

# Streuung schneller Elektronen in einem Gasplasma

H. BOERSCH, J. GEIGER und M. TOPSCHOWSKY

I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 25 a, 1411—1417 [1970]; eingegangen am 3. Juli 1970)

## Scattering of Fast Electrons by a Gas Plasma

The elastic and inelastic scattering of 25-keV electrons by argon and by an argon discharge has been measured in the small angular region  $\vartheta \leq 2 \times 10^{-2}$  rad. The angular resolution was  $5 \times 10^{-5}$  rad. The experimental result for scattering by neutral argon atoms is in agreement with theory. In the case of the argon plasma, where free charge carriers (ions and electrons) are present, the number of electrons scattered into the angular range  $\vartheta \leq 10^{-3}$  rad increases enormously. It is shown, that because of the large differential Rutherford cross section at small scattering angles multiple scattering occurs by the free charge carriers. The densities of ions and of electrons in the plasma can be obtained from the width of the multiple scattering distribution.

## I. Versuchsanordnung

Die hier interessierende Streuung schneller Elektronen (25 keV) im Plasma einer Gasentladung wird durch Wechselwirkung mit den Ionen und Elektronen verursacht. Da deren Zahl verglichen mit der der neutralen Atome gering ist, macht sich ihre Wirkung nach dem Rutherfordschen Streugesetz erst bei sehr kleinen Streuwinkeln bemerkbar. Die Elektronenstreuapparatur — eine elektronenoptische Bank<sup>1</sup> — muß daher ein hohes Winkelauflösungsvermögen besitzen. Der Elektronenstrahl, der in der Gasentladung gestreut werden soll, wurde aus Gründen der Einfachheit und Stabilität ohne Verwendung von Elektronenlinsen durch Ausblendung mit Hilfe von Strahlblenden sehr geringen Durchmessers ( $5 \mu$ ) hergestellt<sup>2</sup>. Da Beugungseffekte noch keine Rolle spielen, folgt hieraus und aus den in Abb. 1 angegebenen geometrischen Daten der Apparatur ein Winkelauflösungsvermögen von besser als  $3 \cdot 10^{-5}$  rad. Dieses rechnerische Auflösungsvermögen wird durch die im Laboratorium immer vorhandenen magnetischen Störfelder wesentlich verschlechtert. Die Störfelder werden daher am Ort des Elektronenstrahls mittels einer Kompensationsanordnung<sup>3</sup> reduziert. Das resultierende experimentelle Auflösungsvermögen beträgt  $5 \cdot 10^{-5}$  rad.

Im Bereich größerer Streuwinkel zwischen  $10^{-3}$  rad und der oberen Meßgrenze von  $2 \cdot 10^{-2}$  rad ist so hohes Auflösungsvermögen nicht notwendig, so daß Strahlblenden größerer Öffnung Verwendung fanden ( $20 \mu$  Durchmesser). Dadurch ergibt sich bei einem Auflösungsvermögen von  $1,6 \cdot 10^{-4}$  rad eine erhebliche Erhöhung der Strahlintensität. Die Drosselblende (Abb. 1) begrenzt den auswertbaren Streuwinkelbereich zu größeren Streuwinkeln hin durch Abschattung. Die obere Meßgrenze liegt bei der Verwendung einer Drosselblende ( $0,1$  mm Durchmesser) bei etwa  $4 \cdot 10^{-3}$  rad

und bei Verwendung eines Drosselspalts ( $0,1$  mm  $\times$   $1,0$  mm) bei etwa  $4 \cdot 10^{-2}$  rad.

Das Gasentladungsplasma, mit dem die Strahlelektronen in Wechselwirkung treten, wird durch einen unselbständigen Niedervolt-Niederdruckbogen nach TUVE, DAHL und HAFSTAD<sup>4</sup> erzeugt, der von den Autoren als Ionenquelle entwickelt wurde und in dieser Eigenschaft unter anderen auch bei VOSS<sup>5</sup> Verwendung fand. Die notwendige Druckdifferenz zwischen Entladungsrohr und elektronenoptischer Bank wird durch die Strahlblende 2 und die Drosselblende aufrechterhalten.

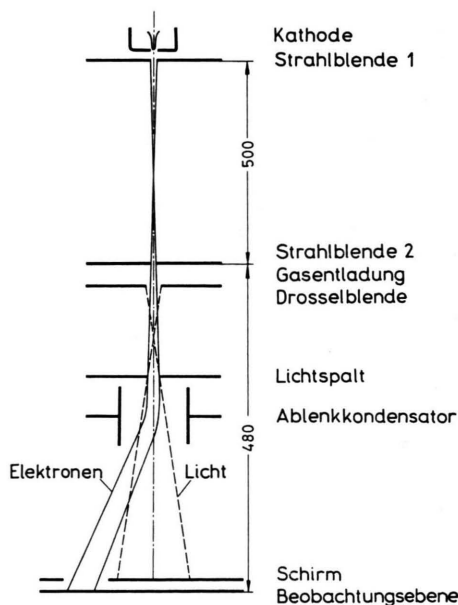


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Sonderdruckanforderungen an I. Physikalisches Institut der Technischen Universität, D-1000 Berlin 12, Straße des 17. Juni 135.

