

## Über weiche Röntgenstrahlen.

Von P. Lukirsky in Petrograd.

Mit zehn Abbildungen. (Eingegangen am 11. Februar 1924.)

Die Untersuchung der Wellenlängen im Spektralintervall zwischen den kürzesten ultravioletten und den weichen Röntgenstrahlen, ist nicht nur zur Ausfüllung eines noch nicht erforschten Intervalls der elektromagnetischen Strahlung interessant. Die Bestimmung der charakteristischen Wellenlängen leichter Elemente (diese Wellenlängen fallen gerade in jenes Intervall) ist auch sehr wichtig für die Entscheidung der Frage nach dem Atombau. Die leichten Atome enthalten ja eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Elektronen und lassen die Gesetze der Atommechanik in einfacher Weise hervortreten. Gleichzeitig bemerken wir, daß in den leichten Atomen die Bildung der noch nicht vollendeten Elektronengruppen vor sich geht; die Erforschung ihrer Spektren liefert uns also die Kenntnis über ihr allmähliches Entstehen beim Übergang von einem Element zum folgenden und nicht, wie meist in anderen Gebieten, über das Verhalten der fertigen Elektronengruppen (Moseleys Gesetz).

Die äußersten ultravioletten Wellenlängen sind in den letzten Jahren von Millikan mit Hilfe eines besonders konstruierten Diffraktionsgitters erforscht worden. Es gelang Millikan zunächst bis  $202 \text{ \AA}$ , und in der letzten Zeit bis  $136 \text{ \AA}$  vorzudringen. Speziell für Kohlenstoff fand er eine Reihe von Wellenlängen bis  $360 \text{ \AA}$ . Die weichen Röntgenstrahlen sind mit Hilfe von Kristallen bis  $12 \text{ \AA}$  gemessen worden. Um nun Wellenlängen in dem übrigbleibenden Intervall zu messen, müßte man entweder Kristalle mit großer Gitterkonstante züchten, oder ein künstliches Gitter mit sehr dichten und regelmäßigen Strichen anfertigen.

Außerdem kann man aber zum Zwecke der Wellenlängenbestimmung die bekannte Eigenschaft der Strahlen benutzen, daß sie nämlich beim Auftreffen auf ein Metall sekundäre Elektronen hervorrufen. Es ist bekannt, daß eine solche Elektronenemission sowohl unter der Wirkung der ultravioletten als auch der Röntgenstrahlen stattfindet und in beiden Fällen denselben Gesetzen folgt. Man ist berechtigt anzunehmen, daß auch im Falle der zwischenliegenden Wellenlängen dieselben Gesetzmäßigkeiten gelten werden. Die Erscheinung der sekundären Elektronenemission kann sowohl zur Bestimmung der Absorptionsgrenzen verschiedener Serien des untersuchten Elementes

als auch zur Wellenlängenmessung seiner Spektrallinien benutzt werden. Wir wollen diese Methoden gesondert betrachten.

Bestimmung der Gesamtzahl der sekundären Elektronen. Wenn die primären Elektronen auf die Antikathode auftreffen, so emittiert diese ein kontinuierliches Röntgenspektrum, dessen Höchstfrequenz durch die Energie  $eV$  der primären Elektronen bestimmt wird. Indem wir die Spannung zwischen der Kathode und der Antikathode allmählich vergrößern, verändern wir das emittierte Spektrum, indem einerseits seine Gesamtintensität anwächst und andererseits seine Grenze sich nach kurzen Wellenlängen verschiebt. Wenn die angelegte Potentialdifferenz den Wert  $eV_g = h\nu_g$  erreicht, wo  $\nu_g$  die Absorptions- oder Anregungsgrenze irgend einer charakteristischen Serie unserer Antikathode ist, so tritt zum kontinuierlichen Spektrum die Emission der ganzen erwähnten Serie hinzu. Beim weiteren Anwachsen der Spannung wird die Intensität sowohl des kontinuierlichen als auch des charakteristischen Spektrums zunehmen. Lassen wir die Röntgenstrahlung der Antikathode auf eine Metallplatte fallen, so entsteht ein Strom von sekundären Elektronen. Wenn wir diesen Gesamtstrom bei verschiedenen Spannungen  $V_1$  unserer Röntgenröhre messen, so erhalten wir folgendes. Bei kleiner Spannung haben wir nur das kontinuierliche Spektrum und dementsprechend eine gewisse Anzahl von Elektronen; wächst die Spannung, so wächst auch die Intensität des Spektrums und zugleich auch die Zahl der Elektronen. Erreicht nun die Spannung den Wert  $eV_g$ , so beginnt die Emission der Serie. In diesem Moment verändert die Kurve: Sekundärstrom — Röhrenspannung, ihre Neigung, denn von jetzt ab wird die Gesamtzahl der Elektronen nicht nur durch das kontinuierliche, sondern auch durch das charakteristische Spektrum bedingt. Durch diese Knicke auf der Kurve können die Absorptionsgrenzen der verschiedenen Serien des Antikathodenmaterials bestimmt werden. Diese Methode haben fast gleichzeitig Richardson und Bazzoni<sup>1)</sup>, Kurth<sup>2)</sup>, Hughes<sup>3)</sup>, Holtsmark<sup>4)</sup>, Foote und Mohler<sup>5)</sup>, Horton<sup>6)</sup> angewandt; auch in der vorliegenden Arbeit wurde von ihr zur Bestimmung der Seriergrenzen Gebrauch gemacht. Es sei darauf hingewiesen, daß diese Methode keine große Genauigkeit zuläßt, denn das Hinzukommen der

<sup>1)</sup> Phil. Mag. **42**, 1015, 1921.

<sup>2)</sup> Phys. Rev. (2) **18**, 461, 1922.

<sup>3)</sup> Phil. Mag. **43**, 145, 1922.

<sup>4)</sup> Phys. ZS. **23**, 252, 1922; **24**, 225, 1923.

<sup>5)</sup> Bull. Bur. of Stand. 1921—1922.

