

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 6 (1933)  
**Heft:** VII

**Artikel:** Absolutmessung der Streuintensität von Cu-K-Strahlung an Argon  
**Autor:** Herzog, G.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110282>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 02.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Absolutmessung der Streuintensität von Cu-K<sub>α</sub>-Strahlung an Argon

von G. Herzog, Zürich.

(19. VII. 33.)

*Zusammenfassung.* Cu-K<sub>α</sub>-Strahlung wird an Argon unter 40° gestreut. Die Strahlung ist durch das Zweifilterverfahren monochromatisiert. Die Primärstrahl- und die gestreute Energie werden mit einer Ionisationskammer gemessen. Die Ionisationsströme von der Grössenordnung 10<sup>-17</sup> Amp. werden mit Elektrometerröhren der General Electric Co. in einer Brückenordnung verstärkt und mit einem Galvanometer gemessen. Für das Verhältnis der Streuenergie zur primär einfallenden ergibt sich  $Q_{\text{exp.}} = 2,88 \cdot 10^{-7} \pm 5\%$ . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer theoretischen Berechnung, welcher das Hartree'sche Atommodell zugrunde gelegt ist und welche die Waller'sche wellenmechanische Streuungstheorie verwendet. Der theoretisch zu erwartende Wert ist  $Q_{\text{theor.}} = 2,87 \cdot 10^{-7} \pm 6\%$ .

## Einleitung.

Intensitätsmessungen der an Gasen und Dämpfen gestreuten Röntgenstrahlen wurden in den letzten Jahren mit Hinsicht auf zwei Ziele durchgeführt. Die einen Arbeiten (Literatur 1 bis 7) wollen aus Streumessungen an *einatomigen* Gasen Schlüsse auf die Elektrizitätsverteilung der negativen Ladung im Einzelatom schliessen. Die zweite Gruppe von Untersuchungen befasst sich mit der Bestimmung der Streuintensität von Röntgenstrahlen an Gasen und Dämpfen mit *mehratomigen* Molekülen. Sie haben den Zweck, die genaue Lage der Einzelatome innerhalb des Moleküls festzulegen (Literatur 8 bis 12). Beide Untersuchungsrichtungen benutzen im wesentlichen die Interferenzerscheinung, welche ein Röntgenstrahl erleidet, der auf eine räumlich verteilte Ladungsanordnung fällt.

Ein freies Elektron wird unter der Einwirkung einer Röntgenwelle in Schwingungen versetzt und sendet Strahlung aus. Sind im Atom mehrere Elektronen vorhanden, so sendet bei langwelliger Primärstrahlung jedes eine Streuwelle der Primärstrahlungsfrequenz aus. Diese Einzelstrahlen der verschiedenen Elektronen setzen sich zu einem Gesamtstrahl zusammen, dessen Intensität von den Phasenbeziehungen der einzelnen Streuwellen bestimmt wird. Für diese Phasenbeziehungen sind die räumlichen Lagen

der Elektronen bestimmend. Sie hängen bei fester Elektronenverteilung auch von der Beobachtungsrichtung für die Streustrahlung ab. Man kann aus einer vorgegebenen Elektronenanordnung die zu erwartende Streustrahlungsverteilung berechnen. Wie mathematisch gezeigt werden kann<sup>4)</sup>, lässt sich das Problem derart umkehren, dass aus der gemessenen Strahlungsverteilung auf die Elektronenanordnung rückgeschlossen wird.

Nach der wellenmechanischen Anschauung sind die Elektronen keine punktförmigen Gebilde. Vielmehr stellt die negative Elektrizität im Atom eine kontinuierliche Ladungsverteilung dar. Für ein solches „verschmiertes“ Atom gelten analoge Überlegungen, wie sie für die Streuung an punktförmigen Elektronen dargestellt wurden. Es ist nur nötig, sich die räumlich verteilte Ladung in einzelne Volumenelemente aufgelöst zu denken. Unter dem Einfluss der Primärstrahlung sendet jedes Volumenelement Strahlung der primären Wellenlänge aus. Die Summe dieser Teilstreuwellen liefert — unter Berücksichtigung der Phasenbeziehungen — die totale Streuwelle. Ihre Intensität hängt wegen der mit dem Winkel ändernden Phasenbeziehungen vom Streuwinkel ab. Somit wird verständlich, dass aus der Messung der Winkelabhängigkeit der Streuintensität wieder rückwärts auf die streuende Ladungsverteilung geschlossen werden kann.

Die theoretische Deutung der Streumessungen wird besonders einfach für den Fall von gasförmigen Körpern<sup>13) 14)</sup>, weil hier die gegenseitige Interferenz von benachbarten Atomen oder Molekülen wegen ihrer regellosen Bewegung keine Rolle spielt, im Gegensatz zu den kristallinen Körpern. Darin liegt der wesentliche Grund für die Wahl von Gasen und Dämpfen als Messsubstanzen. (Eine ausführlichere Diskussion hierüber siehe bei <sup>2)</sup> und <sup>4)</sup>).

Weil über die Möglichkeiten der *Messmethoden* bereits ausführliche Arbeiten erschienen sind<sup>2) 4) 5) 15)</sup>, genügt an dieser Stelle ein kurzer Hinweis: Unter Streuwinkel  $\vartheta$  ist im folgenden stets der Winkel zwischen der Richtung des einfallenden oder primären Röntgenstrahles und der Richtung verstanden, unter welcher die Streustrahlung beobachtet wird. Ausser von  $\vartheta$  hängt die Streuintensität auch von der einfallenden Wellenlänge  $\lambda$  ab. Bis auf feinere Einzelheiten ist die Streuintensität nur eine Funktion des Quotienten  $\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda}$ . Man kann daher die Streuwerte entweder als Funktion der Wellenlänge oder als Funktion des Streuwinkels bestimmen. Der letzte Weg ist der bequemere und daher stets gewählte. Die Messungen erfolgten bisher nur als

*Relativmessungen*, d. h. es wurde ein Punkt der Streukurve willkürlich festgelegt und die *Kurvenform* der Streuintensität beobachtet. Diese wurde mit der theoretisch zu erwartenden Kurvenform verglichen. Die Messungen ergaben eine ausserordentlich gute Bestätigung der wellenmechanischen Anschauung über die Elektrizitätsverteilung in Atomen und Molekülen.

Die *theoretische Berechnung* der Streuintensität am Einzelatom gründet sich auf die anfangs angedeuteten Interferenzüberlegungen. Man nimmt also ein Atommodell an (nach THOMAS<sup>16</sup>), FERMI<sup>17</sup>) oder genauer nach HARTREE<sup>33</sup>) und berechnet aus der gegebenen Ladungsdichteverteilung klassisch die Streuintensitäten<sup>13</sup>)<sup>14</sup>). Diese so gerechneten Intensitäten beziehen sich auf Streustrahlung von gleicher Wellenlänge wie die Primärstrahlung (*kohärenter Anteil*). Dazu tritt aber noch ein *inkohärenter* Intensitätsanteil<sup>17a</sup>)<sup>19</sup>)<sup>20</sup>). Er entspricht der Frequenzverschiebung, wie sie im Compton-Prozess auftritt. Eine genaue wellenmechanische Durchrechnung ist von WALLER<sup>18</sup>) ausgeführt worden.

Diese theoretischen Berechnungen liefern Absolutwerte für die Intensität der Streustrahlung. Nachdem in früheren Versuchen der theoretische Kurvenverlauf bestätigt worden war, erschien es wünschenswert, auch eine *absolute Messung der Streuintensität* durchzuführen. Eine solche Bestimmung hat für einen gegebenen Streuwinkel und eine bestimmte einfallende Wellenlänge das *Verhältnis von Streustrahl- zu Primärstrahlintensität* festzulegen. Diese Grösse ist für Gase unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen etwa  $1:10^7$ . Die Bestimmung eines solchen Quotienten bietet im allgemeinen schon erhebliche Schwierigkeiten. Im besonderen Falle der Streumessung kommt noch dazu, dass die gestreute Röntgenintensität im Falle eines Gases schon an und für sich sehr gering ist.

Um daher diese äusserst kleine Grösse der Streuintensität mit der zehn Millionen mal stärkeren Primärintensität vergleichen zu können, muss man bis an die Grenzen der Messtechnik vordringen. Die Methode, nach welcher die Messungen ausgeführt wurden, soll im folgenden besprochen werden.

Röntgenstrahlenergien werden quantitativ am besten jonometrisch gemessen. In einer Kammer wird die Röntgenstrahlung möglichst vollständig absorbiert. Die dabei verschwindende Strahlenenergie wird verwendet, um das Füllgas der Kammer zu ionisieren. Bildet man die Kammer als Kondensator aus, so können die erzeugten Ionen durch ein elektrisches Feld an die Elektroden geführt werden. Es entsteht ein Ionisationsstrom, dessen Grösse ein Mass der absorbierten Strahlung bildet. Unter

geeigneter Bedingung (Sättigung im Kondensator) kann ein linearer Zusammenhang zwischen absorbierter Röntgenenergie und entstehendem Ionisationsstrom erreicht werden. Die Bestimmung der Strahlungsintensität reduziert sich damit auf die Messung von Ionisationsströmen.

Für die an Gasen gestreute Intensität monochromatischer Strahlung beträgt der zugehörige Ionisationsstrom in der verwendeten experimentellen Anordnung etwa  $10^{-17}$  Ampère. Zur Messung solch kleiner Ströme stehen heute zwei Hilfsmittel zur Verfügung: das Elektrometer und die Elektrometerröhre. Die Schwierigkeit, ein Elektrometer mit einer derartig hohen Stromempfindlichkeit zu betreiben, ist zur Genüge bekannt. Bei der vorliegenden Messung tritt als erschwerender Umstand dazu, dass die kleinen Ionisationsströme in unmittelbarer Nachbarschaft der Röntgenröhre mit ihren hohen Spannungen gemessen werden müssen, so dass besondere Sorgfalt auf die elektrostatische Abschirmung des Mess-Systems gelegt werden muss. Nun haben aber gerade in der allerletzten Zeit besondere Verstärkerröhren, die *Elektrometerröhren*, ihre technische Entwicklung erfahren. Diese Röhren besitzen eine ausserordentlich hohe Gitterisolation, welche sie ganz besonders für die Messung kleiner Ströme befähigt. Die Verwendung der Verstärkerröhre bringt mit sich, dass man als Stromzeiger ein Galvanometer benutzen kann, das viel kräftiger gebaut ist als die feinen Elektrometer. Bei einiger Erfahrung im Betrieb dieser Elektrometerröhren und sorgfältigem Aufbau des Verstärkerkreises bietet die Strommessung mit der Verstärkermethode nicht mehr Schwierigkeiten wie die Beobachtung eines Galvanometers. Aus diesen Erwägungen wurde der Röhrenverstärkung der Ionisationsströme der Vorzug vor der elektrometrischen Messung gegeben. Auf Grund der mit dieser Apparatur gesammelten Erfahrungen sind im hiesigen Institut weitere Apparate mit Elektrometerröhren ausgerüstet worden. So wurden zwei Röntgenspektrographen gebaut und ein Radiumdosimeter zur Bestimmung von Radiumpräparatstärken. Alle diese Anwendungen der Elektrometerröhren bewähren sich äusserst zufriedenstellend.

Die Verwendung der Elektrometerröhren als Gleichstromverstärker beruht auf dem Prinzip der Widerstandsverstärkung.

Zu diesem Zwecke leitet man den kleinen Gleichstrom über einen hochohmigen Widerstand und benützt das Spannungsgefälle zur Steuerung des Gitters der Verstärkerröhre. Mit der gleichen Anordnung kann auch der Ionisationsstrom gemessen werden, welcher in derselben Ionisationskammer vom direkten Strahl erzeugt wird. Dieser Strom ist aber  $10^7$ mal grösser! Macht man

für diese zweite Messung den hochohmigen Widerstand entsprechend kleiner, so ergeben sich in beiden Fällen Steuerungsspannungen derselben Größenordnung am Gitter der Verstärkeröhre, und die Messung beider Ströme wird mit der gleichen Apparatur möglich. Auf dieses Prinzip gründen sich die vorliegenden Messungen. Im folgenden werden die einzelnen Teile der Apparatur besprochen.

### Die Zerstreungskammer.

Sie enthält das zu messende Gas (Argon). Es wurde die Druckkamera<sup>4)</sup> unter geringen Abänderungen verwendet, die zu den früheren photographischen Relativmessungen gedient hatte. Daher genügt, an dieser Stelle eine kurze Beschreibung zu geben und es sei auf die Abbildungen 1 und 1a<sup>4)</sup> verwiesen.

Durch eine rechteckige Blende von 1 mal 3 mm<sup>2</sup> wird ein gut definiertes Strahlenbündel ausgeblendet. Die eigentliche Kamera besteht aus einem sehr dickwandigen (1,5 cm) Messingzylinder, der längs der Achse eine Bohrung von 2 cm Durchmesser hat. Sie enthält das Streugas. Die Sekundärstrahlung kann durch feine Schlitze in der Wand radial unter verschiedenen Winkeln austreten. Somit dient die Kamerawand dazu, die Blenden für die Sekundärstrahlung zu bilden. Die Schlitze für den Primär- und für den Sekundärstrahl sind durch Aluminiumfolien vakuum- und druckdicht abgeschlossen und die Blendenschlitze sind evakuiert.

Weil die Intensitätsmessungen nicht mehr photographisch ausgeführt werden sollten, wurde die Filmkassette, welche die ganze Kamera umschloss, entfernt. In den Verschlussdeckel, welcher den Schliff festhält, wurde ein Rollenlager eingebaut, dessen äusserer Ring fest im Deckel montiert ist. Der innere Ring dient als Lagerung für einen Hebel, der also um die Längsachse der Zerstreungskammer geschwenkt werden kann. Die Schwenkung wird mittels Schnecke und Schneckenrad fein eingestellt. Somit lässt sich die Achse des Hebels unter einen beliebigen Winkel zur Richtung des primären Röntgenstrahles (Richtung der Eintrittsblenden) feststellen. An diesem Hebel ist die Ionisationskammer fest montiert. Ihre Eintrittsöffnung kann mit dieser Vorrichtung vor jede Austrittsöffnung der Sekundärstrahlblenden gestellt werden. Sie kann aber auch in die Richtung des Primärstrahles gebracht werden, um dessen Intensität zu messen. *Streu- und Primärstrahl werden also mit der gleichen Ionisationskammer gemessen, so dass man von Korrekturen für die Form der Ionisationskammer frei wird.*

### Die Ionisationskammer.

Für ihre Dimensionierung ist ausschlaggebend, dass die eintretende Röntgenenergie möglichst völlig in der Kammer absorbiert werden soll, so dass die gesamte Energie zur Ionenbildung beitragen kann. Andererseits ist die Kameralänge durch den zur Verfügung stehenden Raum beschränkt. Um beide Bedingungen einzuhalten, wurde eine mit *Argon* gefüllte *Druckkamera* mit einer nutzbringenden Länge von 11 cm gewählt. Diese Kamera absorbiert bei 6 Atmosphären Druck die Cu<sub>α</sub>-Strahlung zu 100%. (Die charakteristische Molybdänstrahlung ( $\lambda = 0,77 \text{ \AA}$ ) würde in dieser Kamera zu 81% verschluckt.) Diese Wahl erfolgte mit

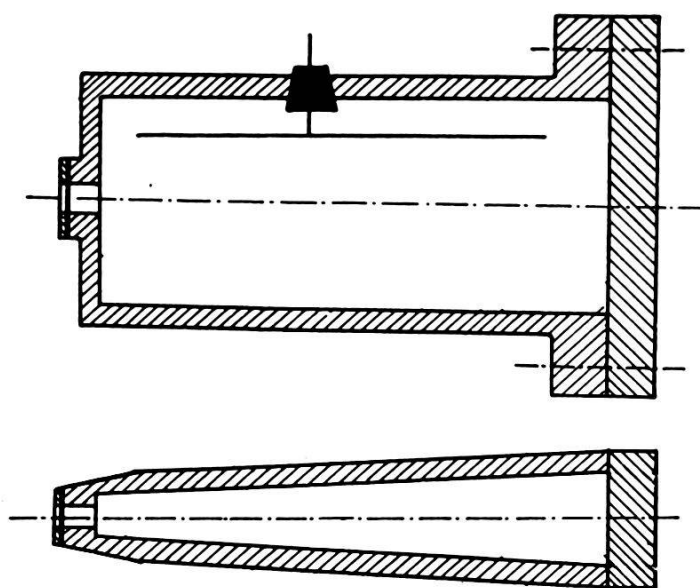


Fig. 1.

