Mitteilungen des Institutes für Radiumforschung Nr. 443

Ionisationsmessungen in Helium und Neon

Von

Anna Eschner

(Mit 3 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 19. Juni 1941)

Durchsetzt ein α -Teilchen einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit ein Gasvolumen, so gibt es Energie ab und seine Bewegung wird langsamer. Die Bremsung der α -Strahlen in Gasen beruht auf dem Energieverlust der α -Strahlen durch unelastische Stöße mit den Gasatomen, bzw. -molekülen. Die Folgen dieser unelastischen Stöße können Ionisation, Anregung und Dissoziation sein.

Man wird also, wenn man Ionisationsmessungen ausführt, nicht die ganze Energie der Partikeln in Form von potentieller Energie der erzeugten Ionen wiederfinden, da ein Teil der Energie auf Anregung und Dissoziation verbraucht wird, der bei dieser Messung nicht erfaßt werden kann. Es gibt nun zwei Energiewerte, die bei Untersuchung eines Gases von Interesse sind: Erstens das Ionisationspotential des Gases, d. i. die zur Erzeugung eines Ionenpaares notwendige Energie, und zweitens der mittlere Energieaufwand pro erzeugtem Ionenpaar, d. i. die von einer α -Partikel durchschnittlich zur Erzeugung eines Ionenpaares aufgewendete Energie, die infolge des darin miteingerechneten Energieaufwandes für Anregung und Dissoziation größer ist als die allein zur Ionisation notwendige Energie.

Der Unterschied dieser beiden Energiebeträge ist bei den einzelnen Gasen verschieden. Daß er bei den Edelgasen verhältnismäßig kleiner sein muß, ist klar, da bei den Edelgasen der Energieverbrauch auf Dissoziation wegfällt. R. Naidu (1) hat die Ionisation in Edelgasen untersucht und aus seinen Messungen gefolgert, daß der Energieverlust, d. h. der für andere Vorgänge im Gas als für Ionisation aufgewendete Energiebetrag, bei Helium und Neon praktisch null ist. Er stützt sich dabei auf die Tatsache, daß für die von ihm gefundenen Werte für die Gesamtionisation das Verhältnis der Gesamtionisation von Helium und Neon gleich ist dem reziproken Verhältnis der Ionisationspotentiale der beiden Gase. Naid u erwähnt nur einen ganz geringen Energieverlust, der natürlich schon vorhanden ist, hervorgerufen durch δ -Strahlen mit zu geringer Energie, um weiter ionisieren zu können (1 b).

Naidu stellt dazu die Gleichung

$$\frac{A_{Ne}}{A_{He}} = \frac{783 \cdot 6}{688 \cdot 2} = \frac{V_{He}}{V_{Ne}} = \frac{24 \cdot 46}{21 \cdot 50} = 1 \cdot 138$$

auf, in der A_x die Gesamtionisation in dem betreffenden Gas, V_x sein Ionisationspotential bedeuten.

Auf Grund dieser Annahme berechnet er die Energieverluste in den anderen Gasen und verwendet dazu Helium als Bezugsgas, z. B. für Argon:

$$\frac{V_{He}}{V_A} = \frac{24 \cdot 46}{15 \cdot 70} = 1 \cdot 560$$
$$\frac{A_A}{A_{He}} = \frac{871 \cdot 1}{688 \cdot 2} = 1 \cdot 265$$
$$\frac{1 \cdot 265}{1 \cdot 560} = 81 \cdot 1\%.$$

19% der aufgewendeten Energie gehen also durch Anregung verloren.

Auf diese Weise läßt sich der Energieverlust nur dann berechnen, wenn man wirklich ein Bezugsgas hat, in dem alle Energie der α -Partikeln auf Ionisation aufgewendet wird. Aus der von Naidu aufgestellten Gleichung läßt sich aber nicht so ohne weiteres folgern, daß der Energieverlust in Helium null ist. Diese Gleichung bleibt auch erfüllt, wenn wohl in den beiden Edelgasen Helium und Neon Energie verlorengeht, sobald der Verlust nur prozentuell gleich ist. Es sind dann eben A_{He} und A_{Ne} beide im gleichen Verhältnis kleiner als die Werte, die sich bei voller Ausnutzung der Energie für Ionisation ergeben würden, das Verhältnis der beiden Werte zueinander bleibt dabei ungeändert.

Aus den inzwischen genau bestimmten Daten für Luft läßt sich für dieses Gas der Energieaufwand pro Ionenpaar E_{Luft} berechnen und daraus sind die Werte E_x für die anderen Gase abzuleiten. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung von Ionisationspotential, Energieaufwand pro Ionenpaar, Gesamtionisation bezogen auf Luft und Energieverlust für verschiedene Gase.