<sup>1</sup> H. BOERSCH, Z. Physik **130**, 513, 517 [1951].

<sup>2</sup> H. BOERSCH, Z. Physik **116**, 469 [1940].

<sup>3</sup> H.-J. BEIER, Z. Angew. Physik **23**, 344 [1967].

<sup>4</sup> M. A. TUVE, O. DAHL u. L. R. HAFSTAD, Phys. Rev. **48**, 241 [1935].

<sup>5</sup> G. A. VOSS, Dissertation, I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin 1955.



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.

Im Entladungsrohr (Abb. 2) aus Aluminium nimmt die Rohrwandung die Wasserkühlung und zwei Drähte für die symmetrische Rückführung des Anodenstromes auf. Durch diese Art der Rückführung kann das resultierende Magnetfeld in erträglichen Grenzen gehalten werden. Die Gasentladung brennt innerhalb der zentralen Kapillare von 3,5 mm Durchmesser. Zum Ausgleich der Pumpwirkung der Entladung ist zwischen Anoden- und Kathodenraum eine Umwegleitung angebracht.

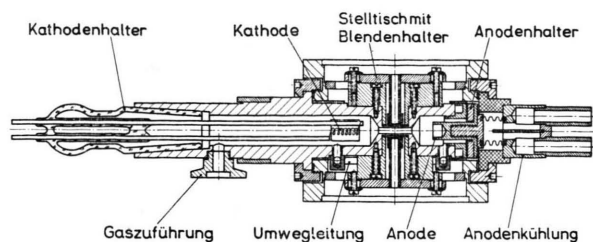


Abb. 2. Schnitt durch das Entladungsrohr.

In der Mitte der Kapillare tritt der Elektronenstrahl senkrecht zur Entladungsstromrichtung durch die Gasentladung. Die Blendenhalter nehmen die Strahlblende 2 und die Drosselblende auf. Ihre Stelltsche gleiten auf Dichtungsflächen. Die Stromversorgung der Gasentladung erfolgt mit Gleichstrom. Der Entladungsstrom  $i_B$  wird durch Vorwiderstände geregelt. Parallel zur Entladung liegt ein 1 k $\Omega$ -Potentiometer, dessen Mittelabgriff auf dem Potential des Entladungsrohrs liegt. Das Potentiometer wird so eingeregelt, daß der über den Mittelabgriff fließende Strom minimal (um 80 mA) wird. Zur Messung des Gasdrucks im Kathodenraum dient ein geeichtes Pirani-Manometer. Der Druck im Entladungsrohr wird dadurch festgelegt, daß bei festem Entladungsstrom die durch Plasmaschwingungen hervorgerufene Wechselspannung zwischen Anode und Wandung des Entladungsrohrs möglichst klein gemacht wird (0,3–0,7 V). Die Linienwirkung der Gasentladung auf die Strahlelektronen, die durch Variation des Abstandes zwischen Strahlblende 2 und Drosselblende geändert werden kann, wird zur Fokussierung des Elektronenstrahls in die Beobachtungsebene ausgenutzt.

Damit das von der Gasentladung durch die untere Drosselblende emittierte Licht die Messung nicht stört, werden Licht- und Elektronenstrahlen durch einen Ablenkcondensator voneinander getrennt (Abb. 1). Das Elektronenstreudiagramm wird mit einem Photometer und angeschlossenem Transparenz-Intensitäts-Konverter<sup>6</sup> ausgewertet.

## II. Meßergebnisse

### a) Streuung an Argon

In den hier untersuchten Gasentladungsplasmen kommen nur Ionisationsgrade bis zu 2% vor. Der

<sup>6</sup> W. STICKEL, Ein Transparenz-Intensitäts-Konverter (unveröffentlicht).

größte Teil der Streupartner besteht also aus neutralen Atomen. Im Bereich größerer Streuwinkel bestimmt dieser Neutralgasanteil die Intensität im Streudiagramm. Auch bei mittleren Streuwinkeln liefert er noch einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag. Die Kenntnis der Streuung am Argonatom ist daher für die Auswertung der Streudiagramme unerlässlich. Aus diesem Grund wurde die Streuung an Argon unter den gleichen Bedingungen wie die Streuung an den Gasentladungen untersucht ( $p = 0,1$  Torr, Streukammerlänge 8 mm, gegeben durch Abstand zwischen Stahlblende 2 und Drosselblende). Im Anschluß an diese Messung wurde die Streukammer evakuiert und mit gleichem Strahlstrom und gleicher Justierung der apparative Streuuntergrund, bedingt durch Streuung an den Blendenrändern und dem Restgas, aufgenommen.