Rücksicht auf spätere Messungen mit Mo-Strahlung. Eine erste Ionisationskammer wurde zunächst mit rechteckigem Querschnitt gebaut. Ihr äusseres Gehäuse ist in Fig. 1 dargestellt. Dank der schmalen konischen Form kann die Kammer nahe an die Eintrittsblende des direkten Strahles gebracht werden, so dass Messungen der Streustrahlung bis nahe 180 Grad möglich sind. Das Messinggehäuse dient als Behälter des unter Druck stehenden Füllgases und gleichzeitig als elektrostatischer Schutz. In dieses Gehäuse ist ein passendes Aluminiumkästchen hineingestellt (in der Figur nicht gezeichnet), welches gegen die Wandung durch Glimmer elektrisch isoliert ist. Das Kästchen bildet die eine Elektrode der Ionisationskammer. Die zweite Elektrode ist ein Draht, der durch einen Bernsteinschliff eingeführt ist.

Mit der später zu beschreibenden Verstärkungsapparatur für den Ionisationsstrom wurden nun Versuche über den *Nulleffekt*

vorgenommen, und zu diesem Zwecke der Ausschlag des messenden Galvanometers ohne einfallende Strahlung registriert. Diese ersten Registrierungen zeigten regellose Schwankungen des Instrumentes, die auch nach langer Zeit nicht aufhörten. Evakuierte man jedoch die Ionisationskammer, so blieb das Instrument völlig ruhig. Der Gedanke lag nahe, dass diese Schwankungen Ionisationsstößen entsprechen, welche durch  $\alpha$ -Teilchen entstehen infolge Spuren radioaktiver Substanzen in der Wandung der Kamera. Aus der beobachteten Grösse der Schwankungen und den Konstanten der Verstärkungsapparatur konnte die Zahl der pro Stoss erzeugten Ionenpaare errechnet werden. Diese Zahl stimmte mit der aus der Literatur für  $\alpha$ -Teilchen bekannten überein, so dass sich die vermutete Ursache der Schwankungen bestätigte.

Diese Schwankungen waren aber so stark, dass (mit der sehr empfindlichen Messmethode) nicht daran gedacht werden konnte, die sehr kleinen Ionisationsströme zu messen. Man hat es nun aber in der Hand, die Zahl der austretenden  $\alpha$ -Teilchen zu verringern. Stammen diese nicht aus dem Gas selbst, sondern aus der Wandung (was hier anzunehmen ist), so hat man nur die Wandoberfläche zu verringern, indem sie in einen feindrahtigen Käfig aufgelöst wird. Diesen Weg ging erstmals G. HOFFMANN<sup>27</sup>); er wurde auch hier beim Bau einer zweiten Ionisationskammer eingeschlagen.

Diese Kammer besteht aus einem Messingrohr von 6 cm Durchmesser, welches gegen den Strahleneintritt bis auf 3 cm konisch verjüngt ist. Auf der Rückseite ist auf einen Abschlussflansch ein Deckel mit einer Gummidichtung aufgeschraubt. Der Deckel trägt einen Einlasshahn und ein Manometer. Der Strahleneintritt erfolgt durch ein 0,6 mm dickes Berylliumfenster. Es ist wegen der grösseren mechanischen Festigkeit einerseits und der geringeren Absorption andererseits für Druckkammern geeigneter als Aluminium. Die Kammer ist vakuum- und druckdicht. In das Innere ist vorne und hinten je ein Ring aus Isoliermaterial eingespannt, zwischen welchen die Drähte des eigentlichen Ionisationskäfigs gespannt sind. Es wurden 0,1 mm starke Drähte in einem Abstand von etwa 1 cm angeordnet. Die halbe (nach innen gerichtete) Oberfläche dieser Drähte beträgt nur etwa  $\frac{1}{100}$  der Kamerawandfläche. Dementsprechend ist zu erwarten, dass die Nullstösse hundertmal seltener werden. Die beiden Registrierungen des Galvanometerausschlages in Funktion der Zeit mit den beiden Ionisationskammern in Fig. 2 zeigen dieses Ergebnis deutlich.

Die Innenelektrode der Ionisationskammer ist ein dünnes Drähtchen, welches innerhalb des Käfigs so befestigt ist, dass es nicht vom direkten Strahl getroffen wird. Es wird an einer Durchführung gehalten, die mit einem Bernsteinschliff vom Gehäuse isoliert ist. Die elektrische Hilfsspannung der Ionisationskammer ( $-450$  V) liegt am Käfig, während das Gehäuse geerdet ist. Die Innenelektrode befindet sich auch ungefähr auf Erdpotential (genau auf dem Potential der Gittervorspannung der Verstärkerröhre). Damit besteht im Innern der Ionisationskammer ein doppeltes elektrisches Feld. Einmal das normale Feld zwischen den beiden Elektroden (Draht und Käfig) und dann das Feld vom Käfig zum Gehäuse. Ihm kommt die wichtige Aufgabe zu, die Ionen abzufangen, welche von den  $\alpha$ -Teilchen der Wand erzeugt werden.

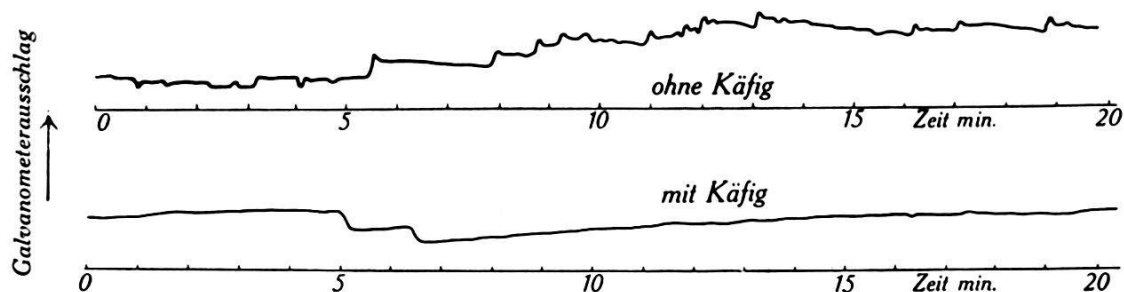


Fig. 2.

Denn gerade diese vielen  $\alpha$ -Teilchen hatten die Messung in der alten Anordnung gestört. Der Abstand zwischen Wand und dem Käfig ist so zu bemessen, dass sich die  $\alpha$ -Teilchen der Wand im zwischenliegenden Gasraum totlaufen. Nach diesem Gesichtspunkt wurde dieser Abstand zu 10 mm gewählt. (Die Reichweite von normalen  $\alpha$ -Strahlen in Argon bei 6 Atm. Druck ist 0,6 cm). Um die überhaupt vorhandenen  $\alpha$ -Teilchen weiter zu verringern, ist die Kamera innen so stark elektrolytisch verkupfert, dass die  $\alpha$ -Strahlen der Messingwand die Kupferschicht nicht durchdringen können. Das elektrolytisch niedergeschlagene Kupfer ist möglichst rein und frei von Radioaktivität.

### Die Verstärkung.

Sie erfolgt mit einer sog. „Elektrometerröhre“, d. i. eine Triode mit hoher Gitterisolation. Die wesentlichste Eigenschaft einer solchen Röhre ist ein ausserordentlich kleiner Gitterstrom oder anders ausgedrückt: eine maximal hohe Gitterisolation; nur diese macht die Messung der äusserst kleinen Gleichströme möglich. Diese Forderung erfüllen die hier verwendeten Röhren der

General Electric Co., die sog. „Pliotron“-Röhre FP 54, durch folgende Massnahmen:

1. Isolation der Gitteraufhängung durch Quarzstücke, die durch einen umgebenden Glaszylinder davor geschützt sind, dass sie mit der Zeit durch verdampfendes Metall oberflächenleitend werden.

2. Geringe Anodenspannung, so dass die Elektronen nicht die Geschwindigkeiten erhalten, welche zur Ionisierung von Gasresten in der Röhre notwendig sind.

3. Niedrige Heizfadentemperatur (Toriierter Heizdraht), so dass durch Photoeffekt am Gitter möglichst wenige Elektronen ausgelöst werden.

Alle diese Massnahmen ermöglichten eine Gitterisolation von  $10^{15} \Omega$ .

Die Wichtigkeit der hohen Gitterisolation lässt die folgende Überlegung erkennen. Bei einem Gitterableitwiderstand  $R$  und einer Röhrensteilheit  $S$  beträgt die Anodenstromänderung  $\Delta i_a$  für einen über  $R$  abfliessenden Ionisationsstrom  $i$

$$\Delta i_a = R S i.$$

Der Gitterisolationswiderstand  $R_g$  der Röhre liegt dem an das Gitter aussen angebrachten Gitterableitwiderstand  $R$  parallel. Nur für  $R_g > R$  ist  $R_g$  gegen  $R$  vernachlässigbar. Ist umgekehrt  $R_g < R$ , so spielt der äussere Gitterableitwiderstand keine wesentliche Rolle mehr und die Steuerwirkung am Gitter ist durch  $R_g$  bedingt. Der frühere Ausdruck für die Anodenstromänderung geht im letzten Falle über in

$$\Delta i_a = R_g S i$$

und ist also nur durch die Gitterisolation bestimmt. Diese ändert aber sehr stark mit der Heiz-, Gitter- und Anodenspannung der Röhre, so dass der Verstärkungsfaktor  $R_g \cdot S$  nicht mehr konstant ist. Damit sind quantitative Messungen von  $i$  verunmöglich. Praktisch muss also stets  $R < R_g$  sein. Damit ist aber für den verwendbaren Gitterableitwiderstand und gleichzeitig für den Verstärkungsfaktor einer Röhre eine obere Grenze festgelegt.

Für gewöhnliche Radioröhren beträgt  $R_g \sim 10^8 \Omega$  und  $S$  grössenordnungsmässig  $10^{-3} \text{ A/V}$ .  $R S$  wird damit auf Werte kleiner als  $10^5$  beschränkt.

Die Elektrometerröhre hat dagegen  $R_g \sim 10^{15} \Omega$  und  $S \sim 10^{-5} \text{ A/V}$ , so dass die Verstärkung  $R S < 10^{10}$  gehalten werden muss.

Für die gleiche Anodenstromänderung  $\Delta i_a$  lassen sich demnach mit der Elektrometerröhre hunderttausendmal kleinere Ionisationsströme (Gittersteuerströme) messen, als durch eine normale Radioverstärkerröhre.

An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass diese Überlegungen nur dann Gültigkeit behalten, wenn der zu messende kleine Strom von einer Spannungsquelle mit sehr hohem inneren Widerstand  $R_i$  geliefert wird.  $R_i$  muss stets gross gegenüber  $R$  gehalten werden; ein kleiner Wert von  $R_i$  würde für  $R$  einen kurzschliessenden Shunt bedeuten. Der innere Widerstand einer Ionisationskammer erfüllt diese Forderung, sofern im Sättigungsgebiet gemessen wird; dann ist  $R_i$  unendlich gross. (Diese Forderung an  $R_i$  bildet auch den Grund für die Schwierigkeit der Verstärkung von kleinen Thermoelementströmen!)

Da die Elektrometerröhre noch wenig bekannt ist, seien hier die wichtigsten Daten der G.E.C.-Röhre kurz zusammengestellt:

Heizstrom	= 110 mA
Heizspannung	= 2,5 V
Anodenspannung	= 6 V
Schirmgitterspannung	= 4 V
Gitterisolation	= $10^{15} \Omega$
Gitterkapazität	= 6 cm
Steilheit $S$	= $2 \cdot 10^{-5}$ Amp/Volt
Normaler Anodenstrom	= 0,1 mA.

Die Anodenstromänderung ist gegenüber dem absoluten Wert des Anodenstromes recht klein. Es ist daher vorteilhaft, den normalen Anodenstrom im Messinstrument durch einen im umgekehrten Sinne fliessenden Hilfsstrom zu kompensieren. Das Instrument zeigt nur Anodenstromänderungen und kann daher empfindlicher gebaut sein. Der Hilfsstrom kann entweder von einer besonderen Batterie geliefert werden, oder es wird zur Kompensation der Anodenstrom einer zweiten „Kompensationsröhre“ verwendet. Die Vorteile dieser zweiten Methode bei der Verstärkung extrem kleiner Ströme sind aus der Literatur ersichtlich. (Elimination aller Batterieschwankungen.)

Verwendet man im Anodenkreis (mit kompensiertem normalem Anodenstrom) ein Galvanometer der Stromempfindlichkeit  $\varepsilon$  Amp/m und mm, so entspricht einem Millimeter Ausschlag der Gitterstrom:

$$i_g = \frac{\varepsilon}{RS} \quad \begin{array}{l} R = \text{Gitterableitwiderstand,} \\ S = \text{Röhrensteilheit.} \end{array}$$

Also wird z. B. mit  $\varepsilon = 10^{-9}$  A/m u. mm;  $S = 2 \cdot 10^{-5}$  V/A;  $R = 10^{12} \Omega$ ;  $i_g$  pro mm Ausschlag  $= \frac{1}{2} \cdot 10^{-16}$  A.

Diese Empfindlichkeit würde jedoch noch nicht genügen, um die Streustrahlintensität zu messen. Es wurde daher die Methode des „freien Gitters“ verwendet (floating grid). Sie besteht darin, dass man den äusseren Gitterableitwiderstand unendlich gross macht, d. h. überhaupt weglässt. Es bleibt als Gitterableitwiderstand dann der Gitterwiderstand der Röhre selbst, der ja im vorliegenden Falle sehr hoch ist. Das Gitter einer „freien“ Röhre lädt sich so lange auf, bis der Gitterstrom Null wird. Dann ist die Röhre im Gleichgewicht und bleibt auf diesem Punkt des „freien Gitterpotentials“. (Hier etwa  $-2$  Volt.) Leitet man auf dieses Gitter einen äusseren Strom, so lädt es sich wie

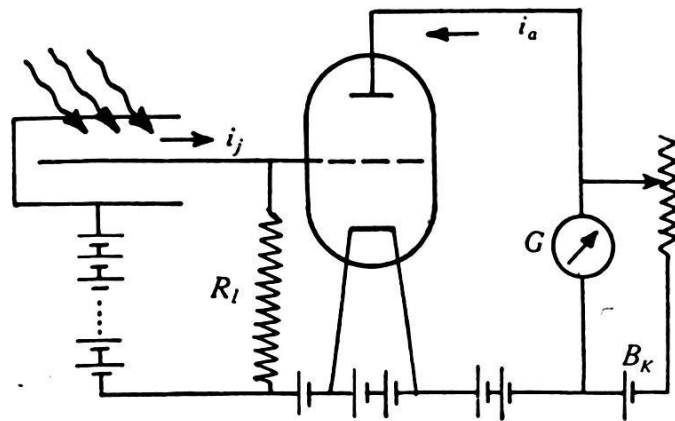


Fig. 3.

ein Elektrometer auf. Der Ladestrom ergibt sich aus der zeitlichen Änderung des Anodenstromes. In Fig. 3 ist das Schaltungsschema gezeichnet.  $R_l$  bezeichnet den Leckwiderstand (beim freien Gitter also die Röhrenisolation). Der normale Anodenstrom (entsprechend dem Potential des freien Gitters ohne äussere Stromzufuhr) wird durch die Kompensationsbatterie  $B_k$  im Galvanometer  $G$  ausgeglichen. Ist  $V_g$  das freie Gitterpotential, und hat das Gitter inklusive Ionisationskammer die Kapazität  $C$ , so gilt:

$$C \frac{dV_g}{dt} = i_j - \frac{V_g - V_g^f}{R_l}.$$

Auf der rechten Seite der Gleichung steht der total auf das Gitter fliessende Strom: der Ionisationsstrom  $i_j$  minus der Leckstrom über die Gitterisolation  $R_l$ . Mit der Anfangsbedingung

$$t = 0 : V_g = V_g^f$$

liefert die Differentialgleichung für die zeitliche Änderung des Gitterpotentials

$$V_g - V^I = i_j R_l (1 - e^{-t/R_l C}).$$

Die Gitterspannungsänderung wächst also mit der Zeit an; die Halbwertszeit dieses Vorganges ist  $t_{1/e} = R_l C$ ; z. B. mit  $R_l = 10^{15} \Omega$  (Röhrenisolation) und  $C = 10 \text{ cm} \sim 10^{-11} \text{ F}$  ist  $t_{1/e} = 10^4 \text{ sec.}$  oder 3 Stunden. Wegen dieser langen Aufladezeiten wird vorteilhafter auf die Messung von totalen Ausschlägen verzichtet und der Anstieg der Gitterspannungsänderung des Anodenstroms beobachtet. Für die Änderung der Gitterspannung ergibt sich

$$\frac{dV_g}{dt} = i_j \frac{e^{-t/R_l C}}{C}$$

und im besonderen für  $t = 0$ , d. h. die Zeit, zu welcher Ionisationsstrom einsetzt:

$$\left( \frac{dV_g}{dt} \right)_{t=0} = \frac{i_j}{C} \quad \text{oder} \quad i_j = C \left( \frac{dV_g}{dt} \right)_{t=0}.$$

Wird die Röhrensteilheit  $S = \frac{di_a}{dV_g}$  in die letzte Gleichung eingeführt, so ergibt sich für kleine Gitterspannungsänderungen, wo  $S = \text{konstant}$  gesetzt werden darf:

$$i_j = \frac{C}{S} \left( \frac{di_a}{dt} \right)_{t=0}.$$

Demnach wird der Ionisationsstrom aus dem zeitlichen Anstieg des Anodenstromes im Augenblick  $t = 0$ , der Kapazität des Systems und der Röhrensteilheit gefunden. Für eine bestimmte Anordnung mit Widerständen und Galvanometer ist der Strom  $i_G$  durch das Galvanometer proportional der Anodenstromänderung  $di_G = k \cdot di_a$ , also

$$\boxed{i_j = \frac{C}{kS} \left( \frac{di_G}{dt} \right)_{t=0}} \quad (1)$$

Mit der eben beschriebenen Methode des *freien Gitters* werden die *Streustrahlintensitäten* gemessen. Für den *direkten* Strahl erfolgt dagegen die Messung durch Einschalten eines *Ableitwiderstandes*  $R$  von etwa  $10^9 \Omega$ . Mit einer Gittervorspannung, die gleich dem freien Gitterpotential ist, hat die Röhre dieselbe Steilheit  $S$

wie in Gleichung (1). Es wird dann die Anodenstromänderung

$$\Delta i_a = i_j R S \quad \text{und} \quad \boxed{i_j = \frac{1}{k R S} \Delta i_G} \quad (2)$$

für den direkten Strahl. Das gesuchte Verhältnis für die Intensitäten von Streustrahlung und direktem Strahl wird damit

$$\boxed{Q = C R \frac{\left(\frac{di_G}{dt}\right)_{t=0}}{\Delta i_G} = \frac{\text{Streuintensität}}{\text{Primärintensität}}} \quad (3)$$

In dieser Formel stehen weder die Röhrensteilheit, noch irgendwelche Konstanten des Galvanometers.

