



LUND UNIVERSITY

Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektra

Stenström, Wilhelm

1919

[Link to publication](#)

Citation for published version (APA):

Stenström, W. (1919). *Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektra*. [, Department of Physics]. Carl Bloms Boktryckeri.

Total number of authors:

1

General rights

Unless other specific re-use rights are stated the following general rights apply:

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

Read more about Creative commons licenses: <https://creativecommons.org/licenses/>

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

LUND UNIVERSITY

PO Box 117
221 00 Lund
+46 46-222 00 00

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN
DER

RÖNTGENSPEKTRA

1. Prüfung der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$
2. M-Reihe

INAUGURAL-DISSERTATION

DIE MIT GENEHMIGUNG DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFT-
LICHEN SEKTION DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT ZU LUND ZUR
ERLANGUNG DER PHILOSOPHISCHEN DOKTORWÜRDE
SONNABEND DEN 20. SEPTEMBER UM 10 UHR
V. M. IM AUDITORIUM DES PHYSIKA-
LISCHEN INSTITUTS ÖFFENT-
LICH VERTEIDIGT
WERDEN WIRD

VON

WILHELM STENSTRÖM

LUND 1919
CARL BLOMS BOKTRYCKERI

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

DER

RÖNTGENSPEKTRA

1. Prüfung der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$
2. M-Reihe

VON

WILHELM STENSTRÖM



LUND 1919
CARL BLOMS BOKTRCKERI

VORWORT.

Die spektroskopische Untersuchung von Röntgenstrahlen kleiner Frequenz erfordert eine komplizierte und kostspielige Apparatur und kann daher nur in einem speciell dafür ausgerüsteten Institute ausgeführt werden. Als solches erfüllt das physikalische Institut zu Lund ziemlich hoch gestellte Anforderungen. Hier sind auch sämtliche in dieser Abhandlung beschriebenen Untersuchungen gemacht worden. Nur durch das grosszügige Entgegenkommen des Direktors, Herrn Privatdozent Dr Manne Siegbahn, und seine weitgehende Bereitwilligkeit, die notwendigen Apparate und Materialien anzuschaffen, sind sie ermöglicht worden.

Die Untersuchungen, welche die M-Reihe betreffen, sind schon zum Teile veröffentlicht: "Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektren. M-Reihe." (Ann. d. Phys. Bd. 57. p. 347. 1918.) — Um die Dispersionsverhältnisse klarlegen zu können, mussten eine Menge Photogramme beschafft werden. Bei ihren Aufnahmen und Ausmessungen ist mir Herr Aman. N. Stensson behülflich gewesen, wofür ich ihm hierdurch bestens danke.

Meinem ersten Lehrer der Physik, Herrn Professor Dr J. Rydberg, möchte ich für das freundliche Interesse, das er mir während meiner ganzen Studienzeit bewiesen hat, meinen aufrichtigen Dank sagen. Auch möchte ich

Herrn Privatdozent Dr M. Siegbahn für das ermutigende Interesse herzlich danken, mit welchem er meine Arbeit verfolgt, und für die Anregungen, die er mir als Lehrer und Freund gegeben hat.

Lund, im August 1919.

WILHELM STENSTRÖM.

*Siegbahn für das ermutigende
mit welchem er meine Arbeit
rungen, die er mir als Lehrer*

WILHELM STENSTRÖM.

I. Einleitung.

Die Röntgenstrahlen erweckten bei ihrer Entdeckung ein grosses Interesse und wurden von Anfang an eifrig untersucht. Sie erwiesen sich bald als sehr verwendbar sowohl für praktische Zwecke als für theoretische Untersuchungen. In letzter Hinsicht haben sie neue Möglichkeiten ergeben, das Atominnere zu studieren und physikalische Theorien zu prüfen und weiterzuentwickeln, was jedoch erst dann erreicht werden konnte, als man ihre Natur näher erkannt hatte.

Schon früh wurden die Absorptionsverhältnisse der Strahlen untersucht, und je nach ihrer verschieden starken Absorption beim Passieren der Materie, teilte man sie nach Härtegraden ein. Es gelang Barkla bald festzustellen, dass jedes chemische Element veranlasst werden konnte, Strahlengruppen von bestimmter Härte auszusenden, welche also für das Element charakteristisch sind. Die Härte dieser Eigenstrahlungen nimmt mit wachsenden Ordnungsnummern der Elemente zu, und sie bilden somit Reihen, welche durch die Elementenserie zu verfolgen sind. Die härteste dieser Reihen bezeichnete Barkla mit dem Buchstaben K, die nächstfolgende mit L. Diese beiden Reihen konnte er ziemlich weit verfolgen. Aus seinen Absorptionsmessungen schloss er auch, dass es wahrscheinlich eine M-Reihe und möglicherweise noch weitere Reihen gibt.¹

¹ C. G. Barkla, Phil. Mag. 22. p. 408. 1911.

Die elektromagnetische Theorie der Röntgenstrahlen verknüpfte den Härtegrad mit den Wellenlängen der Strahlen und machte es klar, dass nur durch eine spektrale Zerlegung eine tiefere Erkenntnis von ihnen gewonnen werden könnte. M. Laue kam so durch theoretische Überlegungen zu der Schlussfolgerung, dass die Kristalle als passende Raumgitter benutzt werden könnten, wobei die Atome als Strahlungszentren wirken sollten. Durch experimentelle Untersuchungen von Friedrich und Knipping wurde dies bestätigt und damit die Wellennatur der Strahlen bewiesen. Gleichzeitig war hierdurch eine Methode gegeben, die Kristallgebäude zu erforschen. W. L. Bragg wies dann darauf hin, dass die Interferenzen durch Reflexion der Röntgenstrahlen von den atomreichen Ebenen im Kristalle erklärt werden können und folgerte, dass Strahlen der Wellenlänge λ nur dann reflektiert werden, wenn die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ erfüllt ist; wobei d den Abstand zwischen zwei naheliegenden parallelen Atomebenen angibt; φ den streifen- den Winkel bedeutet, welchen die einfallenden Strahlen mit dem Kristalle bilden; und n eine kleine ganze Zahl, die Ordnungsnummer des Spektrums, ist. Man sollte daher die Kristalle dazu benutzen können, die Röntgenstrahlen spektral zu zerlegen. Somit ergab sich eine Analysenmethode, die seitdem eifrig benutzt worden ist und wichtige Resultate ergeben hat. Die Bragg'sche Formel galt bisher als richtig, und mit der früher erreichten Genauigkeit für kurze respektive lange Wellen sind keine Abweichungen zu entdecken. Es war jedoch wünschenswert, sie auch für längere Wellen unter Benutzung von Präzisionsmessungen zu prüfen, und das ist hier getan.

Um die reflektierten Strahlen nachzuweisen, benutzt man entweder die photographische oder die Ionisationsmethode. In beiden Fällen werden, wie bekannt, dem gewöhnlichen Spektrometer ähnliche Apparate gebraucht.

Anfangs wurde die Ionisationsmethode benutzt, und

e Theorie der Röntgenstrahlen
 it den Wellenlängen der Strahlen
 r durch eine spektrale Zerlegung
 is von ihnen gewonnen werden
 urch theoretische Überlegungen
 ass die Kristalle als passende
 könnten, wobei die Atome als
 sollten. Durch experimentelle
 ich und Knipping wurde dies
 lennatur der Strahlen bewiesen.
 eine Methode gegeben, die
 en. W. L. Bragg wies dann
 nzen durch Reflexion der Rönt-
 chen Ebenen im Kristalle erklärt
 dass Strahlen der Wellenlänge
 en, wenn die Beziehung $n\lambda =$
 den Abstand zwischen zwei na-
 ebenen angibt; ϕ den streifen-
 en die einfallenden Strahlen mit
 n eine kleine ganze Zahl, die
 trums, ist. Man sollte daher
 können, die Röntgenstrahlen
 gab sich eine Analysenmethode,
 rden ist und wichtige Resultate
 Formel galt bisher als richtig,
 Genauigkeit für kurze respektive
 weichungen zu entdecken. Es
 sie auch für längere Wellen
 onsmessungen zu prüfen, und
 trahlen nachzuweisen, benutzt
 nische oder die Ionisationsme-
 en, wie bekannt, dem gewöhn-
 Apparate gebraucht.
 isationsmethode benutzt, und

die Untersuchungen, welche W. H. und W. L. Bragg aus-
 führten, zeigten, dass die Röntgenstrahlen ein kontinuierliches
 Spektrum mit flachem Maximum ergeben, das von sehr
 intensiven Einzellinien überlagert ist. Diese Linien ent-
 sprechen den von Barkla durch Absorptionsmessungen ent-
 deckten Fluorescens- oder charakteristischen Strahlungen
 des Anodenstoffs. H. G. J. Moseley und C. G. Darwin
 gelangten gleichzeitig zu ähnlichen Resultaten. Seitdem
 sind die K- und L-Reihen von vielen Autoren untersucht
 worden, welche jedoch meist photographische Methoden
 benutzt haben, während die Ionisationsmethode hauptsächlich
 für Kristallanalyse und Erforschung des kontinuierlichen
 Spektrums angewandt worden ist. Schon durch die von
 Moseley unternommenen Untersuchungen wurden diese
 Reihen ziemlich wohl bekannt. Seitdem sind sie haupt-
 sächlich durch die im physikalischen Institute zu Lund
 methodisch durchgeführten Arbeiten von Siegbahn, Malmer,
 Friman und dem Verfasser erforscht worden, wie schon aus
 dem "Bericht über die Röntgenspektren der chemischen Ele-
 mente" von M. Siegbahn¹ hervorgeht. Die Strahlen der
 folgenden Reihen (M. u. s. w.) mussten sehr weich sein
 und konnten daher nur unter Benutzung von Vacuumspektro-
 graphen entdeckt und untersucht werden. Im Jahre 1916
 unternahm M. Siegbahn eine Untersuchung über das Spek-
 tralgebiet $\lambda = 2$ bis $\lambda = 10 \text{ \AA}$ für Uran mit dem Resultat,
 dass einige neue Linien zwischen $\lambda = 2,9$ und $4,0 \text{ \AA}$
 entdeckt wurden. Er vermutete, dass diese Linien der
 vorhergesagten M-Reihe angehörten, was auch bestätigt wurde
 durch einige Aufnahmen von den nächstliegenden Elementen,
 die ich auf Veranlassung von M. Siegbahn machte.²

Die Erforschung der M-Reihe ist seitdem von mir
 fortgesetzt, und die ersten Resultate sind schon veröffentlicht

¹ M. Siegbahn, Jahrb. d. Radioakt. 13. p. 296. 1916.

² M. Siegbahn, Verh. D. Phys. Ges. 18. p. 278. 1916.

worden.¹ Sämtliche Resultate, welche die M-Reihe betreffen, sind indessen hier gesammelt. Die damals ausgeführten Kristalluntersuchungen werden dagegen nicht wiedergegeben.

Den Erregungsbedingungen der Röntgenwellen im Rohre ist eine Reihe von Untersuchungen von Duane und Hunt,² von Hull³ und von Webster⁴ u. a. gewidmet. Es hat sich ergeben, dass eine Minimalgeschwindigkeit der Elektronen erforderlich ist, um Strahlen der Frequenz ν zu erregen. Sie lässt sich aus der Einstein'schen Beziehung $eV = h\nu$ berechnen; wobei V die Voltgeschwindigkeit, e die Elementarladung der Elektronen bedeutet, und h das von Planck definierte Wirkungsquantum ist. Die Eigenstrahlungen der Anodensubstanz erfordern jedoch eine grössere Elektronengeschwindigkeit, um erregt zu werden, als diese Relation ergibt. Sie sind in Gruppen einzuteilen, und sämtliche Linien einer solchen Gruppe erfordern dieselbe Minimalgeschwindigkeit der Elektronen. — Diesen Emissionsgrenzen der Eigenstrahlung entsprechen die Absorptionsgrenzen, welche de Broglie⁵ schon früher entdeckt hatte, und welche in folgender Weise entstehen: Wenn man die kontinuierliche Strahlung der Anode benutzt und über ein grösseres Winkelgebiet kräftig exponiert, so wird die Platte auf dem entsprechenden Gebiete gleichmässig geschwärzt. Wird im Strahlengange eine dünne Schicht der Substanz, welche zu untersuchen ist, eingeführt, so erleidet die Schwärzung scharf markierte Sprünge mit grösserer Intensität nach

¹ W. Stenström, Ann. d. Phys. 57. p. 347. 1918.

² W. Duane a. Fr. Hunt, Phys. Rev. 6 p. 166. 1915.

³ A. W. Hull, Phys. Rev. 7. p. 156. 1916.

⁴ D. L. Webster, Phys. Rev. 7 p. 599. 1916.

⁵ M. de Broglie, C. R. 157. p. 1493. 1913. Diese zuerst gefundenen Grenzen haben ungefähr gleichzeitig von W. H. Bragg und M. Siegbahn ihre Deutung erhalten.

e, welche die M-Reihe betreffen,
elt. Die damals ausgeführten
n dagegen nicht wiedergegeben.

ngen der Röntgenwellen im
ntersuchungen von Duane und
Webster⁴ u. a. gewidmet. Es
e Minimalgeschwindigkeit der
m Strahlen der Frequenz ν zu
der Einstein'schen Beziehung
 V die Voltgeschwindigkeit, e
lektronen bedeutet, und h das
ngsquantum ist. Die Eigen-
anz erfordern jedoch eine grös-
eit, um erregt zu werden, als
sind in Gruppen einzuteilen,
chen Gruppe erfordern dieselbe
lektronen. — Diesen Emissions-
entsprechen die Absorptions-
⁵ schon früher entdeckt hatte,
eise entstehen. Wenn man die
r Anode benutzt und über ein
g exponiert, so wird die Platte
ebiete gleichmässig geschwärzt.
e dünne Schicht der Substanz,
geführt, so erleidet die Schwär-
ge mit grösserer Intensität nach

s. 57. p. 347. 1918.

vs. Rev. 6 p. 166. 1915.

p. 156. 1916.

7 p. 599. 1916.

p. 1493. 1913. Diese zuerst gefundenen
g von W. H. Bragg und M. Siegbahn

der Seite der längeren Wellen. Der K-Reihe entspricht
eine solche Grenze, der L-Reihe entsprechen wenigstens
drei.¹ Es war ja auch zu erwarten, dass der M-Reihe
(eine oder) mehrere Grenzen entsprechen würden, und ich
habe daher Untersuchungen ausgeführt, um sie zu finden.

Es treten auch Grenzen mit grösserer Schwärzungs-
intensität nach den kürzeren Wellen auf. Sie werden von
Silber und Brom in der Gelatinhaut hervorgerufen, durch
deren Absorption die Schwärzung entsteht.