	V_x in eV	E_x in eV	$\frac{A_x}{A_{\text{Luft}}}$	Energieverlust in %
$\begin{array}{c} H_2 \dots \dots \\ N_2 \dots \dots \\ O_2 \dots \dots \\ Luft \dots \\ He \dots \\ Ne \dots \\ A \dots \\ Kr \dots \\ X \dots \\ X \dots \end{array}$	$ \begin{array}{r} 15 \cdot 4 \\ 15 \cdot 8 \\ 12 \cdot 5 \\ 15 \cdot 1 \\ 24 \cdot 5 \\ 21 \cdot 5 \\ 15 \cdot 7 \\ 13 \cdot 9 \\ 12 \cdot 1 \end{array} $	$36 \cdot 2 37 \cdot 2 33 \cdot 2 35 \cdot 8 31 \cdot 2 27 \cdot 4 24 \cdot 7 24 \cdot 7 25 \cdot 6$	$\begin{array}{c} 0.989 & (2) \\ 0.962 & (2) \\ 1.08 & (3) \\ 1.000 \\ 1.146 & (1) \\ 1.304 & (1) \\ 1.45 & (1) \\ 1.45 & (1) \\ 1.45 & (1) \\ 1.40 & (1) \end{array}$	$5758625821 \cdot 521 \cdot 5364453$

Tabelle 1.

Als Werte für das Ionisationspotential der verschiedenen Gase wurden diejenigen eingesetzt, die A. v. Engel und M. Steenbeck (4) aus den physikalisch-chemischen Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen haben. Das Ionisationspotential von Luft wurde aus den Potentialen von O_2 und N_2 durch $\frac{4}{5}N_2 + \frac{1}{5}O_2$ berechnet, wie es R. Naidu angibt. Naidu benutzte aber andere Ionisationspotentiale, die er aus den Tabellen von M. Laporte,¹ entnommen hat. K. Schmieder (5) nimmt in seiner Arbeit die gleichen Ionisationspotentiale für Stickstoff und

Sauerstoff an, setzt aber für Luft den von P. Lenard² gefundenen Energiebetrag von $11 \cdot 0 eV$ ein. Es ist selbstverständlich nicht möglich, daß das Ionisationspotential von Luft, also eines Gasgemisches, kleiner ist als die Potentiale ihrer Bestandteile.

Der Energieaufwand pro Ionenpaar in Luft wurde berechnet aus dem von M. St. Livingston und H. A. Bethe (6) angegebenen Wert für die Energie einer α -Partikel von Polonium von 5·303 *MeV* und aus der Zahl der von einer α -Partikel auf ihrem Weg durch Luft erzeugten Ionenpaare, die von E. Schachinger (2) zu 148.200 angegeben wurde. Die Werte für die übrigen Gase ergeben sich aus den Werten für die Gesamtionisation bezogen auf Luft, die den in Klammer angeführten Literaturstellen entnommen sind.

Da es, wie man aus dem Vergleich der Werte für Ionisationspotential und Energieaufwand pro Ionenpaar sieht, kein Gas

¹ M. Laporte, Les Phénomènes Elémentaires de la Décharge Electrique dans les Gaz. Conférences-Repports, Bd. 22, S. 163.

² P. Lenard, Ann. d. Phys. 4, 8, 194 (1902).

mit dem Energieverlust null gibt, konnte dieser nicht auf die von Naidu angegebene Weise direkt aus der Gesamtionisation berechnet werden, sondern auf dem Umweg über die Potentiale.

Der zur Ionisation aufgewendete Bruchteil der Energie ist

$$I_x = \frac{V_x}{E_x},$$

z. B. für Helium

$$I_{He} = \frac{24 \cdot 5}{31 \cdot 2} = 78 \cdot 5\%.$$

Der Energieverlust in Helium ist daher 21.5%. Wie man aus der Tabelle entnehmen kann, ist der Energieverlust in Neon. wie erwartet, gleich groß.

Naidu findet auf Grund seiner Berechnungen einen Energieverlust in Luft von 49%, die hier angestellten Berechnungen aber ergeben als Resultat 58%. Unter Verwendung des von Naidu eingesetzten Ionisationspotentiales von Luft von 14.3 eV ergäbe sich der Energieverlust sogar zu 60%.

Wir müssen also als gesichert annehmen, daß auch in Helium und Neon Energie verlorengeht. Es wäre nun wünschenswert, eine Erklärung dafür zu finden, warum der Verlust so klein ist.

Da die Dissoziationsarbeit pro Molekül 10 eV nicht übersteigt, in den meisten Fällen sogar kleiner ist, kann der Unterschied nicht nur auf dem Wegfallen dieses Energieaufwandes beruhen. Diese Energie wird auch bei den schweren Edelgasen nicht verbraucht und trotzdem ist ihr Energieverlust groß.

In der vorliegenden Arbeit wurde nun ein weiterer Versuch unternommen, diese Frage zu klären. Die Voraussetzung hiezu war folgende:

Treffen positive Ionen auf ein Metall auf, so können sie aus diesem Elektronen befreien. In dem Buch von A. v. Engel und M. Steenbeck (l. c.) ist diese Erzeugung von Elektronen ausführlich behandelt. Die Anzahl der befreiten Elektronen hängt ab von der Art der auftreffenden Ionen, ihrer Geschwindigkeit und von der Art des getroffenen Metalls, besonders von dessen Oberflächenbeschaffenheit. Es können aber auch positive Ionen nur allein durch ihre potentielle Energie Elektronen befreien; es muß nur ihr Ionisationspotential mindestens doppelt so groß sein wie die Austrittsarbeit des Elektrons. Auf diese Weise können bei geeigneter Kombination ionisierendes Gas-Metall Elektronen in Mengen bis zu 22% der einfallenden positiven Ionen befreit werden. Dies ist der Fall für Edelgas-Alkalimetall,

aber auch bei den anderen Metallen sind meist diese Sekundärelektronen nicht zu vernachlässigen.