#### Elektrische Messanordnung.

Um kleine Ströme zu messen, wie sie der Streustrahlung entsprechen, müssen besondere Vorkehrungen getroffen werden. Auch gut aufgeladene Akkumulatoren (für Heizung, Anoden-

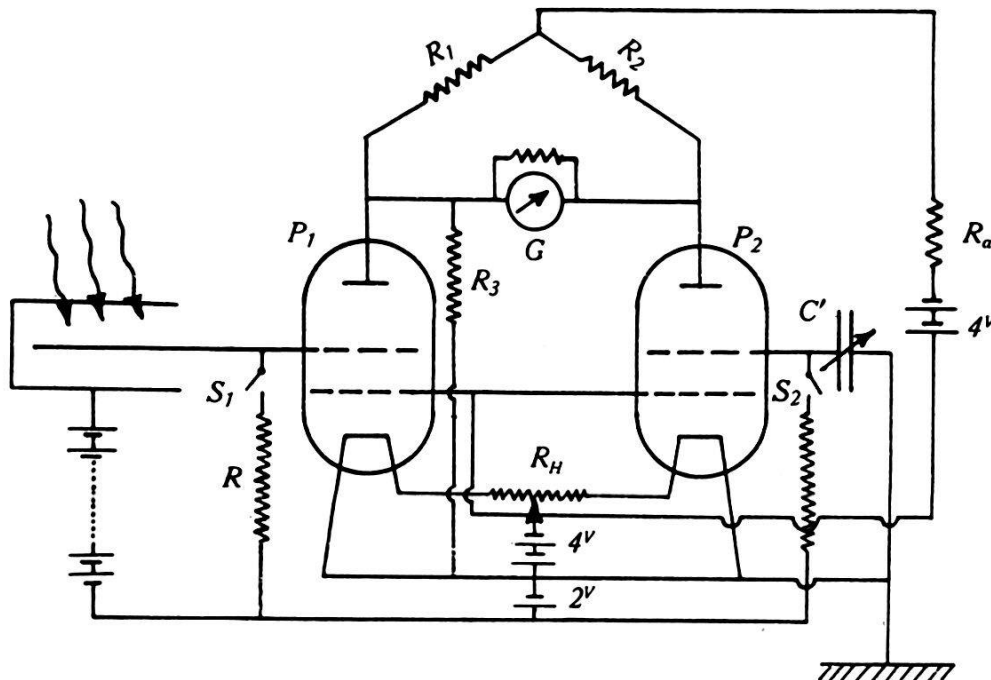


Fig. 4.

spannung usw.) zeigen Schwankungen, deren Auswirkungen weit über den zu messenden Effekt hinausgehen. Eine Brückenanordnung macht von diesen Schwankungen unabhängig. Das Schalt-schema ist aus Fig. 4 ersichtlich.

Diese Anordnung ist in der Literatur<sup>22) 23) 24) 25) 26)</sup> schon mehrfach besprochen worden, so dass hier einige kurze Andeutungen genügen mögen.

Die vier Brückenarme werden aus je zwei Widerständen  $R_1$  bzw.  $R_2$  und zwei möglichst gleichen Plotron-Röhren  $P_1$  bzw.  $P_2$  gebildet.  $P_1$  ist die eigentliche Messröhre, während der Anodenstrom von  $P_2$  zur Kompensation desjenigen von  $P_1$  dient. Durch versuchsweises Einregulieren der Widerstände  $R_1, R_2, R_3$  und  $R_a$  kann der Strom durch das Galvanometer  $G$  unabhängig von Anodenbatterieschwankungen gemacht werden. Die Heizspannung beider Röhren wird von gemeinsamen Akkumulatoren geliefert. Der Widerstand  $R_H$  wird so einreguliert, dass das System frei von Spannungsschwankungen dieser Akkumulatoren wird. Mit freien Gittern (in beiden Röhren) ergibt sich im allgemeinen eine Nullpunktswanderung des Galvanometers, weil sich die Gitter verschieden rasch aufladen. Es wird daher an  $P_2$  eine variable Kapazität  $C'$  angebracht. Sie entspricht bei  $P_1$  der Kapazität der Ionisationskammer und kann so einreguliert werden, dass der Nullgang verschwindet. Zur Messung des direkten Strahles werden mit den Stromschlüsseln  $S_1$  und  $S_2$  die Gitterableitwiderstände angeschlossen.

Vor dem Einbau der Röhren wurde ihr freies Gitterpotential bestimmt: Es wurde beobachtet, welcher Endanodenstrom sich schliesslich einstellt, wenn das Gitter frei gelassen und eine bestimmte Anoden- und Heizspannung angelegt wird. Unter den gleichen Betriebsbedingungen wird die Röhrencharakteristik bei bekannten Gitterspannungen gemessen. Gemäss der Grösse des Anodenstromes bei freiem Gitter ergibt sich das zugehörige freie Gitterpotential aus der Charakteristik. Dieser Wert konnte auch kontrolliert werden, indem das Gitter in der endgültigen Aufstellung (mit Ionisationskammer) mit einem Einfadenelektrometer in Verbindung blieb und direkt abgelesen wurde, welche Spannung sich nach langer Zeit einstellte. Es fanden sich Grössen von etwa  $-2$  Volt. Diese Vorspannung wird an die Gitterableitwiderstände  $R$  angelegt, so dass für die direkte und die Streumessung die Steilheiten gleich sind, was eine Voraussetzung für Gleichung 3 ist.

Die Plotronröhren müssen unbedingt im Dunkeln gebraucht werden, weil sonst Photoeffekte an den Metallteilen derselben die Messung stören. Die Gitterausführung ist am Kopf der Röhre; ihre äussere Isolation gegen den Sockel bildet der Glaskolben. Das Glas muss deshalb sehr gut gereinigt sein und trocken gehalten werden. Jede der Plotronröhren ist in einen vakuumdichten

Messingzylinder eingeschlossen. Die Metallwand erfüllt einen dreifachen Zweck: sie schützt erstens gegen Licht; zweitens kann das Innere evakuiert werden, so dass die Glasisolation frei von Störungen bleibt (Feuchtigkeit, Dämpfe). Das Vakuum kann durch ein kleines Vakuum-Manometer stets kontrolliert werden. Es bleibt monatelang konstant. Die geerdete Metallhülle dient schliesslich drittens als elektrostatischer Schutz der Röhre. Die Gitterausführung zur Ionisationskammer erfolgt durch einen Bernsteinschliff. Die Gitterkapazität der Verstärkerröhre inklu-

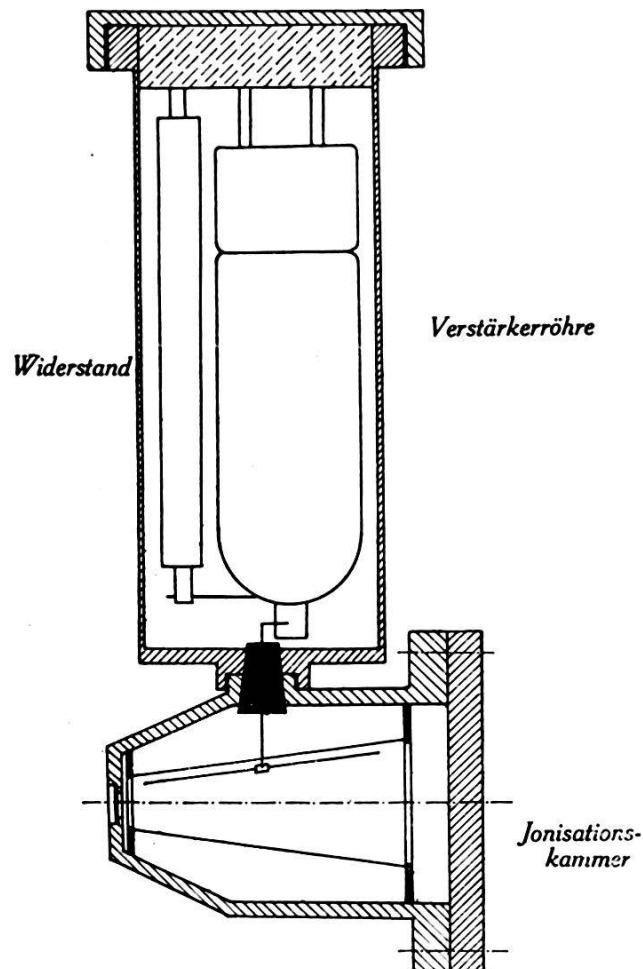


Fig. 5.

sive Ionisationskammer wird möglichst gering gemacht, indem die Ionisationskammer direkt an dem Gehäuse der Messingröhre hängt (Fig. 5). Im Messinggehäuse befindet sich, direkt neben der Röhre, ein hochohmiger Krügerwiderstand (Quarz oder Bernstein bestäubt), der bei den Primärstrahlungsmessungen mit dem Gitter verbunden wird. Dazu dient eine kleine Spule mit Eisenkern, welche beim Stromdurchgang eine Feder mit einer Platinnadel anzieht. Diese sticht auf ein Platinplättchen und stellt so den Kontakt zwischen Gitter und Widerstand her. Der Vorteil

dieser Anordnung ist der, dass die Messung mit freiem Gitter durch keine neuen Isolierteile gestört wird und der Kontakt von aussen her im Vakuum betätigt werden kann. Alle Durchführungen aus dem Vakuum sind durch Eingiessen von Kupfer-

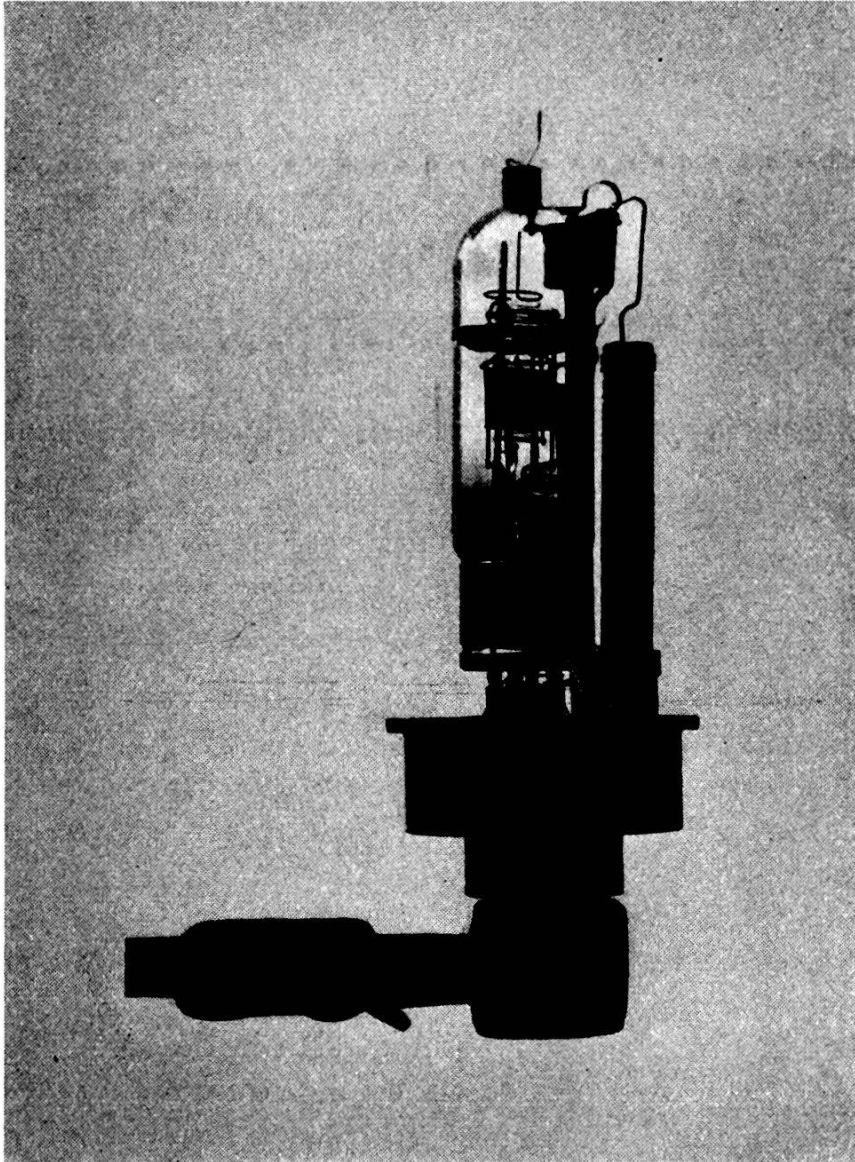


Fig. 6.

drähten in Picëin hergestellt. Fig. 6 zeigt ein Lichtbild der Messröhre mit Widerstand und der Kontaktpule bei entferntem Gehäuse.

Die Kompensationsröhre ist ähnlich mit dem Widerstand und einer Kontaktvorrichtung in ein evakuiertes Metallgehäuse eingeschlossen. Hier trägt aber der Kopf der Röhre mit der Gitterausführung eine halbkreisförmige Metallplatte. Im Deckel des Gehäuses steht ihr an einem Metallschliff (im Vakuum drehbar)

eine zweite Platte gegenüber. Beide bilden zusammen den Kompensations-Kondensator  $C'$ . Diese Anordnung hat den Vorteil, dass der Kondensator keine besondere Isolation braucht, weil die eine Platte durch die Röhre selbst isoliert wird.

Es hat sich sehr bewährt, um die Röhren in etwa zwei Drittel Höhe ein Bronzebändchen zu legen und dieses mittels Tusche mit dem Glas zu verbinden. An das Bändchen wird stets das freie Gitterpotential gelegt, bei dem alle Messungen erfolgen. Auf diese Art wird das Glas elektrisch möglichst wenig belastet und die Kriechströme bleiben klein.

Von der Messröhre aus führen die Leitungen in einem Metallrohr zu einer Blechkiste, die sich über der Zerstreungs- und Ionisationskammer befindet. In ihr stehen alle Akkumulatoren und die Trockenbatterien. Es befinden sich dort auch die aus Fig. 4 ersichtlichen Widerstände, sowie die Kompensationsröhre in ihrem Gehäuse. Die elektrischen Verbindungen sind grund-

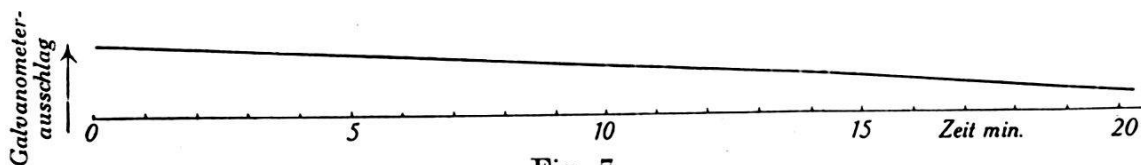


Fig. 7.

sätzlich gelötet, um schlechte Kontakte zu vermeiden. Daher werden zum Ein- und Abschalten der Apparatur die entsprechenden Drähte an die Akkumulatoren an- bzw. weggelötet. Nur ein regulierbarer Drehwiderstand (ein Teil von  $R_1$ ) ist zur Feinregulierung der Kompensation angebracht. Alle anderen Widerstände sind nach dem Ausprobieren definitiv aus Draht in der richtigen Grösse gewickelt oder aus käuflichen Festwiderständen zusammengestellt.