Für sämtliche folgenden Untersuchungen sind etwa
dieselben experimentellen Anordnungen benutzt worden, und
sie sollen daher zuerst beschrieben werden.

¹ M. de Broglie, C. R. 163 p. 352. 1916.

II. Experimentelle Anordnungen.

1. Das Spektroskopierungsprinzip.

Die kürzesten Wellen jeder Reihe gehören ja dem schwersten Element an, und die M-Strahlung des Urans besteht, wie schon erwähnt ist, aus Wellen der Länge $\lambda = 3$ bis 4 \AA . Der lineare Absorptionskoeffizient μ dieser Strahlen berechnet sich nach der Glocker'schen Beziehung $\frac{\mu}{\rho} = 0,0195 \cdot N^{2,58} \cdot \lambda^{2,8}$ (wobei ρ die Dichte und N die Ordnungsnummer des Elements bedeutet) für Stickstoff beim Atmosphärendruck zu $\mu = 0,076$. Somit werden sie durch das Passieren einer 25 cm langen Luftschicht bis auf ein Siebtel ihrer ursprünglichen Intensität herabgesetzt, wie es aus der Beziehung $I = I_0 \cdot e^{-\mu d}$ hervorgeht, wenn I_0 und I die Intensitäten vor und nach der Schicht bedeuten, und d die Schichtdicke in cm angibt. Es ist daher nur unter Benutzung von Vacuumspektrographen möglich, die M-Reihe zu verfolgen. Damit wird es auch notwendig, die photographische Methode anzuwenden. Um intensive Eigenstrahlung zu erhalten, muss man sie im Rohre erregen. Damit sie jedoch nicht von der Glaswand absorbiert wird, ist das Rohr direkt mittels Ansatzröhre mit dem Spektrographen zu verbinden. Daraus ergibt sich die seit mehreren Jahren im hiesigen Institute benutzte Methode.¹

Das angewendete Princip geht aus Fig. 1 hervor. Die Strahlen kommen von der lotrechten Spalte S und treffen

¹ M. Siegbahn l. c.

die vertikale Fläche F des Kristalls, welcher um eine durch F gehende Achse A drehbar ist. Von hier werden sie nach der Platte reflektiert. Gemäss der Beziehung $n\lambda = 2d \cdot \sin \varphi$ langen die Strahlen der Wellenlänge λ auf einer bestimmten Linie L auf der Platte an. Damit die Lage

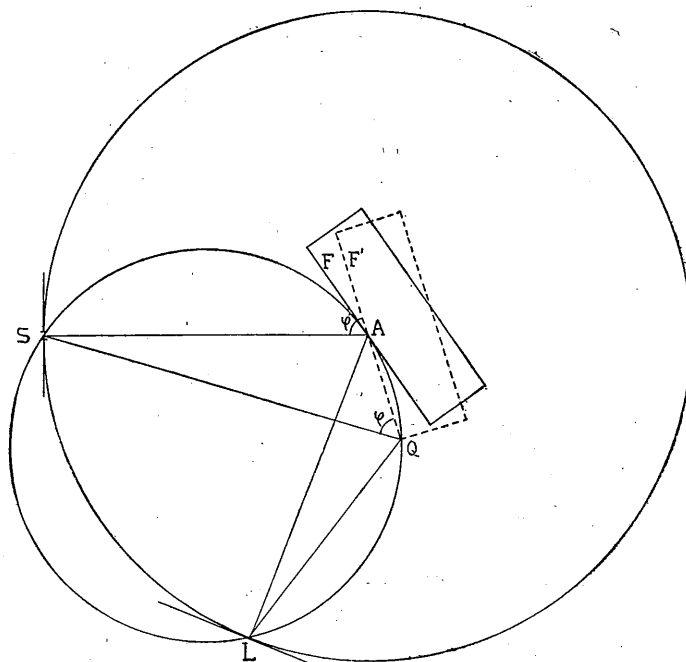


Fig. 1.

dieser Linie von der Kristallstellung unabhängig wird, muss $SA = AL$ sein, wie W. H. und W. L. Bragg zuerst gezeigt haben. Wenn die Fläche zwei verschiedene Lagen F und F' einnimmt, so wird sie dann von den Strahlen mit dem streifenden Winkel φ in A resp. Q getroffen, und die Winkel SAL und SQL werden einander gleich. Der Kristall kann daher während der Exponierung gedreht werden,

elle Anordnungen.

skopierungsprinzip.

jeder Reihe gehören ja dem
nd die M-Strahlung des Urans
ist, aus Wellen der Länge $\lambda =$
Absorptionskoeffizient μ dieser
h der Glocker'schen Beziehung
bei ρ die Dichte und N die
ments bedeutet) für Stickstoff
 $\mu = 0,076$. Somit werden sie
5 cm langen Luftschicht bis auf
chen Intensität herabgesetzt, wie
 $I_0 \cdot e^{-\mu d}$ hervorgeht, wenn I_0
nd nach der Schicht bedeuten,
cm angibt. Es ist daher nur
umspektrographen möglich, die
it wird es auch notwendig, die
zuwenden. Um intensive Eigen-
s man sie im Rohre erregen.
der Glaswand absorbiert wird,
Ansatzröhre mit dem Spektro-
us ergibt sich die seit mehreren
benutzte Methode.¹

ip geht aus Fig. 1 hervor. Die
otrechten Spalte S und treffen

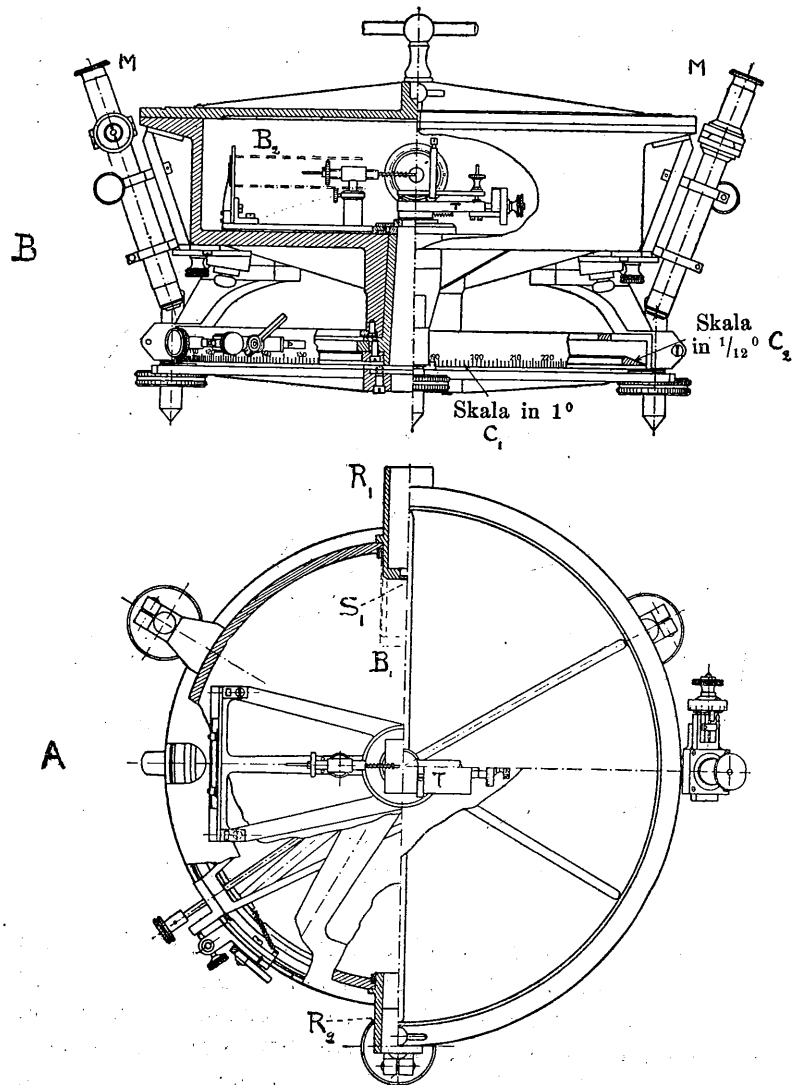


Fig. 2.
Vacuumspektrograph Skala 1 : 5.

wodurch ein grösseres Gebiet der Fläche zur Reflektion beiträgt und die Wirkung zufälliger Unebenheiten eliminiert wird. Diese Drehmethode, welche de Broglie eingeführt hat, ist hier verwendet.

2. Die Vacuumspektrographen und ihre Einstellungen.

Während der Arbeit sind zwei verschiedene Vacuum-spektrographen benutzt worden. Beide sind von M. Siegbahn konstruiert worden und sind schon mehrmals gebraucht und beschrieben.¹ Für die ersten Untersuchungen der M-Reihe, die schon veröffentlicht sind, wurde der ältere Apparat benutzt. Unterdessen wurde der zweite gebaut, welcher bedeutend grössere Messungspräzision erlaubt, und mit ihm sind die Untersuchungen vollzogen. Da die Genauigkeit der Messungen von den benutzten Spektrographen abhängt, sollen sie hier kurz beschrieben werden. Das Gestell besteht bei beiden Exemplaren aus einem dickwandigen cylindrischen Messingkasten, dessen innerer Diameter etwa 30 cm und dessen Tiefe etwa 8 cm beträgt, und ruht auf drei verstellbaren Füßen. Oben ist es mit einem breiten, ebenen Rand versehen, auf dem der zugeschliffene Deckel ruht. Fig. 2 (die aus "Röntgenspektroskopische Präzisionsmessungen" von M. Siegbahn entnommen ist)² gibt den neueren Spektrographen in Horizontal- (A) und Vertikalschnitt (B) wieder. Im Centrum führen zwei ineinander passende Konusse durch den Boden. Der innere trägt den Kristalltisch T und unten vier symmetrische Arme, die mit Nonien (9/10) versehen sind, welche längs der fixen, in Grade geteilten Cirkelskala C_1 verschoben werden können. Der äussere Konus trägt den Plattenhalter und gleichzeitig eine Cirkelskala C_2 , die

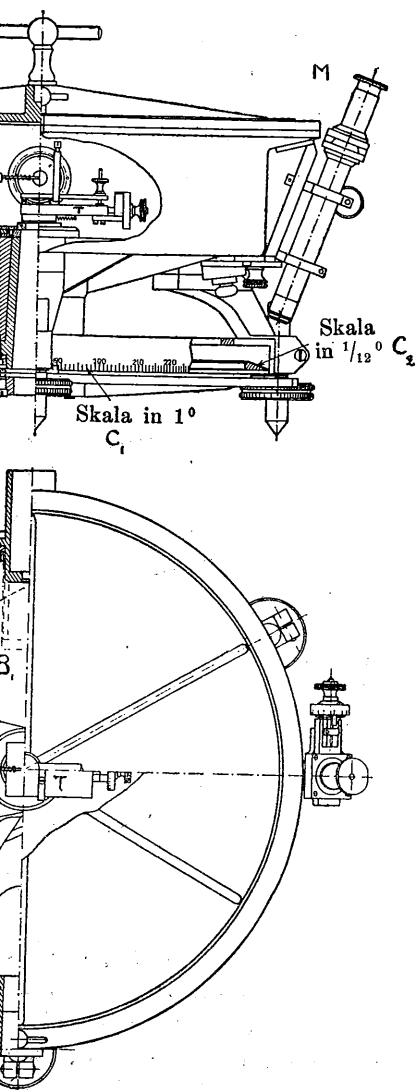


Fig. 2.
Spektrograph Skala 1:5.

¹ M. Siegbahn u. E. Friman, Phys. Zeitschr. 17 p. 176. 1916; Phil. mag. 32. p. 494. 1916; E. Friman, Diss. Lund 1916; M. Siegbahn, Ann. d. Phys. 59. p. 56. 1919.

² M. Siegbahn l. c.

sehr genau eingeteilt ist mit fünf Bogenminuten zwischen den Strichen. Mittels der Mikroskope M wird die Stellung dieser Skala und somit die Kassettenlage abgelesen. Der ältere Typ ist nur mit einem Konus versehen, welcher die Drehung des Kristalltisches mittels eines unteren Armes erlaubt; während der Plattenhalter in bestimmten Lagen mit einem sukzessiven Abstand von $\left(\frac{360}{13}\right)$ Graden zu placieren ist.

Die Ansatzröhre R_2 wird mittels Vacuumschlauches mit einer Kapselpumpe verbunden, welche den Luftdruck im Apparate bis etwa 0,1 mm Hg reduzieren kann. Die gegenüberstehende Röhre R_1 bildet das Verbindungsglied mit dem Röntgenrohre, dessen entsprechender Teil hier eingesteckt und mit Pizein festgekittet wird. S_1 ist eine 0,1 mm breite Goldspalte, die als Lichtquelle dient. Damit der Luftdruck im Spektrographen von dem im Rohre unabhängig bleibt und damit das Eindringen von gewöhnlichem Lichte verhindert wird, ist sie mit einer licht- und luftdichten Membran zu verschliessen, was jedoch die Absorption der Röntgenstrahlen vermehrt. Anfangs wurde eine Kombination von Goldschlägerhaut (etwa 5 μ) und dünnem, schwarzem (oder rotem) Seidenpapier (etwa 10 μ) gebraucht. Weichere Strahlen als die von der Wellenlänge 10 Å werden indessen auch von dieser dünnen Schicht kräftig absorbiert. Wenn ich nur Seidenpapier anwendete, gelang es nicht, das nötige Vacuum im Rohre zu erreichen. In "Seifenblasen" gibt C. V. Boys eine Methode an, sehr dünne Membranen herzustellen. Man löst Celluloid in Amylacetat auf und giesst ein paar Tropfen dieser Lösung aus einer Höhe von einigen Zentimetern auf einen staubfreien Wasserspiegel. Nachdem das Amylacetat verdampft ist, hebt man die Haut mittels eines Metall-drahtringes auf. In dieser Weise gelang es mir, 1—2 μ dicke Membranen zu erhalten. Sie erwiesen sich durchlässiger als die Goldschlägerhaut, sind indessen sehr zerbrechlich und enthalten oft Poren, welche sie unbrauchbar machen.

mit fünf Bogenminuten zwischen Mikroskope M wird die Stellung der Kassettenlage abgelesen. Der Konus versehen, welcher die s mittels eines unteren Armes in bestimmten Lagen mit $\left(\frac{360}{13}\right)$ Graden zu placieren ist. wird mittels Vacuumschlauches mit den, welche den Luftdruck im Hg reduzieren kann. Die gegen das Verbindungsglied mit dem sprechender Teil hier eingesteckt wird. S_1 ist eine 0,1 mm breite Platte. Damit der Luftdruck im Rohre unabhängig bleibt und gewöhnlichem Lichte verhindert und luftdichten Membran zu Absorption der Röntgenstrahlen eine Kombination von Goldschlämmen, schwarzem (oder rotem) gebraucht. Weichere Strahlen als 10 \AA werden indessen auch von nicht absorbiert. Wenn ich nur es nicht, das nötige Vacuum "Seifenblasen" gibt C. V. Boys Membranen herzustellen. Man auf und giesst ein paar Tropfen von einigen Zentimetern auf ein Plättchen. Nachdem das Amylacetat die Haut mittels eines Metall- in dieser Weise gelang es mir, 1—2 μ n. Sie erwiesen sich durchlässig, sind indessen sehr zerbrechlich, welche sie unbrauchbar machen.

