

# Über den Einfluß der unelastisch gestreuten Elektronen auf den Kontrast flächenförmiger Objekte im Elektronenmikroskop

Von WERNER LIPPERT

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M., Dir. Prof. Dr. Dr. Dr. B. RAJEWSKY  
(Z. Naturforsch. 13 a, 274–278 [1958]; eingegangen am 2. Januar 1958)

Die Einbeziehung der unelastisch gestreuten Elektronen in die Betrachtungen über die Massen-dickenabhängigkeit des Flächenkontrasts im Elektronenmikroskop zeigt, daß bei Substanzen mit niedrigem Atomgewicht gerade in den Bereichen der Objektivapertur, die in der Elektronenmikroskopie benutzt werden, ein meßtechnisch in den allermeisten Fällen sehr gut erfaßbarer Einfluß der unelastisch gestreuten Elektronen besteht. Da auch die von der Theorie vorgeschlagenen Werte für die Aufhellungsdicke einen größeren Wertebereich umfassen, muß z. Zt. bei Berechnungen der Massendicke aus dem elektronenmikroskopischen Kontrast unter Vernachlässigung der unelastischen Streuung mit einer Unsicherheit gerechnet werden, die in ungünstigen Fällen den Faktor 2 erheblich überschreiten kann.

Das Problem, aus dem Kontrast im Elektronenmikroskop Rückschlüsse auf die Schicht, bzw. Massendicke flächenförmiger Objekte zu ziehen, ist schon oft<sup>1–9</sup> diskutiert worden.

Im wesentlichen werden dabei 2 Verfahren benutzt: Man kann das Mikroskop mit Hilfe von Folien bekannter Dicke eichen, und dann – eventuell unter Zuhilfenahme des auch experimentell schon recht gut geprüften Exponentialgesetzes für die Abhängigkeit der Durchlässigkeit von der Dicke – die gesuchten Dicken ermitteln. Bei diesem Vorgehen wird man im allgemeinen die Mikroskopdaten (Strahlspannung, Strahlapertur und Objektivapertur) konstant halten. Dieses Verfahren ist, besonders wenn Folien gleichen, amorphen Materials und vor allem auch elektronenmikroskopisch gleichmäßiger Schichtdicke benutzt werden, als Substitutionsverfahren einwandfrei, wenn noch eventuelle Änderungen der Dicke durch die Elektronenbestrahlung berücksichtigt werden. Die andere Methode versucht durch Verwendung theoretischer Überlegungen über die Streuung von Elektronen die Benutzung von Eichfolien zu umgehen. Die meisten der uns bekannten Arbeiten dieser Richtung kommen dabei schließlich zu dem Ergebnis, daß innerhalb gewisser Grenzen nur die elastische Streuung berücksichtigt werden muß. Die Ansätze werden dadurch so wesentlich vereinfacht, daß diese Be-

trachtungsweise auch eventuell nur als Näherungsverfahren Berechtigung hat.

Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, durch Einbeziehung der unelastischen Streuung einen Beitrag zur Abschätzung der Genauigkeit der 2. Methode zu liefern.

Die experimentellen Untersuchungen über den Kontrast im Elektronenmikroskop sind, wenigstens in dem beim Elektronenmikroskop speziell interessierenden Objektivaperturbereich von etwa  $2 \cdot 10^{-3}$  bis  $2 \cdot 10^{-2}$ , noch so spärlich, daß eine exakte Prüfung der von der Theorie vorgeschlagenen Zahlen nicht möglich ist. Es wird daher, soweit es angängig erscheint, auf die Angabe von Zahlen verzichtet, um die Betrachtung späteren experimentellen Ergebnissen besser angleichen zu können.

