengitter und besteht aus Streifen von abwechselnd verschiedener Durchlässigkeit, die sich deshalb im Bilde durch ihren verschiedenen Kontrast kennzeichnen. Das Phasengitter besteht dagegen aus Streifen von abwechselnd verschiedenem Brechungsindex, die wegen ihrer gleichen Durchlässigkeit im Bilde keine Kontrastdifferenzen gegeneinander aufweisen. In beiden Fällen treten jedoch Beugungsfiguren auf, die sich unter Umständen bei gleichen Intensitätsverhältnissen nur durch ihre Phasenbeziehungen unterscheiden. Um nun auch die Gitterstruktur eines Phasengitters durch Kontraste abzubilden, um also ein Phasengitter in ein Amplitudengitter umzuwandeln, nimmt *Zernike* eine Phasenschiebung des Zentralflecks der Beugungsfigur (bei kleinen Phasendifferenzen um $\lambda/4$) vor.

Auch das Kristallgitter ist als Phasengitter für Elektronen aufzufassen, denn die Beugungsfigur kommt nicht durch periodische *Absorption* im Objekt, sondern durch das periodisch wechselnde Potentialfeld, also durch periodische Änderung des Brechungsindeks, zustande. Daher ist zur Kennzeichnung der Kristallgitterstruktur im Elektronenmikroskop ebenfalls eine Phasenschiebung im Beugungsbild notwendig. Eine derartige Phasenschiebung könnte im Elektronenmikroskop z. B. durch Einschaltung einer Folie mit einem inneren Potential, die eine Öffnung für den Primärstrahl besitzt, erfolgen⁷.

Im allgemeinen werden jedoch, wie auch *Zernike* anführt, schon die vorhandenen Linsenfehler oder u. U. extrafokale Einstellung zu Phasenschiebungen und damit zu Kontrasten führen, so daß das Phasen-Kontrast-Verfahren vielleicht jetzt schon bei der Abbildung kleinstter Objekte und von Rändern eine bisher nicht erkannte Anwendung findet.

⁶ *F. Zernike, Z. techn. Physik* **16**, 454 (1935).

⁷ Für ein inneres Potential von 10 Volt und eine Wellenlänge von $\lambda = 0,05$ Å wäre z. B. Foliendicke von 150 Å notwendig, um eine Phasenschiebung von $\lambda/4$ zu erzielen.

Im folgenden sollen nun die Kontraste von Kristallgittern unter Voraussetzung einer „idealen“ Phasenschiebung bestimmt werden⁸. Es soll also vorausgesetzt werden, daß die dem Bilde zugrundeliegende Beugungsfigur durch ein Amplitudengitter erzeugt wird. Die Intensitäten dieser Beugungsfigur stammen jedoch vom Kristallgitter. Es handelt sich demnach um eine optimale Abschätzung.

Ferner möge angenommen werden, daß Interferenzmaxima höherer als der ersten Ordnung an der Bilderzeugung nicht teilnehmen (z. B. zur Vermeidung von Bildfehlern), sondern durch die Aperturblende ausgeschaltet werden⁹. Entsprechend der Fourier-Analyse wird durch diese Einschränkung eine einfache sinusförmige Verteilung der Durchlässigkeit bzw. des Brechungsindex oder des Potentials vorausgesetzt. Unter diesen Umständen gehen jedoch gerade die Feinheiten der Potentialverteilung im Kristall, wie sie in der normalen Struktur- und Fourier-Analyse durch Berücksichtigung der höheren Interferenzordnungen bestimmt werden, verloren. Eine Strukturanalyse im bisherigen Sinn ist also durch die Beschränkung auf die Maxima nullter und erster Ordnung ausgeschlossen.