<sup>6)</sup> Phil. Mag. **45**, 721, 1923.

zunächst nur schwach auftretenden Serienemission zum kontinuierlichen Spektrum verändert die Neigung der Kurve unbedeutend, so daß die Knickstelle nur ungenau bestimmt werden kann. Nur dann, wenn als Antikathode ein Gas fungierte (Richardson, Foote und Mohler), sind die Knicke besser definiert, weil, allem Anschein nach, die Gase kein kontinuierliches Spektrum geben. Einige Daten der verschiedenen Autoren sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. In der ersten Spalte ist das untersuchte Element bezeichnet und in den folgenden die Grenzen der betreffenden Serien, ausgedrückt in Volt.

Tabelle 1.

Element	$K_g$	$L_g$	$M_g$	Autor
C . . . . .	289	32,9	—	Kurth
	286	—	—	Richardson, Bazzoni
	215	34,9	—	Hughes
	285—290 234 u. 272	—	—	Holtzmark Foote, Mohler
B . . . . .	148	24,5	—	Hughes
	145—150	—	—	Holtzmark
Al . . . . .	—	123	37,8	Kurth
	—	107	42 u. 66	Fr. Horton
Zn . . . . .	—	—	119 u. 200	Fr. Horton

Geschwindigkeitsmessung der sekundären Elektronen. Die von den Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen können auch zur unmittelbaren Bestimmung der im Spektrum enthaltenen Wellenlängen benutzt werden. Dazu muß man aber nicht den Gesamtstrom, sondern die Geschwindigkeiten der sekundären Elektronen messen. Aus zahlreichen Versuchen weiß man, daß die Energie der Elektronen, welche sowohl durch gewöhnliches Licht als auch durch Röntgenstrahlen ausgelöst werden, der Einsteinschen Beziehung

$$eV = h\nu - p_1 - p_2 \quad (1)$$

genügen, wo  $e.V$  die kinetische Energie des Elektrons,  $\nu$  die Frequenz des auffallenden Lichtes und  $h$  die Plancksche Konstante ist. Die Größen  $p_1$  und  $p_2$  haben folgende Bedeutung. Wenn das auffallende Lichtquant  $h\nu$  ein freies Elektron herauswirft, so muß beim Durchgang durch die Oberfläche das Elektron die Arbeit  $p_2$  (Kontaktpotential) leisten; seine Energie wird also  $h\nu - p_2$  sein. Wird aber ein Elektron aus dem Atominnern ausgelöst, so muß es noch den Energiebetrag  $p_1$  auf seine Entfernung von dem betreffenden Energieniveau verwenden. In diesem allgemeinen Falle bestimmt sich die Energie des Elektrons nach Verlassen der Metalloberfläche durch die

Formel (1). Mißt man auf irgend eine Weise die Geschwindigkeiten der herausfliegenden Elektronen und berücksichtigt dabei die Größen  $p_1$  und  $p_2$ , so kann man die Frequenz  $\nu$  der auffallenden Welle bestimmen. Umgekehrt kann man aus der Frequenz  $\nu$  die zur Abtrennung von den betreffenden Atomniveaus nötige Arbeit  $p_1$  (Seriengrenzen) berechnen. Diese Methode führt zu einer direkten Wellenlängenbestimmung. Dabei ist es wesentlich, daß wir eine solche Spannung im Röntgenrohr benutzen können, bei welcher das charakteristische Spektrum der Antikathode stark ausgeprägt ist und auf die Serienlinien ein beträchtlicher Teil der Strahlungsenergie und der sekundären Elektronen entfällt.

Diese Methode wurde in letzter Zeit für verhältnismäßig harte Strahlen von De Broglie<sup>1)</sup>, Whiddington<sup>2)</sup> und Robinson<sup>3)</sup> angewandt, wobei sie nicht nur Wellenlängen, sondern auch die verschiedenen Energiebeträge  $p_1$  bestimmten. Zur Messung der Geschwindigkeiten benutzten sie die Ablenkung der Elektronen im Magnetfelde. Die Methode verlangt aber ein enges Elektronenbündel, welches aus der in allen Richtungen vor sich gehenden Emission ausgesondert werden muß. Für relativ harte Strahlen ist das möglich, denn die Energie des Spektrums ist groß und ebenso die Zahl der Elektronen. Bei weichen Strahlen, deren Erforschung hier beabsichtigt ist, ist aber die Zahl der Elektronen gering; die Aussonderung eines engen Bündels würde daher den schon an sich kleinen Effekt noch bedeutend verringern. Derselben Schwierigkeit begegnet man, wenn man die Methode des verzögernden elektrischen Feldes zwischen ebenen Platten benutzen will. Wendet man nämlich diese Methode unmittelbar auf die Gesamtemission der bestrahlten Platte an, so wird, selbst wenn alle Elektronen dieselbe Geschwindigkeit haben würden, die Kurve: Elektronenstrom—verzögerndes Feld, eine Parabel, weil die Elektronen die Platte unter verschiedenem Winkel verlassen und das Feld nur an einer Komponente die Geschwindigkeit angreift. Sind Elektronen mit verschiedenen oder gar mit kontinuierlich verteilten Geschwindigkeiten vorhanden, so ist man, wenn man von einer Aussonderung eines schmalen parallelen Bündels Abstand nimmt, auf eine ganz übersichtliche Analyse der sich überlagernden Parabeln angewiesen.

Diese Schwierigkeiten verschwinden, wenn man einen sphärischen Kondensator anwendet. Wenn man durch eine Öffnung die innere Kugel mit Röntgenstrahlen beleuchtet und ein verzögerndes

<sup>1)</sup> Journ. de phys. (6) 2, 265, 1921.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. 43, 1116, 1922.

<sup>3)</sup> Proc. Roy. Soc. (A) 104, 455, 1923, Nr. 727.