## Theoretische Grundlagen

Für unsere Betrachtungen benötigen wir die wichtigsten Resultate aus der Theorie der Streuung mittelschneller Elektronen in kleinste Winkel, die zunächst kurz zusammengestellt werden sollen. Die letzte größere Untersuchung von LENZ<sup>10</sup> zu diesem Thema diskutiert und benutzt auch frühere Arbeiten so eingehend, daß wir uns der Einfachheit wegen hauptsächlich auf diese Arbeit stützen können. Bezüglich mancher numerischer Werte bestehen zwischen den Arbeiten von v. BORRIES<sup>11</sup>, LEISEGANG<sup>12</sup> und LENZ<sup>10</sup>

- <sup>1</sup> L. MARTON u. L. J. SCHIFF, J. Appl. Phys. 12, 759 [1941].
- <sup>2</sup> C. E. HALL, J. Appl. Phys. 22, 655 [1951] und J. Biophys. Biochem. Cytol. 1, 1 [1955].
- <sup>3</sup> W. LIPPERT, Optik 11, 412 [1954].
- <sup>4</sup> K. L. WEBER u. C. v. FRAGSTEIN, Optik 11, 511 [1954].
- <sup>5</sup> E. KRÜGER-THIEMER, Z. wiss. Mikroskopie 62, 444 [1955].
- <sup>6</sup> W. LIPPERT, Optik 13, 506 [1956].

- <sup>7</sup> W. MENKE, Z. Naturforsch. 12 b, 656 [1957].
- <sup>8</sup> L. REIMER, Naturwiss. 44, 335 [1957] u. Z. angew. Phys. 9, 34 [1957].
- <sup>9</sup> E. ZEITLER u. G. F. BAHR, Exp. Cell Res. 12, 44 [1957].
- <sup>10</sup> F. LENZ, Z. Naturforsch. 9 a, 185 [1954].
- <sup>11</sup> B. v. BORRIES, Z. Naturforsch. 4 a, 51 [1951].
- <sup>12</sup> S. LEISEGANG, Z. Phys. 132, 183 [1952].



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“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized 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.

einige Unterschiede; die für uns wichtigen werden weiter unten diskutiert. LENZ und LEISEGANG benutzen zur Berechnung der elastischen Streuung als Potential für das Kernfeld

$$V = \frac{Ze}{r} e^{-r/R}.$$

In BORNScher Näherung führt das auf den differentiellen Streuquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = 2\pi \left( \frac{Ze\lambda^2 2m}{h^2} \right)^2 \frac{\vartheta}{[\vartheta^2 + (\lambda/2\pi R)^2]^2}.$$

Dabei bedeutet  $\vartheta$  den Winkel gegen die Einfallrichtung des Elektrons;  $Z$ ,  $e$ ,  $m$ ,  $\lambda$  und  $h$  sind die üblichen Bezeichnungen für Kernladungszahl, Elementarladung, Elektronenmasse, Wellenlänge des einfallenden Elektrons und das PLANCKSche Wirkungsquantum.  $R$  ist eine Konstante, über die die genannten Autoren verschiedene Annahmen machen.

Die wichtigsten Größen aus dieser Betrachtung sind die Winkelkonstante  $\vartheta_0 = \lambda/2\pi R$  und der elastische Gesamtstreuquerschnitt

$$\sigma_e = \frac{16\pi^3 Z^3 e^4 \lambda^2 R^2}{h^4}.$$

Aus  $\sigma_e$  folgt dann unmittelbar die sogenannte Aufhellungsdicke  $x_a$ , die so definiert ist, daß nach Durchlaufen dieser Massendicke ein Elektron im Mittel gerade einmal elastisch gestreut worden ist, oder daß bei Ausschaltung genau aller elastisch gestreuten Elektronen der Elektronenstrom hinter dem Objekt auf  $1/e$  abgesunken ist. Der Quotient  $x_a/\vartheta_0^2$  ist von  $R$  unabhängig. Für unsere Betrachtungen recht wichtig sind nun die numerischen Werte für die Aufhellungsdicke und die Winkelkonstante, die sich aus den 3 genannten Arbeiten ableiten lassen. Da v. BORRIES einen anderen Potentialansatz als die anderen beiden Autoren benutzt, der eine andere Winkelabhängigkeit des differentiellen Streuquerschnittes zur Folge hat, kann man in bezug auf  $\vartheta_0$  nur die Werte nach LENZ und LEISEGANG miteinander vergleichen.

In Tab. 1 und 2 sind die Aufhellungsdicken in  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  und die Winkelkonstanten für 50 kV und 4 verschiedene Stoffe zusammengestellt.