Auch das Galvanometer befindet sich in dem gleichen Blechkasten. Die Ablesung desselben erfolgt durch ein Drahtgitterfenster mit einem Lichtzeiger. Es ist streng darauf geachtet, dass alle Teile äusserst gut elektrisch geschützt sind, weil sich in unmittelbarer Nähe dieser hochempfindlichen Verstärkeranordnung die Röntgenröhre befindet, die zu ihrem Betrieb sehr hohe Spannungen braucht. Dieser Schutz musste bis ans äusserste getrieben werden. Es ist vielleicht interessant, dass die gewöhnlichen biegsamen Metallrohre, wie sie in der Elektromontage verwendet werden, keinen genügenden Schutz bilden. Der Erfolg all dieser Massnahmen ist aus Fig. 7 ersichtlich. Sie zeigt die Registrierung des Galvanometerausschlages während 20 Minuten. Die Gitter der Röhren waren bei der Aufnahme frei. Um Störungen von der Ionisationskammer her zu vermeiden, war diese

evakuiert. Die ausgezeichnete Gradlinigkeit der Registrierung beweist die gute Konstanz und Schwankungsfreiheit der ganzen Anordnung. Dabei ist zu beachten, dass die Neigung der Registrierung gegenüber der ebenfalls aufgenommenen Null-Linie einem Gitterstrom von nur  $3 \cdot 10^{-18}$  Ampère entspricht.

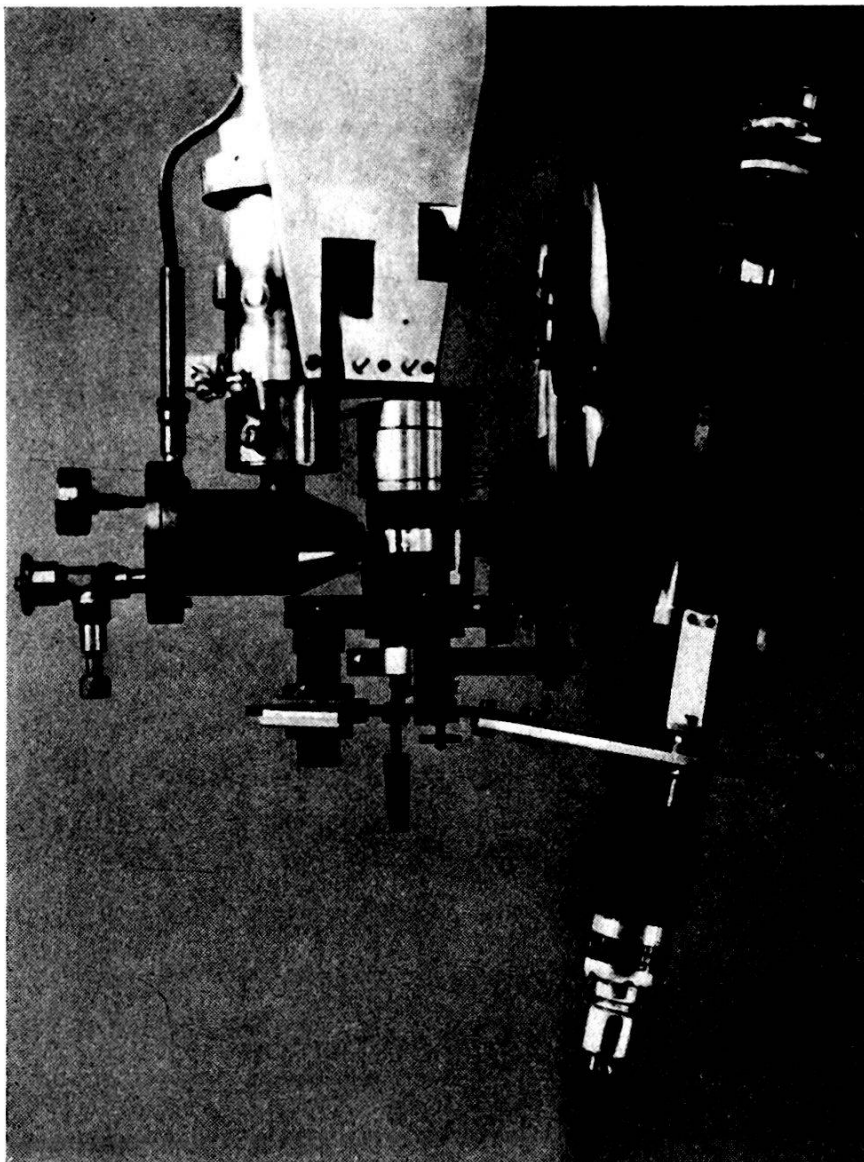


Fig. 8.

#### Gesamtaufbau.

Für ihn ist ausschlaggebend, dass die Streustrahlung unter verschiedenen Winkeln zum Primärstrahl gemessen werden soll. Die Ionisationskammer muss in die entsprechenden Richtungen gestellt werden können. Dabei bleiben die Röntgenröhre und die Zerstreungskammer gegeneinander fest, während die Ionisations-

kammer relativ zu ihnen geschwenkt werden muss. Zu diesem Zwecke wurde der etwas ungewöhnlichere Weg gewählt, die Ionisationskammer im Raum festzuhalten und die Zerstreungskammer mitsamt der Röntgenröhre um sie zu drehen. Der Grund hierfür liegt in der elektrischen Verstärkung. Auf diese Art ist es nämlich möglich, alle Leitungen zwischen der Ionisationskammer und dem Blechkasten (mit den Widerständen usw.) fest und stabil zu montieren. Es werden bessere Isolationen erzielt und was weit wichtiger ist: bei Änderung der Beobachtungsrichtung ändert sich an der elektrischen Anordnung nichts; es treten keine Kapazitätsänderungen durch Verschiebung der Leitungen usw. auf.

Über zwei Böcke sind feste Holzbalken gelegt. Auf ihnen steht der Blechkasten. Darunter ist horizontal an zwei starken Aluminiumplatten der früher erwähnte Hebel befestigt, welcher einerseits das Gehäuse der Verstärkerröhre trägt, andererseits über das Kugellager die Zerstreungskammer hält. An ihr ist durch eine besondere Stütze die Röntgenröhre befestigt (Fig. 8).

### Die Röntgenstrahlung.

Für Streuversuche sollte möglichst monochromatische Strahlung verwendet werden. Es war aus diesem Grunde beabsichtigt, die Strahlung einer Cu-Röhre zunächst an einem Kristall spektral zu zerlegen und nur die  $K_{\alpha}$ -Linie in die Kamera einfallen zu lassen. Dazu kann ein kleiner Spektrometerkopf, der alle Kristalleinstellungen erlaubt, vor der Eintrittsblende der Streukammer befestigt werden. Es wurden Versuche mit Kochsalz-, Kalkspat- und Zuckerkristallen ausgeführt. Alle Kristalle verminderten aber die Primärintensität so stark, dass die am Gas gestreute Strahlung nicht mehr messbar war. Das spektrometrische Verfahren musste daher aufgegeben werden.

An seiner Stelle wurden die „balanced filters“ verwendet. Diese *Filtermethode* besteht darin, dass nacheinander zwei geeignete Filter in den Strahlengang gebracht werden. Die Differenz der beiden durchgelassenen Strahlungen entspricht der Einstrahlung der gewünschten Wellenlänge allein. Die Filter bestehen aus zwei im periodischen System aufeinanderfolgenden Elementen, die so gewählt sind, dass die auszusondernde Wellenlänge zwischen ihren beiden Absorptionskanten liegt. Solche Filter wurden schon häufig für Mo- $K_{\alpha}$ -Strahlung verwendet. Weil in der Literatur keine Anwendung der Filter für die Cu- $K_{\alpha}$ -Linie bekannt ist, soll die Herstellung solcher Filter beschrieben werden. Als Sub-

stanzen eignen sich Nickel und Kobalt mit den Absorptionskanten

$$\text{Ni } \lambda_K = 1,489 \text{ \AA}$$

$$\text{Co } \lambda_K = 1,602 \text{ \AA}$$

Dazwischen liegt die Cu-K<sub>α</sub> Linie mit  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ . Wie Fig. 9 zeigt, absorbiert der Ni-Filter stark von der kurzwelligen Seite her bis zu seiner Kante, also auch noch die Cu-K<sub>β</sub>-Linie mit 1,39 Å, während die Cu-K<sub>α</sub>-Linie intensiv durchgelassen wird. Das Kobalt schwächt beide Cu-Linien stark. Bemisst man die Dicken der Filter so, dass sie ausser zwischen ihren Kanten überall gleich ab-

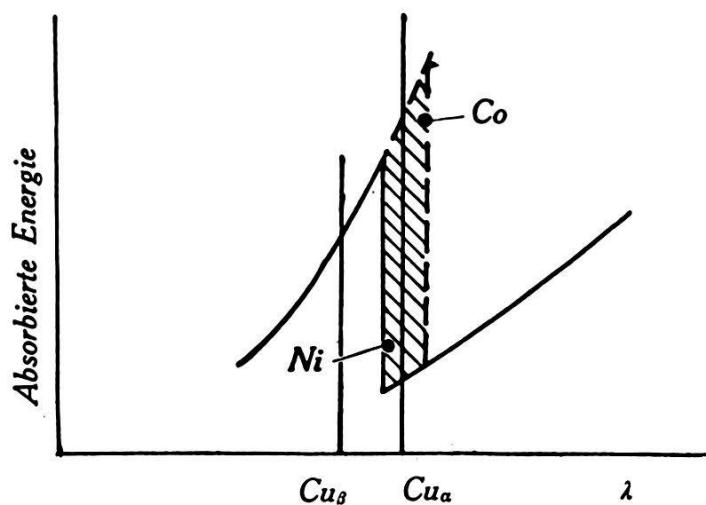


Fig. 9.

sorbieren, so entspricht der Differenz der vom Nickel und der vom Kobalt durchgelassenen Strahlung nur noch die Cu-K<sub>α</sub>-Linie. Dass eine solche Abgleichung der Filter erreicht werden kann, zeigt folgende kleine Überlegung.

Die von einem Filter durchgelassene Intensität  $J$  hängt mit der einfallenden  $J_0$  nach der Formel

$$J = J_0 e^{-\mu d}$$

$\mu$  = Absorptionskoeffizient,

$d$  = Filterdicke

zusammen. Der Ni- und der Co-Filter absorbieren Wellenlängen, für welche die Beziehung  $(\mu d)_{\text{Ni}} = (\mu d)_{\text{Co}}$  besteht, gleich stark. Für den atomaren Absorptionskoeffizienten  $\mu_a$  gilt für benachbarte Elemente<sup>28)</sup> ( $Z$  = Atomnummer):

$$\mu_a = C_K \lambda^3 Z^4 + 0,8 \sigma_0 Z, \quad \lambda < \lambda_K$$

$$\mu_a = C_L \lambda^3 Z^4 + 0,8 \sigma_0 Z, \quad \lambda_K < \lambda < \lambda_L.$$

In dem in Betracht kommenden Gebiet kann der zweite Summand von  $\mu_a$  vernachlässigt werden. Nun gilt

$$\mu_a = \frac{\mu}{\varrho} \frac{A}{N} \quad \begin{array}{l} \varrho = \text{Dichte} \\ A = \text{Atomgewicht} \\ N = \text{Avogadro'sche Zahl.} \end{array}$$

Die Bedingung für Gleichheit der Absorption wird also

$$\left( \frac{\varrho N}{A} C_K \lambda^3 Z^4 d \right)_{\text{Ni}} = \left( \frac{\varrho N}{A} C_K \lambda^3 Z^4 d \right)_{\text{Co}}$$

für  $\lambda < \lambda_K$  und eine entsprechende Gleichung für  $\lambda_K < \lambda < \lambda_L$ . Man erkennt, dass in dieser Gleichung die Wellenlänge herausfällt, d. h. *zwei Filter, welche für eine Wellenlänge abgeglichen sind, sind es auch für alle übrigen, ausser zwischen ihren Absorptionskanten*. Man findet also für das gesuchte Verhältnis der Dicken der beiden Filter

$$\frac{d_{\text{Ni}}}{d_{\text{Co}}} = \frac{\varrho_{\text{Co}}}{\varrho_{\text{Ni}}} \left( \frac{Z_{\text{Co}}}{Z_{\text{Ni}}} \right)^4 \frac{A_{\text{Ni}}}{A_{\text{Co}}}.$$

Mit den bekannten Konstanten von Nickel und Kobalt ergibt sich

$$\boxed{\frac{d_{\text{Ni}}}{d_{\text{Co}}} = 0,836.}$$

Nickel stand als Folie in einer Stärke von  $d_{\text{Ni}} = 0,00084$  cm zur Verfügung (durch Wägung bestimmt). Diese Folie absorbiert 29% der Cu-K<sub>x</sub>-Strahlung. Die zugehörige Kobaltschicht  $d_{\text{Co}} = 0,001$  cm lässt für die gleiche Wellenlänge nur 6% Strahlung durch, so dass für die Messung 65% der einfallenden Cu K<sub>x</sub>-Strahlung verbleiben.

Die technische Herstellung einer Kobaltschicht von der exakt gewünschten Dicke bot zunächst einige Schwierigkeiten. Verschiedene Versuche mit Anstrichen von Kobaltpulver und Kobaltsalzen in Kollodium auf Papier lieferten wegen der geringen Filterdicke zu stark inhomogene Filter. Für härtere Strahlen (z. B. Mo) kann man die Filtersubstanzen in geringen Mengen unter Paraffin mischen, gut durchkneten und in Scheiben von etwa 3—4 mm Dicke pressen. Diese werden dann auf den gewünschten Betrag abgeschabt, indem die Durchlässigkeit mit einem Spektrographen kontrolliert wird. Trotzdem diese Filter

sehr homogen sind, bewähren sie sich hier nicht, weil solche Paraffinschichten die weiche Cu-Strahlung stark absorbieren und dann die früheren Überlegungen nicht mehr gelten, da sich die Paraffinabsorption jener des eigentlichen Filters überlagert. Als günstigste Methode ergab sich ein elektrolytischer Niederschlag aus einer Kobalt-Ammoniumlösung<sup>29)</sup> auf eine sehr dünne, sorgfältigst gereinigte Aluminiumfolie. Man hat es sehr bequem in der Hand, die Schichtdicke genau in der gewünschten Grösse herzustellen, wenn man die Stromdichte und die Zeit der Elektrolyse betrachtet. Eine Co-Schichtdicke von  $\frac{1}{1000}$  cm benötigt 29,1 Coulomb pro cm<sup>2</sup> Filterfläche. (Bei der nachfolgenden spek-

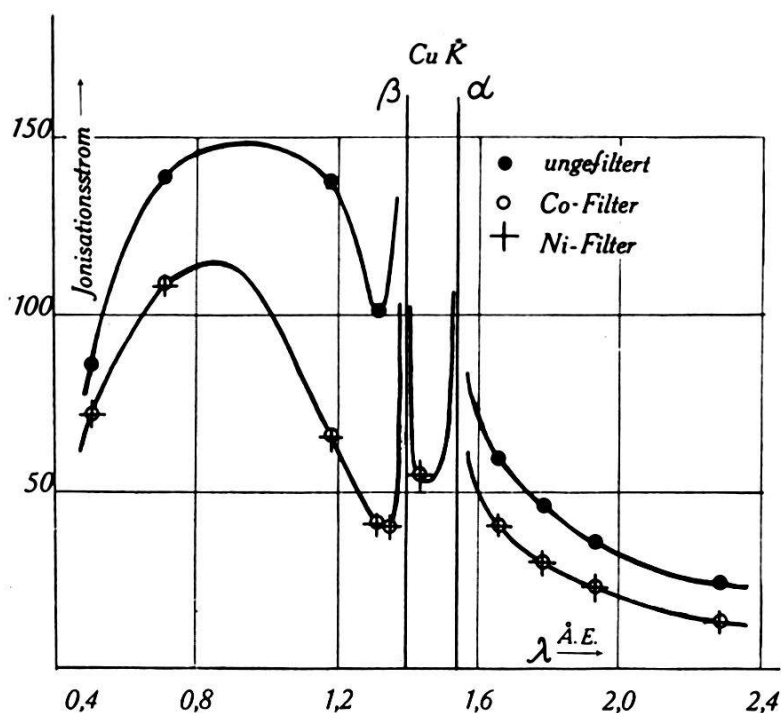


Fig. 10.

trographischen Kontrolle kann der Filter durch nochmaligen Stromgang im Bad dicker oder dünner gemacht werden.)

Die beiden Filter sind auf einem Schieber montiert, so dass sie abwechselnd in den Strahlengang gebracht werden können. Sie wurden an einem Spektrographen mit Kalkspatkristall jonometrisch<sup>30)</sup> (mit Röhrenverstärkung) gemessen und ergaben für die durchgelassenen Intensitäten in Funktion der Wellenlänge die Werte der folgenden Tabelle. Sie zeigt die äusserst gute Abgleichung der beiden Filter. Das ist auch aus Fig. 10 zu ersehen, in welcher die durchgelassenen Intensitäten (die Ionisationsströme) in einem grossen Masstab als Funktion der Wellenlänge dargestellt sind.