Da die Ionisationspotentiale von Helium und Neon besonders groß sind, ist bei diesen Gasen die Möglichkeit für eine Elektronenbefreiung gegeben. Falls nun Elektronen, die auf diese Weise erzeugt worden sind, in den Gasraum gelangen und an die positive Elektrode kommen, an der die primär von der α -Partikel durch Ionisation erzeugten Elektronen, bzw. negativen Ionen, gemessen werden, so geben sie dort eine zusätzliche Ladungsmenge, die fälschlicherweise der α -Partikel zugeschrieben wird. Diese Möglichkeit wurde noch in keiner der früheren Arbeiten auf diesem Gebiet [R. W. Gurney (3), R. Naidu (1), E. Schachinger (2), K. Schmieder (5)] berücksichtigt.

Um diesen Einfluß zu untersuchen, mußte eine Versuchsanordnung gewählt werden, die ermöglicht, diese Sekundärelektronen, falls sie auftreten, nicht mitzumessen.

Versuchsanordnung.

Die Gase wurden in einer Ionisationskammer durch die α -Strahlen eines Poloniumpräparates von ungefähr 0.2 m Curie ionisiert. Die Ionisationskammer hatte für den besonderen Zweck außer den beiden üblichen Elektroden noch ein Gitter (G) eingebaut, wie es Fig. 1 zeigt. Die Strahlen wurden in der Präparatkammer (K) so ausgeblendet, daß der Strahlengang innerhalb des Gitters verlief. Durch diese Ausblendung gelangten 25 bis 35 Teilchen in der Sekunde in die Ionisationskammer. Die Mittelelektrode (M) stand in Verbindung mit dem Faden eines Lutz-Edelmann-Einfadenelektrometers, in dem die Aufladung des Fadens beobachtet wurde.

Präparatkammer.

Das Präparat (P) war mittels eines kleinen Ringes in der Präparatkammer (K) befestigt. Unmittelbar auf das Präparat folgte eine Blende (B_1) von 0.9 mm Durchmesser und in einem Abstand von 24 mm von dieser eine zweite Blende (B_2) von gleichem Durchmesser. In 2 mm Entfernung von der zweiten Blende traten die Strahlen durch eine Öffnung von 2.2 mm Durchmesser aus der Präparatkammer in die Ionisationskammer ein. Diese war durch eine Glimmerfolie (F) von 13.9 mm Luftäquivalent (bei 20° C., 760 mm Hg) abgeschlossen. Der Abstand Präparat— Glimmer betrug 27 mm.

Sitzungsberichte d. mathem.-naturw. Kl., Abt. II a, 150. Bd., 5. bis 8. Heft. 13

Zwischen der mit dem Glimmer bedeckten Öffnung der Ionisationskammer und der Präparatkammer schloß ein Gummiring luftdicht ab. Die Präparatkammer war exzentrisch auf die Ionisationskammer aufgesetzt und durch einen Schlauchansatz evakuierbar.

Ionisationskammer (Fig. 1).

Die Ionisationskammer bestand im wesentlichen aus der Mittelelektrode, dem Gitter, einem Zylinder als zweite Außenelektrode und dem geerdeten Schutzmantel.

Die Mittelelektrode (M) war ein Wolframdraht von 0.2 mm Stärke und 126 mm Länge. Nach einigen Versuchen gelang es, den Draht zentriert, frei in der Kammer stehend zu erhalten. Er war mittels einer Quarzisolation (Q) durch den Kammerboden durchgeführt. Ein Kupferdraht stellte von dort aus über einen Hg-Napf die Verbindung zum Elektrometerfaden her. Kriechströme zwischen dem Mitteldraht und den beiden äußeren Elektroden wurden durch einen geerdeten Schutzring (R) verhindert.

Das Gitter (G) und der Außenzylinder (Z) steckten in einem Bernsteinring (B). Das Gitter bestand aus vier vertikalen Stützen aus Silberstahl, zwischen jeder dieser Stützen waren vertikal sieben Gitterdrähte aus Messing gespannt, so daß im ganzen mit den Stützen 32 Drähte auf einem Zylindermantel von 10 mm Radius in gleichmäßigen Abständen angeordnet waren. Um das Gitter war als zweite Außenelektrode ein Messingzylinder (Z) von 15 mm Radius angeordnet, der außer zwei Öffnungen gegenüber den Ansatzstellen für die Gaszufuhr keine Unterbrechung aufwies. Der Schutzmantel (SM) trug die beiden Ansätze für die Gaszufuhr. Dem Gitter und der zweiten Elektrode konnte Spannung durch die beiden Klemmen (GS und ZS) im Deckel zugeführt werden. Sie waren durch Ebonit gegen den Deckel isoliert.

Ein kurzer Draht (D), der durch den Kammerdeckel geerdet war, reichte ganz knapp an die Mittelelektrode heran. Er sollte einen störenden Einfluß durch die Inhomogenität des Feldes im obersten Teil der Kammer verhindern.