C	Al	Pd	W	Autor
9,1	7,3	5,4	4,9	v. BORRIES <sup>11</sup>
11	10,5	10	10	LENZ <sup>10</sup>
21,5	17,4	12,6	11,5	LEISEGANG <sup>12</sup>

Tab. 1. Aufhellungsdicken.

C	Al	Pd	W	Autor
0,029 0,0245	0,038 0,033	0,057 0,058	0,067 0,072	LEISEGANG <sup>12</sup> LENZ <sup>10</sup>

Tab. 2. Winkelkonstanten.

Die unelastische Streuung wollen wir wie üblich als unabhängig von der elastischen betrachten, so daß sich die beiden differentiellen Streuquerschnitte einfach addieren. Es ergibt sich dann für die elastische und unelastische Streuung der Streuquerschnitt [LENZ, Gl. (70)]

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = \frac{2\sigma_e \vartheta_0^2 \vartheta}{Z} \left\{ \frac{Z}{(\vartheta_0^2 + \vartheta^2)^2} + \frac{1}{\vartheta^4} \left( 1 - \frac{\vartheta_0^4}{(\vartheta_0^2 + \vartheta^2)^2} \right) \right\}.$$

Die Formel vernachlässigt bei der unelastischen Streuung die Bindungsenergie des gestoßenen Elektrons, sie ist daher (bei 50 kV) nur im Winkelbereich  $>$  etwa  $10^{-4}$  brauchbar. Das Verhalten der Durchlässigkeit bei noch kleineren Winkeln läßt sich aber aus dem unelastischen Gesamtquerschnitt  $\sigma_u$  leicht extrapolieren. Für das Verhältnis  $n = \sigma_u/\sigma_e$  gilt nach LENZ bei 50 kV

$$n = 22 Z^{-0.93}.$$

Für Kohlenstoff folgt daraus  $n = 4,25$ , für Wolfram  $n = 0,402$ . Im folgenden sollen als Extremfälle  $n = 4$  und  $n = 0,4$  näher diskutiert werden.

Den Einfluß der unelastisch gestreuten Elektronen wollen wir nun unter 3 verschiedenen Gesichtspunkten betrachten. Zunächst soll anschaulich gemacht werden, wie viele Elektronen nach dem Durchgang durch eine Schicht noch nicht gestreut, rein elastisch, rein unelastisch und sowohl elastisch als auch unelastisch gestreut werden. Die Winkelverteilung der Elektronen soll dabei unberücksichtigt bleiben. Dann werden Kurven über die Abhängigkeit der Durchlässigkeit einer Schicht von der Objektivapertur besprochen und diskutiert, und zwar sowohl unter Ein-schluß als auch unter Vernachlässigung der unelastischen Streuung. Schließlich soll gezeigt werden, daß sich eine von Aperturwinkel, Strahlspannung und Ordnungszahl abhängige „Kontrastdicke“ angeben läßt, die den Kontrast verschieden dicker Folien im Elektronenmikroskop unter Einbeziehung der unelastischen Streuung beschreibt. Die Beziehung zwischen Kontrast- und Aufhellungsdicke wird für 50 kV angegeben.

*Zahl der Elektronen, die in einer Schicht keine, rein elastische, rein unelastische und gemischte Streuung erfahren haben*

Bezeichnet man die Zahl der Elektronen in den genannten Gruppen mit  $N_n$ ,  $N_e$ ,  $N_u$  und  $N_g$ , so ergeben sich nach leichter Rechnung folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} N_n &= N_0 \cdot e^{-(1+n)p}, \\ N_e &= N_0 (e^{-n} p + e^{-(1+n)p}), \\ N_u &= N_0 (e^{-p} - e^{-(1+n)p}), \\ N_g &= N_0 (-e^{-n} p - e^{-p} + e^{-(1+n)p} + 1). \end{aligned}$$

Dabei ist  $n = \sigma_u/\sigma_e$  das schon angeführte Verhältnis von unelastischem zu elastischem Streuquerschnitt und  $p$  die Schichtdicke gemessen in Vielfachen der Aufhellungsdicke.