Doch bietet die Abbildung auch unter diesen Umständen den Vorteil, daß die *individuelle* Gestalt des Kristalls *gleichzeitig mit dem Netzwerk des Elementargitters* dargestellt wird und daß *Kristallbaufehler, also Randverzerrungen, Anlagerungen an die Oberfläche, Fehl- und Lockerstellen und Zwischengitterplätze, abgebildet* werden. Für diese Fälle geben die bisherigen Methoden der Strukturanalyse nur Durchschnittswerte oder erfassen sie überhaupt nicht. Die Abbildung der Kristallstruktur wäre also auch unter den angegebenen Einschränkungen von *grundsätzlichem Interesse*.

Zur Bestimmung der Interferenzintensitäten des Amplitudengitters möge angenommen werden, daß es eine mit der Periode a_1 bzw. a_2 in Richtung der aufeinander senkrecht stehenden Achsen ξ und η wechselnde Durchlässigkeit besitzt, die zu einer periodischen Abhängigkeit der Amplitude der durchgehenden Strahlung gemäß der Funktion $u_D^A = u + \Delta u \cos^2 \pi \frac{\xi}{a_1}$ für Strichgitter, bzw. $u_D^A = u + \Delta u \cos^2 \pi \frac{\xi}{a_1} \cdot \cos^2 \pi \frac{\eta}{a_2}$ für Kreuzgitter führt. Für kleine Streuwinkel wird

⁸ Auch die Bildkontraste von Einzelatomen würden durch Phasenschiebung geändert werden. Da in diesem Fall die Beugungsfigur die Gesamtobjektivöffnung kontinuierlich ausfüllt, muß der gesamte umständliche Apparat der Abbildungstheorie aufgeboten werden, um den Einfluß von kontinuierlichen und diskontinuierlichen Phasenschiebungen auf die Abbildung von Einzelatomen übersehen zu können. Auf jeden Fall würde eine geeignete Phasenschiebung (auch bei größeren Objekten, deren atomare Struktur nicht aufgelöst wird) eine Erhöhung der Kontraste gegenüber den allein durch *Streuabsorption* verursachten Kontrasten des Einzelatoms (vgl. I.) bringen.

⁹ Die so von der Bilderzeugung ausgeschlossenen Kristallgitterinterferenzen führen nach der *Abbeschen* Theorie nicht zu neuen Bildeinzelheiten, sondern nur zu den schon vorher behandelten „Kontrasten nicht aufgelöster Kristalle“, die sich den hier untersuchten „Gitterstrukturen“ als gleichmäßiger Untergrund unterlagern.

die Amplitude der gestreuten Strahlung nach dem *Kirchhoffschen* Gesetz unter Verwendung der schon vorher benutzten Bezeichnungen

für Strichgitter:

$$u^A = \frac{u}{\lambda} \int_{-L_1/2}^{+L_1/2} e^{ik\xi\alpha} d\xi \int_{-L_2/2}^{+L_2/2} e^{ik\eta\beta} d\beta + \frac{\Delta u}{\lambda} \int_{-L_1/2}^{+L_1/2} \cos^2 \pi \frac{\xi}{a_1} \cdot e^{ik\xi\alpha} d\xi \int_{-L_2/2}^{+L_2/2} e^{ik\eta\beta} d\eta \quad (4a)$$

für Kreuzgitter:

$$u^A = \frac{u}{\lambda} \int_{-L_1/2}^{+L_1/2} e^{ik\xi\alpha} d\xi \int_{-L_2/2}^{+L_2/2} e^{ik\eta\beta} d\beta + \frac{\Delta u}{\lambda} \int_{-L_1/2}^{+L_1/2} \cos^2 \pi \frac{\xi}{a_1} \cdot e^{ik\xi\alpha} d\xi \int_{-L_2/2}^{+L_2/2} \cos^2 \pi \frac{\eta}{a_2} e^{ik\eta\beta} d\eta \quad (4b)$$