Vor kurzem ist ein 7 μ dickes Aluminiumblatt angeschafft worden. Es wurde für die späteren Untersuchungen, die nicht zu lange Wellen umfassen, benutzt und hat sich als sehr geeignet erwiesen. Die Membran wurde zuerst nur mit Fett befestigt; sie zeigte sich jedoch haltbarer, seitdem sie auch mittels durch Schrauben angespannter Gummi- und Messingplatten festgeklemmt wurde.

B_1, B_2 sind Bleibenden, welche dazu dienen, die Platte gegen zerstreute Strahlung zu schützen.

Um zuverlässige Messungen zu erhalten, muss man den Kristall mit Genauigkeit so einjustieren, dass die Drehachse durch die reflektierende Fläche geht. Daher ist der Kristalltisch T mit Schrauben versehen, die sowohl eine Neigungsänderung als auch eine Vertikalverschiebung erlauben. Die Vertikaleinstellung wurde in folgender Weise ausgeführt. Das eine Ende einer langen, dünnen Glasscheibe wurde an der Kristallfläche festgeklemmt. Am anderen Ende spiegelte sich die Skala eines Ablesungsfernrohres, und der Kristall wurde so einjustiert, dass derselbe Teilstrich im Fernrohr erschien, wenn der Kristall um 180° gedreht wurde.

Bei der Horizontaleinstellung wurde ein Mikroskop vertikal über den Kristall placiert und beim ersten Spektrographen auf die obere Flächenkante eingestellt. Der Kristall wurde dann verschoben, bis die Lage der Kante sich nicht veränderte, wenn man ihn um 180° drehte. Beim zweiten Spektrographen wurde erst eine Elfenbeinspitze in gleicher Höhe mit der Spaltmitte in der Drehachse des Plattenhalters einjustiert, und dann der Kristall genähert, bis die Spitze und ihr Spiegelbild im Kristalle sich berührten. Die Mikrometerschraube zeigte, dass die Genauigkeit der Einstellung etwa 0,002 mm betrug.

Für die genaue Ausmessung des Abstands Kristall-Platte resp. Spalt-Kristall ist ein besonderer Fühlhebel (Fig. 3) konstruiert worden.

Die Metallscheibe P wurde gegen eine Platte in der

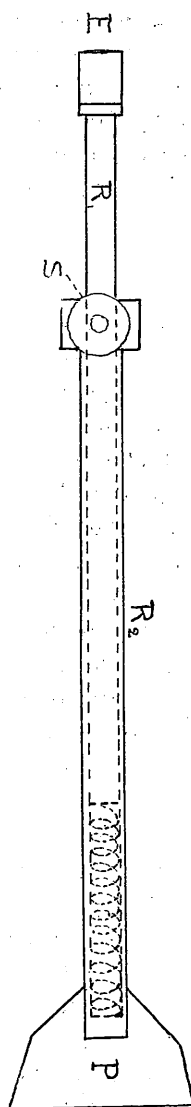


Fig. 3

Kassette gepresst und der Stab R_1 durch eine weiche Feder in der Röhre R_2 hinausgeschoben, bis die Spitze E den Kristall leicht berührte. Dann wurde er mit der Schraube S fixiert, worauf die Länge PE mittels Teilmaschine gemessen wurde.

Die Nullage des Plattenhalters ist folgendermassen zu bestimmen. Der Kristall wird von einer rechtwinklig gebogenen Metallplatte ersetzt, deren vertikaler Teil mit einem Spalt versehen ist. Dieser Spalt wird in der Drehungsachse einjustiert und ein Spiegel im Plattenhalter placiert. Von einer Einfadenlampe wird ein Lichtbündel durch den Spektrographenspalt und den Centralspalt gegen den Spiegel gesandt. Der Plattenhalter wird dann so gedreht, dass das direkte und das reflektierte Bündel zusammenfallen, und seine Lage in beiden Mikroskopen abgelesen. Die Nullage des Kristalls wird nach seiner Einjustierung mit Hilfe derselben Beleuchtungsanordnung gefunden. Er wird erst so eingestellt, dass ein Teil des Lichtbündels ihn passiert und der Rückstand von ihm reflektiert wird, und dann weiter gedreht, bis diese beiden Teile zusammenfallen. Die Nulllinie der Platte ist durch die Lote Drehachse—Platte bestimmt.

Um die Exzentrizitäts- und Gradierungsfehler der Cirkelskala zu untersuchen, wurde jeder zwanzigste Grad mit dem einen Mikroskop eingestellt, wobei die Ableungsfehler höchstens 5" betragen. Das

Fadenkreuz des zweiten Mikroskops wurde durch eine

gepresst und der Stab R_1 durch eine Feder in der Röhre R_2 hinausgeschoben, bis die Spitze E den Kristall berührte. Dann wurde er mit der Mikrometerschraube S fixiert, worauf die Länge PE mit einer Feilmessmaschine gemessen wurde.

Nullage des Plattenhalters ist folgendermaßen zu bestimmen. Der Kristall wird in einer rechtwinklig gebogenen Platte ersetzt, deren vertikaler Teil in einen Spalt versehen ist. Dieser Spalt ist um die Drehungsachse einjustiert und ein Fadenkreuz im Plattenhalter placiert. Von einer Fadenlampe wird ein Lichtbündel durch einen Spektrographenspalt und den Kristall gegen den Spiegel gesandt. Der Plattenhalter wird dann so gedreht, bis das direkte und das reflektierte Bündel in einem Mikroskop fallen, und seine Lage in einem Mikroskop abgelesen. Die Nullage des Kristalls wird nach seiner Einjustierung mit Hilfe derselben Beleuchtungsmethode gefunden. Er wird erst so einjustiert, dass ein Teil des Lichtbündels ihn durchdringt und der Rückstand von ihm reflektiert wird, und dann weiter gedreht, bis die beiden Teile zusammenfallen. Die Nullage der Platte ist durch die Lote Drehungsachse bestimmt.

Die Exzentrizitäts- und Gradierfehler der Cirkelskala zu untersuchen, wird der zwanzigste Grad mit dem einen Fadenkreuz eingestellt, wobei die Ableseabweichung höchstens 5" betragen. Das Mikroskop wurde durch eine

Mikrometerschraube verschoben, bis es mit dem entsprechenden Skalenstrich zusammenfiel, und seine Lage angegeben. Die so erhaltenen Zahlen wurden dann als Abszissen und die zugehörigen Grade als Ordinaten benutzt, wodurch die graphische Darstellung der Figur 4 entstand. Nur in der Nähe von 80° bzw. 260° zeigte sich ein größerer Gradierungsfehler, und da der Plattenhalter nach Belieben gegen die Skala einzustellen ist, so wird dieser Fehler unschädlich gemacht, indem entweder der

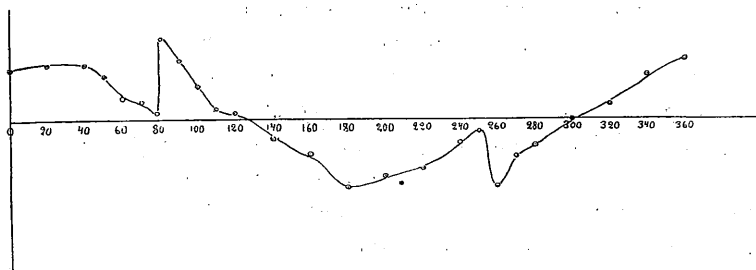


Fig. 4.

Strich beim 80° oder beim 260° zum Nullpunkt gewählt wird. Die Exzentrizitätsfehler werden dadurch eliminiert, dass die Skalenstriche beiderseits mit gleicher Abweichung von den fixierten Fadenkreuzen eingestellt werden. Doch wird die Genauigkeit der Einstellung dann etwas verschlechtert und erreicht etwa $10''$. Am kleinsten werden die Abweichungen, wenn die Fadenkreuze bei etwa 120° bzw. 300° richtig zeigen.

3. Rohre und Betriebsmethoden.

Da die Eigenstrahlung direkt im Rohre erregt werden soll, so muss die Anode¹ natürlicherweise mit dem betref-

¹ Die Benennung Antikathode finde ich unnötig hier zu brauchen, da keine andere Anode im Rohre vorkommt.

fenden Elemente überschichtet werden und muss daher herausnehmbar sein. Sie war für sämtliche Rohre in einem Glasschliff mit Siegelack und Pizein festgekittet und mit Einrichtung für Wasserkühlung versehen. Um das nötige Vacuum zu erhalten, war das Rohr auf einer Molekularpumpe placiert, die mit einer Kapselpumpe verbunden war und während der ganzen Exponierung fungierte. Das Rohr war, wie erwähnt, durch eine Ansatzröhre mit dem Spektrographen verbunden.

Anfangs wurden Rohre mit Aluminiumhohlkathode¹ benutzt und von einem Induktorium getrieben. Ein Quecksilber-Rotaxunterbrecher wurde dabei gebraucht, und als Gleichrichter diente ein Ventilrohr. Das Vacuum und somit die Rohrhärte wurde durch ein verstellbares Ventil zwischen Kapsel- und Molekularpumpe reguliert. Um die Anode möglichst nahe an den Spalt vorrücken zu lassen und damit die Intensität zu vermehren, wurden die Rohre möglichst klein gemacht und erhielten statt der Kugelform eine mehr cylinderartige Gestalt. Diese Anordnungen ergeben jedoch sehr geringe Intensität von den langen Wellen der Eigenstrahlung. Die für Rohrbetrieb erforderliche Spannung wird unnötig gross und erregt bei unvermeidlichen Verunreinigungen härtere Eigenstrahlen, die sich in höheren Ordnungen auf die Platten aufzeichnen und ihre Analyse erschweren. Gleichzeitig erreicht die Stromstärke höchstens einige Milliampère, und die Exponierungszeiten müssen sehr lang ausgedehnt werden, wobei eine vollständige Schwärzung der Platten kaum zu vermeiden ist.

Bessere Methoden mussten somit ausfindig gemacht werden. Ein Glühkathodenrohr, von hochtransformiertem Wechselstrom getrieben, müsste den Übelständen abhelfen, und in dieser Richtung gingen auch die Versuche. Der Hochspannungsstrom wurde so erzeugt, dass Gleichstrom

¹ M. Siegbahn l. c.

hichtet werden und muss daher
 war für sämtliche Rohre in einem
 k. und Pizein festgekittet und mit
 ühlung versehen. Um das nötige
 das Rohr auf einer Molekularpumpe
 Kapselpumpe verbunden war und
 rponierung fungierte. Das Rohr
 eine Ansatzröhre mit dem Spektro-

hre mit Aluminiumhohlkathode¹
 Induktorium getrieben. Ein Queck-
 wurde dabei gebraucht, und als
 Ventilrohr. Das Vacuum und somit
 ein verstellbares Ventil zwischen
 pe reguliert. Um die Anode mög-
 t vorrücken zu lassen und damit
 ren, wurden die Rohre möglichst
 en statt der Kugelform eine mehr
 ese Anordnungen ergeben jedoch
 n den langen Wellen der Eigen-
 trieb erforderliche Spannung wird
 bei unvermeidlichen Verunreini-
 en, die sich in höheren Ordnungen
 en und ihre Analyse erschweren.
 tromstärke höchstens einige Mil-
 erungszeiten müssen sehr lang
 eine vollständige Schwärzung der
 ist.

ussten somit ausfindig gemacht
 enrohr, von hochtransformiertem
 üsste den Übelständen abhelfen,
 ngen auch die Versuche. Der
 e so erzeugt, dass Gleichstrom

vom städtischen Netz (120 oder 240 Volt) durch einen
 Einankerumformer in Wechselstrom verwandelt und durch
 ein Induktorium oder einen Öltransformator zu 5000 bis
 20000 Volt auftransformiert wurde. Mittels eines mechani-
 schen Gleichrichters, welcher auf der Umformerachse montiert
 war, wurde er dann in pulsierenden Gleichstrom überführt.
 Der positive Pol war mit der Anode verbunden, während
 der negative Pol und die Kathode geerdet waren. Der
 Glühkathodenstrom wurde von einer Akkumulatorenbatterie,
 die aus zehn Bleizellen bestand, geliefert.

Von M. Siegbahn und dem Verfasser wurde eine
 Anzahl von Rohren¹ konstruiert und geprüft, bis schliesslich
 ein endgültiges gefunden war. Die ersten Rohre² waren
 mit Wehneltkathode versehen und ergaben schon ziemlich
 gute Resultate. Sie sind auch bei mehreren Plattenauf-
 nahmen benutzt. Noch besser fungierten die folgenden Rohre,
 welche mit Wolframspiralen als Glühkathoden versehen
 wurden. Sie erwiesen sich jedoch als sehr zerbrechlich,
 und erst als ein Metallrohr gebaut worden war, schienen die
 grössten Übelstände beseitigt zu sein.

Ein ganz befriedigendes Rohr ist dann von M. Siegbahn
 konstruiert und beschrieben worden,³ und es ist für einen
 grossen Teil meiner Plattenaufnahmen benutzt. Sein Bau
 geht aus Fig. 5 hervor. Es ist aus Messing gegossen und
 mit fünf Ansätzen versehen, von denen der hintere an die
 Messingröhre R_1 festgelötet ist, welche mittels eines Schliffes
 mit der Molekularpumpe zu verbinden ist. A_2 wird mit
 dem Spektrographen verbunden, während A_3 mit einem
 äusseren Schliffe für den Anodenhalter und A_4 mit einem
 inneren Schliffe für den Kathodenhalter versehen ist. Der
 vordere Ansatz endlich wurde für ein Fenster vorgesehen,

¹ W. Stenström l. c.

² M. Siegbahn u. W. Stenström, Phys. Zeitschr. 18 p. 547. 1917.