Abbildung 3 zeigt einen Ausschnitt aus diesen beiden Streuverteilungen in einem Streuwinkelbereich bis zu  $1,5 \cdot 10^{-3}$  rad. Die Differenz zwischen diesen beiden Meßkurven ergibt die korrigierte Winkelverteilung der Elektronenstreuung an Argon. Die entsprechenden Meßpunkte sind in Abb. 5 eingetragen.

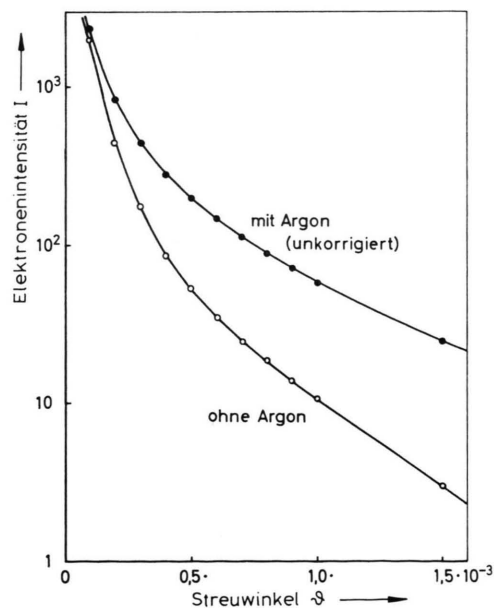


Abb. 3. Unkorrigierte Streuverteilung an Argon bei 0,1 Torr und apparativer Streuuntergrund, Primärelektronenenergie 25 keV.

### b) Streuung an der Argon-Gasentladung

Die Elektronenstreuung am Argon-Plasma wurde im Winkelbereich zwischen einigen  $10^{-5}$  rad und  $2 \cdot 10^{-2}$  rad gemessen. In diesem Winkelbereich tre-

ten Intensitätsunterschiede bis zu neun Größenordnungen auf. Abbildung 4 zeigt den Verlauf der Streuintensität der am Plasma gestreuten Elektronen. Zum Vergleich sind die Meßergebnisse für die Streuung am Argongas bei gleichem Druck eingezeichnet. Bei großen Streuwinkeln ist die Streuintensität am Plasma geringer als die am neutralen Argon. Sie steigt zu kleineren Streuwinkeln hin steil an und übertrifft bei sehr kleinen Winkeln die Streuung am Neutralgas um Größenordnungen.

Der intensive und scharf begrenzte Primärstrahl, der bei der Streuung am Neutralgas unverändert erhalten bleibt und in Abb. 4 mit der Ordinate nahezu zusammenfällt, verschwindet bei der Streuung am Plasma vollständig. Die Winkelhalbwidthbreite der Kleinwinkel-Streuverteilung nimmt zu, wenn der Entladungsstrom vergrößert wird.

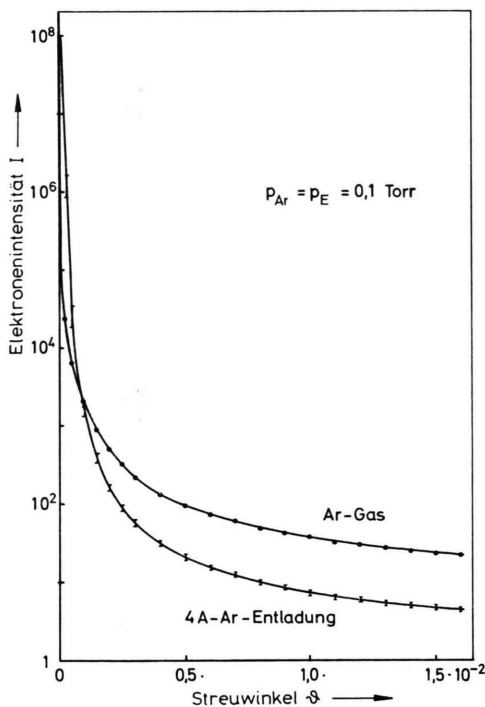


Abb. 4. Unkorrigierte Streuverteilung an Argon bei 0,1 Torr, mit und ohne Entladung.

Die immense Zunahme der Streuintensität bei kleinsten Streuwinkeln für das Plasma kommt durch die Streuung an den freien Ladungsträgern zustande.

Diese Streuung wird in den nachfolgenden Abschnitten noch eingehend diskutiert.

Die Differenz zwischen den beiden Streukurven in Abb. 4 bei größeren Streuwinkeln wird darauf zurückgeführt, daß sich bei eingeschalteter Gasentladung eine erhöhte Temperatur des Neutralgasanteils einstellt und seine Dichte damit abnimmt. Bei der 4 A-Entladung nimmt die Neutralgasdichte um den Faktor 0,2 gegenüber der Messung am kalten Neutralgas ab.