Feld zwischen den Belegungen anlegt, so bekommen wir folgendes. Die sekundären Elektronen, welche die Oberfläche unter verschiedenen Winkeln verlassen, werden sich im radialen Felde auf Kurven zweiten Grades weiterbewegen und die äußere Kugel erreichen, weil ihre Bewegung vom Perihelium weg gerichtet ist. Nur dann, wenn das verzögernde Potential einen Wert erreicht, welcher sehr angenähert gleich der Anfangsenergie der Elektronen  $\frac{1}{2} m v_0^2$  ist, werden diese, und zwar fast alle gleichzeitig, vom Felde aufgehalten und auf die innere Kugel zurückgebogen. Diese Behauptung kann man durch Betrachtung der Bewegungsgleichungen der Elektronen beweisen.

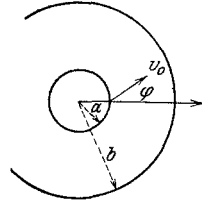


Fig. 1.

Es sei der Radius der inneren Kugelfläche  $a$ , der äußeren  $b$ ; dann ist die radiale elektrische Feldstärke:

$$X = \frac{abV}{(b-a) \cdot r^2}, \tag{2}$$

wo  $V$  das an die äußere Kugel angelegte Potential bedeutet. Der Flächensatz in Polarkoordinaten  $(r, \theta)$  liefert:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = K. \tag{3}$$

Bildet die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  (Fig. 1) des Elektrons mit der Polarachse den Winkel  $\varphi$ , so bekommen wir für  $t = 0$  folgende Anfangsbedingungen:

$$r_0 = a; \quad \theta_0 = 0; \quad \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 = v_0 \cos \varphi; \quad \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_0 = \frac{v_0 \sin \varphi}{a}.$$

Setzen wir diese Ausdrücke in (3) ein, so erhalten wir:

$$K = a \cdot v_0 \sin \varphi. \tag{4}$$

Weiterhin erhalten wir aus dem Energiesatz:

$$r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = v_0^2 + \frac{2eab}{b-a} \cdot \frac{V}{m} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{5}$$

Bezeichnen wir  $\frac{eabV}{(b-a)m} = f$  und setzen  $\frac{d\theta}{dt}$  aus (3) in (5) ein,

so erhalten wir wie üblich die Bahngleichung:

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \frac{K \cdot U}{f} \cos(\theta - \alpha)}{\frac{K^2}{f}}, \tag{6}$$

wo  $U$  die positiv genommene Quadratwurzel

$$U = + \sqrt{v_0^2 - \frac{2f}{K} + \frac{f^2}{K^2}}$$

bedeutet. Gleichung (6) ist die allgemeine Gleichung einer Kurve zweiten Grades mit der Exzentrizität

$$e = \frac{KU}{f}. \quad (7)$$

$\alpha$  ist der Winkel zwischen der Richtung nach dem Perihelium und unserer Polarachse. Wir führen folgende Größen ein, welche die Abmessungen des Kondensators und das angelegte Feld charakterisieren:

$$\frac{b-a}{a} = \eta; \quad \frac{e \cdot V}{m v_0^2} = \varepsilon. \quad (8)$$

Wir wollen zunächst zeigen, daß bei beliebigen Werten des Emissionswinkels  $\varphi$  und der Größen  $\varepsilon$  und  $\eta$  das Elektron beim Verlassen der Oberfläche sich vom Perihelium seiner Bahn entfernt. Zu diesem Zwecke bestimmen wir den Winkel  $\alpha$ ; indem wir den Ausdruck (6) nach  $\theta$  differenzieren, erhalten wir:

$$\frac{r d\theta}{dr} = \frac{\frac{K^2}{f}}{r e \sin(\theta - \alpha)}.$$

Nach Einsetzen der Anfangsbedingungen und der Größen (8) finden wir:

$$\sin \alpha = - \frac{2\eta}{e \varepsilon} \sin \varphi \cdot \cos \varphi. \quad (9)$$

Da nun  $\eta, \varepsilon, e$  wesentlich positiv sind, so ist bei  $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$   $\sin \alpha < 0$ , und die Richtung nach dem Perihelium liegt im dritten oder vierten Quadranten; bei  $0 > \varphi > -\frac{\pi}{2}$  ist  $\sin \alpha > 0$ , und das Perihelium fällt in den ersten oder zweiten Quadranten. Es entfernt sich also in beiden Fällen (und nur diese Fälle haben wir zu betrachten) das Elektron im Anfangspunkt seiner Bahn vom Perihelium.

Jetzt wollen wir betrachten, in welchen Fällen das Elektron die äußere Kugel erreicht. Indem wir in den Ausdruck für die Exzentrizität die Größen (8) einführen, erhalten wir:

$$e = + \sqrt{1 + \frac{4\eta^2}{\varepsilon^2} \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta}\right)}. \quad (10)$$

Daraus ersieht man, daß die Bahn bei

$\varepsilon < \eta$  eine Hyperbel,

$\varepsilon = \eta$  eine Parabel,

$\varepsilon > \eta$  eine Ellipse

ist. In den beiden ersten Fällen erreicht das Elektron bei beliebigem Winkel  $\varphi$  die äußere Kugel, da diese beiden Bahnen ins Unendliche führen. Für den Fall einer elliptischen Bewegung wollen wir die Apheldistanz  $r_2$  berechnen. Diese Distanz ist:

$$r_2 = \frac{\varepsilon a (1 + e)}{2(\varepsilon - \eta)}$$

Da die Exzentrizität  $e$  und zugleich auch  $r_2$  beim Anwachsen des Winkels  $\varphi$  von 0 bis  $\frac{\pi}{2}$  abnehmen, so werden die Elektronen mit  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  die kleinste Apheldistanz haben, für welche folgende Beziehung gilt:

$$\frac{r_{2 \min}}{b} = \frac{\varepsilon(1 - \eta)}{2(\varepsilon - \eta)} \left[ 1 + \left( \frac{2\eta}{\varepsilon} - 1 \right) \right].$$

Man sieht leicht, daß bei  $\varepsilon \leq 2\eta - \eta^2$ ,  $\frac{r_{2 \min}}{b} \geq 1$ . Unter diesen Verhältnissen werden also alle Elektronen unabhängig von ihrem Winkel  $\varphi$  die äußere Kugel erreichen. Andererseits folgt aus dem Energieprinzip, daß bei  $\varepsilon \geq 1$ , d. h.  $eV \geq \frac{1}{2} m v_0^2$  kein einziges Elektron zur äußeren Kugel gelangt. In dem Intervall  $1 \geq \varepsilon \geq 2\eta - \eta^2$  wird also der von den Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  herrührende Stromanteil von seinem vollen Werte auf 0 abfallen. In der Tabelle 2 sind diese Intervalle für verschiedene Verhältnisse der Radien  $b$  und  $a$  zusammengestellt.