Eine Auswertung dieser Gleichung zeigt Abb. 1 a für  $n=4$  und Abb. 1 b für  $n=0,4$ . Man erkennt,

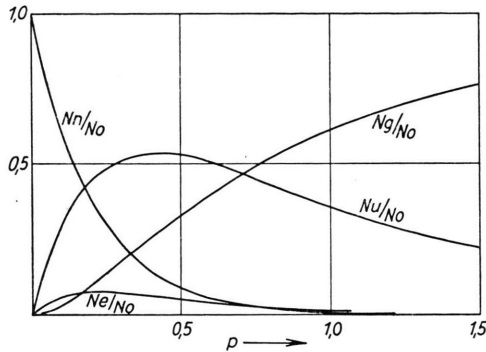


Abb. 1 a. Häufigkeit der nicht gestreuten ( $N_n$ ), der elastisch gestreuten ( $N_e$ ), der unelastisch gestreuten ( $N_u$ ) und der gemischt gestreuten ( $N_g$ ) Elektronen nach dem Durchgang eines Elektronenstrahles durch eine Schicht der Dicke  $p$  (gemessen in Vielfachen der Aufhellungsdicke) für  $n=4$ .

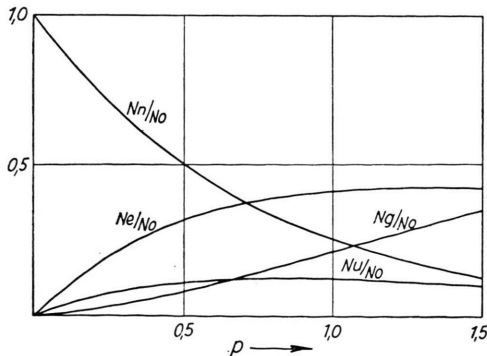


Abb. 1 b. Häufigkeit der nicht gestreuten ( $N_n$ ), der elastisch gestreuten ( $N_e$ ), der unelastisch gestreuten ( $N_u$ ) und der gemischt gestreuten ( $N_g$ ) Elektronen nach dem Durchgang eines Elektronenstrahles durch eine Schicht der Dicke  $p$  (gemessen in Vielfachen der Aufhellungsdicke) für  $n=0,4$ .

daß  $N_n$  bei  $n=4$  sehr rasch abfällt, so daß bei der Aufhellungsdicke praktisch keine nicht gestreuten Elektronen mehr im Strahl sind. Die Zahl der rein elastisch gestreuten Elektronen bleibt bei allen Schichtdicken gering, da sie wegen des großen unelastischen Streuquerschnitts relativ rasch auch noch unelastisch gestreut werden. Wegen des hohen  $n$ -Wertes ist es auch nicht erlaubt, die unelastische Streuung bei Schichtdicken von der Größenordnung der Aufhellungsdicke als Einfachstreuung zu behandeln. Bei  $n=0,4$  ist das Bild vollkommen anders. 42% der Elektronen sind bei  $p=1$  rein elastisch gestreut, während die Zahl der gemischt gestreuten noch relativ gering ist.

#### *Abhängigkeit der Durchlässigkeit einer Schicht von der Objektivapertur und der Strahlspannung*

Als Durchlässigkeit  $D$  möge für unsere Betrachtung exakt definiert werden das Verhältnis der Anzahl der Elektronen, die nach dem Durchgang durch die Schicht in einem durch die Objektivapertur gegebenen Kegel um den einfallenden Strahl vorhanden sind zu denjenigen, die auf die Schicht auffallen. Die Apertur des auf die Schicht fallenden Elektronenstrahls sei dabei vernachlässigbar klein. Rechnerisch ist zur Bestimmung der Durchlässigkeit die Kenntnis der Winkelverteilung der Elektronen nach dem Durchgang durch die Schicht nötig. Sie läßt sich aus dem angegebenen differentiellen Streuquerschnitt mit Hilfe der BOTHESchen Methode zur Berechnung der Mehrfachstreuung ermitteln. Anschließend muß diese Verteilung noch über den Winkelbereich von Null bis zur Objektivapertur integriert werden. Man erhält dann für  $D$  schließlich folgende Formel:

$$\begin{aligned} D_{(\eta)} &= \int_0^\infty y^{-(4p/Z)} \\ &\cdot e^{-(2p/Z) [(Z-1)/2 (1 + (\pi/2) y H_1^{(1)}(iy)) + i\pi H_0^{(1)}(iy) + 2\ln \gamma/2]} \\ &\cdot J_1(y\eta) d(y\eta). \end{aligned}$$