### III. Deutung der Meßergebnisse, Vergleich mit der Theorie und Diskussion

#### a) Elastische und unelastische Elektronenstreuung an neutralen Argonatomen

Die gemessene Streuverteilung am Neutralgas ist die Summe aus der elastischen und der unelastischen Streuung am Argonatom. Die Daten für den elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitt von Argon sind den Tabellen von IBERS<sup>7</sup> entnommen und in die Abb. 5 eingetragen.

Zur Berechnung des totalen unelastischen differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Streuung von Elektronen an Atomen wird die Näherung von BURGE und SMITH<sup>8</sup> herangezogen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4 \langle r^2 \rangle}{3 a_H^2 q^2} - \frac{\langle r^2 \rangle^2}{9 Z a_H^2} \quad (1)$$

Darin bedeutet  $\langle r^2 \rangle$  der mittlere quadratische Radius der Elektronenwolke des streuenden Atoms. Hierfür wurde der von CHIPMAN und JENNINGS<sup>9</sup> für das Argonatom berechnete und gemessene Wert  $\langle r^2 \rangle = 26,0 a_H^2$  eingesetzt. Ferner ist  $Z$  die Ordnungszahl und  $a_H$  der Bohrsche Radius.

Für die unelastische Streuung im Bereich kleiner Streuwinkel ist der Betrag des Stoßvektors  $q$  gegeben durch

$$q = q_0 \sqrt{\vartheta^2 + (\bar{E}/2 E_0)^2} \quad (2)$$

$q_0$  ist die Wellenzahl der einfallenden Elektronen,  $\bar{E}$  der mittlere Energieverlust der Elektronen und  $E_0$  die Primärelektronenenergie.

BURGE und SMITH<sup>8</sup> nehmen KOPPE<sup>10</sup> und LENZ<sup>11</sup> folgend für den mittleren Energieverlust die halbe Ionisierungsenergie des gestoßenen Atoms an,

<sup>7</sup> J. A. IBERS, International Tables for X-Ray Crystallography, Vol. III, Kinoch-Press, Birmingham 1962.

<sup>8</sup> R. E. BURGE u. G. H. SMITH, Proc. Phys. Soc. London **79**, 673 [1962].

<sup>9</sup> D. R. CHIPMAN u. L. D. JENNINGS, Phys. Rev. **132**, 728 [1963].

<sup>10</sup> H. KOPPE, Z. Physik **124**, 658 [1947].

<sup>11</sup> F. LENZ, Z. Naturforsch. **9 a**, 185 [1954].

$\bar{E} = E_i/2$ . Eine Betrachtung des von SCHMORANZER<sup>12</sup> gemessenen Energieverlustspektrums von Argon zeigt jedoch, daß sogar der kleinste im Energieverlustspektrum vorkommende Energieverlust bei 11,62 eV energetisch höher als die halbe Ionisationsenergie  $E_i/2 = 7,38$  eV liegt. Die Berücksichtigung des Ionisationskontinuums und der höherenergetischen Energieverlustserien macht einen mittleren Energieverlust von der Größe der Ionisationsenergie  $\bar{E} = E_i$  wahrscheinlicher.

Abbildung 5 zeigt die so erhaltenen theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von 25 keV-Elektronen an Argon. Mit  $\bar{E} = E_i$  sind die Meßwerte mit den theoretischen Werten nach Gl. (1) in vorzüglicher Übereinstimmung. Weiter folgt aus Abb. 5, daß in dem experimentell untersuchten Streuwinkelbereich  $\vartheta \leq 2 \cdot 10^{-2}$  rad die Streuintensität im wesentlichen durch den unelastischen Streuanteil bestimmt ist.

#### b) Elektronenstreuung an $\text{Ar}^+$ -Ionen

Das Potentialfeld eines einfach positiv geladenen Ions unterscheidet sich vom Potentialfeld eines Atoms dadurch, daß beim Ion nur ein Teil der positiven Kernladung durch die Elektronenhülle abgeschirmt wird. Die Streuung von schnellen Elektronen an Ionen ist kürzlich von PEIXOTO<sup>13</sup> diskutiert worden. In genügender Entfernung von der Elektronenhülle sollte das Feld des Ions dem einer positiven Elementarladung entsprechen. Für den in der vorliegenden Arbeit interessierenden Winkelbereich wurde angenommen, daß die Streuung am Argonion als Superposition der Streuung am Atom und der Streuung an einer einfach positiv geladenen Punktladung aufgefaßt werden kann. Damit ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung an einem einfach geladenen Ion im Bereich kleiner Streuwinkel einfach durch die Rutherford'sche Streuformel gegeben und unterscheidet sich nur unwesentlich von der Streuung am freien Elektron (vgl. Abschnitt c).