³ M. Siegbahn, Ann. d. Phys. 59 p. 56 1919; Phil. Mag. 37. p.
 601. 1919.

welches jedoch durch eine festgelötete Messingplatte ersetzt ist. Der Messingkonus K ist in A_4 eingeschliffen. Durch die Bohrung in seiner Mitte führt ein Eisendraht, welcher oben mit einer Mutter, unten mit dem Kopfe E_1 versehen

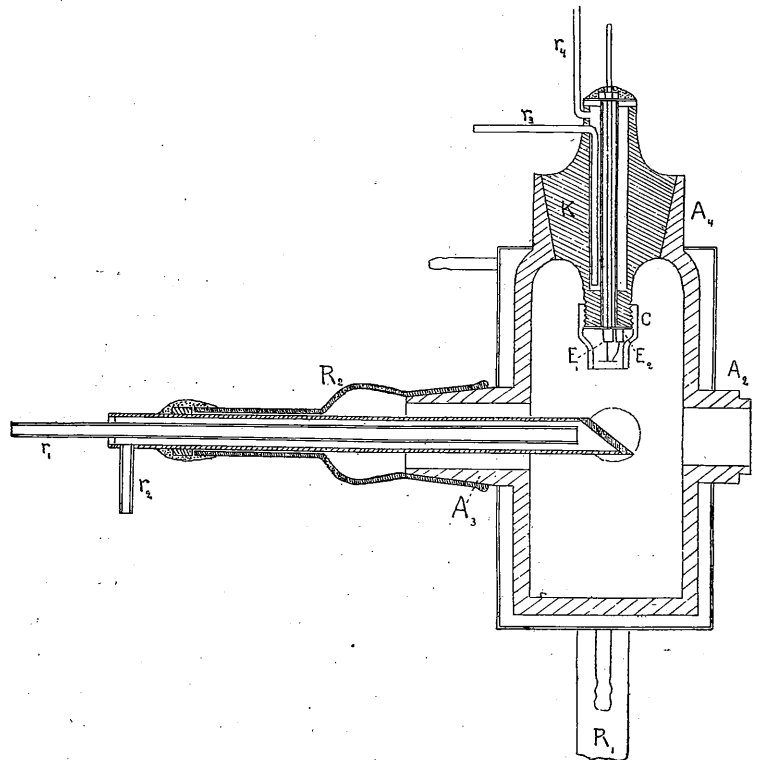


Fig. 5.
Metallröntgenrohr.

ist. Diese beiden Teile drücken gegen isolierende Glimmerscheiben und fixieren so den Draht. Die Öffnung an der Mutter ist mit Pizein gedichtet. Rund um die Bohrung ist ein Hohlraum für Wasserkühlung. Die Glühkathode ist mittels Schrauben in den Eisenteilen E_1 und E_2 festgeklemmt. Sie ist von dem Eisencylinder C umgeben, welcher auf

ne festgelötete Messingplatte ersetzt
K ist in A_4 eingeschliffen. Durch
Mitte führt ein Eisendraht, welcher
unten mit dem Kopfe E_1 versehen

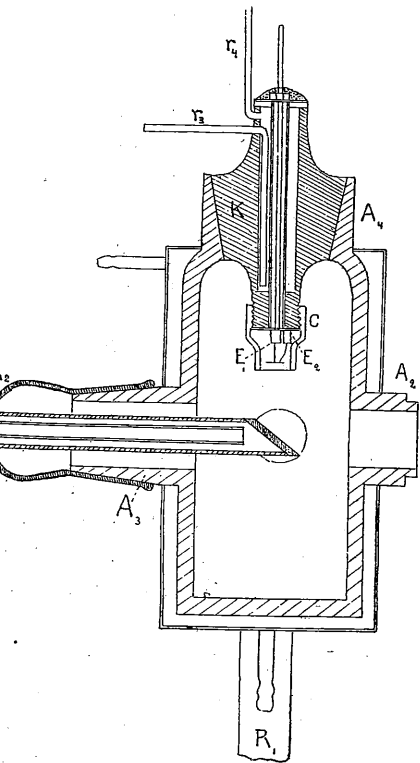


Fig. 5.
Röntgenrohr.

drücken gegen isolierende Glim-
so den Draht. Die Öffnung an
edichtet. Rund um die Bohrung
erkühlung. Die Glühkathode ist
enteilen E_1 und E_2 festgeklemmt.
ylinder C umgeben, welcher auf

K geschraubt ist und dazu dient, das Elektronenbündel auf die Anode zu konzentrieren. Durch Verschiebung von C kann die Grösse der Brennfläche reguliert werden. Die Anode besteht aus einer Kupferplatte, welche unter spitzem Winkel (etwa 40°) auf eine Messingröhre mit Silber gelötet ist. Diese ist mit Pizein und Siegellack an der isolierenden Glasröhre R_2 befestigt, deren Mantelschliff zum Ansatz A_3 passt. Die Kühlung von Anode und Kathode wird dadurch erreicht, dass rinnendes Wasser durch die dünnen, langen Röhren r_1, r_3 eingeführt wird und durch die Ansatzröhren r_2, r_4 abläuft. Das ganze Rohr ist von einer Blechhülle umgeben, so dass es auch mit Wasser gekühlt werden kann.

Die Glühspiralen sind mittels des kleinen Apparates hergestellt, der in Figur 6 in natürlicher Grösse abgezeichnet ist. Zwei 12 cm lange und 0,26 mm dicke Wolframdrähte werden von oben in die enge Bohrung B_1 des Stahlzylinders C_1 etwa 1 cm weit hineingesteckt und dann rechtwinklig umgebogen. Der zweite Zylinder C_2 wird auf den Zapfen Z geschoben, und die Mutter M oben angeschraubt, bis die Wolframdrähte C_2 leicht berühren. Dann werden die Drähte zwischen den Zylindern aufgerollt und ihre Enden in eine Rinne auf C_2 placiert und mit einem Kupferdraht festgebunden. Der Apparat wird jetzt in einem elektrischen Ofen bis zur Rotglut erhitzt, wonach die Spiralen herauszunehmen sind.

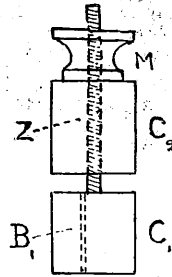


Fig. 6.

Das benutzte Rohr erlaubte ein Erhöhen der Spannung bis zu 40 Kilovolt, und es wurde tagelang mit einer Belastung von 15 Kilovolt und 80 Milliampère in Funktion erhalten.

Fig. 7 zeigt das äussere Aussehen vom neuen Vacuum-spektrographen und vom endgültigen Metallrohre, und Fig. 8 die benutzten Hilfsinstrumente: Mikroskop mit Stativ für die Einstellung des Kristalls, die im Zentrum einjustierte

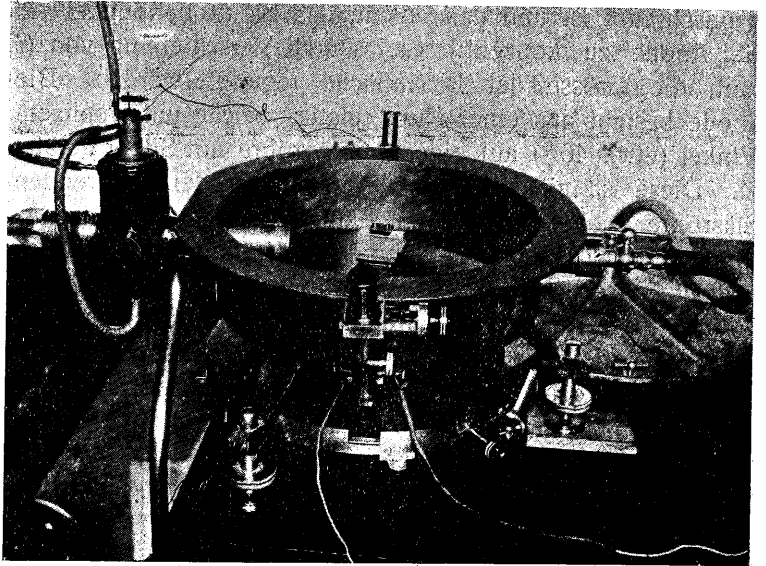


Fig. 7.

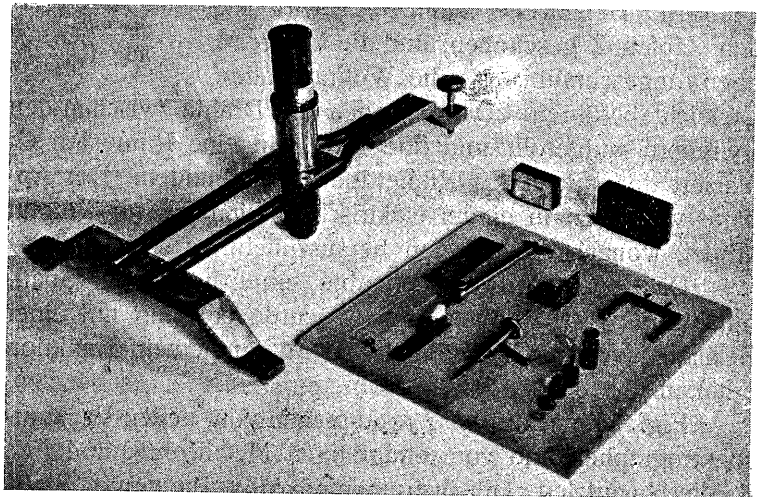


Fig. 8.

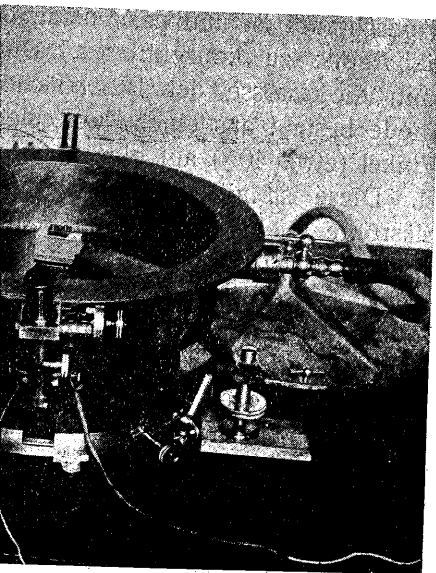


Fig. 7.

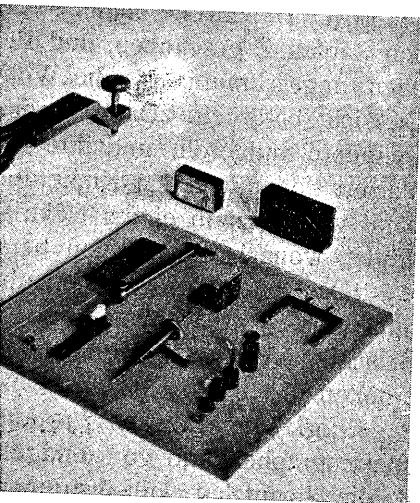


Fig. 8.

Elfenbeinspitze mit ihrem Stativ, den Fühlhebel für Messung des Abstands Kristall-Platte und den Apparat für Herstellung von Glühspiralen samt zwei Kristallen.

4. Photometrierungsanordnungen.

Um die Intensitätsverteilung der Linien näher studieren zu können, wurden die Platten photometriert. Dazu wurde eine Methode benutzt, die von M. Siegbahn in Ann. d.

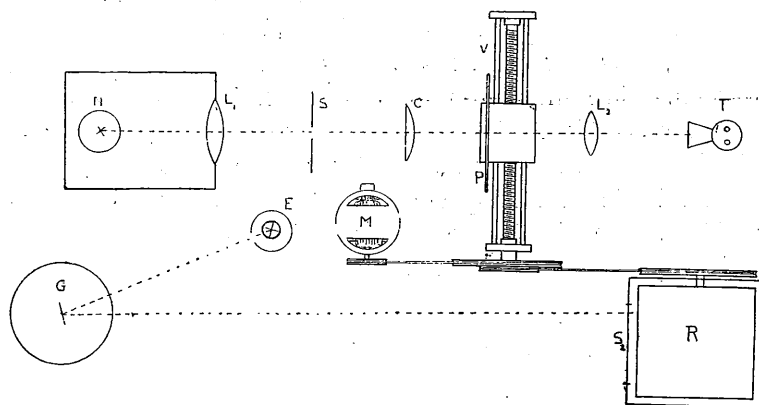


Fig. 9.

Phys. 42. p. 689. 1913 und 46. p. 299. 1915 beschrieben ist und früher sowohl von I. Malmer¹ als vom Verfasser² für Röntgenspektralplatten benutzt worden ist. In Fig. 9 ist die Aufstellung schematisch wiedergegeben.

Ein Strahlenbündel von der Nitralampe N wird mit der Linse L_1 auf den Spalt der Blende S_1 konzentriert, dessen Bild mittels der Cylinderlinse C auf die Platte P geworfen wird. Das Bündel wird dann durch die Linse L_2 auf eine Rubens'sche Thermosäule T vereinigt. Die Platte wird

¹ I. Malmer, Diss. Lund 1915.

² W. Stenström, l. c.

in horizontaler Richtung mittels der Schraube V verschoben, welche von dem Motor M gedreht wird. Gleichzeitig versetzt der Motor mittels Transmissionsvorrichtungen die Registriertrommel R in Rotation. Diese ist mit Bromsilberpapier überzogen und befindet sich in einem mit dem Längsspalt S_2 versehenen Kasten. Die Thermosäule ist mit dem aperiodischen Drehspulengalvanometer G verbunden, welcher ein Bild von der Einfadenlampe E auf dem photographischen Papier entwirft, wodurch die Ausschläge registriert werden. Die Linien der Platte müssen mit dem Spaltbilde genau parallel laufen, und sie sind mit Papierschirmen so abgeblendet, dass nur circa 2 cm ihres mittleren Teils bestrahlt werden. Die Schrauben- und Trommelgeschwindigkeiten werden mittels Transmissionsvorrichtungen so reguliert, dass die Platte etwa 0,7 mm in der Minute verschoben wird, während die Trommelperipherie 13 mm in der Minute zurücklegt. Die Nitalampe wird von einer Akkumulatorenbatterie von 40 Bleicellen gespeist.

g mittels der Schraube V verschoben,
M gedreht wird. Gleichzeitig ver-
Transmissionsvorrichtungen die Regi-
tion. Diese ist mit Bromsilberpapier
sich in einem mit dem Längsspalt
Die Thermosäule ist mit dem ape-
alvanometer G verbunden, welcher
lampe E auf dem photographischen
die Ausschläge registriert werden.
müssen mit dem Spaltbilde genau
sind mit Papierschirmen so abge-
2 cm ihres mittleren Teils bestrahlt
und Trommelgeschwindigkeiten wer-
nsvorrichtungen so reguliert, dass
n in der Minute verschoben wird,
ripherie 13 mm in der Minute zu-
wird von einer Akkumulatorenbat-
espeist.