Aus Gleichung (4a) und (4b) ergibt sich die Amplitude der Beugungsfigur

des Strichgitters:

$$u^A = \frac{u}{\lambda} L_1 \frac{\sin N_1 A_1}{A_1} \cdot L_2 \frac{\sin N_2 A_2}{A_2} + \frac{\Delta u}{\lambda} \cdot \frac{L_1}{2} \cdot \frac{1}{\frac{a_1^2}{\lambda^2} \sin^2 \alpha - 1} \cdot \frac{\sin N_1 A_1}{A_1} L_2 \cdot \frac{\sin N_2 A_2}{A_2} \quad (5a)$$

des Kreuzgitters:

$$u^A = \frac{u}{\lambda} L_1 \frac{\sin N_1 A_1}{A_1} L_2 \frac{\sin N_2 A_2}{A_2} + \frac{\Delta u}{\lambda} \cdot \frac{L_1}{2} \cdot \frac{1}{\frac{a_1^2}{\lambda^2} \sin^2 \alpha - 1} \cdot \frac{\sin N_1 A_1}{A_1} \cdot \frac{L_2}{2} \cdot \frac{1}{\frac{a_2^2}{\lambda^2} \sin^2 \beta - 1} \cdot \frac{\sin N_2 A_2}{A_2} \quad (5b)$$

Durch Quadrieren und Integration nach α und β folgt aus (5a) und (5b) die gesamte vom Amplitudengitter in ein einzelnes Interferenzmaximum gestreute Intensität

von Strichgittern:

$$I_{(00)}^A = \left(u + \frac{\Delta u}{2} \right)^2 L_1 L_2 \quad (6a)$$

$$I_{(0j)}^A = I_{(j0)}^A = \frac{\Delta u^2}{16} L_1 L_2 \quad (6b)$$

von Kreuzgittern:

$$I_{(00)}^A = \left(u + \frac{\Delta u}{4} \right)^2 L_1 L_2 \quad (7a)$$

$$I_{(00)}^A = I_{(0j)}^A = I_{(j0)}^A = I_{(0j)}^A = \frac{\Delta u^2}{64} L_1 L_2 \quad (7b)$$

$$I_{(0j)}^A = I_{(j0)}^A = I_{(0j)}^A = I_{(j0)}^A = \frac{\Delta u^2}{256} L_1 L_2 \quad (7c)$$

Den Voraussetzungen gemäß wird jetzt die Interferenzintensität des Amplitudengitters mit der des Kristallgitters zur Übereinstimmung gebracht. Für geringe prozentuelle Durchlässigkeitsdifferenzen $\frac{\Delta u}{u}$ im Amplitudengitter wird dann

für Strichgitter¹⁰:

$$I_0 = I_{(0)}^A \quad (8a)$$

$$I_{(100)}^K = I_{(0)}^A \quad I_{(\bar{1}00)}^K = I_{(\bar{0})}^A \quad (8b)$$

für Kreuzgitter¹¹:

$$I_0 = I_{(00)}^A \quad (9a)$$

$$I_{(100)}^K = I_{(10)}^A \quad I_{(\bar{1}00)}^K = I_{(\bar{1}0)}^A \quad I_{(010)}^K = I_{(01)}^A \quad I_{(\bar{0}\bar{1}0)}^K = I_{(\bar{0}\bar{1})}^A \quad (9b)$$

Nicht berücksichtigt wird im Fall des Kreuzgitters die Interferenz (11), die wegen ihrer geringen Intensität für die Bildkontraste nicht sehr wesentlich erscheint. Zwar hat diese Vernachlässigung ein anderes „Bild“ zur Folge, wie auch frühere Versuche über die übermikroskopische Abbildung von Kristallgittern mit dem Lichtmikroskop zeigten¹². Jedoch dürften diese Bildänderungen für die Abschätzung der Kontrastdifferenzen ohne Belang sein.