Nach BURGE und SMITH<sup>8</sup> wird der totale unelastische differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung am Ion im Bereich kleiner Streuwinkel nur wenig von demjenigen für die Streuung am Atom abweichen. Allerdings liegt der totale differentielle

unelastische Wirkungsquerschnitt infolge des größeren mittleren Energieverlustes  $\bar{E}$  bei kleinsten Streuwinkeln unter dem des Atoms. Das spielt jedoch keine Rolle, denn in diesem Streuwinkelbereich ist die Gesamtstreuung am Ion ausschließlich durch Rutherford-Streuung bestimmt.

#### c) Elektronenstreuung an freien Elektronen

Die Streuung der Strahlelektronen an den freien Elektronen in der Gasentladung erfolgt im ganzen interessierenden Streuwinkelbereich am un abgeschirmten Coulomb-Potential des freien Elektrons. Für sie gilt die Rutherford'sche Streuformel

$$d\sigma/d\Omega = 4/(a_H^2 q^4). \quad (3)$$

Die theoretische Elektronenstreuintensität nach Gl. (3) durch Streuung an freien Elektronen und Argonionen ist für den Ionisationsgrad<sup>13a</sup> von 1,6% als

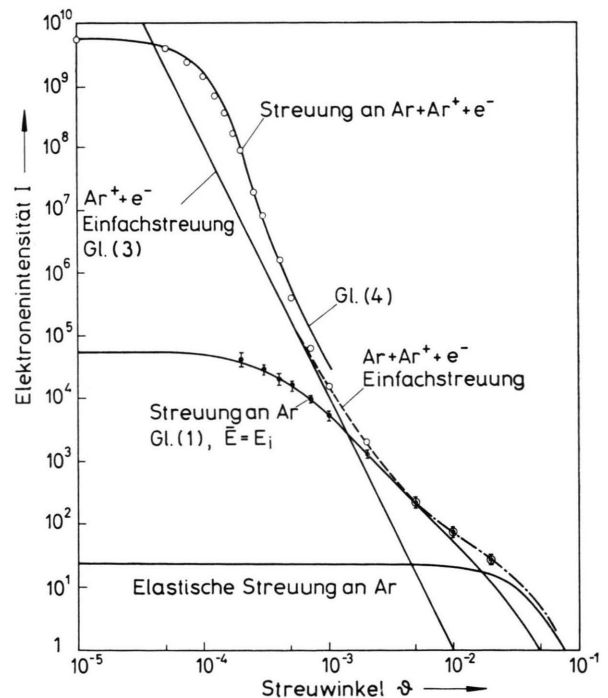


Abb. 5. Streuung von 25 keV-Elektronen an Argon und an einer 4 A-Argon-Entladung bei gleicher Dichte der Argon-Atome. Vergleich der gemessenen Streuverteilung mit der Theorie. Die Meßwerte wurden bei  $\vartheta = 1 \cdot 10^{-3}$  rad an die theoretische Kurve Gl. (1) angepaßt. Der Berechnung der Einfachstreuung an  $\text{Ar}^+ + e^-$  wurde ein Ionisationsgrad von 1,6% zugrunde gelegt. Die theoretische Mehr- und Vielfachstreuverteilung nach Gl. (4) wurde so normiert, daß bei  $\vartheta = 1 \cdot 10^{-5}$  rad Übereinstimmung mit dem Experiment besteht.

<sup>12</sup> H. SCHMORANZER, siehe R. NICOLAI, Z. Physik **228**, 16 [1969].

<sup>13</sup> E. M. A. PEIXOTO, Phys. Rev. **177**, 204 [1969].

<sup>13a</sup> Der Ionisationsgrad von 1,6% wurde so bestimmt, daß im Gebiet der Einfachstreuung (Abb. 5) Übereinstimmung mit den Meßwerten besteht.



Gerade mit der Steigung  $-4$  in die doppeltlogarithmische Darstellung Abb. 5 eingetragen. Während der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung am Atom für verschwindenden Streuwinkel wegen der Abschirmung der Kernladung durch die Elektronenwolke einem endlichen Wert zustrebt, wachsen die elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung am Ion und am Elektron mit abnehmenden Streuwinkeln proportional zu  $\vartheta^{-4}$  zu sehr großen Werten an. Das bedeutet, daß unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen bei sehr kleinen Streuwinkeln Vielfachstreuung in der Gasentladung vorliegen wird.

#### d) Mehr- und Vielfachstreuung an Elektronen und Ionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den individuellen Streuprozess beschreibt eine Streuverteilung nur solange richtig, wie der Anteil der gestreuten Intensität klein gegen die Primärstrahlintensität ist. Bei der Streuung schneller Elektronen an den freien Ionen und Elektronen in einem Gasentladungsplasma ist infolge des starken Anwachsens des Rutherford'schen Streuquerschnitts zu kleinen Winkeln hin immer ein Streuwinkelbereich vorhanden, in dem die Streuverteilung durch die Vielfachstreuung bestimmt ist.