III. Die Aufnahmen der Photogramme und die Ausmessungen.

Hier soll nur das Verhalten des neuen Spektrographen behandelt werden, da sie zum Teil nur bei ihm vorkommen, und übrigens ganz ähnliche Betrachtungen für den älteren Typus gelten.

Die Beziehung zwischen Wellenlänge λ , Gitterkonstante d , Ordnungszahl des Spektrums n und streifendem Winkel φ lautet $n\lambda = 2d \sin \varphi$. Der Winkelabstand zwischen der Nullrichtung und dem reflektierten Strahl beträgt 2φ . Die Kassettenöffnung ist 4 cm lang und der Abstand Kristallplatte 12,6 cm; der Öffnungswinkel somit 18° . Soll man ein Winkelgebiet untersuchen, so kann man daher mit dem Plattenhalter in einer fixierten Lage über ein Gebiet von 9° in φ exponieren. Um das Photogramm dann ausmessen zu können, muss zugleich eine Spektrallinie mit genau bekanntem Reflexionswinkel aufgenommen worden sein. Anders verfährt man, wenn es gilt, eine Präzisionsbestimmung auszuführen. Dann stellt man den Kristall und die Kassette so ein, dass die Linie ungefähr mit der Nulllinie der Platte zusammenfällt, und exponiert die erforderliche Zeit. Dann dreht man den Kristall, bis er nach entgegengesetzter Seite reflektiert, und gibt der Kassette eine solche Stellung, dass die Spektrallinie $0^\circ,5 - 1^\circ$ von ihrer früheren Lage auf die Platte fällt, wonach man ebensolang wie vorher exponiert. Der Abstand a der beiden Linien wird mittels Komparators ausgemessen.

Früher sind die Werte der Gitterkonstanten und der

Wellenlängen gewöhnlich in Ångströmeinheiten (10^{-8} cm) angegeben. M. Siegbahn hat jedoch vor kurzem vorgeschlagen, dafür 10^{-11} cm als Einheit zu benutzen.¹ Diese Einheit ist auch hier gebraucht und mit S bezeichnet.

Um den Gang der Ausrechnung von den Einstellungs- und Reflexionswinkeln klar zu machen, wird folgendes Beispiel angegeben.

Abstand Drehachse — Kristall = 1 = 126,12 mm			
0,03669 mm auf der Platte = 1'			
Steinsalzkristall $d = 2814,00$ S; $\text{Cu}\alpha_1$ φ etwa $15^\circ 51'$			
Nullage des Plattenhalters $260^\circ 0'$		Nullage des Kristalls $110^\circ, 2$	
2 φ etwa		<u>31 42</u>	φ etwa <u>15, 9</u>
Lage des Plattenhalters 1)	291 25	Lage des Kristalls 1)	94, 3
" " " 2)	<u>228 35</u>	" " " 2)	126, 1
Differenz	62 50		

$$a = 1,218 \text{ mm} = 33', 20; \varphi = (62^\circ 50' 33'', 20): 4 = \\ = 15^\circ 50' 48'', 0; \lambda = 2d \sin \varphi = 1536,80 \text{ S.}$$

Wenn der Winkelabstand zwischen Spektrallinie und Nulllinie der Platte 2° erreicht, wird die Bogenlänge 0,002 mm kürzer als der entsprechende Abstand auf der Platte, was einem Winkel von $3''$ entspricht. Man muss daher bei grösseren Abständen mit der Tangente rechnen.

Vor dem Photometrieren wurden zwei Striche parallel den Spektrallinien in die photographische Haut geritzt und ihr Abstand mit dem Komparator gemessen. Durch Ausmessen der entsprechenden Länge auf der Photometerkurve wurde der Reduktionsfaktor zwischen den Abständen auf Kurve und Platte erhalten. Die Ausmessung der Kurve wurde mit einer Millimeterskala vorgenommen, wobei eines der Strichbilder als Referenzlinie diente. Um den Einfluss zufälliger Lichtschwankungen eliminieren zu können, wurden zwei Kurven der Platte auf demselben Papier aufgenommen.

¹ M. Siegbahn, Arkiv för Mat., Astron. o. Fys. 14. N:o 9. 1919.

ch in Ångströmeinheiten (10^{-8} cm)
 hn hat jedoch vor kurzem vorge-
 m als Einheit zu benutzen.¹ Diese
 gebraucht und mit S bezeichnet.
 r Ausrechnung von den Einstellungs-
 klar zu machen, wird folgendes

e — Kristall = 1 = 126,12 mm
 er Platte = 1'
 = 2814,00 S; $\text{Cu}\alpha_1$ φ etwa $15^\circ 51'$
 $260^\circ 0'$ Nullage des Kristalls $110^\circ, 2$
 $31 \ 42$ φ etwa $15, 9$
 $291 \ 25$ Lage des Kristalls 1) $94, 3$
 $228 \ 35$ " " " 2) $126, 1$
 $62 \ 50$

$\varphi = (62^\circ 50' 33'', 20)$: $4 =$
 $\lambda = 2d \sin \varphi = 1536,80 \text{ S.}$

Abstand zwischen Spektrallinie und
 reicht, wird die Bogenlänge 0,002
 rechnende Abstand auf der Platte, was
 entspricht. Man muss daher bei
 der Tangente rechnen.

ieren wurden zwei Striche parallel
 photographische Haut geritzt und
 omparator gemessen. Durch Aus-
 n Länge auf der Photometerkurve
 tor zwischen den Abständen auf
 n. Die Ausmessung der Kurve
 rskala vorgenommen, wobei eines
 nzlinie diente. Um den Einfluss
 en eliminieren zu können, wurden
 f demselben Papier aufgenommen.

Mat., Astron. o. Fys. 14. N:o 9. 1919.

IV. Fehlerquellen und Genauigkeitsbestimmung.

Die Genauigkeit, welche mit dem älteren Spektrographen zu erhalten war, ist früher vom Verfasser berechnet worden¹ und beträgt bis auf 0,2—0,3 % vom Winkel φ . Hier soll hauptsächlich der neue Spektrograph betrachtet werden.

Die Ausbreitung und Verschiebung der Linien auf der Platte infolge fehlerhafter Fokussierung können leicht berechnet werden¹. Sie sind jedoch so klein, dass sie gegen andere Fehler ganz ausser acht gelassen werden können. Eine Fehlerquelle von grösserer Bedeutung steckt in der ungenauen Einstellung des Kristalls. Sie ist schon von E. Wagner ausführlich diskutiert². Wenn die reflektierende Fläche ρ mm von der Drehungsachse eingestellt ist, so werden die Linien um $\delta = 2\rho \cos \varphi$ mm verschoben. Die Einstellung des Berührungspunkts zwischen Kristall und Elfenbeinspitze kann mit einer Genauigkeit von 0,001 mm ausgeführt werden. Unebenheiten in der Fläche und Eindringen der Strahlen in den Kristall bewirken jedoch, dass die Lage der wirksamen Schicht etwas mehr von der Drehungsachse abweichen kann.

Die Linien sind stets etwas gekrümmt. In einigen Fällen wird dieses Verhalten von einer Vertikalkrümmung des Kristalls hervorgerufen, zum übrigen Teil rührt es davon her, dass die Strahlen von der Anode bis an den Kristall divergieren². Die Horizontalebene durch den Mittelpunkt der Anodenbrennfläche schneidet die Platte längs einer Linie, welcher beim Ausmessen zu folgen ist. Diese Horizontale wird wahrscheinlich durch die kleinsten Abstände der beiderseits aufgenommenen Linien angegeben, wenn diese ge-

¹ W. Stenström l. c.

² E. Wagner, Ann. d. Phys. 49 p. 625. 1916.

geneinander konvergieren, bzw. durch die grössten Abstände, wenn sie gegeneinander divergieren. Es geht daraus auch hervor, dass die Breite und die Mitte der Linien ein wenig von der Brennflächenhöhe abhängen. Die Linienverschiebung, welche durch alle diese Ursachen hervorgerufen wird, dürfte höchstens 0,01 mm erreichen.

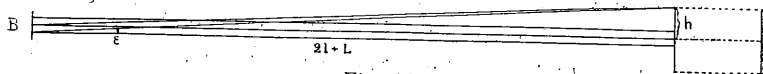


Fig. 10,

Die entstandene Krümmung lässt sich, wie E. Wagner gezeigt hat, leicht berechnen. Abstand Platte — Kristall (= Abstand Kristall — Spalte) bezeichnen wir mit l , Abstand Anode — Spalte mit L und den Vertikalabstand auf der Platte, vom Krümmungszentrum gerechnet, mit h (Fig. 10). Wenn der einfallende Strahl den Winkel ϵ mit der durch die Brennflächenmitte gehenden Horizontalebene bildet, wird seine seitliche Reflexionsrichtung durch den Winkel 2ψ statt durch 2φ angegeben, wobei ψ aus der Relation $\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{\cos \epsilon}$ bestimmt ist. Steht die Platte etwa senkrecht auf dem Strahle, so wird daher eine seitliche Verschiebung $x = l \operatorname{tg} 2(\psi - \varphi)$ hervorgerufen. Wir haben nun $\operatorname{tg} \epsilon = \frac{h}{2l + L}$; $l = 12,6$ cm und $L = 10$ cm. Für $h = 1$ cm und $\varphi = 10^\circ$ wird daher $x = 0,018$ mm, und für $\varphi = 30^\circ$ $x = 0,061$ mm.

Die Einstellungspräzision des Plattenhalters ist weiter für die Genauigkeit massgebend. Aus Kap. II: 2 geht hervor, dass sie einen maximalen Fehler in φ von etwa $10''$ erlaubt.

Wenn bei den Präzisionsaufnahmen die Linien scharf und kräftig hervortreten, so dass sie mittels Komparators genau auszumessen sind, so dürfte der berechnete Wert von φ niemals einen grösseren Fehler als $20''$ erreichen, und im allgemeinen muss er dem rechten Wert bedeutend näher liegen.

en, bzw. durch die grössten Abstände,
er divergieren. Es geht daraus auch
und die Mitte der Linien ein wenig
abhängen. Die Linienverschiebung,
Ursachen hervorgerufen wird, dürfte
eichen.

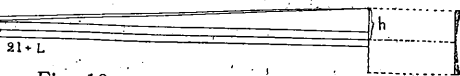


Fig. 10,

immung lässt sich, wie E. Wagner ge-
n. Abstand Platte — Kristall (= Ab-
bezeichnen wir mit l , Abstand Anode
a Vertikalabstand auf der Platte, vom
chnet, mit h (Fig. 10). Wenn der
Winkel ϵ mit der durch die Brenn-
Horizontalebene bildet, wird seine
ng durch den Winkel 2ψ statt durch

aus der Relation $\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{\cos \epsilon}$ be-

tte etwa senkrecht auf dem Strahle,
he Verschiebung $x = l \operatorname{tg} 2(\psi - \varphi)$

n nun $\operatorname{tg} \epsilon = \frac{h}{2l + L}$; $l = 12,6 \text{ cm}$

$= 1 \text{ cm}$ und $\varphi = 10^\circ$ wird daher
 $= 30^\circ$ $x = 0,061 \text{ mm}$.

zision des Plattenhalters ist weiter
gebend. Aus Kap. II: 2 geht hervor,

Fehler in φ von etwa $10''$ erlaubt.

sionsaufnahmen die Linien scharf
so dass sie mittels Komparators

so dürfte der berechnete Wert von
Fehler als $20''$ erreichen, und im

n rechten Wert bedeutend näher

V. Prüfung der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$.

1. Die experimentellen Untersuchungen.

Unter Verwendung von Steinsalz- und Kalkspatkristal-
len hat M. Siegbahn vor kurzem eine Serie Präzisionsmes-
sungen von Röntgenspektrallinien ausgeführt¹. Die Wellen-
länge für die α_1 -Linie des Kupfers ist dabei sowohl aus der
ersten wie aus der zweiten und dritten Ordnung berechnet,
und die so erhaltenen Werte stimmen mit einander gut
überein. Es schien daher, dass die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$
für exakt gelten könnte.

Als ich jedoch die Gitterkonstante des Zuckers mit Hilfe
der $L\alpha_1$ -Linie des Zinnes bestimmen wollte, erwies es sich,
dass die verschiedenen Ordnungen verschiedene Resultate
ergaben. Je höher die Ordnungsnummer des Spektrums
war, desto grösser wurde der berechnete Wert der Gitter-
konstante. Die Differenzen waren jedoch klein. Um die
Verhältnisse klarzulegen, wurde eine gründlichere Unter-
suchung vorgenommen. Dabei sind Linien sowohl aus der
K- wie aus der L-Reihe benutzt worden. Die α_1 -Linien sind
ja am kräftigsten und wären daher vorzuziehen. Sie fallen
jedoch oft in erster Ordnung mit den α_2 -Linien zusammen
und sind daher in mehreren Fällen durch die β_1 -Linien er-
setzt. Die Untersuchung ist für Zucker-, Gips- und Stein-
salzkristalle und für Wellenlängen zwischen 1 und 8 Å (Cu β_1
bis Al α_1) ausgeführt. Von jeder Ordnung und Spektrallinie
wurden zwei Platten aufgenommen. Die beiderseits erhal-

¹ M. Siegbahn l. c.

tenen Linien wurden in etwa 1 mm Abstand placiert und wurden das eine Mal gegen einander konkav, das zweite Mal gegen einander konvex gerichtet. Gips reflektiert sehr schwach in der dritten Ordnung, wodurch die davon erhaltenen Werte ziemlich ungenau sind. Für Zucker gilt dasselbe betreffs der zweiten Ordnung. Tab. 1—5 enthalten die Messungsergebnisse. In der letzten Kolumne ist der Wert von $\lg \frac{\sin \varphi}{n}$ angegeben. Bei derselben Temperatur sollte er gemäss der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ für dieselbe Spektrallinie konstant sein, was jedoch deutlich nicht zutrifft.

Auf Tafel I sind einige Photogramme reproduziert.

in etwa 1 mm Abstand placiert und gegen einander konkav, das zweite convex gerichtet. Gips reflektiert sehr ungenau sind. Für Zucker gilt das- selbe. Tab. 1—5 enthalten die ersten Ord- nung. In der letzten Kolumne ist der Wert

Bei derselben Temperatur sollte $n\lambda = 2d \sin \varphi$ für dieselbe Spek- tral- linie jedoch deutlich nicht zutrifft. Einige Photogramme reproduziert.

2. Tabellen.

l = Abstand Kristall-Platte in mm.

n = Ordnungszahl des Spektrums.

A = der Winkel, welcher den Abstand zwischen der ersten und der zweiten Lage des Plattenhalters angibt.

b = Abstand zwischen den Linien, welche sich bei erster und zweiter Lage des Plattenhalters ergeben.