Tabelle

Kristall-Lage	$\lambda_A$	Durchgelassene Intensität %	
		Ni-Filter	Co-Filter
198°00,5'	0,320	81	81
196°18,5'	0,500	83,5	83,5
194°21'	0,708	77,5	78
190°25,5'	1,118	47,2	47,8
188°34'	1,310	40	41
188°12'	1,348	34,8	34,8
187°27'	1,389	14	16,1
187°02'	1,432	18,8	18,8
186°24'	1,497	70	25,3
186°08'	1,537	67,2	13,4
184°49'	1,654	69,5	68
182°32'	1,785	65,2	65,2
182°04,5'	1,932	65,8	65,8
178°31'	2,285	54,2	54,2

In Fig. 11 ist das gleiche nochmals in einem solchen Massstab gezeichnet, dass auch die hohen Werte in der Cu-Linie auf-

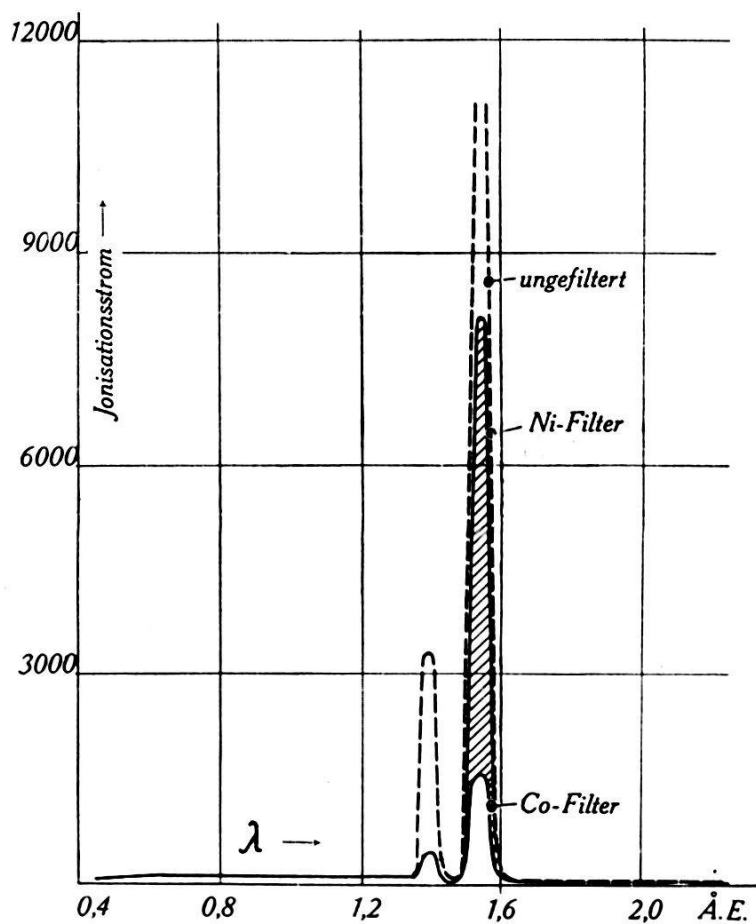


Fig. 11.

getragen werden können. Die schraffierte Fläche zeigt die Differenz der von den beiden Filtern durchgelassenen Strahlung, also die Strahlung, welche später in den Messungen verwendet wird. Sie hat eine Halbwertsbreite von 0,06 Å.

#### Messung des direkten Strahles.

Die Zerstreungskammer mit der Röntgenröhre wird so gestellt, dass der Primärstrahl in die Ionisationskammer gelangt; hierauf werden die Gitterableitwiderstände eingeschaltet (Strom durch die Kontaktpulen).

Der Zusammenhang zwischen Röntgenintensität und Ionisationsstrom ist nur linear, wenn in der Ionisationskammer *Sättigung* herrscht. Da der direkte Strahl sehr intensiv ist, konnte mit bequemen Spannungen (einigen Hundert Volt) dieser Zustand nicht erreicht werden. Um dennoch in das Gebiet der Sättigung zu kommen, bleibt als einziger Weg, die einfallende Strahlung in genau messbarer Grösse zu schwächen. Eine Änderung des Stromes oder der Spannung an der Röntgenröhre kommt dafür nicht in Frage, weil die Strahlungsintensität in viel zu komplizierter Art von diesen Grössen abhängt. Vorteilhafter wird in den Strahl ein rotierendes Rad (mit Blei belegt) mit einem Schlitz gebracht, dessen Grösse genau ausgemessen werden kann. Der Schlitz wird durch zwei radial gestellte Bleibacken gebildet, die immer in radialer Lage gegeneinander verschoben werden können. Die Achse des Rades ist genau senkrecht über die Primärblende gestellt, also in der Längsrichtung der rechteckigen Blende. Rotiert das Rad, so wird dem Primärstrahl nur in jenem kleinen Augenblick der Weg in die Apparatur freigegeben, in welchem der Schlitz an den Blenden vorbeigeht. Durch einen genügend grossen Radumfang und eine kleine Schlitzbreite kann der zeitliche Mittelwert der Strahlintensität bequem messbar auf etwa den tausendsten Teil der von der Röntgenröhre ausgesandten Strahlung heruntergesetzt werden.

Messung der Winkelöffnung  $\alpha$  des Schlitzes: Auf der Drehbank wurde ein feiner Kreis am Umfang des Rades eingeritzt, der auch über die beiden Bleibacken läuft. Der Durchmesser dieses Kreises ist  $D = 229,13 \text{ mm} \pm 0,02\%$  (mit einem Kathetometer gemessen). Die Schlitzbreite  $s$  ergab sich mit dem Komparator der Sternwarte durch eine grosse Zahl von Messungen zu  $s = 1,382 \text{ mm} \pm 0,03\%$ . Daraus berechnet sich die Winkelöffnung  $\alpha$  zu

$$\alpha = \frac{s}{\pi D} = \frac{1}{520,89} \pm 0,05\%.$$

Die in der Ionisationskammer mit rotierendem Unterbrecher gemessenen Ströme sind mit  $1/\alpha$  zu multiplizieren.

Der Einbau einer rotierenden Scheibe bringt bei Wechselstrombetrieb der Röntgenröhre eine wesentliche Schwierigkeit mit sich: Die Ionisationsströme zeigen *starke Schwankungen*. Diese stammen nicht von den rhythmischen Strahlunterbrechungen, weil die ganze Verstärkeranordnung und das Galvanometer zu träge sind, um diesen Frequenzen (etwa 700 pro Minute) zu folgen. Die Ursache der Schwankungen ist vielmehr in der stroboskopischen Wirkung der Scheibe zu suchen.

Bei einer gewöhnlichen Röntgenapparatur, d. h. einem Halbwellenapparat mit einer Ventilröhre, ändert sich die Spannung in einer Halbperiode von Null über den Scheitelwert nach Null und bleibt während der zweiten Halbwelle konstant gleich Null. Entsprechend schwankt die ausgesandte Röntgenenergie. Je nach der Umlaufzahl des Rades kann der Schlitz beim Durchgang durch den Strahl ganz verschiedene Energiemengen vom Intensitätsmaximum bis zu Null durchlassen. Hierdurch entstehen die starken Schwankungen der Ionisationsströme. Um sie zu beheben, gibt es zwei Wege:

a) Die Scheibe wird synchron angetrieben mit dem Wechselstrom, welcher den Röntgen-Transformator speist. Der Schlitz lässt in diesem Falle bei jeder Umdrehung des Rades dieselbe Energiemenge durchtreten. Ihr Verhältnis zur Gesamtenergie des ausgesandten Strahles hängt von der zeitlichen Lage (Phase) des Schlitzdurchganges bezüglich der Spannungskurve der Röntgenröhre ab. Dieser Phaseneinfluss ist rechnerisch schwer zu berücksichtigen, weil der Zusammenhang zwischen ausgesandter Energie und Röntgenröhrenspannung nicht linear ist. Experimentell lässt sich eine zeitliche Mittelung dadurch herbeiführen, dass die Phase stetig über die ganze Schwingungszeit der Wechselspannung hin und her geschoben wird.

b) Schöner und weitaus übersichtlicher ist die im vorliegenden Falle ausgeführte zweite Methode zur Behebung der Ionisationsschwankungen:

An die Röntgenröhre wird eine möglichst konstante Gleichspannung mit geringer Welligkeit gelegt. Die ausgesandte Strahlungsenergie ist damit zeitlich konstant und die Schlitzbreite gibt wirklich eine genau messbare Schwächung des Primärstrahls.

Das Rad wird von einem kleinen Gleichstrommotor getrieben. Es ist gut ausgewuchtet und auf einem Kugellager gelagert, so dass sein Gang gleichförmig ist. Änderungen der Umlaufzahl des Rades bewirken keinerlei Änderungen im Ionisationsstrom; dieses

Verhalten bildet eine gute Kontrolle für die zeitliche Konstanz der ausgestrahlten Energie.

Für den so geschwächten Ionisationsstrom könnte mit 300 V an der Ionisationskammer Sättigung erzielt werden. Zur Sicherheit wurden stets 440 Volt verwendet.

### Die Röntgenapparatur.

Aus den oben erwähnten Gründen musste der anfänglich vorhandene Halbwellen-Apparat umgebaut werden. Die Gleichspannung wird mittels zwei Gleichrichterventilen und zwei Kapazitäten\*) von je  $0,35 \mu\text{F}$  in der bekannten Greinacherschaltung erzeugt. Hieraus ergibt sich für eine Betriebsspannung von 40,000 Volt bei einem Entladestrom von 12,5 mA und 50 Perioden pro Sekunde eine Spannungswelligkeit von 360 Volt oder 0,9%

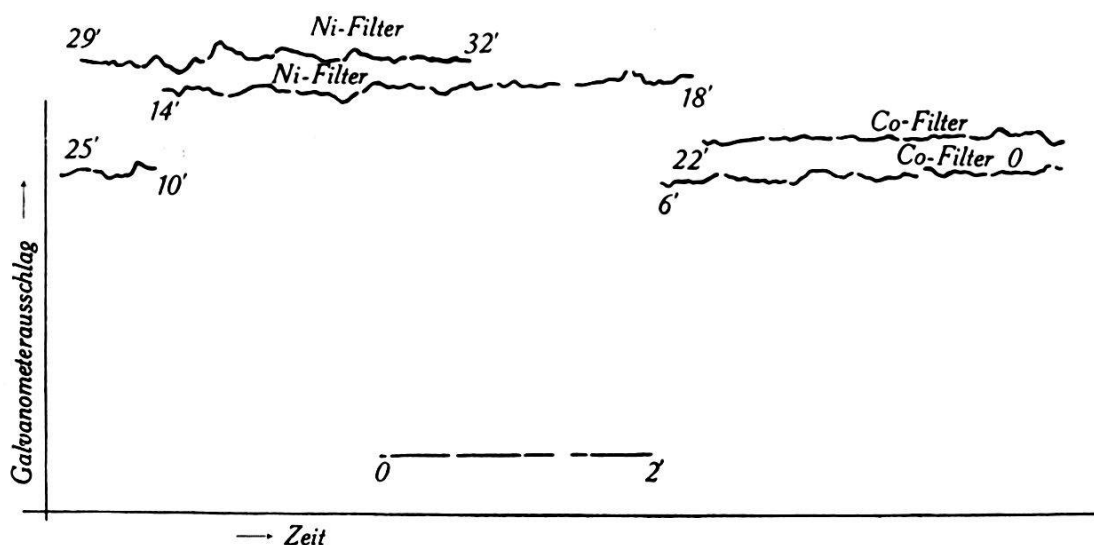


Fig. 12.

der Betriebsspannung. Diese Konstanz ist für die vorliegenden Untersuchungen ausreichend.

Die Röntgenröhre ist eine wassergekühlte Strichfocusröhre mit Kupfer-Antikathode. Sie wird mit 35 KV und 12 mA betrieben. Die Röhre selbst würde eine grössere Belastbarkeit erlauben, nicht aber die übrigen Teile der Apparatur.

Das städtische Elektrizitätsnetz lieferte zunächst die primäre Wechselspannung zur Speisung des Hochspannungstransformators. Bald zeigte sich, dass sich die normalen Netzschwankungen in den verstärkten Ionisationsströmen genau widerspiegeln. Der

\*) Für die freundliche Überlassung der Kondensatoren sei der Firma E. Haefely & Cie., Basel, bestens gedankt.

Wechselstrom wurde daher von einer, gleichstromseitig mit den grossen Akkumulatorenbatterien des Instituts gespeisten, Umformergruppe erzeugt. So konnte bedeutend bessere Konstanz der Strahlung erzielt werden. Zu demselben Zwecke wird der Heizfaden der Röntgenröhre mit Akkumulatoren geheizt, die hochspannungsseitig isoliert aufgestellt sind. Durch Verwendung von Batterien mit einer Kapazität von 180 Amp.-Stunden konnte die Strahlungsintensität über längere Zeit völlig konstant gehalten werden. Abb. 12 zeigt die Abwicklung einer Registrierung des Galvanometerauschlages auf eine Trommel entsprechend dem direkten Röntgenstrahl bei Verwendung des Wechselstromes von der Umformergruppe. Die Bedeutung der einzelnen Kurven (die eingetragenen Zahlen geben die Registrierzeiten) ist:

Registrierzeit	0 Min. bis	2 Min.:	Galvanometernullage
„	6	„ „ 10	„ : Direkter Strahl mit Co-Filter
„	14	„ „ 18	„ : „ „ „ Ni- „
„	22	„ „ 25	„ : „ „ „ Co- „
„	29	„ „ 32	„ : „ „ „ Ni- „ .

Über die Auswertung solcher Kurven wird weiter unten berichtet. Hier wird nur der Grad der Gleichförmigkeit der Ausschläge betrachtet. Die einzelnen Kurvenzüge sollten bei völliger Konstanz der gemessenen Röntgenstrahlung glatte Linien sein, und zwar etwas ansteigende Gerade (wegen eines stetigen Nullganges des Galvanometers). Die tatsächlich auftretenden Zacken entsprechen Ungleichförmigkeiten der von der Umformergruppe gelieferten Spannung. Die einzelnen Kurvenzüge werden durch Gerade angenähert, deren Lage und Neigung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmbar ist. Mit dieser Ausgleichsrechnung wird auch die mittlere Abweichung (der Fehler) von diesen Geraden gefunden. Für die Differenzstrahlung zwischen Nickel- und Kobaltfilter ergibt sich wegen der kleinen Zacken ein Fehler von 10—14%. Die übrigen Grössen zur Berechnung des absoluten Streuwertes sind zehnmal genauer gemessen; es war sehr wünschenswert, die Fehlergrenze der Primärstrahlungsmessung wesentlich zu verringern.

Die endgültigen Aufnahmen wurden wieder mit der Spannung des Städtischen Wechselstromnetzes ausgeführt und zwar zwischen *zwei bis vier Uhr nachts*. In dieser Zeitspanne ist die Spannung des Städtischen Werkes ausserordentlich konstant. Eine entsprechende Registrierung ist in Fig. 16 wiedergegeben. Die Kurven zeigen einen völlig glatten Verlauf.

**Absorption und Druck in der Zerstreungskammer.**

Die Strahlung wird auf ihrem Weg durch das streuende Gas absorbiert. Dieser Weg ist für die Primärstrahlungsmessung gleich dem Kameradurchmesser  $d$ . (Die Ein- und Austrittsblenden sind evakuiert, siehe<sup>4</sup>) S. 218.) Für die Streustrahlung gilt folgendes: Die Primärstrahlung, welche auf das Streuvolumen in der Kamermittte trifft, wird längs  $\frac{d}{2}$  absorbiert; der Weg der Streustrahlung im Gas ist ebenfalls  $\frac{d}{2}$ . Weil beide Strahlungen im wesentlichen dieselbe Wellenlänge haben (der inkohärente Strahlungsanteil ist nur 4,5%), werden die gestreute Strahlung (totaler Absorptionsweg gleich  $d$ ) und die Primärstrahlung gleich geschwächt. Man darf demnach bei der Auswertung der Resultate, d. h. im Quotienten von Streustrahlung zu Primärstrahlung, den Absorptionseinfluss weglassen.

Die folgende Überlegung ergibt den optimalen Fülldruck in der Streukammer. Die gestreute Intensität ist unter sonst gleichen Bedingungen dem Drucke  $p$  proportional. Sie nimmt wegen der Absorption mit  $e^{-\mu d}$  ( $\mu =$  Absorptionskoeffizient) ab. Also ist

$$J \sim p e^{-\mu d}$$

und

$$\mu = p \cdot \mu_1,$$

wo  $\mu_1$  den Absorptionskoeffizienten bei  $p = 1$  Atm. bedeutet. Es wird

$$J \sim p e^{-pd\mu_1}.$$

Das Maximum von  $J$  ergibt sich für  $pd\mu_1 = 1$ ; mit den Zahlenwerten  $d = 2$  cm;  $\mu_1 = 0,232$  cm<sup>-1</sup>/Atm. für  $\lambda = 1,54$  Å in Argon findet man

$$\underline{p_{\max} = 2,15 \text{ Atm.}}$$

Die Druckmessung erfolgt mit einem 2 Meter langen Quecksilbermanometer, dessen Angaben mit einem Kathetometer abgelesen werden.