Die Mehr- und Vielfachstreuung geladener Teilchen ist von MOLIERE<sup>14</sup> theoretisch behandelt worden. Die Rechnung ist vom Autor für die Streuung an neutralen Atomen durchgeführt worden. Sie läßt sich jedoch auch vereinfacht für die Streuung von Elektronen an freien Ladungsträgern verwenden.

Die Streuverteilungsfunktion, die den gesamten Streubereich von der Vielfachstreuung bis zur Einfachstreuung beschreibt, lautet

$$f(\delta) = 2 e^{-\delta^2} + \frac{1}{B} f^{(1)}(\delta) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\delta) + \dots \quad (4)$$

mit

$$\delta = \vartheta / (\vartheta_2 \sqrt{B}) \quad (4a)$$

Die Funktionen  $f^{(1)}(\delta)$  und  $f^{(2)}(\delta)$  sind bis zum Argument  $\delta = 4$  tabuliert<sup>14</sup>. Für größere Argumente werden Näherungsformeln angegeben.

Die Abhängigkeit der Größe  $B$  ( $\vartheta_2^2/\vartheta_1^2$ ) von den beiden charakteristischen Winkeln  $\vartheta_1$  und  $\vartheta_2$  kann einer Tabelle<sup>14</sup> entnommen werden. Der Winkel  $\vartheta_2$

ist für die Rutherford-Streuung definiert durch

$$\vartheta_2^2 = \frac{e^4 \pi (N_e + N_i) x}{E_0^2} \quad (5)$$

mit der Elektronen- und Ionendichte  $N_e$ ,  $N_i$ , und der Schichtdicke  $x$ . Der zweite Winkel  $\vartheta_1$ , der Abschirmwinkel, wird bei der Streuung am neutralen Atom durch einen mittleren Atomradius ausgedrückt. Für die Streuung an den freien Ladungsträgern in einer Gasentladung läßt sich  $\vartheta_1$  so nicht festlegen.  $\vartheta_1$  kann jedoch aus dem mittleren Abstand der freien Ladungsträger, aus dem Debyeschen Radius der ein Ion umgebenden Raumladungswolke, oder aus einer ähnlichen Größe<sup>15</sup> für die Streuung an freien Elektronen ermittelt werden. Da sich die experimentellen Ergebnisse am besten mit dem mittleren Abstand der freien Ladungsträger beschreiben lassen, wird hier gewählt

$$\vartheta_1^2 = \frac{e^4 (N_e + N_i)^{2/3}}{E_0^2} \quad (6)$$

Im Bereich sehr kleiner Streuwinkel kann die Streuverteilung (4) durch eine Gauß-Verteilung angenähert werden. Die Halbwertsbreite  $2\Phi$  der Streuverteilung folgt dann unter Verwendung der Näherung<sup>16</sup> zu

$$2\Phi = 1,67 \vartheta_2 \sqrt{B - 1,2} \quad (7)$$

Nach Gl. (7) ist die Winkel-Halbwertsbreite  $2\Phi$  der Vielfachstreuverteilung eine komplizierte Funktion der Dichte der freien Ladungsträger  $N_e + N_i$ , weil diese sowohl unmittelbar in Gl. (7) durch  $\vartheta_2$  nach Gl. (5), als auch in die Funktion  $B(\vartheta_2^2/\vartheta_1^2)$  eingeht. Abbildung 6 zeigt den berechneten Verlauf

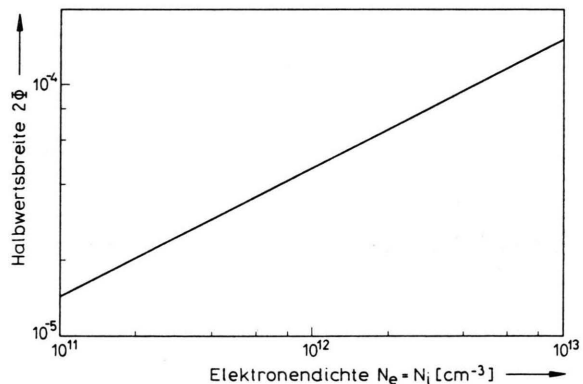


Abb. 6. Theoretische Abhängigkeit der Halbwertsbreite  $2\Phi$  der Vielfachstreuung von der Ladungsdichte  $N_e = N_i$  nach Gl. (7).

<sup>14</sup> G. MOLIERE, Z. Naturforsch. **3a**, 78 [1948].

<sup>15</sup> M. J. DRUYVESTEIN, Physica **5**, 561 [1938].

<sup>16</sup> A. O. HANSON, L. H. LANZL, E. M. LYMAN u. M. B. SCOTT, Phys. Rev. **84**, 634 [1951].

der Halbwertsbreite  $2\Phi$  als Funktion der Ladungsträgerdichte  $N_e + N_i$ . Man erkennt, daß für den relativen Verlauf innerhalb des Bereiches der Abb. 6 die lineare Abhängigkeit von  $\vartheta_2^2$  von der Dichte vorherrschend ist. Um allerdings von der Halbwertsbreite  $2\Phi$  auf den Absolutwert der Dichte schließen zu können, muß die vollständige Gl. (7) berücksichtigt werden.