Zwischen Kammer und Kammerdeckel besorgte ein gefetteter Gummiring (U) die Dichtung. Die beiden Teile wurden mittels vier Klemmen zusammengepreßt. Die Apparatur war mit einem Wachs-Kollophonium-Schellack-Kitt verkittet und vollkommen luftdicht.

Die Tiefe der Kammer vom Glimmerfenster bis zum Kammerboden betrug 142 mm. Sie war durch ein 115 mm langes, geerdetes Messingrohr auf das Elektrometer aufgesetzt, das die Zuleitung von der Kammer zum Meßinstrument gegen außen elektrisch abschirmte. In dieses Rohr konnte von der Seite ein Erdungsstift eingeschraubt werden, an den auch gleichzeitig die Eichspannung für das Elektrometer gebracht werden konnte.

Alle nicht anders bezeichneten Teile der Apparatur bestanden aus Messing.



Reinigung der Gase.

Die Reinigung der Gase wurde in der bei G. Ortner und G. Protiwinsky (7) angegebenen Weise durchgeführt.

Der Stickstoff aus einer Stahlflasche wurde über glühendes CuO, durch eine konzentrierte Lösung von KOH (hier konnte man gleichzeitig die Strömungsgeschwindigkeit einstellen) und schließlich über glühendes Cu geleitet. Durch $CaCl_2$ und P_2O_5 getrocknet, kam er in die Ionisationskammer. Nachdem 1 bis 2 Stunden lang gereinigter Stickstoff durch die Kammer durchgeleitet worden war, wurde in dieser durch Auspumpen der gewünschte Druck eingestellt. Da die Kammer vollkommen dicht war, wurde der Stickstoff während der Messungen durch Eindringen von Luft nicht wieder verunreinigt. Veränderungen in der Sättigungsspannung oder in den Aufladezeiten, die auf Gasabgabe aus den Wänden zurückzuführen wären, wurden nicht beobachtet.

Die Reinigung von *He* und *Ne* geschah im thermischen Kreislauf durch erhitztes Ca. Die beiden Edelgase waren so rein. daß sich auch bei Versuchen ohne Kreislauf fast kein Unterschied in der zur Erreichung der Sättigung nötigen Spannung zeigte.

Das Helium wurde uns in freundlicher Weise von der Firma Griesogen, Frankfurt (Main)-Griesheim, zur Verfügung gestellt. Das Neon war schon bei der bereits erwähnten Arbeit von G. Ortner und G. Protiwinsky verwendet worden. Um eine eventuelle Verunreinigung durch Luft infolge des längeren Aufbewahrens festzustellen, wurde das Neon spektroskopisch untersucht und dabei keine störenden Beimengungen gefunden. Für die Untersuchung des Neons möchte ich Frau Dozent Dr. B. Karlik bestens danken.

Durchführung der Messungen.

Um die Werte für die Gesamtionisation in den beiden Edelgasen bezogen auf Luft zu erhalten, wurden Vergleichsmessungen unter ganz gleichen Bedingungen in Stickstoff ausgeführt und als Umrechnungsfaktor der von E. Schachinger (l. c.) bestimmte Wert für die Gesamtionisation in Stickstoff zur Gesamtionisation in Luft von 0.962 genommen.

In der Präparatkammer wurde stets ein Druck von 23 mm Hg eingestellt und der Berechnung der gesamten Vorabsorption die bei W. Jentschke (8) angegebene Reichweite der Polonium α -Strahlen in Luft zugrunde gelegt.

Die verschiedenen Gase mußten unter solchem Druck in die Ionisationskammer gefüllt werden, daß in allen drei Gasen die Restreichweite in der Kammer gleich groß war. Die Einstellung des Gasdruckes erfolgte jeweils proportional zur Reichweite der $Po \alpha$ -Strahlen in dem betreffenden Gas. Dies ist, wie R. W. Gurney (l. c.) untersucht hat, richtig. Aus der Arbeit von E. Schachinger konnte die mittlere Reichweite in Stickstoff entnommen werden; diejenigen für Helium und Neon ergaben sich aus den Bragg'schen Kurven, die R. Naidu für diese Gase gemessen hat.

	Mittlere Reichweite der Po z-Strahlen
Luft	3.63 cm (0°C., 760 mm Hg)
N_2	$3.71 \ cm$ (0° C., $760 \ mm \ Hg$)
He	20.4 cm (15° C., 760 mm Hg)
Ne	6.66 cm (15° C., 760 mm Hg).

Da die Raumtemperatur während der Versuche stets in der Höhe von 20°C. gehalten wurde, erfolgte die Umrechnung aller Werte für diese Temperatur.

Der Druck in der Kammer war bei Helium 760 mm Hg, bei Neon 248 mm Hg und bei Stickstoff 146 mm Hg. Da bei dem niedrigen Druck in Neon schon Stoßionisation störend wirkte, wurde bei Ne auch bei höherem Druck, nämlich bei 490 mm Hg, gearbeitet; die Vergleichsmessungen in Stickstoff wurden dementsprechend bei einem Druck von 287 mm Hg ausgeführt. Es wurde dadurch zwar ein kleineres Stück der Reichweite zur Messung ausgenutzt, die Ergebnisse waren aber bei den beiden Versuchsserien innerhalb der Fehlergrenzen gleich.