$H_1^{(1)}$  und  $H_0^{(1)}$  bedeuten die HANKELschen Zylinderfunktionen,  $J_1$  die BESSEL-Funktion,  $\ln \gamma$  die EULER-MASCHERONISCHE Konstante ( $=0,5772$ ) und  $\eta$  die Objektivapertur in Vielfachen von  $\vartheta_0$ .

In Abb. 2 ist die Auswertung des Integrals für  $Z=6$  und die Schichtdicken  $p=1/4$ ,  $1/2$ , und 1 in Abhängigkeit von  $\eta$  dargestellt. Zum Vergleich sind auch die Kurven, die man bei Vernachlässigung der unelastischen Streuung (bzw. für formal  $Z=\infty$ ) erhält, eingetragen. Man sieht, daß sich bei kleineren

Winkeln recht beachtliche Abweichungen zwischen den beiden Kurvenscharen ergeben. Bei höheren Ordnungszahlen dagegen sind, wie die Kurve für  $Z = 74$  und  $p = 1$  zeigt, die Unterschiede gering.

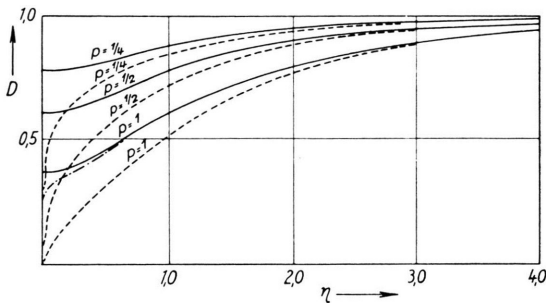


Abb. 2. Durchlässigkeit als Funktion von  $\eta$  für verschiedene Dicken  $p$ , gemessen in Vielfachen der Aufhellungsdicke. — für  $Z = \infty$  (d. h. unter Vernachlässigung der unelastischen Streuung); - - - für  $Z = 74$ ; - - - für  $Z = 6$ .

### Die Kontrastdicke und ihre Beziehung zur Aufhellungsdicke

Bei ganz elementarer Betrachtung über die Durchlässigkeit  $D$  im Elektronenmikroskop pflegt man von der Annahme auszugehen, daß alle einmal gestreuten Elektronen von einer recht feinen Aperturblende abgefangen werden. Zieht man außerdem nur die elastische Streuung in Betracht, so gilt

$$D = e^{-(x/x_a)}$$

bzw. bei Verwendung des Kontrastes  $K$  ( $K = -\ln D$ )

$$K = x/x_a \quad \text{bzw.} \quad x = x_a K$$

( $x$  ist dabei die Massendicke der betrachteten Schicht).

Es läßt sich nun sowohl experimentell als auch rechnerisch zeigen, daß auch bei Berücksichtigung der unelastischen Streuung und bei von Null verschiedenem Aperturbblendendurchmesser die Beziehung

$$x \text{ proportional } K$$

in recht weiten Bereichen gilt. Die Proportionalitätskonstante wollen wir mit  $x_k$  (Kontrastdicke) bezeichnen. Die Kontrastdicke läßt sich an Hand der Abb. 2 leicht im Verhältnis zur Aufhellungsdicke als Funktion von  $\eta$  angeben. Den Verlauf zeigt Abb. 3.

Das Wesentliche an der Abbildung scheint uns folgendes zu sein: Für  $Z = 6$  liegt bei großen Objektivaperturen  $x = x_k/x_a$  um den Faktor  $Z/(Z+1)$  unter  $x_\infty$  (für  $Z = \infty$ ) entsprechend der Tatsache, daß bei großen Winkeln der unelastische Streuquerschnitt

das  $1/Z$ -fache des elastischen beträgt. Dieser Unterschied um rund 15% würde selbstverständlich in Anbetracht der zu erreichenden Meßgenauigkeit praktisch keine Rolle spielen.