### e) Diskussion der Meßergebnisse

In Abb. 5 sind die experimentellen und die theoretischen Ergebnisse für die Streuung von Elektronen an Argon und an einer Argonentladung miteinander verglichen.

Für die Streuung an Argon zeigt sich im gesamten untersuchten Streuwinkelbereich  $2 \cdot 10^{-4} \leq \vartheta \leq 2 \cdot 10^{-2}$  rad beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, wenn für den mittleren Energieverlust  $\bar{E}$  die Ionisierungsenergie  $E_i$  des Argonatoms eingesetzt wird. Die Meßwerte wurden bei  $\vartheta = 1 \cdot 10^{-3}$  rad an die theoretische Kurve angepaßt.

Bei eingeschalteter Gasentladung tritt für Streuwinkel  $\vartheta > 5 \cdot 10^{-3}$  keine Veränderung der relativen Streuverteilung auf, auch bei eingeschalteter Gasentladung ist in diesem Bereich die Streuung an den Argonatomen maßgebend. Erst bei  $\vartheta \leq 5 \cdot 10^{-3}$  werden bei dem speziellen Ionisierungsgrad von 1,6% Abweichungen durch die Elektronenstreuung an den freien Ladungsträgern beobachtet. Nach einem Zwischenbereich sollte in der doppeltlogarithmischen Darstellung der Abb. 5 bei kleinen Winkeln die Streuintensitätsverteilung in eine Gerade übergehen (Rutherford-Streuung). Tatsächlich wird jedoch eine vom Rutherfordschen Streugesetz abweichende Streuverteilung gefunden, die durch Mehrfach- und Vielfachstreuung zustande kommt. Die in Abb. 5 eingetragene theoretische Streuverteilung für Mehrfach- und Vielfachstreuung nach Gl. (4) wurde mit dem aus Einzelstreuung bestimmten Wert für die Elektronendichte  $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  berechnet und bei  $\vartheta = 1 \cdot 10^{-5}$  auf die gemessene Streuintensität normiert. Über einen Bereich von etwa 5 Größenordnungen der Streuintensität herrscht Übereinstimmung zwischen der gemessenen Streuverteilung und der Theorie Gl. (4). Erst im Übergangsbereich zur Einfachstreuung werden Abweichungen bis zu einem Faktor 2,7 beobachtet, und zwar liegt bei der Art der hier durchgeführten Normierung die theoretische Kurve über der Meßkurve. Diese Abweichung liegt außerhalb der Meßfehler.

Eine Ursache für diese Abweichungen kann sein, daß in diesem Streuwinkelbereich in der Theorie nicht nur die Streuung an den freien Ladungsträgern, sondern auch alle anderen möglichen Streuprozesse an den in dem Gasentladungsplasma vorhandenen Stoßpartnern berücksichtigt werden müssen.

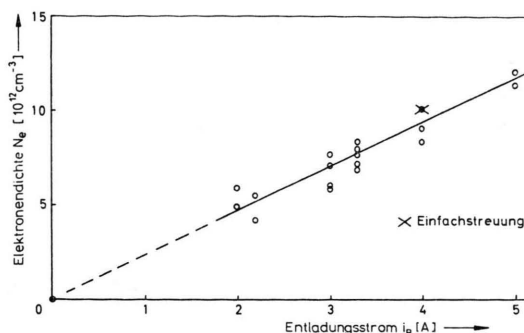


Abb. 7. Abhängigkeit der aus der Vielfachstreuung bestimmten Elektronendichte  $N_e$  von der Entladungsstromstärke  $I_B$ . Der Meßwert  $\times$  wurde aus der Einzelstreuung an den freien Ladungsträgern bestimmt.

Nach der Theorie in Abschnitt d) und Abb. 6 ist die Winkel-Halbwertsbreite  $2\Phi$  der Vielfachstreuverteilung eine Funktion der Dichte der freien Ladungsträger im Plasma. Abbildung 7 zeigt die Abhängigkeit der Elektronendichte  $N_e$ , wie sie sich aus den gemessenen Halbwertsbreiten  $2\Phi$  ergibt, als Funktion des Entladungsstromes  $I_B$ . Die Streuung der Meßpunkte ist ein Maß für die Meßgenauigkeit und für die Reproduzierbarkeit der Methode. Für die 4 A-Entladung wurde als weiterer Meßwert ( $\times$  in Abb. 7) eine aus der Intensität der Einfachstreuung an Ladungsträgern in Abb. 5 ermittelte Elektronendichte in das Diagramm aufgenommen. Abbildung 7 gibt die lineare Zunahme der Elektronen- und Ionendichte in der Gasentladung mit der Entladungsstromstärke wieder.