An das Gitter (C) und die zweite Außenelektrode (Z) wurden nun verschiedene negative Spannungen angelegt. Zuerst wurden beide auf gleiche Spannung gebracht, was im folgenden kurz als Schaltung I bezeichnet wird. Es herrscht dann zwischen den beiden kein Feld und die positiven Ionen werden an das näher gelegene Gitter gezogen. Infolge des hohen Reinheitsgrades der Gase und der geringen Elektrodenabstände genügte schon eine Spannung von — 6 V, um Sättigung zu erreichen. Nur bei Versuchen mit manchen Stickstoffproben war trotz der schon beschriebenen Reinigung die Sättigung erst bei einer Spannung von —10 V oder noch höher erreichbar. Es wurde nun bei verschiedenen Spannungen bei Schaltung I die Aufladezeit des Elektrometerfadens beobachtet. Sie betrug bei einer Elektrometerempfindlichkeit von 15 Skalenteilen pro Volt größenordnungsmäßig $\frac{1}{2}$ Minute bei einem Meßbereich von 30 Skalenteilen.

Um nun eine Wirkung von Sekundärelektronen, die ja bei den eben beschriebenen Versuchen, falls sie am Gitter ausgelöst werden, mit zur Messung gelangen, auszuschalten, wurde bei weiteren Messungen die Spannung am Außenzylinder erhöht. Höhere Spannung am Außenzylinder als am Gitter soll Schaltung II genannt werden.

Der Durchgriff des Außenzylinders durch das Gitter wurde nach der bei H. Barkhausen (9) angegebenen Formel für Zvlinderanordnungen berechnet:

$$D = \frac{1}{n} \quad \frac{\ln \frac{g}{nc}}{\ln \frac{a}{g}} \qquad \text{für } c \cdot \frac{2\pi g}{n} \cdot (a-g)$$

$$= 32 \qquad \qquad \text{Anzahl der Gitterdrähte,}$$

$$= 0.1 \text{ mm} \qquad \qquad \text{Radius der Gitterdrähte,}$$

$$= 15 \text{ mm} \qquad \qquad \text{Radius des Außenzylinders,}$$

$$= 10 \text{ mm} \qquad \qquad \text{Radius des Gitters.}$$

Mit diesen Werten ergibt sich ein Durchgriff von D = 8.8%.

Es wurde an den Außenzylinder (Z) eine zwölfmal so hohe Spannung wie an das Gitter gelegt. Dies war bei den geringen Spannungen, die zur Sättigung nötig waren, leicht zu erreichen. Die äußere Spannung konnte sogar auf das 40fache der Gitterspannung erhöht werden, ohne daß irgendwelche Störungen durch mangelhafte Isolation oder aus anderen Gründen auftraten. Bei dieser hohen Spannung am Außenzylinder wird der Großteil der positiven Ionen dorthin gezogen. Falls diese nun aus dem Metall Sekundärelektronen auslösen, können diese Elektronen durch die Abschirmung des Gitters nicht bis zur Mittelelektrode gelangen. sondern werden schon an dem gegen den Außenzylinder positiven Gitter abgefangen. Es müßte sich daher, falls Sekundärelektronen auftreten, eine Verlängerung der Aufladezeit gegenüber dem ersten Versuch (Schaltung I) zeigen.

Zur Messung der natürlichen Zerstreuung wurde in die Präparatkammer Luft eingelassen. Luft und Glimmer absorbierten nun die Strahlen vollständig. Da die natürliche Zerstreuung sehr gering war — sie betrug nur wenige Prozent der zur Messung kommenden Ionenmengen — wurde die Entladung des zuerst auf Spannung gebrachten Fadens beobachtet.

Um die erhaltenen Resultate (die Mittelwerte über je zehn Messungen bei jeweils gleich angelegter Spannung am Gitter, bzw. an der zweiten Außenelektrode) vergleichen zu können, wurden sie nach der Korrektur für die natürliche Zerstreuung mit Hilfe der bei Meyer-Schweidler (10) angegebenen Umrechnungsfaktoren für den Po-Zerfall alle auf einen Bezugstag umgerechnet.

n

С

a

g = 10 mm

Auswertung und Ergebnisse der Versuche in Stickstoff, Helium und Neon.

Es wurden nun mehrere Versuchsserien in den beiden Edelgasen gemacht, jede begleitet von den entsprechenden Vergleichsmessungen in Stickstoff.

Im Stickstoff zeigte sich, wie erwartet, kein Unterschied in den Aufladezeiten der Mittelelektrode bei Schaltung I und II. Da das Ionisationspotential von Stickstoff niedrig ist, werden Stickstoffionen nur durch ihre potentielle Energie allein weniger leicht Elektronen befreien können.

Die Versuche in Helium und Neon aber ergaben auch innerhalb der Fehlergrenzen jeweils gleiche Ionenmengen an der Mittelelektrode bei den zwei verschiedenen Meßserien.