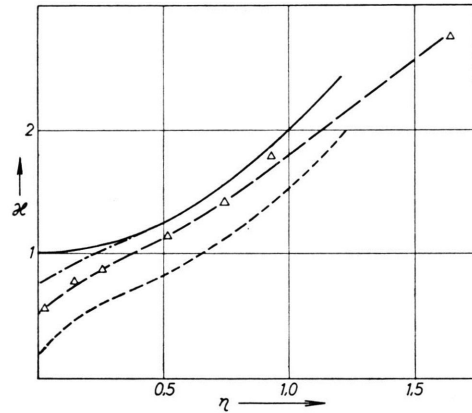


Abb. 3.  $x = (x_k/x_a)$  als Funktion von  $\eta$  — für  $Z = \infty$  (d. h. unter Vernachlässigung der unelastischen Streuung); - - - für  $Z = 74$ ; - - - für  $Z = 6$ ;  $\Delta$  — experimentelle Werte aus Messungen an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (siehe Text).

Bei kleinen Winkeln wird der Unterschied aber größer. Nehmen wir für  $Z = 6$  ein  $\vartheta_0$  von  $2,5 \cdot 10^{-2}$  an, so würde der in der Elektronenmikroskopie interessierende Aperturbereich von etwa  $2 \cdot 10^{-2}$  bis  $2 \cdot 10^{-3}$  einem  $\eta$  zwischen 0,8 und 0,08 entsprechen.

$x/x_\infty$  ändert sich in diesem Bereich von 0,7 bis 0,2. Diese Änderung ist meßtechnisch durchaus zu erfassen. Da wir bisher stets auf das ja an sich unbekannte  $x_\infty$  bezogen haben, ist es vielleicht anschaulicher, einfach zu sagen, daß sich bei der Änderung der Apertur in dem genannten Bereich  $x$  um den Faktor 3 (bei  $Z = 6$ ) ändert. Versucht man also, in diesem Bereich als Näherung  $x_\infty$  für  $\eta = 0$  zu benutzen, so wird man allgemein eine Unsicherheit um ungefähr den Faktor 2 in Kauf nehmen müssen. Daran ändert prinzipiell auch die Tatsache nichts, daß für  $\eta = 0,63$  und  $Z = 6$  das  $x$  numerisch gleich dem  $x_\infty$  für  $\eta = 0$  ist. Erschwerend für die Angabe eines numerischen Wertes von  $x$  auf Grund von Rechnungen ist der Umstand, daß die von der Theorie vorgeschlagenen Werte ja auch einen größeren Bereich umfassen. Wenn auch bei größeren Winkeln durchgeführte Messungen<sup>6</sup> darauf schließen lassen, daß man dort mit den von LEISEGANG benutzten Formeln rechnen darf, so ist unsere Kenntnis in dem ganzen Winkelbereich von  $2 \cdot 10^{-2}$  bis  $2 \cdot 10^{-3}$  recht spärlich. Lediglich eine Messung<sup>3</sup> an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  mit



einem  $x_k$  von  $11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bei  $2 \cdot 10^{-3}$  und  $24 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bei  $2 \cdot 10^{-2}$  bestätigt i. w. die oben gemachten Ausführungen. Wir haben diese Messungen unter Benutzung von  $x_a = 18,3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  und  $\vartheta_0 = 0,033$  (nach LEISEGANG) in die Abb. 3 mit eingezeichnet.

Will man das  $z$  von Elementen höherer Ordnungszahl mitdiskutieren, so ist zu beachten, daß infolge

des größeren  $\vartheta_0$  dem gleichen Objektivaperturbereich ein kleinerer Bereich von  $\eta$  entspricht. Auch dies führt dazu, daß sich bei Elementen höherer Ordnungszahl das  $z$  bei einer Änderung der Objektivapertur nicht so stark ändert wie bei solchen mit kleinem  $Z$ .