Tabelle 2.

$\frac{b}{a}$	10	5	3	2
$\varepsilon$	0,99 $\longleftrightarrow$ 1	0,96 $\longleftrightarrow$ 1	0,88 $\longleftrightarrow$ 1	0,75 $\longleftrightarrow$ 1

Aus Tabelle 2 sieht man, daß z. B. beim Radienverhältnis  $\frac{b}{a} = 10$  und einem verzögernden Potential  $eV = 0,99 \cdot \frac{1}{2} m v_0^2$  alle Elektronen die äußere Kugel noch erreichen, während bei  $eV = \frac{1}{2} m v_0^2$  alle Elektronen aufgehalten werden. Auf der Kurve: Stromstärke — verzögerndes Potential werden wir also beim Anwachsen des Potentials  $e \cdot V$  von 0 bis  $0,99 \cdot \frac{1}{2} m v_0^2$  eine zur Abszissenachse parallele Gerade erhalten,

welche im Bereich des letzten Prozentes der Veränderung von  $V$  zu 0 abfallen wird. Dieses Resultat zeigt, wie empfindlich die Methode der Geschwindigkeitsmessung der Elektronen ist, wobei die Notwendigkeit der Aussonderung eines Bündels vollständig wegfällt und alle in verschiedenen Richtungen emittierten Elektronen zur gemessenen Stromstärke beitragen.

Mit Hilfe der erhaltenen Formeln kann man leicht bestimmen, nach welchem Gesetz der Abfall der betrachteten Kurve stattfinden wird. In der Tat sieht man leicht, daß im Bereiche  $1 \geq \varepsilon \geq 2\eta - \eta^2$

$$\frac{r_2}{b} = 1, \quad \text{bei} \quad \sin^2 \varphi_1 = \frac{1 - \varepsilon}{(1 - \eta)^2}.$$

Es werden also alle Elektronen mit  $\varphi > \varphi_1$  zurückkehren, während diejenigen mit  $\varphi < \varphi_1$  die äußere Kugel erreichen werden. Setzt man voraus, daß die Elektronen gleichmäßig nach allen Richtungen emittiert werden, so wird zwischen den Winkeln  $\varphi$  und  $\varphi + d\varphi$  die Anzahl  $dn$  emittiert werden

$$dn = n_0 \sin \varphi d\varphi,$$

wo  $n_0$  die Gesamtzahl der emittierten Elektronen bedeutet. Die Zahl der Elektronen, welche die äußere Kugel erreichen, wird also

$$n = n_0 \int_0^{\varphi_1} \sin \varphi d\varphi = n_0 (1 - \cos \varphi_1).$$

Setzt man hier die Ausdrücke für  $\varphi_1$ ,  $\varepsilon$  und  $\eta$  ein, so erhält man:

$$n = n_0 \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2} \left( 1 - \frac{eV}{m v_0^2} \right)} \right]. \quad (11)$$

Nach dieser Formel also wird der Strom von einem Anfangswerte auf 0 abfallen. Die Stelle, wo der Strom verschwindet, gibt uns die Geschwindigkeit  $v_0$ . Haben wir Elektronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten und ist unter ihnen eine mehr oder weniger zahlreiche Gruppe von Elektronen mit einer bestimmten Geschwindigkeit  $v_0$  vorhanden, so wird sich eine solche Gruppe im Verlaufe der Kurve Stromstärke—verzögerndes Potential durch einen plötzlichen Abfall deutlich bemerkbar machen. Diese Methode des Kugelkondensators wurde in der vorliegenden Arbeit zur Bestimmung der Geschwindigkeiten der Elektronen, welche von den Spektrallinien der Antikathode ausgelöst werden, angewandt. Wir wollen darauf hinweisen, daß eine ähnliche Methode von Richardson und Compton<sup>1)</sup> zur Bestimmung

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (6) 24, 875, 1912, Oktober.



der Geschwindigkeiten von Photoelektronen benutzt worden ist. Sie beleuchteten mit fokussiertem Lichte die Mitte einer kleinen Platte, welche im Zentrum einer Kugel angebracht war. Dabei wurden alle Photoelektronen, indem sie ungefähr gegen die Kraftlinien liefen, gleichzeitig vom Felde aufgehalten, unabhängig von ihrer Anfangsrichtung. Die Verzerrung des Feldes, welche durch die Platte verursacht wird, läßt sich kaum in Rechnung bringen. Daher kann diese Methode nur bei einer sehr kleinen Platte, d. h. im Grenzfalle eines

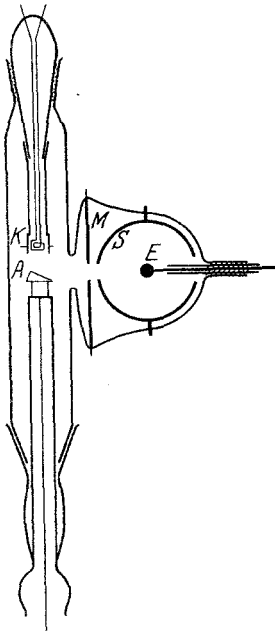


Fig. 2.

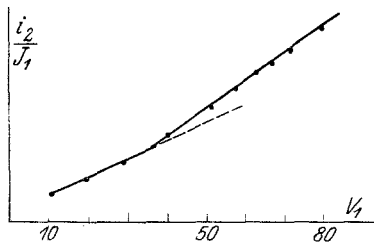


Fig. 3.