**Registrierung.**

Die Galvanometerausschläge für den Primärstrahl wie auch der Gang des Galvanometers für den Streustrahl werden auf einer rotierenden Trommel photographisch registriert. Die Abbildungen von Registrierungen bedeuten Abwicklungen der Trommeloberfläche. Eine Stoppuhr mit Zeitkontakt unterbricht über ein

Relais alle 30 Sekunden den Strom der Galvanometerlampe eine Sekunde lang. So entstehen Zeitmarken auf den Registrierkurven. Auf jedes Registrierblatt wird vor der Aufnahme über den ganzen Umfang eine Nulllinie markiert, von welcher aus alle Ausschläge zu messen sind.

#### Messung des Gitterableitwiderstandes.

Mit einem Galvanometer bekannter Stromempfindlichkeit wird der Strom gemessen, den eine bestimmte Potentialdifferenz am Gitterableitwiderstand verursacht. Spannungen von 50 bis 150 Volt werden angelegt und die zugehörigen Ströme gemessen. In einem Strom-Spannungsdiagramm liegen die Messpunkte sehr genau auf einer Geraden, deren Neigung sich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt. Die Neigung ist gleich dem Widerstandswert. Alle Messungen von Spannungen, Shuntwiderständen und die Galvanometerkonstanten werden mit Präzisionsinstrumenten ausgeführt. Für den bei der Messung des direkten Strahles benützten Widerstand ergibt sich

$$\underline{R = 1,84 \cdot 10^9 \Omega \pm 0,3\% .}$$

Zu bemerken ist, dass die Messung am fertig eingebauten Widerstand erfolgte. Zu diesem Zwecke wurde der Deckel der Ionisationskammer geöffnet, so dass die Spannung durch Verbindung mit der Innenelektrode an den Widerstand angelegt werden konnte. Hochohmige Widerstände ändern im Laufe der Zeit ihren Wert. Die Widerstandsmessung ist deshalb unmittelbar nach der Intensitätsmessung für den Primär- und Streustrahl ausgeführt worden.

#### Messung der Gitter- und Ionisationskammerkapazität.

Wie bei der Widerstandsmessung wurde die Bestimmung der Gesamtkapazität von Röhre plus Ionisationskammer an der fertig montierten Anordnung ausgeführt. Ein provisorischer Metalldeckel ersetzt den Abschlussdeckel der Ionisationskammer. Durch eine Bohrung desselben konnte ein Draht mit der Innenelektrode in Verbindung gebracht werden, der zum Faden eines Einfadenelektrometers führt. Mit dem Elektrometer ist gleichzeitig der Innenzylinder eines Harm'schen<sup>31)</sup> Kondensators in Verbindung (Fig. 13). Um definierte Kapazitäten zu haben, sind alle Ver-

bindungsdrähte innerhalb geerdeter Metallrohre möglichst kurz gespannt. Zunächst wird das Elektrometer auf Spannung geeicht. Das Elektrometersystem mit Ionisationskammer, Gitter und Innenelektrode des Harm'schen Kondensators wird geerdet (Nadel  $N$ ). An den Aussenzylinder des Kondensators wird eine genau gemessene Spannung  $V$  gelegt (Umschalter  $S$ ). In der Folge wird innen enterdet und die Aussenelektrode des Kondensators mit dem Umschalter geerdet. Auf das Innensystem geht durch Influenz die Elektrizitätsmenge  $Q = bV$  über, wobei  $b$  der bekannte Induktionskoeffizient des Kondensators ist. Diese Ladung ist

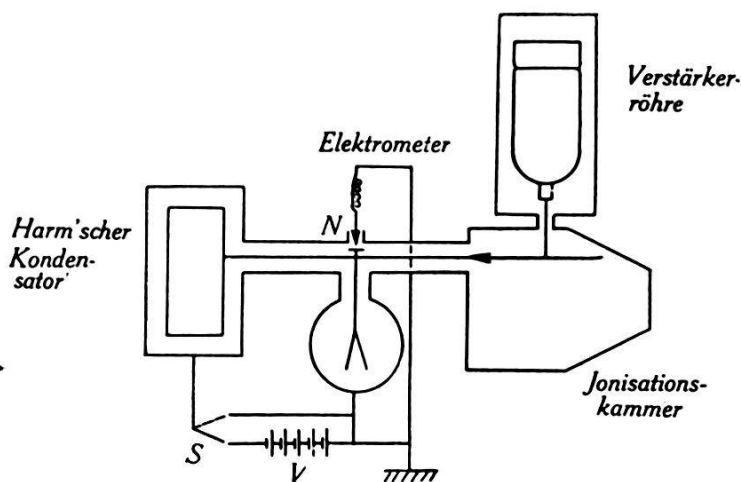


Fig. 13.

auch  $Q = C' \cdot v$ , wenn  $C'$  die Gesamtkapazität des Innensystems und  $v$  seine Spannung gegenüber der Aussenbelegung (Erde) bedeuten.  $v$  kann am Elektrometer abgelesen werden. Es wird

$$C' = b \frac{V}{v} \quad (b^* = 40,8 \text{ cm}).$$

Der Mittelwert aus 10 Messungen mit verschiedenen  $V$ -Werten ergab

$$C' = 64,8 \text{ cm} \pm 0,3\%.$$

Das Verbindungsdrähtchen zwischen Elektrometer und Elektrode der Ionisationskammer wird nun ganz wenig weggerückt, sonst aber die Anordnung nicht verändert. Eine zweite Messung nach der oben beschriebenen Methode liefert für die Kapazität  $C''$  von Harm'schen\*) Kondensator und Elektrometer

$$C'' = 49,9 \text{ cm} \pm 0,3\%.$$

\*) Der Harm'sche Kondensator wurde vom Eidgen. Amt. für Mass und Gewicht in Bern neu geeicht.

Die Differenz beider Messungen gibt die gesuchte Gitterkapazität  $C$  einschliesslich Ionisationskammer zu

$$\underline{C = 14,9 \text{ cm} \pm 2,2\% = 16,6 \cdot 10^{-12} \text{ F} \pm 2,2\% .}$$

### Galvanometer.

Es wurde ein Instrument von Hartmann und Braun verwendet mit einer Stromempfindlichkeit  $\varepsilon = 4,9 \cdot 10^{-10} \text{ A/mm}$  u. m. Der innere Widerstand desselben beträgt  $10,000 \Omega$ , der Grenzwiderstand  $2000 \Omega$ . Geshuntet war das Instrument mit  $1000 \Omega$ , so dass die effektive Galvanometerempfindlichkeit  $5,4 \cdot 10^{-9} \text{ A/mm}$  u. m. beträgt.

### Polarität der Ionisationskammer.

Da die Messungen mit freiem Gitter ausgeführt werden, ist es nicht gleichgültig, in welchem Sinne die Pole der Hilfsbatterie (Trockenbatterie) an die Ionisationskammer angelegt werden. Unbedingt ist dafür zu sorgen, dass sich das Gitter durch den

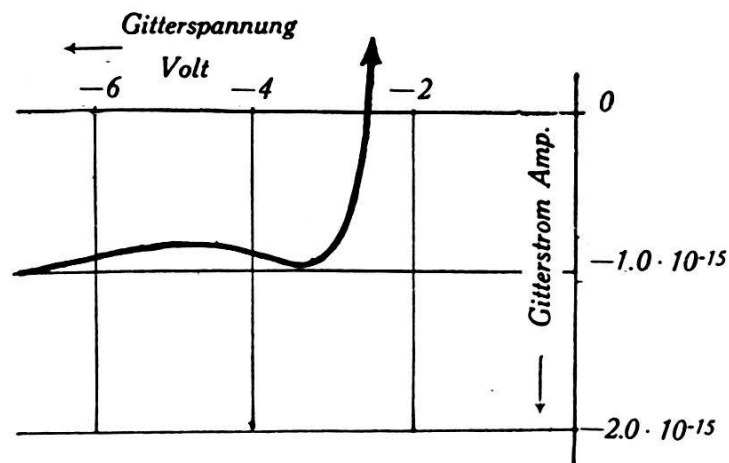


Fig. 14.

Ionisationsstrom nach negativeren Gitterpotentialen auflädt als dem freien Gitterpotential entspricht. Die Aussen- oder Anodenkammer muss deshalb mit dem negativen Batteriepol verbunden werden. Der Grund liegt darin, dass der Gitterstrom plötzlich sehr stark wächst, wenn das Gitter positiver gemacht wird als dem freien Potential entspricht (siehe Gitterstromcharakteristik Fig. 14). Das heisst aber, dass die Gitterisolation plötzlich stark abnimmt; dadurch würde der Vorteil der hochisolierten Röhren hinfällig.

### Die Messung.

Der Verstärker ist betriebsbereit nachdem die Spannungszuleitungen an die Akkumulatoren angelötet sind. Die Kontaktschlüssel zu den Gitterableitwiderständen werden für wenige Minuten geschlossen, so dass sich die Gitter möglichst nahe am freien Gitterpotential befinden und dann wieder geöffnet. Jetzt sind die Gitter frei. Nach 3 bis 4 Stunden haben sich die Röhren (Gitter und Glaskolben) so weit aufgeladen, und ihre Temperatur so eingestellt, dass der stationäre Zustand eingetreten ist. Das Galvanometer weist keinen wesentlichen Gang mehr auf. Die Röntgenapparatur wird in Gang gesetzt und zugewartet, bis sie sich konstant eingestellt hat (etwa eine halbe Stunde).

Mit der *Intensitätsmessung der Streustrahlung* kann jetzt begonnen werden. Die Reproduktion einer definitiven Messkurve,

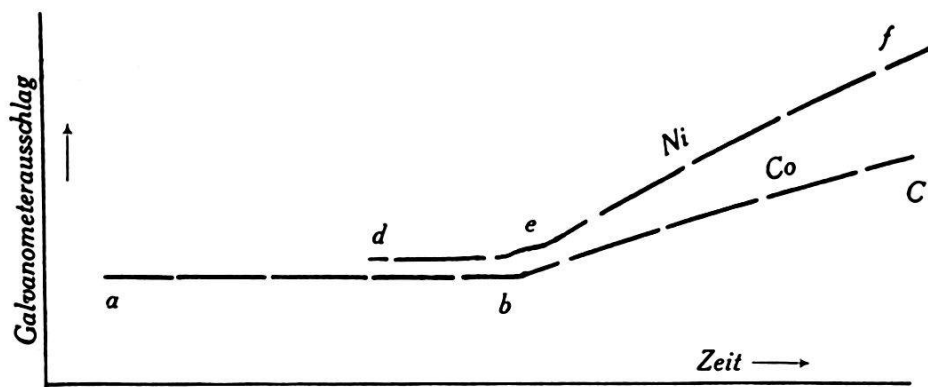


Fig. 15.

welche weiter unten ausgewertet ist, zeigt Fig. 15. Bei abgedecktem Primärstrahl wird mit dem Registrierapparat die Nulllinie  $a-b$  aufgenommen. Zur Zeit  $b$  wird die Bleiabdeckung aus dem Primärstrahl weggenommen; das Galvanometer zeigt durch seinen Ausschlag  $b-c$  die Aufladung des Gitters. Der Kurvengang ist mit zwischengestelltem Kobaltfilter aufgenommen. Die Zeitmarken sind alle 30 Sekunden zu erkennen.

Der Primärstrahl wird wieder abgedeckt, so dass sich die Verstärkereinrichtung auf die Nulllage einstellt. Dann wird die Messung mit dem Nickelfilter wiederholt. Auf dem gleichen Registrierpapier sind von  $d$  nach  $e$  die neue Nulllinie, von  $e$  nach  $f$  die Gitteraufladung ersichtlich. Bemerkenswert ist, trotz einem Zeitunterschied von etwa 40 Minuten, der geringe Gang der Nulllinien von der ersten bis zur zweiten Messung.

Aus diesen Registrierungen ergibt sich die zeitliche Zunahme der Gitteraufladung durch die Grösse der Winkel der ansteigen-

den Kurvenäste mit den Nulllinien unter Zuhilfenahme der Zeitmarken. Die Aufnahmen erfolgten bei

einem Streuwinkel  $\vartheta = 40^\circ$  und

einem Argondruck  $p = 1575,1$  mm Hg-Säule, der bei einer Temperatur  $t = 18,3^\circ$  C gemessen ist.

Der in Fig. 15 reproduzierten Registrierung entspricht ein zeitlicher Anstieg des Galvanometerstromes bei Beginn der Einstrahlung für die Strahlung gefiltert durch

$$\text{Nickel: } \left( \frac{di_G}{dt} \right)_o^{\text{Ni}} = 0,361 \pm 0,002 \text{ mm/sec.}$$

$$\text{Kobalt: } \left( \frac{di_G}{dt} \right)_o^{\text{Co}} = 0,208 \pm 0,002 \text{ mm/sec.}$$

Die Differenz der beiden Messungen gibt den der Cu-K $_{\alpha}$ -Linie allein entsprechenden Stromanstieg zu

$$\left( \frac{di_G}{dt} \right)_o^{\text{Cu-K}_{\alpha}} = 0,153 \text{ mm/sec} \pm 2,5\%.$$

Die Ergebnisse sechs solcher Doppelregistrierungen für die oben angegebenen  $\vartheta$ ,  $p$  und  $t$  Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Aufnahme Nr.	$\left( \frac{di_G}{dt} \right)_{t=0}^{\text{Cu-K}_{\alpha}}$	Aufnahme Nr.	$\left( \frac{di_G}{dt} \right)_{t=0}^{\text{Cu-K}_{\alpha}}$
25	0,156 mm/sec	28	0,147 mm/sec
26	0,145 „	29	0,148 „
27	0,148 „	30	0,153 „

Unter Berücksichtigung eines Fehlers von 2,5% für die Einzelmessung ergibt sich der mittlere Galvanometeranstieg für die Differenz der vom Nickel- und Kobaltfilter durchgelassenen Intensität zu

$$\underline{\left( \frac{di_G}{dt} \right)_{t=0} = 0,150 \text{ mm/sec} \pm 1\%.$$

Zur *Messung der Primärstrahlenergie* wird die Ionisationskammer in die Primärstrahlrichtung gestellt. Die Röhrengitter werden mittels der magnetisch betätigten Kontakte mit den Gitterableitwiderständen verbunden und Konstanz der Anordnung abgewartet. Gleichzeitig unterbricht die rotierende Scheibe den Primärstrahl. Fig. 16 stellt die Reproduktion eines Registrier-

streifens für den der Primärstrahlung entsprechenden Galvanometerstrom dar. Die eingetragenen Zahlen bedeuten die Zeiten in Minuten vom Beginn der Registrierung an. Von Null bis 3 Minuten ist die Galvanometernullage bei unterbrochenem Primärstrahl aufgezeichnet. Das Nickelfilter wird eingebracht; nach vier Minuten Wartezeit hat sich der Ausschlag konstant eingestellt. Von 7 bis 11 Minuten wird die vom Ni-Filter durchgelassene Strahlung registriert, worauf der Ni-Filter durch Kobalt ersetzt und nach einem Unterbruch von vier Minuten die Strahlung mit Co-Filter von 15 bis 19 Minuten aufgezeichnet wird.

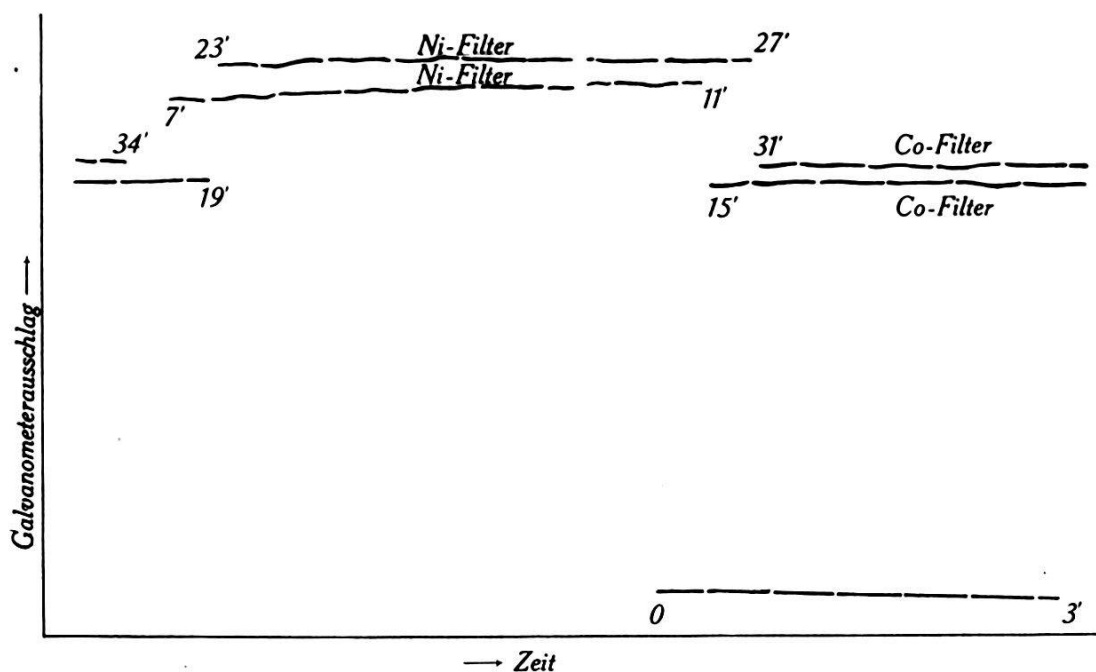


Fig. 16.