## Experimentelle Untersuchungen über die ambipolare Effusion aus der positiven Säule\*

Von U. WEIMER

Aus der Forschungsstelle für Spektroskopie in der Max-Planck-Gesellschaft, Hechingen  
(Z. Naturforschg. 13 a, 278—285 [1958]; eingegangen am 22. Januar 1958)

Es wird über eine Effusionsmethode zur Ionengewinnung aus der positiven Säule von Niederdruck-Gasentladungen berichtet, bei der durch Vermeidung von Metallteilen und Ziehspannungen innerhalb des Plasmas die Ionen-Effusionsströme nur durch das ungestörte Plasma bestimmt sind. Gemessene Effusionsströme (einige  $10^{-9}$  A) aus einer Helium-Entladung bei verschiedenen Entladungsstromstärken (1,5—8 mA) und Entladungsdrücken (0,2—3,9 Torr) werden mitgeteilt und verglichen mit den für den SCHOTTKY-Fall aus der Theorie der ambipolaren Effusion berechneten Werten. Die gemessenen Intensitäten der Effusionsströme und ihre Abhängigkeit von den Entladungsparametern werden durch die Theorie befriedigend beschrieben.

Der Ionenstrom aus einer Neon-Entladung wird mit einem Massenspektrometer analysiert. Die Ionenströme  $i(^{20}\text{Ne}^+)$  und  $i(^{22}\text{Ne}^+)$  verhalten sich innerhalb der erzielten Meßgenauigkeit ( $\pm 2\%$ ) wie das natürliche Isotopenmischungsverhältnis  $^{20}\text{Ne}$  zu  $^{22}\text{Ne}$ , so daß hieraus eine etwaige Massenseparation durch die Effusionsdüse noch nicht nachgewiesen werden kann.

Bei Versuchen, Ionenströme aus stationären Glimmentladungen zu extrahieren<sup>1</sup>, wurden bisher metallische Düsen verwendet, die als Sonden wirken und, besonders wenn noch mit Ziehspannungen gearbeitet wird, gerade vor der Stelle des Ionenaustritts das Plasma beeinflussen. Für Rückschlüsse auf die Konzentrationen und den Bildungsmechanismus der Ionen im Plasma aus der massenspektrometrischen Analyse der Ionen-Effusionsströme ist die Art der Ionenextraktion von Bedeutung, da die gemessenen Ionenströme in Beziehung zu den Plasmavorgängen gebracht werden müssen. Bei dem im folgenden beschriebenen Verfahren effundieren die Ladungsträger ambipolar aus der positiven Säule durch eine kleine Öffnung in der Wand des isolierenden Entladungsrohres in ein anschließendes Vakuum. Da metallische Blenden und Ziehspannungen hierbei vermieden sind, werden die Effusionsströme nur durch Vorgänge im ungestörten Plasma bestimmt.

Die Ionen-Effusionsströme können nach der Theorie der ambipolaren Effusion<sup>2</sup> berechnet werden, aus der man auch durch die Messung der Effusionsströme verschiedener Ionenarten die relativen Ionenkonzentrationen im Plasma gewinnt, sowie Angaben über die Verteilung der Ladungsträger und über Reaktionen im Plasma, an denen Ladungsträger beteiligt sind.

### Theoretische Grundlagen

Bezeichnungen:

- $b$  Beweglichkeit der Träger in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-1} \text{V}^{-1}$ ,
- $c_i$  Relativkonzentration der  $i$ -ten Trägersorte,
- $D$  Ambipolarer Diffusionskoeffizient  $D = k b_+ T_- / e$ ,
- $e$  Elementarladung,
- $E_z$  Axiale Feldstärke der positiven Säule in  $\text{V cm}^{-1}$ ,
- $G$  Zahl der erzeugten Ionen pro sec und cm Rohrlänge,
- $i$  Effusionsstrom in Amp.,
- $I$  Entladungsstrom in Amp.,

\* Teil der unveröffentlichten Dissertation „Massenspektrometrische Analyse von Ionen-Effusionsströmen aus der positiven Säule von Gasentladungen“ des Verfassers, Universität Tübingen, 1957.

<sup>1</sup> Siehe D. KAMKE, Handbuch der Physik 33, 47 [1956], Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg.

<sup>2</sup> M. PAHL, Z. Naturforschg. 12 a, 632 [1957].