B = der dem Abstand b entsprechende Winkel.

φ = streifender Winkel.

Zuckerkristall.

Tab. 1.

$l = 126,14$ $l' = 0,036693$ mm. Nullage des Platten- halters $80^\circ 0'$

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
18° C	45	Cu β_1	2	30° 40'	0,992	27,035	7° 33' 14",4	8,8177654
18	46		2	29 45	1,011	27,55	8,3	6684
19	47		3	45 50	0,831	22,65	11 21 50,3	4350
18	48		3	45 0	1,047	28,535	22 8,0	6204
18	66		3	45 50	0,800	21,79	3,1	5792
16	67	Ba β_1	1	27 30	0,777	21,18	6 57 47,6	9,0836594
16	68		1	28 30	1,430	38,97	45,4	35802
15,5	69		2	55 55	0,471	12,84	14 1 57,5	36362
14,5	70		2	57 0	1,898	51,73	2 4,1	36918
15,5	71		3	84 45	1,270	34,61	21 19 54,2	37015
15,5	72		3	86 15	2,040	55,60	51,0	36848
17	49	Ca β_1	1	33 0	1,204	32,81	8 23 12,2	9,1639177
17	50		1	34 0	0,952	25,945	30,8	41832
17	65		1	33 0	1,211	33,00	15,1	39409
18	51		2	67 30	0,770	20,985	16 57 44,8	39731
19	52		2	68 30	1,434	39,08	43,8	39662
18,5	53		3	103 30	0,700	19,08	25 57 16,2	40128
18	54		3	104 15	0,946	25,78	12,3	39960
18	55	Mo β_1	1	56 15	0,861	23,465	14 9 37,0	9,3885190
19	56		1	57 15	1,363	37,15	27,8	4423

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
19,5°C.	57		2	116° 50'	0,557	15',18	29° 16' 17",7	9,3882344
20	58		2	118 0	2,008	54,72	19,2	2400
16	73		2	117 0	0,245	6,68	40,1	3185
17	59		3	189 0	0,588	16,025	47 10 59,6	2971
17	60		3	189 40	2,050	55,87	11 1,8	3013
17	74		3	189 0	0,610	16,625	10 50,6	2796
16	61	Al $\alpha_{1,2}$	1	92 0	1,858	50,64	23 12 39,6	9,5956266
17	62		1	93 30	1,4835	40,43	23,4	5471
17,5	63		2	208 15	0,799	21,78	51 58 18,0	3343
17,5	64		2	209 15	3,0285	82,54	6,9	3160

Tab. 2.

$l = 126,14$ $l' = 0,036693$ mm. Nullage des Plattenhalters. 253° 40'.

Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
36 a	Sn α	1	39° 45'	1,205	32',84	9° 48' 2",4	9,2310131
41 a		1	39 45	1,175	32,01	9 48 15,0	11666
40 a		2	80 30	2,090	56,96	19 53 15,6	06751
39 a		3	123 30	1,741	47,45	30 40 38,2	06207
42 a		4	172 30	2,35	64,05	42 51 29,4	05675

A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
0° 50'	0,557	15',18	29° 16' 17",7	9,3882344
0	2,008	54,72	19,2	2400
0	0,245	6,68	40,1	3185
0	0,588	16,025	47 10 59,6	2971
40	2,050	55,87	11 1,8	3013
0	0,610	16,625	10 50,6	2796
0	1,858	50,64	23 12 39,6	9,5956266
30	1,4835	40,43	23,4	5471
15	0,799	21,78	51 58 18,0	3343
15	3,0285	82,54	6,9	3160

Tab. 2.
6693 mm. Nullage des Platten-
halters. 253° 40'.

b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
1,205	32',84	9° 48' 2",4	9,2310131
1,175	32,01	9 48 15,0	11666
2,090	56,96	19 53 15,6	06751
1,741	47,45	30 40 38,2	06207
2,35	64,05	42 51 29,4	05675

Gipskristall.

Tab. 3.

$l = 126,14$ $l' = 0,036693$ mm. Nullage des Platten-
halters 80° 0'.

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
14°,5C.	14	Cu α_1	3	70° 15'	1,185	32',30	17° 41' 49",5	9,0057302
13,5	16		3	71 30	1,548	42,19	57,1	57804
15,0	20	Cu β_1	1	20 45	0,605	16,49	5 15 21,1	8,9619120
15	21		1	21 15	0,506	13,79	18,0	18410
15,5	22		2	42 0	0,458	12,48	10 33 7,2	17243
15,5	23		2	42 30	0,634	17,28	10,8	17650
17	32		3	63 15	1,207	32,89	15 56 58,3	18804
15,5	33		3	64 0	0,476	12,96	45,5	17860
14,5	15	Ca $\alpha_{1,2}$	1	50 30	1,353	36,87	12 46 43,1	9,3447555
13	17	Ca α_1	3	165 30	1,334	36,36	41 31 35,4	43705
13	17	Ca α_2	3		1,746	47,58	34 23,7	47700
16	26	Ca β_1	1	46 30	0,963	26,25	11 44 3,7	9,3082965
16	27		1	47 30	1,249	34,04	43 59,4	82529
16	28		2	95 30	1,000	27,25	23 59 18,8	80884
16	29		2	96 45	1,763	48,05	14,4	80676
14	30		3	149 30	1,707	46,52	37 34 9,3	80091
16	31		3	151 0	1,627	44,34	33 54,9	79696
18,5	41	Ag β_1	1	59 30	1,193	32,505	15 0 37,8	9,4132931
18	42		1	60 30	1,002	27,305	40,2	33120
17,5	43		2	124 15	0,999	27,23	31 10 33,6	30216
17,5	44		2	125 15	1,150	31,34	54,8	30956
15,5	34	Mo β_1	1	82 30	6,170	168,12	19 55 28,2	9,5324761
15,5	35		1	79 0	1,549	42,215	33,2	25052
16	36		1	80 0	0,6515	17,755	33,6	25075
17	37		2	170 30	2,818	77,15	42 56 42,0	23058
15	38		2	173 0	2,695	73,45	38,3	22975

Tab. 4.

$l = 126,12$ $l' = 0,03669$ mm. Nullage des Plattenhalters $260^\circ 0'$.

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
16° C.	78	Ba β_1	1	38° 30'	1,006	27,42	9° 44' 22",8	9,2283279
16	79		1	39 30	1,217	33,17	12,5	82015
16	80		2	78 45	0,606	16,52	19 45 22,8	79133
16	81		2	79 45	1,608	43,83	17,6	78828
16	82		3	121 30	0,673	18,34	30 27 5,2	77221
16	83		3	122 30	1,503	40,97	15,6	77594
17	76	Mo β_1	1	79 15	1,047	28,54	19 55 53,1	9,5326207
16	77		2	171 30	0,662	18,04	42 57 0,6	23480
16	85	Al $\alpha_{1,2}$	1	133 15	0,112	3,05	33 17 59,2	9,7395877
16	86		1	134 20	2,497	68,06	59,1	

Steinsalzkristall.

Tab. 5.

$l = 126,12$ $l' = 0,03669$ mm. Nullage des Plattenhalters $260^\circ 0'$.

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	$\lg \frac{\sin \varphi}{n}$
Der Kristall fehlerhaft einjustiert								
17° C.	88	Cu β_1	1	56° 40'	1,065	29,03	14° 17' 15",5	9,3923275
17	89		1	57 45	1,381	37,64	16 50,4	21199
17	90		2	118 0	0,739	20,14	29 35 2,2	24316
17	91		2	119 0	1,495	40,75	34 48,7	23815
17	87 1)	Cu α_1	1	62 50	1,218	33,20	15 50 48,0	9,4362643
17	87 2)		1	64 0	1,356	36,96	45,6	62465
18	92		2	131 30	2,0915	57,01	33 6 45,1	63894
19	93		2	133 20	1,948	53,10	43,5	63742
18	94		3	220 0	0,284	7,74	55 1 56,1	64143
17,5	95		3	221 0	1,924	52,44	53,4	64103
22,5	103	Fe α_1	1	79 20	2,063	56,23	20 4 3,6	9,5354583

Tab. 4.
669 mm. Nullage des Platten-
halters 260° 0'.

	b	B	φ	lg $\frac{\sin\varphi}{n}$
30'	1,006	27',42	9° 44' 22",8	9,2283279
30	1,217	33,17	12,5	82015
45	0,606	16,52	19 45 22,8	79133
45	1,608	43,83	17,6	78828
30	0,673	18,34	30 27 5,2	77221
30	1,503	40,97	15,6	77594
15	1,047	28,54	19 55 53,1	9,5326207
30	0,662	18,04	42 57 0,6	23480
15	0,112	3,05	33 17 59,2	9,7395877
20	2,497	68,06	59,1	

Salzkristall.

Tab. 5.
669 mm. Nullage des Platten-
halters 260° 0'.

	b	B	φ	lg $\frac{\sin\varphi}{n}$
fehlerhaft einjustiert				
40'	1,065	29',03	14° 17' 15",5	9,3923275
15	1,381	37,64	16 50,4	21199
0	0,739	20,14	29 35 2,2	24316
0	1,495	40,75	34 48,7	23815
0	1,218	33,20	15 50 48,0	9,4362643
0	1,356	36,96	45,6	62465
0	2,0915	57,01	33 6 45,1	63894
0	1,948	53,10	43,5	63742
0	0,284	7,74	55 1 56,1	64143
0	1,924	52,44	53,4	64103
0	2,063	56,23	20 4 3,6	9,5354583

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	lg $\frac{\sin\varphi}{n}$
22°,5C.	104	Fe α ₁	1	80° 50'	1,245	33',94	20° 4' 0",9	9,5354427
22,5	105		2	172 20	2,358	64,27	43 21 4,1	5900
22,5	106		2	174 0	1,315	35,84	2,4	5863
Der Kristall aufs neue einjustiert.								
20	108	Cu β ₁	1	56 40	1,052	28,68	14 17 10,1	9,3922828
18	113		2	119 0	1,493	40,70	29 34 49,5	3844
19	114	Fe α ₁	1	79 20	2,153	58,67	20 4 40,1	9,5356686
19	115		2	172 20	2,454	66,89	43 21 43,3	6775
20	109	Va α ₁	1	104 40	1,661	45,27	26 21 19,2	9,6473211
20,5	110		1	106 40	2,769	75,48	7,8	2727
20	111		2	249 40	1,645	44,84	62 36 12,6	3064
20	112		2	251 20	2,034	55,44	8,4	3019

Kalkspatkristall.

Tab. 6.
l = 126,00 l' = 0,036652 mm. Nullage des Platten-
halters 260° 0'.

Temp.	Platte	Linie	n	A	b	B	φ	lg $\frac{\sin\varphi}{n}$
20° C.	116	Cu α ₁	1	58° 0'	1,730	47',20	14° 41' 48",0	9,4043234
20	117	Ti α ₁	1	107 30	0,405	11,04	26 55 15,6	9,6558695
20	118		1	109 10	3,271	89,24	11,4	8521
20	119		2	261 30	4,189	114,29	64 53 55,7	8871
20	120		2	263 10	7,881	214,96	45,6	8772

3. Die Dispersionshypothese.

Die Abweichungen von der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ sind ja so klein, dass sie oft innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Sie zeigen jedoch einen systematischen Verlauf und sind unstreitig von reeller Natur. Um ihre Entstehung zu erklären, liegt es nahe anzunehmen, dass die Röntgenstrahlen beim Eindringen in den Kristall eine Brechung erleiden, und dass daher der äussere streifende Winkel φ in der Formel durch den inneren Winkel φ' zu ersetzen ist. Nimmt man weiter an, dass das gewöhnliche Brechungsgesetz $v = \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta'}$ auch für Röntgenstrahlen gilt, so erhält man folgende Gleichungen:

$$\left. \begin{array}{l} 1) \quad v = \frac{\sin \vartheta}{\sin \vartheta'} \\ 2) \quad n\lambda = 2d \sin \varphi' \end{array} \right\} \begin{array}{l} \vartheta = 90 - \varphi \\ \vartheta' = 90 - \varphi' \end{array} \left. \begin{array}{l} \sin \vartheta = \cos \varphi \\ \sin \vartheta' = \cos \varphi' \end{array} \right\}$$

$$\text{daher } v = \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi'} \text{ und } \sin^2 \varphi' = 1 - \frac{\cos^2 \varphi}{v^2}$$

$$\text{von 2) erhält man also } n^2 \cdot \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 = 1 - \frac{\cos^2 \varphi}{v^2}$$

Wir setzen $v = 1 - \delta$ und da δ eine sehr kleine Grösse ist,

$$\text{so ist } \frac{1}{v^2} = 1 + 2\delta, \text{ und erhalten } \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 = \frac{1 - \cos^2 \varphi}{n^2} -$$

$$\frac{2 \cos^2 \varphi}{n^2} \cdot \delta = \left(\frac{\sin \varphi}{n}\right)^2 - 2 \left(\frac{\cos \varphi}{n}\right)^2 \cdot \delta \text{ oder } \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 = a_n - b_n \cdot \delta;$$

wobei a_n und b_n von der Ordnungsnummer des Spektrums und vom streifenden Winkel abhängt.

δ und $\frac{\lambda}{2d}$ lassen sich somit berechnen, wenn bei gleich-

bleibenden Werten von λ und d die Reflexionswinkel für zwei Ordnungen bestimmt sind. Die Abweichungen von der ursprünglichen Beziehung sind meist klein, und mit der hier erreichten Genauigkeit sind sie für einige der ausgeführten Serien ganz durch die Messungsfehler verdeckt, so dass man den

Dispersionshypothese.

von der Beziehung $n \lambda = 2d \sin \varphi$ oft innerhalb der Fehlergrenzen einen systematischen Verlauf und der Natur. Um ihre Entstehung zu erklären, nimmt man an, dass die Röntgenstrahlen beim Durchgang durch einen Kristall eine Brechung erleiden, die durch einen streifenden Winkel φ in der Formel durch einen Winkel φ' zu ersetzen ist. Nimmt man das gewöhnliche Brechungsgesetz für Lichtstrahlen an, so erhält man fol-

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= 90 - \varphi \\ \varphi' &= 90 - \varphi' \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \sin \varphi &= \cos \varphi \\ \sin \varphi' &= \cos \varphi' \end{aligned}$$

$$\cos^2 \varphi' = 1 - \frac{\cos^2 \varphi}{v^2}$$

$$\left(\frac{\lambda}{2d} \right)^2 = 1 - \frac{\cos^2 \varphi}{v^2}$$

da δ eine sehr kleine Grösse ist,

$$\left(\frac{\lambda}{2d} \right)^2 = \frac{1 - \cos^2 \varphi}{n^2}$$

$$\left(\frac{\cos \varphi}{n} \right)^2 \cdot \delta \text{ oder } \left(\frac{\lambda}{2d} \right)^2 = a_n - b_n \cdot \delta;$$

Ordnungsnummer des Spektrums n und Winkel φ abhängig.

somit berechnen, wenn bei gleich-

und d die Reflexionswinkel für zwei

Die Abweichungen von der ur-

und meist klein, und mit der hier

die für einige der ausgeführten Se-

ngsfehler verdeckt, so dass man den

Wert von δ nicht berechnen kann. So verhalten sich die Dinge, wie die Tabellen zeigen, für die β -Linie des Kupfers bei allen drei Kristallen und für die β -Linien des Calciums und des Baryums, beim Zuckerkristall, sowie für sämtliche untersuchten Linien beim Steinsalzkristall und beim Kalkspatkristall.