Als Mittelwerte aus allen Versuchsserien für die Gesamtionisation in den beiden Edelgasen in bezug auf die in Stickstoff ergeben sich:

	Schaltung 1	Schaltung II
Helium Stickstoff	$1 \cdot 222$	$1 \cdot 214$
Neon Stickstoff	$1 \cdot 244$	$1 \cdot 249.$

Unter Benutzung des von E. Schachinger angegebenen Wertes von 0.962 für die Gesamtionisation in Stickstoff bezogen auf Luft berechnet man:

	Schaltung I	Schaltung II
Helium Luft	$1 \cdot 176$	1.168
Neon Luft	$1 \cdot 197$	$1 \cdot 202.$

Aus dieser Zusammenstellung ersieht man, daß die Abweichung der Mittelwerte der beiden Meßserien innerhalb der Fehlergrenzen liegen und daß diese Schwankungen, da die Mittelwerte nicht bei beiden Gasen bei Schaltung II niedriger sind als bei Schaltung I, nicht durch Sekundärelektronenbefreiung bedingt sein können.

Man kann daher die Mittel aus sämtlichen Versuchsergebnissen bilden und als Werte für die Gesamtionisation bezogen auf Luft folgende angeben:

Helium	1.17
Neon	1.20.

Die für natürliche Zerstreuung und Poloniumzerfall korrigierten Werte für die Aufladezeiten schwanken innerhalb einer Meßserie um höchstens $\pm 3\%$. Die Mittelwerte aus den einzelnen Versuchsserien wichen von ihrem Mittel um weniger als $\pm 2\%$ ab. Die Mittelwerte von je zwei zueinandergehörigen Meßserien bei Schaltung I bzw. Schaltung II unterscheiden sich um weniger als 1%. Dabei treten die Schwankungen sowohl in der einen als auch in der anderen Richtung gleich häufig auf. Der mittlere Fehler des Mittelwertes für Helium ist $\pm 1\frac{1}{2}\%$, für Neon $\pm 2\%$.

Diskussion der Ergebnisse.

Bei den vorliegenden Versuchen zeigte sich kein Einfluß auf die Ionisationsmessungen in Helium und Neon, der auf Befreiung von Sekundärelektronen zurückgeführt werden könnte, die die positiven Ionen bei ihrer Neutralisation an der negativen Elektrode durch Abgabe ihres Ionisationspotentiales auslösen. Das würde zu dem Schluß führen, daß eben diese Elektronenbefreiung durch die potentielle Energie der positiven Ionen in den beiden untersuchten Gasen mit Messing als Elektrodenmaterial keine Rolle spielt.

Eine Möglichkeit für das Ausbleiben des Sekundäreffektes ist die, daß die Elektroden, da sie ja nicht entgast sind, an ihrer Oberfläche voll mit Gas beladen sind und dadurch, insbesondere wenn das an den Elektroden adsorbierte Gas das Füllgas der Kammer ist, keine Reaktion der positiven Ionen zustande kommen kann.

Der Diskussion der Werte für die Gesamtionisation in Helium und Neon soll in Tabelle 2 eine Gegenüberstellung der bisher gefundenen und der eigenen Werte für die Gesamtionisation in den untersuchten Gasen bezogen auf die in Luft vorangestellt werden.

	Gurney (4)	Naidu (2)	Schachinger (3)	Schmieder (1)	eigener Wert
He Ne	$\begin{array}{c}1\cdot26\\1\cdot28\end{array}$	$1 \cdot 15$ $1 \cdot 30$	1.28	1.28	$\begin{array}{c}1\cdot17\\1\cdot20\end{array}$

Tabelle 2.

Da R. W. Gurney die Ionisation von α -Partikeln mit 7 mm Restreichweite gemessen hat, sind seine Werte zum Vergleich nicht so sehr geeignet. R. W. Gurney findet bei der Untersuchung der letzten Millimeter der Reichweite ein ständiges Ansteigen der Ionisation in den Edelgasen bezogen auf Luft. Die Werte von R. Naidu aber wurden durch Integration über die ganze Bragg'sche Kurve erhalten und können mit den hier gemessenen Werten, die eine Summenbildung über die Ionisation in ungefähr der zweiten Hälfte der Reichweite darstellen, verglichen werden. Auch E. Schachinger und K. Schmieder haben die ganze Reichweite der *Po* α -Strahlen für ihre Messungen ausgenutzt.

Bei Helium ergibt sich bei dem Vergleich mit R. Naidu eine sehr schöne Übereinstimmung. Der Wert von R. Naidu liegt innerhalb der Fehlergrenzen des eigenen Wertes. Man erhält dadurch keinen wesentlich anderen Wert für den Energieaufwand pro erzeugtem Ionenpaar in Helium und auch der Energieverlust der Partikeln weicht nicht viel ab.

Anders aber verhält es sich mit dem Wert für Neon. Hier zeigt sich eine deutliche Abweichung von den bisher gefundenen Ergebnissen. Es wurde besonders aus diesem Grunde das Gas, wie schon erwähnt, auf seine Reinheit geprüft.