Die Filter werden wieder getauscht und nach vier Minuten von 23 bis 27 Minuten die Strahlung mit Nickelfilter ein zweites Mal registriert; das Verfahren wird nochmals wiederholt, so dass schliesslich von 31 bis 34 Minuten die mit Kobalt gefilterte Strahlung gemessen ist. Die beiden je mit Co- bzw. Ni-Filter gemachten Aufnahmen decken sich wegen eines konstanten Nullganges des Galvanometers nicht (etwa 0,007 mm pro Sek.). Der Nullgang kann aus den Registrierungen ermittelt werden. In Fig. 17 sind längs einer Zeitachse aus Fig. 16 entnommene Registrierpunkte (Aufnahme Nr. 23) für den Ni- und Co-Filter aufgetragen. Es ist ersichtlich, wie abwechselnd mit den Filtern gemessen und zwischendurch bis zur konstanten Einstellung gewartet wurde. Durch die Messpunkte lassen sich zwanglos zwei glatte Kurven legen; ihr Anstieg entspricht der Nullpunktswanderung. Diese ist nicht völlig linear, aber vollständig stetig und für die durch

die Ni- bzw. Co-Messpunkte gelegten Kurven gleich. Die beiden Kurven laufen äquidistant mit einem mittleren Abstand von 31 mm. Der Fehler für diese Grösse ergibt sich zu  $\pm 0,5$  mm. In Fig. 17 sind die entsprechenden Kurven mit den Messpunkten für eine zweite Registrierung Nr. 20 eingetragen; ihr mittlerer Abstand beträgt  $30,8$  mm  $\pm 0,5$  mm. Die mittlere Galvanometerstromänderung für die Differenz zwischen der vom Ni- und Co-Filter durchgelassenen Primärstrahlintensität wird demnach

$$\underline{\Delta i_G = 30,9 \text{ mm} \pm 1,1\% .}$$

Wäre der gesamte Primärstrahl ohne rotierende Scheibe verwendet worden, so würde der Ausschlag  $1/\alpha$  mal grösser, d. h. es ist effektiv

$$\underline{\Delta i_G = 520,9 \cdot 30,9 = 16\,096 \text{ mm} \pm 1,2\% .}$$

Wesentlich ist, dass sich während der Streustrahl- und der Primärstrahlmessung weder die Lage des Registrierapparates noch

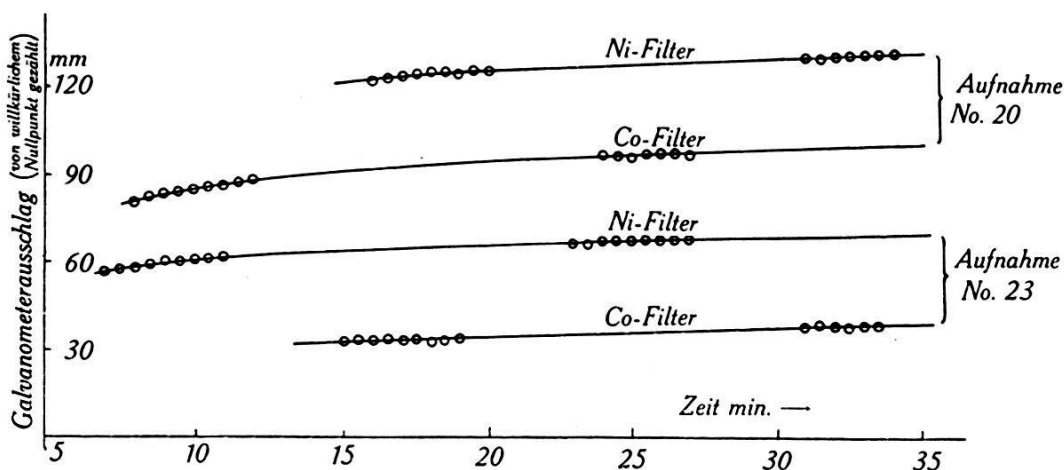


Fig. 17.

die Galvanometerempfindlichkeit ändern; auch muss die Steilheit der Verstärkerröhre für beide Messungen gleich gross sein. Diese letzte Forderung wurde nach den Messungen besonders geprüft, weil der erwähnte Drehwiderstand (ein Teil von  $R_1$  in Fig. 4) zur Feinregulierung der Kompensation der Verstärkerbrücke bei der Messung mit freiem Gitter und derjenigen mit Gitterableitwiderstand etwas verschieden eingestellt werden muss. Diese Änderung beträgt nur einen kleinen Bruchteil von dem ganzen Widerstandswert  $R_1$ . Die Nachregulierung ist zwischen der Streu- und Primärstrahlmessung notwendig, weil es sehr schwierig ist an die Gitterableitwiderstände der Röhren genau die Potentiale des freien Gitters anzulegen. Die Feineinstellung

ändert die Anodenspannungen der Röhren um einen sehr kleinen Betrag. Nach den Intensitätsmessungen wurde die Steilheit der Verstärkerröhre durch Beobachtung der Galvanometerstromänderung kontrolliert, welche sich bei einer bestimmten Gitterspannungsänderung einstellt. Diese Änderung des Galvanometerstroms war bei gleicher Gitterspannungsänderung für beide Einstellungen der Feinregulierung (entsprechend der Streu- und Primärstrahlungsmessung) genau gleich gross. Die Konstanz der Röhrensteilheit gegen so kleine Anodenspannungsänderungen war auch schon aus Röhrencharakteristiken zu erwarten, welche die Unabhängigkeit von  $S$  gegenüber kleinen  $\Delta V_a$  gezeigt hatten. Erst durch diese Kontrollen ist gewährleistet, dass in Gleichung (1) und (2) die Konstante  $k$  die gleiche Grösse hat. Ihr Wert bietet kein weiteres Interesse, da  $k$  im Schlussresultat (Gl. 3) wieder herausfällt.

Für das Verhältnis von Streuintensität in Argon zur Primärintensität ergibt sich aus den 6 Winkeln für die Streuintensität und den zwei Kurvenpaaren für den direkten Strahl mit den angegebenen Werten von  $C$  und  $R$  und den einzelnen Fehlergrössen nach Gleichung (3) für  $\vartheta = 40^\circ$ ;  $p = 1575,1$  mm Hg bei  $t = 18,3^\circ$  C als Mittelwert:

$$Q_{\text{exp}} = 16,6 \cdot 10^{-12} \cdot 1,84 \cdot 10^9 \frac{0,150}{16\,096} \pm 5\%,$$

also

$$Q_{\text{exp}} = 2,85 \cdot 10^{-7} \pm 5\%.$$

#### Gaszusammensetzung.

Das Argongas enthält 98,2% Ar; 0,1% O<sub>2</sub>; 1,7% N<sub>2</sub> (4) S. 221). Der gemessene  $Q$ -Wert ist auf Grund dieser Zusammensetzung auf reines Gas zu korrigieren. Setzt man für diese geringe Korrektur das Streuvermögen proportional  $Z^2$ , so wird die Gesamt-Streuung des Gasgemisches proportional  $0,982 \cdot 18^2 + 2 \cdot 0,001 \cdot 8^2 + 2 \cdot 0,017 \cdot 7^2 = 320$ , während sich für reines Argon 324 ergeben würde. Der experimentell bestimmte  $Q$ -Wert ist also, auf reines Argon bezogen, im Verhältnis von  $\frac{324}{320}$  zu klein. Man findet demnach endgültig

$$Q_{\text{exp}} = 2,88 \cdot 10^{-7} \pm 5\%.$$

**Leeraufnahme.**

Nach diesen Messungen wurde die Zerstreungskammer sofort evakuiert und zwecks Kontrolle eine Leeraufnahme der Streustrahlung gemacht. Es zeigte sich nicht der geringste Anstieg des Galvanometerausschlages gegenüber der Nulllinie. Dieses Verhalten war übrigens nach den Erfahrungen mit den früheren photographischen Messungen zu erwarten. Eine Korrektur für „Nullstreuung“ ist daher nicht notwendig.

**Grösse der Streuintensität gemäss der Theorie.**

Wird ein freies Elektron mit der Intensität  $J_0$  bestrahlt, so errechnet sich die von ihm gestreute Intensität nach der klassischen Theorie von Thomson zu:

$$J_{cl} = J_0 \frac{e^4}{2 R^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \vartheta),$$

worin bezeichnen:

$e$  = Ladung und  $m$  = Masse des Elektrons,

$c$  = Lichtgeschwindigkeit,

$\vartheta$  = Streuwinkel.

$R$  = Abstand des Messpunktes vom Streuzentrum,

$(1 + \cos^2 \vartheta)$  ist der Polarisationsfaktor.

Die in einen Raumwinkel  $\Omega$  unter dem Winkel  $\vartheta$  pro Sekunde gestreute Energie beträgt

$$E_{cl} = J_{cl} R^2 \Omega,$$

also

$$E_{cl} = J_0 \frac{e^4 \Omega}{2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \vartheta).$$

Für ein Atom als Streuzentrum, welches  $Z$  Elektronen gebunden enthält, ist die totale gestreute Energie  $Z S(\vartheta)$  mal grösser als diejenige für ein Elektron;  $S(\vartheta)$  ist die mittlere Streuintensität pro Elektron. Für die Vorwärtsrichtung  $\vartheta = 0$  ist  $S = Z$  und nimmt mit wachsendem Streuwinkel ab. Die vom Atom gestreute Energie wird:

$$E_{\text{Atom}} = E_{cl} Z S(\vartheta).$$

Das streuende Volumen betrage  $V(\vartheta) \text{ cm}^3$ ; die Anzahl Atome pro  $\text{cm}^3$  bei  $p = 760 \text{ mm Hg}$  und  $T = 273^\circ \text{ abs.}$  sei  $n_0$ . Dann ist

die total gestreute Energie beim Gasdruck  $p$  (mm Hg-Säule) der bei der absoluten Temperatur  $T$  gemessen ist:

$$E = \frac{273}{T} \frac{p}{760} n_0 V(\vartheta) E_{cl} Z S(\vartheta).$$

Ist  $q_0$  der Querschnitt des Primärstrahles, so berechnet sich die sekundlich einfallende Energie  $E_0$  aus der Intensität  $J_0$  zu

$$E_0 = J_0 q_0.$$

Das Verhältnis von gestreuter zur primären Energie wird also

$$Q = \frac{273}{T} \frac{p}{760} n_0 Z \frac{e^4}{2 m^2 c^4} \frac{\Omega}{q_0} (1 + \cos^2 \vartheta) V(\vartheta) S(\vartheta).$$

$\Omega$ ,  $q_0$  und  $V(\vartheta)$  müssen aus der Geometrie der Streukammer entnommen werden. Zu diesem Zwecke ist in Fig. 18 ein Schnitt durch diese Kammer gezeichnet in dessen Ebene der Primär- und Streustrahl verlaufen. Die Sekundärstrahlblenden haben einen rechteckigen Querschnitt, dessen Dimensionen möglichst genau bekannt sein müssen. Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Streuintensität waren früher Aufnahmen gemacht worden, indem um die Sekundärblenden ein photographischer Film gelegt wurde. Auf ihm bildete die gestreute Röntgenstrahlung die Austrittsslitze ab (<sup>4</sup>) Fig. 3). Diese Photographien können zur Vermessung der Blendendimensionen dienen. Die alten Aufnahmen wurden beim Schlitz, welcher dem Streuwinkel  $\vartheta = 40^\circ$  entspricht, mit dem registrierenden Photometer ausgemessen. Mit einem möglichst feinen Beleuchtungsspalt des Photometers wurde auf verschiedenen Aufnahmen das Bild des Schlitzes der Länge und an zwei Stellen der Breite nach durchphotometriert. Unter Berücksichtigung der Breite des beleuchtenden Lichtstrahles des Photometers an der Stelle des auszuphotometrierenden Schlitzbildes ergaben sich, bei Verwendung einer Registrierübersetzung von 1 : 50, als Mittelwerte folgende Dimensionen:

Breite des Schlitzes bei  $\vartheta = 40^\circ$ :  $b = 0,0714 \text{ cm} \pm 1,2\%$

Höhe „ „ „  $\vartheta = 40^\circ$ :  $h = 0,280 \text{ cm} \pm 0,7\%$ .

Registrierungen in der Längsrichtung des Schlitzes mit einem Lichtbündel, welches die ganze Schlitzbreite ausfüllt, ergaben einen konstanten Registrierausschlag. Dadurch ist die Homogenität der gestreuten Röntgenstrahlung über die ganze Sekundärblendenfläche sichergestellt.

Das streuende Volumen setzt sich aus zwei Teilen zusammen. In Fig. 18 ist die Schnittfläche, welche durch die Verlängerung der Schlitzwände mit dem Primärstrahl entsteht, schraffiert. Dieses Schnittgebiet hat die Grösse

$$V_I = q_0 l = q_0 \frac{b}{\sin \vartheta}$$

Die in  $V_I$  enthaltenen Atome streuen unter dem konstanten Raumwinkel

$$\Omega_I = \frac{f}{R^2} = \frac{b h}{R^2}$$

in die Ionisationskammer, wenn  $R$  den äusseren Kameraradius

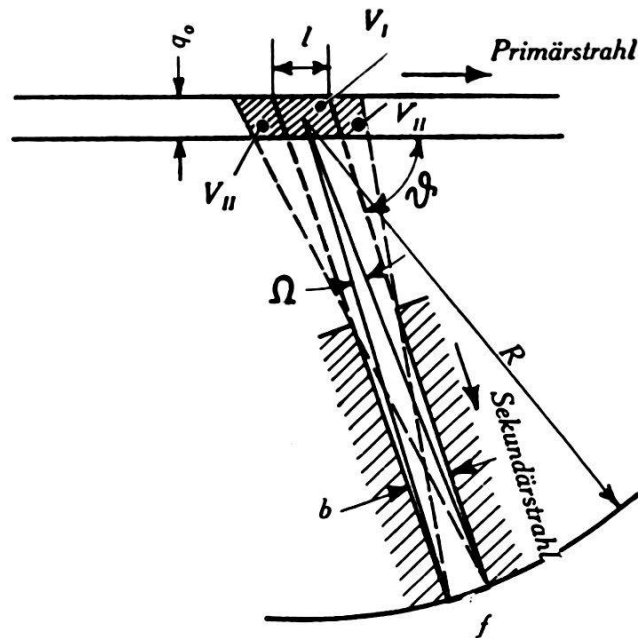


Fig. 18.

bedeutet. Die Gasatome in den schraffierten Gebieten  $V_{II}$  tragen ebenfalls zur Streuung bei. Diese Gebiete  $V_{II}$  sind durch die Diagonalstrahlen der Streublende begrenzt. Ein Atom im Gebiet  $V_{II}$  streut unter einem Winkel  $\Omega_{II} < \Omega_I$  in die Ionisationskammer.  $\Omega_{II}$  hängt von der Lage des streuenden Atoms innerhalb  $V_{II}$  ab. Die Grösse von  $\Omega_{II}$  lässt sich an Hand von Fig. 19 ableiten, in welcher der Primärstrahl nur durch seine Mittellinie gekennzeichnet ist. Es soll der Streuwinkel  $\Omega_{II}$  eines Atoms  $X$  berechnet werden, welches im Abstand  $x$  vom Streumittelpunkt  $O$  im Gebiet  $V_{II}$  liegt.  $\Omega_{II}$  wird durch die Randstrahlen von  $X$  an die Schlitzwände bei  $A$  und  $B$  begrenzt und schneidet auf der Kameraauswand eine Fläche  $f_x = b_x \cdot h$



Wegen ihrer Kleinheit können die Summanden  $x^2$  und  $b^2/4$  im Nenner vernachlässigt werden; dann wird im Gebiet  $V_{II}^-$ :

$$\Omega_{II}^- = \frac{h}{R} \cdot \frac{\frac{b}{2}(R+r) - x[b \cos \vartheta - (R-r) \sin \vartheta]}{rR - x(R+r) \cos \vartheta} \text{ für } x < -\frac{l}{2}.$$

Eine entsprechende Rechnung liefert den Wert des Streuwinkels  $\Omega_{II}^+$  im Gebiet  $V_{II}^+$ :

$$\Omega_{II}^+ = \frac{h}{R} \cdot \frac{\frac{b}{2}(R+r) - x[b \cos \vartheta + (R-r) \sin \vartheta]}{rR - x(R+r) \cos \vartheta} \text{ für } x > +\frac{l}{2}.$$

Mit den Zahlenwerten:

$$\begin{aligned} r &= 1,00 \text{ cm,} \\ R &= 2,50 \text{ cm,} \\ h &= 0,280 \text{ cm,} \\ b &= 0,0714 \text{ cm,} \\ \vartheta &= 40^\circ, \\ l/2 &= \frac{b/2}{\sin \vartheta} = 0,055 \text{ cm} \end{aligned}$$

wird

$$\begin{aligned} \Omega_{II}^- &= 0,0380 \frac{0,137 + x}{0,932 - x} \text{ für } x < -l/2 \\ \Omega_{II}^+ &= 0,0426 \frac{0,122 - x}{0,932 - x} \text{ für } x > +l/2. \end{aligned}$$

Die beiden Gleichungen gelten solange  $\Omega_{II} \geq 0$  ist. Negative Werte des Streuwinkels bedeuten, dass keine Strahlung von dem zugehörigen Punkte  $X$  auf die Austrittsfläche der Schlitzblende gelangt, d. h. es ist dann  $\Omega_{II} = 0$  zu setzen.