Aus den Gleichungen (8ab, 9ab) ergeben sich für $\Delta u \ll u$ die Elektronen-Bildkontraste von Kristallen für die Abbildung als

Strichgitter zu:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = 2 \frac{\Delta u}{u} = 8 \cdot 10^8 \cdot \Phi \cdot S \cdot \frac{\lambda}{a_1 \cdot a_2} \cdot N_3 \quad (10a)$$

Kreuzgitter zu:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = 16 \cdot 10^8 \Phi S \frac{\lambda}{a_1 \cdot a_2} N_3 \quad (10b)$$

mit a_i und λ in Å. Der Faktor N_3 in Gl. (10) stammt daher, daß a_3 parallel zur optischen Achse ist und daß daher die Bilder von Atomen, die auf dieser Achse liegen, zur Deckung gelangen.

¹⁰ „Strichgitter“ heißt von hier ab, daß an der Bildentstehung nur die Kristallgitterinterferenzen (000), (100), (T00) oder (000), (010), (0T0) beteiligt sind, so daß nach der Abbeschen Theorie das Bild eines Strichgitters entsteht.

¹¹ „Kreuzgitter“ heißt von jetzt, daß die Kristallgitterinterferenzen (000), (100), (T00), (010), (0T0) an der Bildentstehung beteiligt sind, so daß nach der Abbeschen Theorie das Bild eines Kreuzgitters entsteht.

¹² H. Boersch, Z. techn. Physik **19**, 337 (1938); Phys. Z. **39**, 933 (1938); Z. Elektrochemie **46**, 444 (1940).

Für den folgenden zahlenmäßigen Vergleich des Leistungsvermögens der bisher untersuchten Verfahren wird vorausgesetzt, daß sowohl die Kristallgitterkonstante $a=a_1=a_2$ des einfach kubischen Kristallgitters ($S=1$) wie das prinzipielle und praktische¹³ Auflösungsvermögen des Mikroskops 3 Å beträgt, und daß ein Elektronenkontrast von $\Delta I/I_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ bei einer Wellenlänge von 0,05 Å nachweisbar ist. Unter diesen Umständen werden *Einzelatome*¹³ mittels des Verfahrens der *Streuabsorption* für Atome von $Z \geq 64$ an und *monoatomare amorphe*¹³ und *kristalline* (Abb. 1 und 2 dieser Arbeit) *Schichten* gleicher Bedeckung von $Z \geq 57$ bzw. $Z \geq 65$ an ohne Auflösung ihrer atomaren Struktur durch ihren Kontrast nachweisbar (in den beiden letzteren Fällen kann das praktische Auflösungsvermögen sogar beliebig klein sein). Die Einführung des *Phasenkontrastverfahrens* in die Elektronenmikroskopie bringt gegenüber diesen Werten einen erheblichen Fortschritt, da es die *Atomstruktur von monoatomaren Kristallschichten* (Kreuzgitter) schon von einer Ordnungszahl $Z \geq 1$ an nachzuweisen gestattet! Auch auf Einzelatome und amorphe Schichten dürfte dieses Verfahren mit prinzipiell gleichem Erfolg anwendbar sein. Diese Kontraststeigerung durch das Phasenkontrastverfahren ist auf die Interferenz zwischen Primärstrahl und Streuelektronen zurückzuführen, während die Kontraste durch Streuabsorption nur die Folge eines Intensitätsverlustes des Primärstrahls durch abgefangene Streuelektronen sind.

Das Resultat dieser und der vorangegangenen Arbeiten besteht also darin, daß monoatomare kristalline und amorphe Schichten aus Atomen höherer Ordnungszahl schon bei dem jetzigen Auflösungsvermögen durch ihren Kontrast nachweisbar sind und daß Atome als Einzelatome und als Detail im Kristall erkennbar werden, wenn es gelingt, das Auflösungsvermögen um den notwendigen Betrag zu steigern.

Die zu Beginn dieser Untersuchungen aufgeworfene Frage kann daher dahin beantwortet werden, daß es durchaus sinnvoll ist, das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops trotz des großen Aufwandes bis zur Auflösung der Atomabstände zu verbessern und daß mit der Abbildung der Atome grundlegende und prinzipiell neue Erkenntnisse gewonnen werden können.

¹³ Vgl. I.