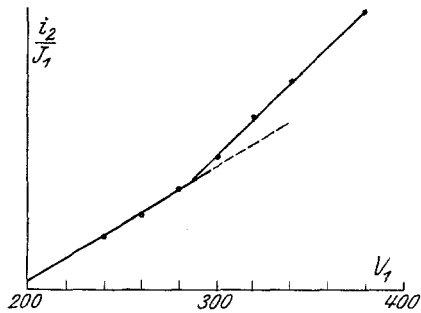


Fig. 4.

Kugelkondensators mit punktförmiger Elektrode, einigermaßen zuverlässige Resultate liefern. Die Methode des Kugelkondensators bleibt hingegen exakt anwendbar auch bei bedeutenden Abmessungen der inneren Kugel, was besonders für Röntgenstrahlen wichtig ist, welche wir nicht fokussieren können.

Experimentelle Anordnung. Für die Untersuchung der weichen Röntgenstrahlen wurde eine folgendermaßen konstruierte Röntgenröhre benutzt (Fig. 2). Als Kathode *K* diente eine gewöhnliche Kathode nach Coolidge mit einer Wolframspirale. Sehr nahe an derselben (zur Vermeidung von Raumladungswirkungen) befand sich die Antikathode *A* mit Wasserkühlung. Die zwischen der Kathode

und Antikathode angelegte Spannung  $V_1$  wurde einer Akkumulatorenbatterie entnommen und konnte im Bereiche von 20 bis 750 Volt verändert werden. Das Pumpenaggregat bestand aus hintereinandergeschalteter Kapselpumpe, Quecksilberpumpe (beide nach Gaede) und Kondensationspumpe nach Langmuir. Um die Quecksilberdämpfe von der Röhre fernzuhalten, wurde eine mit flüssiger Luft gekühlte Falle zwischen der Röhre und den Pumpen eingeschaltet. Um die Röhre vollständig zu entgasen, wurde vor dem Versuch längere Zeit evakuiert, wobei die Röhre beständig erwärmt und die Kathode geglüht wurde. Die Röntgenstrahlen der Antikathode  $A$  passierten die Öffnungen in dem Diaphragma  $M$  und der äußeren Kugel  $S$  und fielen auf die innere Zinkkugel  $E$ , aus welcher die sekundären Elektronen hervorgeholt wurden. Die Güte des Vakuums, d. h. die Abwesenheit von Ionisationsströmen, wurde während des Versuches durch Anlegen von Spannungen zwischen verschiedenen Elektroden kontrolliert. Die Stromstärke des Sekundärstromes  $i_2$  wurde mit einem Saitenelektrometer mit Wollastonfaden von  $1,5\mu$  Durchmesser gemessen;  $i_2$  war von der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-14}$  Amp. Da während der Messungen der Primärstrom  $J_1$  verändert werden mußte, wurde immer das Verhältnis  $i_2/J_1$  genommen. Der Primärstrom und die angelegten Spannungen wurden durch gewöhnliche Westonsche Millivoltamperemeter gemessen. Wir wollen erwähnen, daß die Resultate im Bereiche der Ablesungsfehler ausgezeichnet konstant und vollkommen reproduzierbar waren.

Messungsergebnisse: a) Bestimmung der Seriengrenzen. Zur Bestimmung der Seriengrenzen wurde zwischen den Elektroden  $E$  und  $S$  ein schwaches, die Elektronen beschleunigendes Feld angelegt, wodurch der gesamte Sekundärstrom gemessen wurde. Die Messung des Verhältnisses  $i_2/J_1$  bei verschiedenen Spannungen  $V_1$  in der Röntgenröhre liefert die nötigen Daten zur Bestimmung der Seriengrenzen (vgl. die oben zitierten Arbeiten von Kurth, Richardson u. a.). Die Resultate einer solchen Beobachtungsreihe an Kohlenstoff (als Antikathode wurde Diamant benutzt) sind in Fig. 3 und 4 angeführt. Die Kurve der Fig. 3 gibt die Werte  $i_2/J_1$  für Spannungen von 10 bis 80 Volt. In der Nähe von 34 Volt verändert die Kurve ein wenig ihre Neigung; es beginnt also bei dieser Spannung die Antikathode eine neue Strahlenart auszusenden, oder mit anderen Worten: 34 Volt ist die Anregungsgrenze einer Serie. Auf der Kurve Fig. 4 sieht man einen Knick bei 287 Volt — die Anregungsgrenze einer anderen Serie. Es wurde eine Reihe von solchen Kurven mit Kohlenstoff als Antikathode aufgenommen, wobei die graphisch bestimmten Stellen der

Neigungsänderung im Bereiche von 5 bis 6 Volt variierten. Die Mittelwerte für Kohlenstoff sind:

35 Volt und 288 Volt.

Diese beiden Werte können der Größenordnung nach als Anregungsschwellen oder Grenzen der *L*- und *K*-Serien des Kohlenstoffs gedeutet werden. Nach derselben Methode wurden für eine Antikathode aus Aluminium als Mittelwerte 40 und 119 Volt erhalten, welche wir als Anregungsgrenzen der *M*- und *L*-Serien des Aluminiums auffassen. Ein Vergleich dieser Resultate mit anderen Bestimmungen (vgl. Tabelle 10) zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Zahlen von Kurth, Richardson und Holtzmark. Die übrigbleibenden Abweichungen erklären sich aus der bereits erwähnten Ungenauigkeit der Methode, sowie aus dem Umstande, daß die wirklich beschleunigende Spannung aus der angelegten  $V_1$  und der Kontaktdifferenz zwischen Kathode und Antikathode zusammengesetzt ist. Diese zweite, nicht berücksichtigte Größe kann in verschiedenen Versuchsanordnungen verschiedene Beträge erreichen.