4. Präzisionsbestimmungen von Gitterkonstanten.

Damit Spektraluntersuchungen, die von verschiedenen Forschern ausgeführt werden, mit einander vergleichbar sein sollen, muss stets ein und derselbe Ausgangswert benutzt werden. Als solche Grösse ist gewöhnlich der Wert $d_{100} = 2,814 \text{ \AA}$ für die Gitterkonstante des Steinsalzkristalles gewählt. Dieser Wert ist von Moseley berechnet. Er soll auch hier verwendet werden; da jedoch die Genauigkeit der Messungen mehr Decimalstellen erfordert, wird er gleich 2814,00 S bei einer Temperatur von 17° C. gesetzt.

Er verändert sich natürlich mit der Temperatur, und in Tab. 7 ist seine Grösse für jeden Grad zwischen 14° und 25° C. angegeben, wie sie sich berechnen lässt, wenn der Ausdehnungskoeffizient gemäss der Tabellen von Landolt-Börnstein-Roth (vierte Aufl. 1912) auf 0,0000404 festgesetzt ist. Kolumne 4 ergibt die Korrekturen, welche man dem

Ausdruck $\lg \frac{\sin \varphi}{n}$ zuzuaddieren hat, um seinen Wert bei

17° C. zu erhalten. Natürlich wäre es am besten, die Photographie wenn möglich bei ein und derselben Temperatur aufzunehmen, da die Apparatfehler auch mit der Temperatur variieren; das liess sich aber bei diesen Untersuchungen nicht tun.

Der Temperaturkoeffizient des Gipskristalls beträgt 0,000025, während ich für Zucker keine Messungen gefunden habe. Sein Koeffizient scheint jedoch gemäss Tab. 1 ziemlich gross zu sein.

Der Kalkspatkristall hat einen Ausdehnungskoeffizient von 0,0000262 in der Richtung der Hauptachse und von — 0,0000054 in der gegen sie rechtwinkligen Richtung. Seine Spaltfläche bildet mit der Hauptachse einen Winkel von etwa 45° und der Koeffizient senkrecht gegen diese Fläche wird daher etwa 0,0000104. Er ist also sehr klein und wird hier nicht berücksichtigt.

Tab. 7.

Bei 17° C. $d = 2814,00$.Linearer Ausdehnungskoeff. von Steinsalzkrst.
0.0000404 (40° C.)

Temp.	d	lg 2d	lg $\frac{d}{d_0}$
14	2813,66	3,7 503016	9,9999475
15	3,77	3186	9645
16	3,89	3371	9830
17	4,00	3541	—
18	4,11	3710	0,0000169
19	4,23	3896	0355
20	4,34	4066	0525
21	4,45	4235	0694
22	4,57	4421	0980
23	4,68	4590	1049
24	4,80	4775	1234
25	4,91	4945	1404

Wie erwähnt, kann die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ ohne Korrektion für die β_1 -Linie des Kupfers benutzt werden. Daher eignet sich diese Linie gut zur Bestimmung der Gitterkonstanten. Ihre Wellenlänge lässt sich aus den Angaben der Tabelle 5 Platte 108 und 113 berechnen, wobei jedem Wert von $\lg \frac{\lambda}{2d}$ das Gewicht n zuerteilt wird. So ergibt sich $\lambda = 1389,10$ S. (Von Siegbahn ist früher $\lambda = 1389,53$ S.

hat einen Ausdehnungskoeffizient in Richtung der Hauptachse und von 10⁻⁶ in die rechtwinkligen Richtung. Er bildet mit der Hauptachse einen Winkel von 11° 44' 30". Der Koeffizient senkrecht gegen diese Richtung ist 0,0000104. Er ist also sehr klein und wird vernachlässigt.

Tab. 7.

C. d = 2814,00.

ausdehnungskoeff. von Steinsalzkrist.

0,0000104 (40° C.)

lg 2d	lg $\frac{d}{d_0}$
3,7503016	9,9999475
3186	9645
3371	9830
3541	—
3710	0,0000169
3896	0355
4066	0525
4235	0694
4421	0980
4590	1049
4775	1234
4945	1404

Die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ ohne Berücksichtigung der Dispersion des Kupfers benutzt werden. Diese Beziehung ist gut zur Bestimmung der Gitterkonstante. Die Gitterkonstante lässt sich aus den Angaben in Tabelle 8 berechnen, wobei jedem Wert eine Gitterkonstante zuerteilt wird. So ergibt sich die Gitterkonstante früher $\lambda = 1389,53$ S.

gefunden.) Daraus ergeben sich die in Tabelle 8 eingeführten Werte der Gitterkonstanten für Gips und Zucker.

Tab. 8.
Cu β_1 , $\lambda = 1389,10$ S.

Temp.	Kristall	Platte	lg $\frac{\lambda}{2d}$	lg 2d	d
16°	Gips	20—23, 32, 33	8,9618181	1,1809153	7583,8
18°	Zucker	45—48, 66	8,8176137	1,3251197	10570,35

5. Resultate bei den Dispersionsberechnungen.

Die Angaben der Tabellen 1—5 wollen wir nun benutzen, um δ zu berechnen. Wir haben die Beziehungen

$$\left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 = a_n - b_n; \quad a_n = \left(\frac{\sin \varphi}{n}\right)^2; \quad b_n = 2 \left(\frac{\cos \varphi}{n}\right)^2$$

$$\text{und daher } \delta = \frac{a_{n_1} - a_{n_2}}{b_{n_1} - b_{n_2}}$$

Wenn wir die n-Werte, wie es in Kolumne 6 der Tabelle 9—10 angegeben ist, kombinieren, so erhalten wir die δ -Werte der Kolumne 7. Da δ stets positiv ist, so wird der Brechungsindex $v < 1$. Die Genauigkeit ist jedoch nicht gross. Ein kleiner Fehler im Reflexionswinkel ergibt nämlich einen grossen Fehler in δ . Nehmen wir z. B. als Reflexionswinkel der Ca β_1 -Linie in erster Ordnung für Gipskristall $\varphi = 11^\circ 44' 30''$ anstatt $\varphi = 11^\circ 44' 1'',6$ an, so erhöht sich δ von $30 \cdot 10^{-6}$ auf $60 \cdot 10^{-6}$, und $\varphi = 11^\circ 43' 40''$ reduziert δ etwa auf 0. Dies zeigt, dass die hier gefundenen Werte für eine gründliche mathematische Analyse nicht brauchbar sind. Doch zeigen sie jedenfalls den Gang der Dispersionserscheinungen, und wir wollen sehen, wie sie sich zu der einfachen Drude'schen Dispersionsformel ver-

halten. Diese Formel lässt sich in folgender Weise schreiben:

$$\nu = 1 + \sum \frac{Ne^2}{\pi m (n_0^2 - n^2)}$$

Hier bedeutet N die Anzahl der Elektronen mit Ladung e und Masse m pro ccm. n_0 gibt eine Eigenfrequenz der Elektronen und n die Frequenz der einfallenden Strahlen an. Wenn diese Eigenfrequenzen dieselben sind, welche bei der Emission auftreten, so weisen sie für Gipskristall folgende Wellenlängen auf:

$$\begin{aligned} \lambda = 3,07 - 3,60 \text{ \AA} \text{ und } \lambda > 15 \text{ \AA}; \text{ Ca.} \\ \lambda = 5,0 - 5,36 \text{ \AA} \text{ und } \lambda > 15 \text{ \AA}; \text{ S.} \\ \lambda > 15 \text{ \AA}; \text{ O.} \end{aligned}$$

Daher musste δ bis $\lambda = 3,07 \text{ \AA}$ gleichzeitig mit der Wellenlänge wachsen. Darauf müsste eine nicht vorherzusagende Irregularität eintreten, welche sich bis $\lambda = 5,40 \text{ \AA}$ erstrecken würde (die einfache Formel gilt hier nicht mehr), worauf δ wieder kontinuierlich zunehmen müsste. Für Zucker müsste δ über das ganze untersuchte Spektralgebiet kontinuierlich wachsen, während beim Steinsalzkristall ein anomales Verhalten für $\lambda = 4,3 \text{ \AA}$ zu erwarten ist. Es ist nämlich $\lambda = 4,3 - 4,7 \text{ \AA}$ für Cl und $\lambda > 8 \text{ \AA}$ für Na. Die gefundenen Werte schienen wirklich einen solchen Gang für Gips und Zucker aufzuweisen, während Steinsalz für das untersuchte Gebiet keine bemerkbare (zu kleine) Brechung ergibt. (Die für $\sin \alpha_1$ angegebenen Werte müssen etwas ungenau sein, weil in erster und zweiter Ordnung α_2 teilweise mit α_1 zusammenfällt.) Die Drude'sche Formel ist unter der Voraussetzung abgeleitet, dass die Wellenlängen im Verhältnis zu den Atomabständen gross sind, was für Röntgenstrahlen jedoch nicht gilt; und daher ist eine genauere Übereinstimmung nicht zu erwarten.

Nachdem die δ -Werte berechnet sind, erhalten wir leicht die korrigierten Werte von $\frac{\lambda}{2d}$ und können dann die Wellenlängen berechnen. Die unveränderte Bragg'sche For-

sich in folgender Weise schreiben:

Hier bedeutet N die Anzahl der
e und Masse m pro ccm. n_0 gibt
Elektronen und n die Frequenz der
Wenn diese Eigenfrequenzen die-
der Emission auftreten, so weisen
die Wellenlängen auf:

λ und $\lambda > 15 \text{ \AA}$; Ca.
 λ und $\lambda > 15 \text{ \AA}$; S.
 $\lambda > 15 \text{ \AA}$; O.

Es $\lambda = 3,07 \text{ \AA}$ gleichzeitig mit der
darauf müsste eine nicht vorherzu-
treten, welche sich bis $\lambda = 5,40 \text{ \AA}$
eache Formel gilt hier nicht mehr),
lich zunehmen müsste. Für Zucker
untersuchte Spektralgebiet konti-
und beim Steinsalzkrystall ein ano-
 $1,3 \text{ \AA}$ zu erwarten ist. Es ist näm-
Cl und $\lambda > 8 \text{ \AA}$ für Na. Die ge-
n wirklich einen solchen Gang für
weisen, während Steinsalz für das
bemerkbare (zu kleine) Brechung
angegebenen Werte müssen etwas
erster und zweiter Ordnung α_2 teil-
fällt.) Die Drude'sche Formel ist
abgeleitet, dass die Wellenlängen
Atomabständen gross sind, was für
nicht gilt; und daher ist eine ge-
nicht zu erwarten.

Werte berechnet sind, erhalten wir
Werte von $\frac{\lambda}{2d}$ und können dann die
Die unveränderte Bragg'sche For-

mel gibt ein wenig abweichende Werte, welche mit den
Korrekturen der letzten Kolumne zu versehen sind. Da
die Dispersion wahrscheinlich mit λ kontinuierlich variiert,
so können die Korrekturen der zwischenliegenden Wellen-
längen interpoliert werden, und eine solche Wellenlänge ist
daher immer durch eine einzige Aufnahme zu bestimmen.

Tab. 9.
Zuckerkrystall.

Platte	Linie	n	a_n	b_n	Komb.	$\delta \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{2d}$	λ	Korr.
55, 56	Mo β_1	1	0,059836	1,8803	1—2	45	9,3881726	5167,6	—3,7
57, 58		2	769	0,3804					
61, 62	Al $\alpha_{1,2}$	1	0,1551301	1,6894	1—2	125	9,5952919	8325,5	—5,7
63, 64		2	138	0,1898					
36 a, 41 a	Sn α_1	1	0,028985	1,9420	1—2	37	9,2305661	3594,9	—4,3
40 a		2	9303	0,4421	2—3	30			
39 a		3	9229	1644	1—3	35			
42 a		4	9158	0672	2—4	38			

Tab. 10.
 Gipskristall.

Platte	Linie	n	a _n	b _n	Komb.	$\delta \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{2d}$	λ	Korr.
78, 79	Ba β_1	1	0,028611	1,9428	1-2	32	9,2277574	2562,5	-3,0
80, 81		2	5625	0,4429	1-3	39			
82, 83		3	5418	0,1651	2-3	(70)			
26, 27	Ca β_1	1	0,041357	1,9173	1-2	25		3082,4	-2,1
28, 29		2	3195	0,4174	1-3	30	9,3079750		
30, 31		3	3028	0,1396	2-3	(60)			
41, 42	Ag β_1	1	0,067082	1,8654	1-2	50	9,4129992	3925,7	-2,7
43, 44		2	0065	0,3660					
35, 36	Mo β_1	1	0,116149	1,7677	1-2	74	9,5322646	5166,3	-2,9
37, 38		2	60388	0,2679					
76		1	6209	1,7676	1-2	97	9,5322994	5166,7	-3,8
77		2	60635	0,2679					
85, 86	Al $\alpha_{1,2}$	1					9,7395877	8327,3	nicht korr.

82, 83		3	5418	0,1651	2-3	(70)			
26, 27	Ca β_1	1	0,041357	1,9173	1-2	25	9,3079750	3082,4	-2,1
28, 29		2	3195	0,4174	1-3	30			
30, 31		3	3028	0,1396	2-3	(60)			
41, 42	Ag β_1	1	0,067082	1,8654	1-2	50	9,4129992	3925,7	-2,7
43, 44		2	0065	0,3660					
35, 36	Mo β_1	1	0,116149	1,7677	1-2	74	9,5322646	5166,3	-2,9
37, 38		2	60388	0,2679					
76		1	6209	1,7676	1-2	97	9,5322994	5166,7	-3,8
77		2	60635	0,2679					
85, 86	Al $\alpha_{1,2}$	1					9,7395877	8327,3	nicht korr.