Auf Grund der Werte für die Gesamtionisation bezogen auf Luft von 1.17 für Helium und 1.20 für Neon ergibt sich:

	Energieaufwand pro erzeugtem Ionenpaar	Energieverlust
He	$30.6 \ eV$	20%
Ne	$29 \cdot 8 \ eV$	28%.

Stellt man nun die Energieverluste für alle Edelgase, für Helium und Neon die hier gefundenen, für die übrigen die nach R. Naidu berechneten zusammen (Tabelle 3), so ergibt sich ein gleichmäßig steigender Energieverlust mit wachsendem Atomgewicht, größer werdender Ordnungszahl und damit kleiner werdendem Ionisationspotential.

Tabelle 3.

	2_4He	$^{10}_{20} Ne$	$^{18}_{40}A$	$^{36}_{83}Kr$	$^{54}_{130}X$
Energieverlust in %	20	2.8	36	44	53

In Fig. 2 sind Ionisationspotential und Energieaufwand pro erzeugtem Ionenpaar in Abhängigkeit von der Ordnungszahl, in Fig. 3 der perzentuelle Energieverlust in der gleichen Abhängigkeit dargestellt. Die Darstellung in Abhängigkeit vom Atomgewicht gibt kein wesentlich anderes Bild, da ja bei den leichteren Edelgasen, bei denen sich die Potentiale und der Energieverlust von



einem zum anderen noch viel ändern, das Atomgewicht der Ordnungszahl nahezu proportional ist.

Aus Fig. 2 ergibt sich, daß die Kurve für den Energieaufwand pro Ionenpaar durch die eigenen Messungen der Form nach besser der Kurve für die Ionisationspotentiale angepaßt werden kann.

Absolutmessung der in Stickstoff, Helium und Neon erzeugten Ionenmengen.

Für die Vergleichsmessungen in Stickstoff und den Edelgasen war es nur wichtig, den Druck in der Kammer so einzustellen, daß die Reichweite der Strahlen in allen Fällen gleich war. Die Kapazität der Anordnung, die Zahl der Teilchen und die Restreichweite in der Kammer genau zu kennen, war nicht notwendig.

Um die erhaltenen Werte mit denen von anderen Autoren besser vergleichen zu können, wurde die Methode so ausgebaut, daß die Ergebnisse auch absolut auszuwerten waren. Kennt man einerseits die Zahl der Teilchen und anderseits die Kapazität der Anordnung, so kann man aus der Aufladezeit die Zahl der pro α -Partikel erzeugten Ionenpaare berechnen.

Die Kapazität der Anordnung wurde mit einem Harms'schen Kondensator bestimmt. Es ergab sich für die Gesamtkapazität der Anordnung C = 6.5 cm.

Die Zahl der Teilchen wurde mit einem Röhrenelektrometer mit kleiner Zeitkonstante bestimmt, wie es auch G. Ortner und G. Stetter (11) für ihre Versuche verwendet haben. Es ergab sich daraus für den Bezugstag eine Teilchenzahl von Z = 25.6in der Sekunde.

Die durchschnittlichen Aufladezeiten T nach Berücksichtigung der natürlichen Zerstreuung auf denselben Tag umgerechnet sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

	Druck in <i>mm Hg</i>	T in sec
27	146	$38 \cdot 4$
<i>N</i> ₂	287	40.8
He	760	$31 \cdot 4$
No	248	30.6
Ne	490	$32 \cdot 9$

Т	ab	ell	е	4.
---	----	-----	---	----

Die Zahl der pro a-Partikel gemessenen Ionenpaare ist dann

$$P = \frac{V.C}{300.Z.T.4.8.10^{-10}}.$$

V=2Volt, die Spannung, die der Faden bei der Aufladung erhält.

Daraus berechnet man für Stickstoff bei einem Druck von 146 mm Hg 91.800, bei 287 mm Hg 86.400 Ionenpaare. Diese Werte für die Ionisation in Stickstoff kann man nun vergleichen mit den aus der spezifischen Ionisation eines α -Teilchens in Stickstoff berechneten. Die spezifische Ionisation wurde von E. Schachinger gemessen.

Zu dieser Berechnung muß man die Restreichweite in der Kammer kennen, von der man dann noch das Stück, das durch den geerdeten Draht nicht zur Messung kommt, abzuziehen hat. Es werden bei dem Druck von 146 mm Hg 2.09 cm Restreichweite in Stickstoff bei 0°C. und 760 mm Hg gemessen. Dem entsprechen nach E. Schachinger 94.600 Ionenpaare. Bei einem Druck von 287 mm Hg sind die Werte 1.83 cm und 85.300 Ionenpaare.

Diese Werte stimmen mit den durch Messung der Gesamtionisation gefundenen gut überein. Daß der erste Wert eine etwas größere Abweichung zeigt, läßt sich daraus erklären, daß bei diesem Druck die Partikeln die ganze Kammer durchstrahlten und eventuell einige den Boden noch erreichten, wodurch einige Zehntel Millimeter Reichweite verlorengehen konnten. Bei den Vergleichsmessungen in Stickstoff und den Edelgasen konnte dies keinen Fehler hervorrufen, da ja die Reichweite in allen Fällen gleich war, also auch Ionenpaare in gleichem Verhältnis verlorengingen.