b) Wellenlängenmessung. Um die Wellenlängen der von der Antikathode emittierten Spektrallinien zu messen, wurde bei konstanter Röhrenspannung  $V_1$  zwischen den Kugeln *E* und *S* ein verzögerndes Feld  $V_2$  angelegt und der Wert  $i_2/J_1$  als Funktion dieses Feldes  $V_2$  bestimmt. Die Stellen der erhaltenen Kurven, an welchen ein plötzlicher Abfall stattfindet, entsprechen einer größeren Anzahl von sekundären Elektronen mit nahezu gleicher Geschwindigkeit, also hervorgerufen durch irgend eine diskrete Spektrallinie. Die Werte  $V_2$ , welche dem Fußpunkte des Abfalls entsprechen, liefern die Maximalgeschwindigkeit dieser sekundären Elektronen, und nach der Gleichung

$$eV_2 = h\nu - p_1 - p_2$$

können wir die Frequenz  $\nu$  der diese Elektronen hervorrufenden Spektrallinie bestimmen. Eine typische Kurve dieser Art mit Kohlenstoff als Antikathode ist in Fig. 5 dargestellt. Die Röhrenspannung war 500 Volt. Wie man sieht, fällt die Größe  $i_2/J_1$  allmählich ab; dies beweist, daß die Zinkkugel *E* Sekundärelektronen verschiedener Geschwindigkeiten bis zu 500 Volt aussendet. Die Elektronen sind durch das kontinuierliche Spektrum unserer Antikathode hervorgerufen. Außerdem finden im Verlauf der Kurve vier steilere Abfälle statt. Der erste Abfall, nicht sehr scharf ausgeprägt, liegt bei 30 Volt, wahrscheinlich bedingt durch die ultravioletten Linien des Kohlenstoffs (*L*-Serie). Weiter kommen zwei scharf ausgeprägte, aber nicht sehr tiefe Stufen bei 106 und 130 Volt, und schließlich eine sehr tiefe

Stufe bei 248 Volt. Diese Stellen wurden bei  $V_1 = 500$  Volt einzeln genau ausgemessen. Die Resultate dieser Messungen sind in den Kurven Fig. 6, 7 und 8 angeführt. Der erste Abfall, welcher bei 30 Volt (Fig. 6) aufhört, geht allmählich vor sich, was allem Anschein nach so zu erklären ist, daß er durch eine nicht aufzulösende Linien-gruppe hervorgerufen wird. Sowohl die *L*-Grenze von Kohlenstoff (35 Volt) als auch die Beobachtung von Millikan über das ultraviolette Spektrum des Kohlenstoffs (welches sich bis  $360 \text{ \AA} \sim 27$  Volt erstreckt) entsprechen der Annahme, daß der Abfall eben durch diese Linien zu erklären ist. Fig. 7 gibt die Stufen bei 106 und 130 Volt, Fig. 8 bei 248 Volt. Diese drei Stufen scheinen einfach zu sein, d. h. sie lassen keine Struktur unterscheiden. Der Größenordnung nach haben wir die Stufen folgendermaßen zu interpretieren. Die größte Stufe bei 248 Volt ist der *K*-Linie des Kohlenstoffs zuzuschreiben, welche die freien und optischen (*N*) Elektronen des Zinks auslöst, denn diese Stufe (246) ist ungefähr gleich der Differenz ( $K_g - L_g$ ) der oben angeführten Anregungsgrenzen des Kohlenstoffs. Die Stufe bei 106 Volt ist durch keine Spektrallinie der Antikathode hervorgerufen, weil, wie wir später sehen werden, dieselbe Stufe auch bei einer Aluminium-antikathode auftritt. Daher ist das Erscheinen der Elektronen dieser Geschwindigkeit offenbar durch eine Fluoreszenzlinie bedingt, welche vom Zink *E* unter der Wirkung der Röntgenstrahlen emittiert wird. Der Größenordnung nach muß das eine der *M*-Linien des Zinks sein, welche freie und optische Elektronen aus dem Zink selbst hervorruft. Die Stufe bei 130 Volt ist von der Antikathode bedingt und ist wahrscheinlich auf diejenigen Elektronen zurückzuführen, welche von der *K*-Linie des Kohlenstoffs aus dem *M*-Niveau des Zinks ausgelöst werden.

Um sich von der Richtigkeit unserer Deutung der erhaltenen Kurve zu überzeugen, muß man Messungen bei verschiedenen Röhrenspannungen  $V_1$  ausführen, wobei das Spektrum der Antikathode, sowohl das kontinuierliche als auch das charakteristische, verschieden entwickelt sind. Eine Zusammenstellung der diesbezüglichen Resultate ist in Fig. 9 gegeben. Kurve I entspricht der Spannung  $V_1 = 500$  Volt, Kurve II  $V_1 = 410$  Volt, Kurve III  $V_1 = 315$  Volt und Kurve IV  $V_1 = 270$  Volt. In Kurve II sehen wir, daß die Stufen bei 248 und 130 Volt merklich erniedrigt sind, während die Stufe 106 Volt fast unverändert geblieben ist. In der folgenden Kurve sieht man das noch deutlicher; die Stufe 130 Volt fehlt fast vollständig, und die Stufe 248 Volt ist vier- bis fünfmal kleiner als früher. Auf Kurve IV schließlich sind die beiden letzten Stufen ganz verschwunden, während die

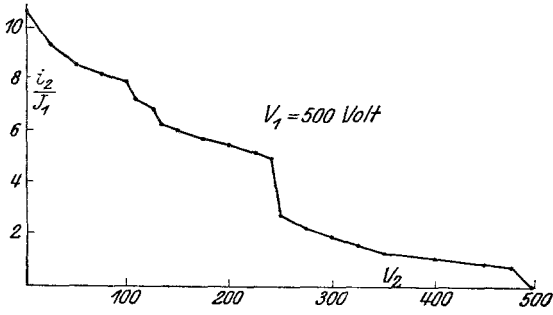


Fig. 5.

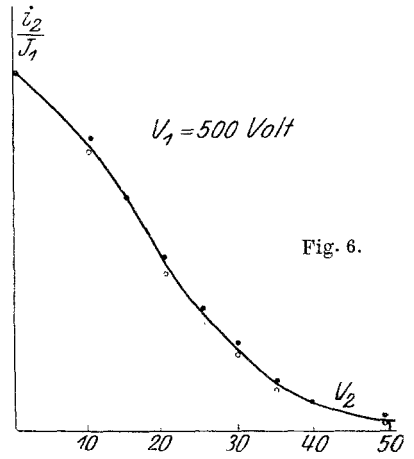


Fig. 6.