### IV. Schlußbemerkung

Es ist also gezeigt worden, daß durch einfache Streuexperimente Ionen- und Elektronendichten in Gasentladungsplasmen nach zwei voneinander unabhängigen Verfahren bestimmt werden können:

1. aus der Halbwertsbreite der Vielfachstreuverteilung bei sehr kleinen Streuwinkeln  $\vartheta \leq 2 \cdot 10^{-4}$  rad und
2. aus der Einfachstreuung im leichter zugänglichen Streuwinkelbereich von einigen  $10^{-3}$  rad.

Hierzu ist die Bestimmung der Neutralgasdichte notwendig, die sich aus der Streuintensität im Winkelbereich oberhalb  $10^{-2}$  rad ermitteln läßt.

Beide Verfahren zur Bestimmung von Ladungsträgerdichten in Gasentladungsplasmen beruhen auf der Rutherford-Streuung an freien Ionen und Elek-

tronen, die zu starken Abweichungen der Streuverteilung am Plasma von der am Neutralgas im Bereich der Kleinwinkelstreuung führt.

Diese Arbeit wurde durch ein Stipendium aus ERP-Mitteln in dankenswerter Weise gefördert.

## Experimentelle Untersuchung der Ausheilprozesse von Strahlenschäden, die durch 14 MeV-Neutronen bei 77 °K in Germanium entstehen

DIETER WOLF

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel  
Kiel, Olshausenstraße 40—60

(Z. Naturforsch. 25 a, 1417—1427 [1970]; eingegangen am 19. Mai 1970)

### *Investigation of the annealing processes in germanium irradiated at 77 °K with 14 MeV neutrons*

n- und p-type Germanium at 77 °K has been irradiated by 14 MeV-neutrons and subsequently annealed. The results are compared with those obtained from reactor irradiated materials.

The observed changes of Hall-constant and electrical resistivity of n- and p-type Ge can be described by the disordered regions model.

In p-Ge the disordered regions decay by isochronal annealing between 77 °K and 230 °K. This process is superposed by the process of the creating and the decay of a type of defect that has also been observed after electron irradiation.

After reactor-neutrons irradiation n-Ge shows a reverse annealing between 100 °K and 150 °K. In this temperature interval no steady state annealing effects have been observed after 14 MeV-neutrons. It is suggested that during each annealing stage vacancies diffuse out of the defect zones and are trapped by small defect clusters in reactor irradiated n-Ge. In 14 MeV irradiated material nearly no such small clusters are present, so the vacancies diffuse until they are retrapped by the disordered regions. The process of back diffusion can be measured. It obeys an exponential law. Between 150 °K and 230 °K after either type of irradiation a reverse annealing takes place. It is suggested that in this annealing interval the defects of the disordered regions become divacancies.

### 1. Einleitung

Da ein atomistisches Modell für ein Verständnis der in Halbleitern durch radioaktive Strahlung erzeugten Dauerschäden erst in der Bildung begriffen ist, muß auf experimentellem Wege eine möglichst umfangreiche Sammlung von Fakten über die makroskopischen Verhaltensweisen der bestrahlten Materialien erarbeitet werden. Dabei tritt die Frage auf, in welcher Art sich neutroneninduzierte Defekte durch Temperatureinflüsse verändern und inwiefern Neutronen unterschiedlicher Energiespektren unterschiedliche Defekte erzeugen.

In diesem Zusammenhang wurde Germanium vom n- und vom p-Leitungstyp bei 77 °K mit monoenergetischen 14-MeV-Neutronen bestrahlt und die Änderungen von Hall-Konstante und elektrischem

Widerstand gemessen. Im Anschluß an die Bestrahlung wurden die Proben isochron in 10 °K- bis 50 °K-Stufen bis zu einer Maximaltemperatur von ca. 400 °K getempert. Die Ergebnisse wurden mit früher durchgeführten Messungen<sup>1,2</sup> an reaktorbestrahltem Material verglichen.

### 2. Experimentelle Einrichtungen und Methoden

#### 2.1. Proben

Aus Kristallstücken, die nach Szochalsky in Wasserstoffatmosphäre aus Graphit-Tiegeln gezogen waren, wurden mit einer Diamant-Bronzescheibe Quader von ca.  $2 \times 2 \times 20$  mm<sup>3</sup> geschnitten. Nach Ätzung in CP 4 wurden an die Proben bei 400 °C Kontakte für Potential- und Hall-Effekt-Messungen legiert<sup>1,2</sup>. Die n-Proben waren mit Antimon und die p-Proben mit Gallium dotiert. Die Zahl der Versetzungslinien (Ätzgruben-

Sonderdruckanforderungen an Dr. D. WOLF, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel, Außenstelle Stohl, D-2300 Kiel, Olshausenstraße 40/60.

<sup>1</sup> D. WOLF, Diplomarbeit, Kiel 1965.

<sup>2</sup> G. LAUTZ u. D. WOLF, Atomkernenergie 11, 457 [1966].