Man sieht jedenfalls durch diesen Vergleich, daß die hier angewendete Methode auch gute absolute Resultate liefern kann.

Da bei ungefähr 2 cm Restreichweite in Stickstoff eine gute Übereinstimmung der eigenen Resultate für die Gesamtionisation mit denen von E. Schachinger gefunden wurde, konnte sein Wert für die ganze Reichweite der Po α -Strahlen, die ja nicht selbst ausgemessen wurde, für die weiteren Berechnungen herangezogen werden.

Aus der Gesamtionenzahl in Stickstoff, die E. Schachinger zu 142.500 angibt, berechnet man aus den Verhältniszahlen zu Luft von 1·17 bei Helium und 1·20 bei Neon eine Gesamtionenzahl für Helium von 173.300, für Neon von 177.800. Der Wert für Neon weicht von dem von E. Schachinger gefundenen von 189.400 ziemlich ab. Die minimale Ionisation eines einzelnen α -Teilchens wurde von diesem Autor zu 174.300 Ionenpaaren gefunden. Dieser Wert liegt jedenfalls noch tiefer als der hier für die mittlere Gesamtionisation berechnete.

Durch die Registrierung der Ionisation der einzelnen Teilchen mit dem Röhrenelektrometer wurde auch gleichzeitig die Homogenität der Strahlung untersucht. Es ergab sich ein etwas verbreitertes Maximum der Reichweitekurve, was aber teilweise durch die Glimmerabsorption bedingt ist und auf die Vergleichsmessungen keinen Einfluß haben konnte.

Um die Verseuchung der Kammer festzustellen, wurde auch in die Präparatkammer Luft eingelassen. Die Seuche zeigte sich als verschwindend klein, es wurden weniger als 5 Teilchen in der Minute gezählt.

An dieser Stelle spreche ich Herrn Professor Dr. Gustav Ortner für die Anregung der Arbeit und seine stete, freundliche Anteilnahme an ihrem Fortgang meinen ergebensten Dank aus.

Zusammenfassung.

Da positive Ionen, wenn sie an einer negativen Elektrode neutralisiert werden, aus dieser durch Abgabe ihrer Ionisationsenergie Elektronen auslösen können, war es von Interesse zu untersuchen, ob ein solcher Sekundärprozeß auf die Ionisationsmessungen in den Gasen mit hohem Ionisationspotential, das sind die Edelgase Helium und Neon, einen Einfluß haben kann. Zu diesem Zweck war in der verwendeten Ionisationskammer außer der üblichen Außenelektrode noch ein Gitter eingebaut, das sekundär ausgelöste Elektronen von der Mittelelektrode abschirmen sollte. Es wurden Vergleichsmessungen ausgeführt und Stickstoff als Bezugsgas genommen. In den untersuchten Gasen konnte mit der verwendeten Versuchsanordnung kein Sekundärprozeß beobachtet werden.

Für die Gesamtionisation ergaben sich in den beiden Edelgasen bezogen auf Luft bei Polonium als Strahlungsquelle und ungefähr 2 *cm* Restreichweite (Luftäquivalent) in der Kammer folgende Werte:

He .							•		1.17
Ne .			•	•	•		•	•	1.20.

Zur Überprüfung wurden die Versuchsergebnisse auch absolut ausgewertet. Dies ergab bei Stickstoff eine gute Übereinstimmung mit dem Wert von E. Schachinger. Nimmt man diesen Wert als Grundlage an, so lassen sich jetzt die Zahlen der von einem α -Teilchen erzeugten Ionenpaar wie folgt berechnen:

N_2	He	Ne
142.500	173.300	177.800.

192 A. Eschner, Ionisationsmessungen in Helium und Neon.

Literaturverzeichnis.

1. R. Naidu, a) Ann. d. Phys., 1, 72 (1934); b) Journ. d. Phys., 5, 343 (1934); c) Journ. d. Phys., 5, 575 (1934).

2. E. Schachinger, Dissertation, Univ. Wien, II. phys. Inst. (1937).

3. R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. (A), 107, 340 (1925).

4. A. v. Engel und M. Steenbeck, Elektr. Gasentladungen, Springer (1932), Bd. I.

5. K. Schmieder, Ann. d. Phys. 5, 35, 445 (1939).

6. M. St. Livingston und H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., 9, 246 (1937).

7. G. Ortner und G. Protiwinsky, Wr. Sitzungsber., II a, 148, 349 (1939), Mitt. d. Ra.-Inst., 434 (1939).

8. W. Jentschke, Wr. Sitzungsber., II a, 144, 151 (1935), Mitt. d. Ra.-Inst., 356 (1935).

9. H. Barkhausen, Elektronen-Röhren, Hirzel (1931), Bd. 1, 80.

10. St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität, Teubner (1927), 458.

11. G. Ortner und G. Stetter, Wr. Sitzungsber., II a, 142, 303 (1933), Mitt. d. Ra.-Inst., 326 bis 329 (1933).

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: <u>Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften</u> mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1941

Band/Volume: 150_2a

Autor(en)/Author(s): Eschner Anna

Artikel/Article: Mitteilungen des Institutes für Radiumforschung Nr. 443. Ionisationsmessungen in Helium und Neon. 175-192