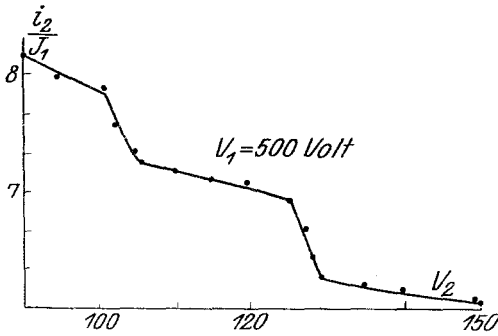


Fig. 7.

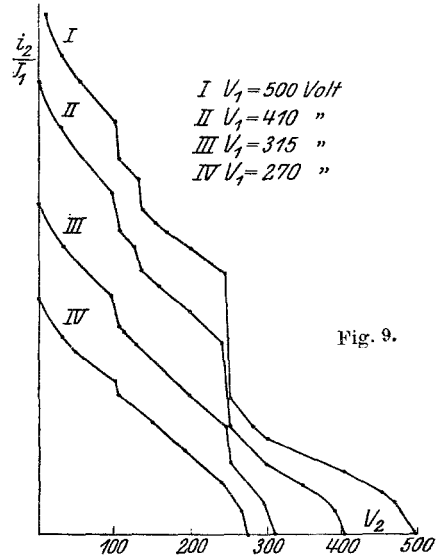


Fig. 9.

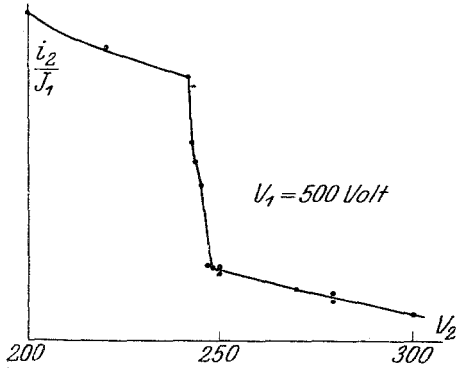


Fig. 8.

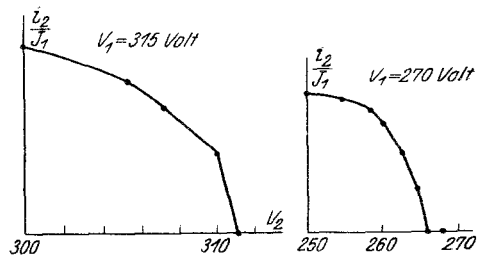


Fig. 10.

Stufe 106 Volt, freilich abgeschwächt, noch verblieben ist. Diese Daten bestätigen recht gut die oben ausgeführte Interpretation. Indem wir die Röhrenspannung verkleinern, verringern wir beträchtlich die Intensität der Spektrallinien und die Zahl der durch sie hervorgerufenen Elektronen. Weiterhin deutet der Umstand, daß die Stufen 130 und 248 Volt gleichzeitig abnehmen und verschwinden, darauf hin, daß sie durch dieselbe Ursache bedingt sind. Diese Ursache ist die *K*-Linie des Kohlenstoffs; das folgt daraus, daß bei 270 Volt, d. h. unterhalb der Anregungsschwelle, die *K*-Serie des Kohlenstoffs (288 Volt) keine Spur dieser Linie und der durch sie hervorgerufenen Elektronen zu finden ist, während bei 315 Volt die Stufe bei 248 Volt schon bemerkbar ist. Die Stufe bei 106 Volt bleibt, weil sie mit der *M*-Fluoreszenzlinie des Zinks zusammenhängt, zu deren Emission die Härte der Antikathodenstrahlung auch bei 270 Volt hinreicht.

Wir wollen jetzt unsere Aufmerksamkeit auf folgende Tatsache richten, welche in den mitgeteilten Kurven leicht zu bemerken ist. Die Kurven fallen zu 0 nicht allmählich, sondern ziemlich steil ab, wobei die verzögernden Potentiale, welche dem Verschwinden des Sekundärstromes entsprechen, der Röhrenspannung  $V_1$  nicht gleich, sondern immer kleiner sind. Das ist am besten in Fig. 10 zu sehen, wo die besonders ausgemessenen Kurvenenden bei 270 und 315 Volt Röhrenspannung abgebildet sind. Die Kurven fallen steil zu 0 ab und endigen im ersten Falle bei 266 Volt und dem zweiten bei 311 Volt. Der steile Abfall der Kurven ist offenbar dadurch bedingt, daß, wie bekannt, das kontinuierliche Röntgenspektrum mit der maximalen Frequenz  $\nu_1$ , entsprechend der angelegten Röhrenspannung, plötzlich abbricht. Der Umstand, daß die gemessene Maximalgeschwindigkeit  $V_2$  der Elektronen um 4 Volt kleiner als die Röhrenspannung  $V_1$  herauskommt, erklärt sich folgendermaßen: Erstens bestimmt sich die Grenze  $\nu_1$  des kontinuierlichen Spektrums durch die wahre Maximalgeschwindigkeit der primären Elektronen, also

$$h\nu_1 = eV_1 + \alpha,$$

wo  $V_1$  die angelegte Röhrenspannung und  $\alpha$  eine Korrektur ist, welche gleich der mittleren Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Glühkathode ist, plus der Kontaktdifferenz zwischen der Kathode und Antikathode. Diese Korrektur kann etwa 1 bis 2 Volt betragen. Zweitens müssen wir an den gemessenen Geschwindigkeiten der sekundären Elektronen  $eV_2$  die Kontaktdifferenz  $\beta$  zwischen den Elektroden *E* und *S* anbringen, und außerdem haben die Elektronen beim Austritt aus der Oberfläche noch die Arbeit  $p_2$  (Kontaktpotential des Zinks) zu verrichten. Es ist also  $h\nu_1 = eV_2 + \beta + p_2$ .