In Fig. 20 sind die Streuwinkel  $\Omega$  als Funktion von  $x$  aufgetragen. Im Mittelgebiet  $-l/2 < x < +l/2$  hat  $\Omega$  den konstanten Wert:

$$\Omega_I = 0,00320.$$

Nach aussen hin fällt  $\Omega$  gemäss den Formeln von  $\Omega_{II}$  bei den Werten

$$\begin{aligned} x_0^- &= -0,137 \text{ cm und} \\ x_0^+ &= 0,122 \text{ cm gegen Null ab.} \end{aligned}$$

Fig. 20 ist nicht ganz symmetrisch zu der Ordinatenachse. Der Abfall der äusseren Kurvenäste verläuft nicht linear, sondern für positive  $x$ -Werte konvex, für negative dagegen etwas konkav.

Die Grösse des streuenden Volumens ist:

$$V(\vartheta) = \int_{x=x_0^-}^{x=x_0^+} q_x dx,$$

wo  $q_x$  den Anteil des Primärstrahlquerschnittes im Abstand  $x$



Fig. 20.

bezeichnet, welcher zur Streuung beiträgt. Bis auf die äusseren Randgebiete von  $V_{II}$  ist  $q_x = q_0 = \text{konstant}$ . In Fig. 19 ist für den linken Randstrahl der Schnitt mit dem Primärstrahl angedeutet. Es ist zu erkennen, dass auch hier  $q_x = q_0$  gesetzt werden darf, weil die Zahl der überschüssigen Atome im schraffierten Dreieck  $N$  diejenigen im weggelassenen Dreieck  $P$  ausgleicht.

Die in der Gleichung für  $Q$  auftretende Grösse  $\Omega/q_0 V(\vartheta)$  geht in das folgende Integral  $J$  über, weil  $\Omega$  von der Lage  $x$  des streuenden Atoms abhängt. Es ist:

$$J = \frac{\Omega}{q_0} V(\vartheta) = \frac{1}{q_0} \int_{x_0^-}^{x_0^+} q_0 \Omega dx = \int_{x_0^-}^{x_0^+} \Omega dx.$$

Die Grösse des Primärstrahlquerschnittes fällt aus der Rechnung heraus.

Der Wert von  $J$  wird in Fig. 20 durch die vom Kurvenzug mit der Abszissenachse eingeschlossene Fläche dargestellt. Das Integral kann auch mit den Ausdrücken für  $\Omega_I$  und  $\Omega_{II}$  analy-

tisch berechnet werden;  $J$  wird als Summe der folgenden drei Integrationen ausgerechnet:

$$J_{\text{II}}^- = \int_{x_0^-}^{-l/2} \Omega_{\text{II}}^- dx = 0,124 \cdot 10^{-3} \text{ cm},$$

$$J_{\text{I}} = \int_{-l/2}^{+l/2} \Omega_{\text{I}} dx = 0,356 \cdot 10^{-3} \text{ cm},$$

$$J_{\text{II}}^+ = \int_{+l/2}^{x_0^+} \Omega_{\text{II}}^+ dx = 0,113 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

Das gesamte Integral wird

$$\underline{J = V_{(40^\circ)} \frac{\Omega}{q_0} = 0,593 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

Aus den Zahlenwerten, wie auch aus den zugehörigen Flächen in Fig. 20 ist zu erkennen, dass der Streuanteil des Volumen II gegenüber jenem von I nicht vernachlässigt werden darf. Das Streuverhältnis der beiden Teile beträgt:

$$\frac{J_{\text{II}}^- + J_{\text{II}}^+}{J_{\text{I}}} = 67 \text{ \%}.$$

Der Fehler im Werte von  $J$  ergibt sich aus den Fehlern für  $b$  und  $h$  nach den Gesetzen der Fehlerrechnung zu 4,05% oder rund 4%.

Mit den bekannten Zahlenwerten von  $n_0, e, m, c$  wird:

$$\frac{273}{760} n_0 \frac{e^4}{2 m^2 c^4} = 3,853 \cdot 10^{-7}$$

und bei  $\vartheta = 40^\circ$

$$(1 + \cos^2 \vartheta) \frac{\Omega V(\vartheta)}{q_0} = 0,941 \cdot 10^{-3}.$$

$Q$  erhält somit den Wert

$$Q_{40^\circ} = 3,62 \cdot 10^{-10} \frac{p}{T} Z S_{40^\circ} \pm 4\%.$$

Der theoretische Wert für  $ZS$  kann der Tabelle 1 (4) S. 223 entnommen werden. In ihr sind die Anteile der kohärenten und der inkohärenten Streustrahlung als Funktion von  $\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda}$  gegeben.

Für  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  und  $\vartheta = 40^\circ$  ist  $\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda} = 0,222$  und (durch graphische Interpolation):

$$\begin{aligned} (ZS)_{\text{koh}} &= 140 \pm 2 \\ (ZS)'_{\text{inkoh}} &= 6,1 \pm 0,5. \end{aligned}$$

Der inkohärente Strahlungsanteil ist relativistisch gemäss<sup>4)</sup> Gleichung (17) zu korrigieren und wird:

$$\begin{aligned} (ZS)_{\text{inkoh}} &= \frac{(ZS)'_{\text{inkoh}}}{\left(1 + \sin \vartheta/2 \frac{h}{m c} \frac{\sin \vartheta/2}{\lambda}\right)^3} \quad (h = \text{Planck'sche Konstante}) \\ &= 0,9945(6,1 \pm 0,5) = 6,05 \pm 0,5. \end{aligned}$$

Die Summierung des kohärenten und des inkohärenten Anteiles liefert den totalen Atomformfaktor zu:

$$ZS_{(40)^\circ} = 146 \pm 1,7\%.$$

Damit wird:

$$Q_{40^\circ} = 0,528 \cdot 10^{-7} \frac{p}{T} \pm 6\%.$$

Der theoretisch zu erwartende Wert für das Verhältnis der unter 40 Grad an Argon gestreuten Cu-K<sub>α</sub>-Energie zur Primärintensität wird also für die speziellen Bedingungen der ausgeführten Messung ( $p = 1575,1 \text{ mm Hg-Säule}$ ,  $T = 291,3^\circ_{\text{abs}}$ ).

$$Q_{\text{theor}} = 2,87 \cdot 10^{-7} \pm 6\%$$

#### Vergleich zwischen experimentellem und theoretischem Wert.

Werden die abgeschätzten Fehler in absolutem Mass ausgedrückt, so liegen die Werte  $Q$  für das Verhältnis zwischen gestreuter und einfallender Strahlung zwischen den Grenzen

$$\begin{aligned} 2,74 \cdot 10^{-7} < Q_{\text{exp}} = 2,88 \cdot 10^{-7} < 3,02 \cdot 10^{-7} \\ 2,70 \cdot 10^{-7} < Q_{\text{theor}} = 2,87 \cdot 10^{-7} < 3,05 \cdot 10^{-7}. \end{aligned}$$

Der experimentelle und der errechnete  $Q$ -Wert stehen in so guter Übereinstimmung, als dies bei der vorhandenen Messeinrichtung überhaupt möglich ist. Dieses Ergebnis ist besonders deswegen bemerkenswert, weil ja der Absolutbetrag des zu bestimmenden Intensitätsverhältnisses so ausserordentlich klein ist.

Die experimentelle Untersuchung bestätigt also voll und ganz die quantenmechanische Streuintensitätsberechnung nach WALLER

und HARTREE<sup>32)</sup> 4) auch bezüglich der absoluten Grösse, während frühere Messungen nur den Kurvenverlauf gegeben hatten. Der theoretischen Berechnung liegt das Atommodell von Argon nach HARTREE (4) S. 226) zugrunde, welches nach der Methode des „self consistent field“ gewonnen wurde. Die vorstehenden Untersuchungen bestätigen somit auch die Dichteverteilung der negativen Elektrizität im Argonatom, welches ich nach der Hartreeschen Annäherungsmethode ergibt.

Bei den vorliegenden Messungen mit Cu-Strahlung beträgt der inkohärente Strahlungsanteil nur 1,5% des kohärenten, so dass die Messungen im wesentlichen nur den Teil der theoretischen Rechnung prüfen können, der sich auf die kohärente Strahlung bezieht. Messungen mit kurzweiliger Strahlung bei grösseren Streuwinkeln sind in Aussicht genommen, um auch die Streurechnung für den inkohärenten Anteil zu prüfen. Gleichzeitig kann mit diesen neuen Messungen auch die Gültigkeit der Relativitätskorrektur untersucht werden.

#### Der Streukoeffizient von Argon für $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ .

Der Streukoeffizient  $\sigma$  ist definitionsgemäss das Verhältnis der von einem Atom nach allen Richtungen total gestreuten Intensität  $W$ , dividiert durch die auffallende Intensität  $J_0$ . Dabei ist vorausgesetzt, dass die einfallende Strahlung unpolarisiert ist, wie sie auch effektiv von der Antikathode einer Röntgenröhre ausgestrahlt wird. Es ist:

$$W = 2 \pi \int_0^\pi J R^2 \sin \vartheta d \vartheta. \quad (4)$$

Die klassische Thomson'sche Streuung für ein freies Elektron ergibt den Wert:

$$W_{cl} = 2 \pi \int_0^\pi J_{cl} R^2 \sin \vartheta d \vartheta,$$

wo

$$J_{cl} = J_0 \frac{e^4}{2 R^2 m^2 c^4} (1 + \cos^2 \vartheta) \quad (5)$$

bedeutet. Dieses Integral ist direkt auswertbar und liefert den bekannten Wert:

$$\sigma_{cl} = \frac{W_{cl}}{J_0} = \frac{8 \pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}.$$

Der experimentelle Kurvenverlauf der Streuung  $J(\vartheta)$  wurde in

einer früheren Arbeit <sup>4)</sup> für Argon bei  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten nach WALLER und HARTREE<sup>38)</sup> gefunden. Diese theoretischen Werte erfahren durch die nunmehr ausgeführte Absolutmessung für  $\vartheta = 40^\circ$  eine weitere Bestätigung, so dass es berechtigt erscheint, sie zur Ausführung der Integration (Gleichung 4) zu verwenden. Die in Tabelle 1 (<sup>4)</sup> S. 223) angegebenen Zahlen für den inkohärenten Streuanteil sind zunächst für  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  relativistisch zu korrigieren. Die Summe dieser Werte und der kohärenten Intensitäten gibt die totale Streuintensität. Die Werte der Tabelle 1 sind im Masstab der Streuung eines freien Elektrons gemessen. Es ist also  $J_{\text{tot}}$  mit  $J_{cl}$  (Gl. 5) zu multiplizieren. So ergibt sich schliesslich:

$$\sigma = \frac{W}{J_0} = \pi \frac{e^4}{m^2 c^4} \int_0^\pi J_{\text{tot}} (1 + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta .$$

Die Integration kann graphisch ausgeführt werden und liefert:

$$\sigma = 257,5 \pi \frac{e^4}{m^2 c^4} .$$

Das Verhältnis von effektivem Streukoeffizient bei  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  und dem klassischen für ein freies Elektron wird in diesem Falle:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{cl}} = \frac{3}{8} \cdot 257,5 = \underline{96,7} .$$

Würden die 18 Elektronen des Argonatoms als von einander völlig unabhängig klassisch streuend betrachtet, so wäre

$$\frac{\sigma_{\text{Atom}}}{\sigma_{cl}} = 18 .$$

Werden dagegen (als anderer Extremfall) die 18 Elektronen im Verhältnis zur Wellenlänge der Strahlung als sehr nahe beieinander liegend angesehen, so würden sie ein achtzehnfach geladenes „grosses“ Elektron bilden. Dann würde

$$\frac{\sigma_{\text{Atom}}}{\sigma_{cl}} = 18^2 = 324 ,$$

weil in diesem Falle die Streuwellen aller Elektronen genau in Phase wären. Wie zu erwarten ist, liegt der experimentell bestimmte Wert zwischen diesen Grenzwerten.

Herrn Prof. Scherrer möchte ich für seine vielen Ratschläge und die immerwährende Unterstützung herzlichst danken.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

**Literaturverzeichnis.**

- 1) P. SCHERRER und A. STÄGER, *Helv. Phys. Acta* **1**, 518, 1928.
  - 2) G. HERZOG, *Helv. Phys. Acta* **2**, 169 u. 217, 1929.
  - 3) A. H. COMPTON, *Phys. Rev.* **35**, 925, 1930.
  - 4) G. HERZOG, *Zs. Phys.* **69**, 207, 1931.
  - 5) E. O. WOLLAN, *Phys. Rev.* **37**, 862, 1931.
  - 6) G. HERZOG, *Zs. Phys.* **70**, 583 u. 590, 1931.
  - 7) E. O. WOLLAN, *Phys. Rev.* **38**, 15, 1931; *Proc. Nat. Acad. Soc.* **17**, 475, 1931.
  - 8) L. BEWILOGUA, *Phys. Zs.* **32**, 114 u. 165, 1931; **32**, 688, 1932.
  - 9) H. GAJEWSKI, *Phys. Zs.* **33**, 122, 1932.
  - 10) H. RICHTER, *Phys. Zs.* **33**, 587, 1932.
  - 11) F. EHRHARDT, *Phys. Zs.* **33**, 605, 1932.
  - 12) W. C. PIERCE, *Phys. Rev.* **43**, 145, 1933.
  - 13) P. EHRENFEST, *Proc. Amsterdam* **17**, 1184, 1915.
  - 14) P. DEBYE, *Phys. Zs.* **28**, 135, 1927.
  - 15) E. O. WOLLAN, *Rev. of Modern Physics*, **4**, 205, 1932 (Zusammenfassender Bericht).
  - 16) L. H. THOMAS, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **23**, 542, 1927.
  - 17) E. FERMI, *Zs. Phys.* **48**, 73, 1928.
  - 17a) G. WENTZEL, *Zs. Phys.* **43**, 1 u. 779, 1927.
  - 18) J. WALLER, *Nature* **120**, 155, 1927; *Phil. Mag.* **4**, 1928, 1927; *Zs. Phys.* **51**, 213, 1928.
  - 19) W. HEISENBERG, *Phys. Zs.* **32**, 737, 1931.
  - 20) L. BEWILOGUA, *Phys. Zs.* **32**, 740, 1931.
  - 21) G. HOFFMANN, *Ann.* **80**, 779, 1926.
  - 22) MR. WYNN-WILLIAMS, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **23**, 811, 1926.
  - 23) W. B. NOTTINGHAM, *Journ. of the Franklin Inst.* **209**, 287, 1930.
  - 24) L. A. DU BRIDGE, *Phys. Rev.* **37**, 392, 1931.
  - 25) G. A. METCALF, *Phys. Rev.* **39**, 745, 1932.
  - 26) A. S. MC FARLANE, *Phil. Mag.* **14**, 1, 1932.
  - 27) P. A. ROSS, *Phys. Rev.* **28**, 425, 1926; *Journ. Opt. Soc. Amer.* **16**, 433, 1928.
  - 28) A. H. COMPTON, *X-Rays and Electrons*, S. 189.
  - 29) E. v. ANGERER, *Handbuch der exp. Phys. I*, S. 463.
  - 30) Der Spektrograph wird demnächst von Herrn Staub beschrieben werden.
  - 31) HARMS, *Phys. Zs.* **50**, 1904.
  - 32) J. WALLER und D. R. HARTREE, *Proc. Roy. Soc. A* **124**, 119, 1929.
  - 33) D. R. HARTREE, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **24**, 89 u. 114, 1928.
-