Subtrahiert man diese Gleichungen voneinander, so erhält man

$$eV_1 - eV_2 = \beta + p_2 - \alpha.$$

Das Experiment zeigt nun, daß die Größe  $V_1 - V_2 = 4$  Volt ist. Daraus folgt, in Volt ausgedrückt,  $\beta + p_2 = 4 + \alpha$ . Korrigieren wir nun alle gemessenen Werte um  $+ 4$  Volt, so erhalten wir sie bis auf einen Fehler vom Betrage  $\alpha$  genau. Da nun die Fußpunkte der Stufen sich genauer als die mutmaßliche Größe von  $\alpha$  bestimmen lassen, so ist dadurch der Genauigkeitsgrad der Messungsergebnisse bestimmt. Somit erhalten wir nach Anbringung der Korrektur für Kohlenstoff folgende Zahlen:

$$110 \text{ Volt} \quad 134 \text{ Volt} \quad 252 \text{ Volt.}$$

Da die Stufe bei 134 Volt durch die Strahlung der *K*-Linie des Kohlenstoffs, welche Elektronen aus dem *M*-Niveau des Zinks hervorrufft, bedingt ist, so erhalten wir für die Absorptionsgrenze (Abtrennungsarbeit) der *M*-Serie des Zinks

$$252 - 134 = 118 \text{ Volt.}$$

Dabei ist zu bemerken, daß diese Differenz die unbestimmte Korrektur  $\alpha$  nicht enthält und also relativ genauer ermittelt ist. Der erhaltene Wert stimmt sehr gut mit dem Resultat von Horton (l. c.) für die *M*-Serie des Zinks überein; letzterer fand  $M_g = 119$  Volt.

Die größte Stufe bei 252 Volt entspricht der *K*-Linie des Kohlenstoffs, welche freie Elektronen aus dem Zink auslöst. Da in dieser Zahl die Korrektur für die Austrittsarbeit  $p_2$  und die Kontaktdifferenz  $\beta$  schon berücksichtigt ist, so erhält man ohne weiteres die Wellenlänge dieser Linie

$$\lambda = 48,9 \text{ \AA.}$$

Ebenso erhält man für die *M*-Linie des Zinks, welche die Stufe bei 110 Volt verursacht,

$$\lambda = 112 \text{ \AA.}$$

Nach derselben Methode der Geschwindigkeitsmessung der sekundären Elektronen wurden für eine Aluminiumantikathode die Stufenwerte 78 und 107 Volt erhalten, während die Differenz

$$p' + p'_2 - \alpha' = 2 \text{ Volt}$$

betrug. Nach Anbringen dieser Korrektur erhalten wir die Werte 80 Volt und 109 Volt. Letztere Stufe rührt, wie schon erwähnt, von der *M*-Fluoreszenzlinie des Zinks her; ihre Lage stimmt im Bereiche der Unsicherheit in der Differenz  $\alpha - \alpha'$  mit dem oben erhaltenen Werte 110 Volt überein. Die Stufe bei 80 Volt schreiben wir hingegen

der  $L$ -Linie des Aluminiums zu, und zwar auf Grund der oben bestimmten Absorptionsgrenzen der  $M$ - und  $L$ -Serie des Aluminiums. Sowohl für die  $L$ -Linie des Aluminiums als auch für die  $K$ -Linie des Kohlenstoffs bewährt sich gut das Kombinationsprinzip; für Kohlenstoff (vgl. oben) ist

$$K_g - L_g = 288 - 35 = 253 \text{ Volt,}$$

was mit dem aus der Geschwindigkeitsmessung erhaltenen Werte 252 Volt sehr nahe übereinstimmt. Für Aluminium haben wir:

$$L_g - M_g = 119 - 40 = 79 \text{ Volt,}$$

während die Geschwindigkeitsmessung 80 Volt liefert.

### Zusammenfassung der Resultate.

1. Nach der Methode der Messung des gesamten Sekundärstromes wurden die Anregungsgrenzen für Kohlenstoff und Aluminium ermittelt.

2. Für die Messung der Geschwindigkeiten der Sekundärelektronen wurde die Methode des verzögernden Feldes in einem sphärischen Kondensator diskutiert und in der experimentellen Anordnung verwertet.

3. Die Anwendung dieser Methode ermöglichte die Bestimmung der Geschwindigkeiten der Elektronen, welche durch das Röntgenspektrum des Kohlenstoffs und Aluminiums bei verschiedenen Röhrensparnungen hervorgerufen werden. Die Diskussion der Messungsergebnisse ermöglichte die Bestimmung der Wellenlängen der Kohlenstoff-, Aluminium- und Zinklinien sowie der Anregungsgrenze der  $M$ -Serie von Zink. Die erhaltenen Resultate in Volt sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

	Element	$K$	$L$	$M$
Absorptionsgrenzen	C	288	35	—
	Al	—	119	40
	Zn	—	—	118
Spektrallinien	C	252	< 30	—
	Al	—	80	—
	Zn	—	—	110

In Ångströmeinheiten umgerechnet sind die erhaltenen Wellenlängen

$$K_C = 48,9 \text{ Å, } L_{Al} = 154 \text{ Å, } M_{Zn} = 112 \text{ Å.}$$



4. Es wurde festgestellt, daß die Maximalgeschwindigkeit der Sekundärelektronen der angelegten Röhrenspannung nicht entspricht, was zur Einführung einer Korrektur an den unmittelbar erhaltenen Werten verwendet wurde.

Obgleich die Genauigkeit der angewandten Methode nicht mehr als 0,5 bis 1 Proz. beträgt, gelang es doch mit ihrer Hilfe zum ersten Male, eine unmittelbare Wellenlängenbestimmung im noch nicht untersuchten Spektralbezirk von 12 bis 136 Å auszuführen und Wellenlängen vom Betrage 48,9 Å, 112 Å und 154 Å festzustellen.

Petrograd, Physik.-Techn. Röntgeninstitut, Januar 1924.

---