Wie erwähnt, wächst δ mit der Wellenlänge, und erst für $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$ erreicht es bei Gips einen messbaren Wert von $32 \cdot 10^{-6}$. Es ist daher nicht verwunderlich, dass man bei früheren Versuchen, eine Brechung der Röntgenstrahlen beim Durchgang durch ein Prisma nachzuweisen, negative Resultate erhalten hat. Es sind nämlich stets bedeutend kürzere Wellen als $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$ benutzt worden.

J. C. Chapman¹ machte schon 1912 einen Versuch mit einem Prisma von Ethylbromidgas und mit heterogenen Strahlen, welche die charakteristischen Frequenzen des Broms erregten. Er erreichte eine Genauigkeit im Index von $1 \pm 0,0003$, erhielt aber keine Brechung. Bei einer Untersuchung im Jahre 1916 benutzte Barkla² Kaliumbromidkristalle mit zwei aufeinander winkelrechten Flächen als Brechungsebenen. Aus den Resultaten zieht er den Schluss, dass für $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ $\delta < |5 \cdot 10^{-6}|$ sein muss, und diese Folgerung scheint mit den hier erhaltenen Resultaten in Übereinstimmung zu stehen.

D. Webster und H. Clark³ glaubten bessere Resultate erzielen zu können mit homogenen Strahlen, die in der Nähe der Absorptionsgrenzen der Kristallelemente liegen (anomale Dispersion). Die Strahlen von einer Rhodium-Antikathode waren mittels eines Kalkspatkristalls in ihr Spektrum zerlegt und passierten dann ein Rhodiumprisma. Es wurde jedoch keine Brechung bemerkt, obgleich mehrere Gebiete des Spektrums in der Nähe der verschiedenen K-Linien des Rhodiums benutzt worden waren und ein Index von $1 \pm 0,0002$ hätte bemerkbar werden müssen.

Die jetzt gewonnenen Resultate werfen etwas Licht auf die Brechungs- und Dispersionsverhältnisse der Röntgenstrahlen, und es scheint, als ob sich hier der Forschung ein weites Gebiet eröffnete, das noch manche Untersuchungen erfordert. Von Interesse wäre es z. B., das Verhalten bei Metallkristallen mit grösseren Eigenfrequenzen zu studieren.

¹ J. C. Chapman, Proc. Camb. Phil. Soc. 16 p. 574. 1912.

² C. Barkla, Phil. Mag. 31 p. 257. 1916.

³ D. Webster a. H. Clark, Phys. Rev. 8. p. 528. 1916.

VI. M-Reihe.

1. Beschreibung der M-Reihe und ihrer Linien.

Es bietet grosse Schwierigkeiten dar, die M-Reihe zu erforschen, weil ihre Linien teils von grossen Wellenlängen, teils breit und diffus sind. Es ist daher auch nicht möglich, sie weit zu verfolgen. Die Grössenordnung der Wellenlängen macht es nötig, einen Kristall mit ziemlich grosser Gitterkonstante zu verwenden, und für die ersten Aufnahmen ist ein Gipskristall benutzt.

Tab. 11.

Element	Material	Anbringungsmethode
U.....	Oxyd, Pulver	An geritzter Anode angerieben
Th		
Bi	Metallstückchen	An verzinnter Anode geschmolzen
Pb		
Tl		
Au	Metallblech	Angelötet
Pt		
Ir	Metallstäbchen	In Kupferzange geklemmt
Os	Säure	Angerieben
W	Metallscheibe	Angelötet
Ta	KTaF ₆	Angerieben
Cp	Sulfate, die Hr. Dr. Freiherr Auer von Welsbach zur Verfügung gestellt hat	An geritzter Anode angerieben
Ad		
Er		
Ho		
Dy		
Tb		
Gd		

In Tabelle 11 sind die Elemente zusammengestellt, die untersucht worden sind. Es sind auch die Formen, in welchen sie verwendet wurden und die Methoden, nach denen sie an der Anode angebracht wurden, angegeben. Die seltenen Erden waren in so kleinen Quantitäten vorhanden, dass nur ziemlich schwache Photogramme erzielt werden konnten. Die schwächeren Linien sind daher nicht zu entdecken, und das interessante Problem, ob sie bei einem bestimmten Elemente ganz verschwinden, ist nicht zu entscheiden.

Bei den ersten Untersuchungen, welche mit dem älteren Vacuumspektrographen ausgeführt wurden und schon veröffentlicht sind, fand ich nur drei Linien, die mit Sicherheit der M-Reihe zugezählt werden konnten, nämlich die schon von M. Siegbahn angegebenen α - und β -Linien¹ samt einer γ -Linie. Was die gegenseitigen Intensitätsverhältnisse betrifft, so gilt hier wie für die K- und L-Reihen: je kürzere Wellen, desto schwächere Linien. Alle drei Linien sind ziemlich breit und diffus. Dies tritt mehr und mehr hervor, je niedriger die Ordnungszahl des Elementes ist, so dass sie allmählich kaum zur Erscheinung kommen. Die γ -Linie ist schon für Uran sehr schwach und wurde nur bis Iridium verfolgt. Auch die kräftigste Linie, α , wird mit abnehmenden Nummern der Elemente so diffus, dass sie nicht bestimmt markiert wird, und sie geht schon für Terbium in ein unscharf begrenztes Band über, das von der kontinuierlichen Schwärzung kaum zu unterscheiden ist. Von diesen älteren Untersuchungen wird hier nur die erste Tabelle über die Photogramme wiedergegeben (Tab. 12). Infolge des neu bestimmten Wertes von der Gitterkonstante des Gipskristalls müssen indessen sämtliche Wellenlängen korrigiert werden, wie es in Tab. 22 gemacht ist. Die Photometerkurven sind in Fig. 11—16 reproduziert. Sie zeigen sehr unregelmässigen Verlauf. Um eventuelle Linien nicht unbeachtet zu lassen,

¹ M. Siegbahn, Verh. D. Phys. Ges. 18 p. 278. 1916.

M-Reihe.

M-Reihe und ihrer Linien.

wierigkeiten dar, die M-Reihe zu
n teils von grossen Wellenlängen,

Es ist daher auch nicht möglich,
Grössenordnung der Wellenlängen
kristall mit ziemlich grosser Gitter-
und für die ersten Aufnahmen ist

Tab. 11.

	Anbringungsmethode
	An geritzter Anode angerieben
	An verzinnter Anode geschmolzen
	Angelötet
	In Kupferzange geklemmt
	Angerieben
	Angelötet
	Angerieben
Dr. von Ver- t hat	An geritzter Anode angerieben

habe ich jedes Schwärzungsmaximum ausgemessen, das in beiden Kurven auftritt. Darum kommen in den Tabellen Werte vor, die keine Deutung erhalten haben und vielleicht nicht von Linien, sondern anderen Unebenheiten herkommen. Für einige Elemente habe ich zwei Platten photometriert und dadurch solche Maxima eliminieren können. Auf den Platten wurden die Linien bis zu ihrer Mitte gemessen, auf den Kurven dagegen bis zum Schwärzungsmaximum. Daher ergaben sich wenigstens für die α -Linien etwas grössere Werte von den Kurven als direkt von den Platten. Die Abweichungen erreichten jedoch nicht 0,1 Proz. Die Aufspaltung der Hauptlinien ist in mehreren Kurven so weit gegangen, dass ein zweites Maximum auszumessen ist, welches nach der kurzwelligen Seite zu erscheint. So sind für sämtliche entdeckten γ -Linien γ_1 und γ_2 ausgewertet, während noch eine Ausbauchung nach den längeren Wellen hin in einigen Kurven auftritt. Eine α_2 -Linie ist nur für Ir, Os, Ta und Ad bestimmbar, und an der β -Linie kann man erst bei Er, Ho und Dy ein zweites Maximum konstatieren.

Wie Tab. 11 zeigt, sind einige Elemente übergangen. Das Quecksilberspektrum ist nicht aufgenommen, weil Hg-Gas für Rohr und Molekularpumpe schädlich ist. Die anderen übersprungenen Elemente habe ich nicht erhalten können. Die Platten, welche von Terbium und Gadolinium aufgenommen wurden, zeigen je nur ein breites Band, das bei 35 bzw. 45 mm Abstand von der Referenzlinie liegt, was der Wellenlänge 9,81 bzw. 10,27 Å entspricht.

Um bessere Auskunft über die Linienstruktur zu erhalten, musste die Auflösung vermehrt werden. Daher wurden die Thorlinien damals mittels Steinsalzkrystalles aufgenommen. Seitdem sind die Untersuchungen vervollständigt, und ein Kalkspatkristall, der schärfere Linien ergibt, ist dabei benutzt. Die so erhaltenen Photogramme sind auch photometriert, und die Intensitätsverteilung geht aus den Kurven der Figur 15—22 hervor (siehe auch Tafel II). Die α -Linie besteht

Maximum ausgemessen, das in
 Darum kommen in den Tabellen
 erhalten haben und vielleicht
 von anderen Unebenheiten herstem-
 te habe ich zwei Platten photo-
 che Maxima eliminieren können.
 die Linien bis zu ihrer Mitte ge-
 dagegen bis zum Schwärzungs-
 sich wenigstens für die α -Linien
 in den Kurven als direkt von den
 erreichten jedoch nicht 0,1 Proz.
 Linien ist in mehreren Kurven so
 weites Maximum auszumessen ist,
 igen Seite zu erscheint. So sind
 Linien γ_1 und γ_2 ausgewertet, wäh-
 ng nach den längeren Wellen hin
 Eine α_2 -Linie ist nur für Ir, Os,
 und an der β -Linie kann man erst
 weites Maximum konstatieren.

sind einige Elemente übergangen.
 ist nicht aufgenommen, weil Hg-
 rpumpe schädlich ist. Die anderen
 habe ich nicht erhalten können.
 erbium und Gadolinium aufgenom-
 nur ein breites Band, das bei 35
 n der Referenzlinie liegt, was der
 27 Å entspricht.

t über die Linienstruktur zu erhal-
 vermehrt werden. Daher wurden
 mittels Steinsalzkrystalles aufgenom-
 untersuchungen vervollständigt, und
 schärfere Linien ergibt, ist dabei
 n Photogramme sind auch photo-
 erteilung geht aus den Kurven der
 auch Tafel II). Die α -Linie besteht

somit aus einer breiten, kräftigen Hauptlinie, die nach den
 kürzeren Wellen hin von einem schwächeren Bande fortge-
 setzt wird und nach den längeren Wellen hin mit einem
 schwachen Satelliten versehen ist. Die β -Linie ist nicht so
 breit wie die α -Hauptlinie, scheint aber auch mit einem
 Bande von längeren Wellen ausgestattet zu sein. Die γ -Linie
 endlich ist sehr breit und zeigt ein flaches Intensitätsmaximum
 auf. Sie ist etwas unsymmetrisch mit langsam abnehmender
 Schwärzung nach den kürzeren Wellen hin.

Eine Untersuchung des nächsten Spektralgebiets der
 kürzeren Wellen mit sehr kräftigen Exponierungen ergab als
 Resultat, dass zwei neue Linien hervortraten: eine ziemlich
 markiert, welche mit δ bezeichnet ist, und eine der vorher-
 gehenden ähnliche ϵ -Linie. Sie sind nur für Thor und Uran
 bestimmt, und die Messungsergebnisse gehen aus den Tab.
 13—16 hervor.

2. Präzisionsmessungen.

Um genauere Werte für die Wellenlängen zu erhalten,
 sind mehrere der bereits bekannten Linien mittels des neuen
 Spektrographen aufgenommen. Nur die kräftigsten Linien
 sind dann beiderseits exponiert, und sie sind daraufhin als
 Referenzlinien für die übrigen benutzt worden. Dabei ist
 so weit wie möglich ein Kalkspatkristall verwendet worden,
 während ein Zuckerkristall für die längeren Wellen gebraucht
 ist. Die meisten Photogramme sind dann photometriert, und
 die so gewonnenen Kurven in Fig. 17—22 reproduziert. Da die
 Linien infolge ihrer Krümmung auf den Kurven etwas ver-
 schoben erscheinen, sind sie jedoch direkt auf den Platten
 gemessen, wobei sie von der Mitte ihrer intensivsten Schwär-
 zung repräsentiert sind. Nur die sehr diffusen Linien Bi γ
 und Pb γ sind mittels ihrer Kurven bestimmt. Die Resultate
 werden in Tab. 17—22 wiedergeben.

Die angegebenen Wellenlängen sind nach der einfachen

Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ berechnet, und müssten daher noch für die Brechungseinflüsse korrigiert werden. Für den Kalkspatkristall ist der Brechungsindex zu klein, um sich bemerkbar zu machen. Dagegen tritt er beim Zuckerkristall deutlich hervor, so dass die Korrekturen berücksichtigt werden müssen. Da sie indessen schwierig zu bestimmen und noch ungenau ausgewertet sind (Tab. 9 und 10), so habe ich für die Elemente, die nur in sehr kleinen Quantitäten vorhanden waren, keine Präzisionsmessungen ausgeführt. Von Interesse ist es, dass es durch sehr intensive Exponierung gelungen ist, die γ -Linie des Wolframs zu erhalten. Die geringen Mengen der nächsten Elemente machten es unmöglich, diese Linie weiter zu verfolgen. In Tab. 22 sind sämtliche ausgemessenen α -, β - und γ -Linien zusammengestellt, wobei die durch Präzisionsmessungen erzielten λ -Werte mit größeren Ziffern markiert sind.

Der langwellige Satellit (α_2) der α -Linie und die kurzwellige Liniengrenze sind mit Millimeterskala relativ zur Hauptlinie für mehrere Elemente ausgemessen und die Resultate in Tab. 23 zusammengestellt. Die Differenz $\alpha_1 - \alpha_g$ ist dabei mit dem Werte der halben Linienverbreiterung korrigiert.

3. Die Breite der Linien.

Es sind mehrere Ursachen, die zur Verbreiterung der Linien auf den Platten beitragen. Erstens die Spaltbreite, welche ja durch Subtraktion zu separieren ist. Weiter die Höhe der Brennfläche, deren Beitrag sich in ähnlicher Weise wie die Linienkrümmung (Kap. IV) berechnen lässt. Für $2h = 0,5$ cm wird die so hervorgerufene Verbreiterung 0,0012 mm bei $\varphi = 10^\circ$, 0,0037 mm bei $\varphi = 30^\circ$ und 0,011 mm bei $\varphi = 60^\circ$.

Das Eindringen der Strahlen in den Kristall würde natürlich eine Verbreiterung der Linien zur Folge haben. Doch braucht dies Verhalten hier gar nicht berücksichtigt

rechnet, und müssten daher noch korrigiert werden. Für den Kalksindex zu klein, um sich bemerkbar zu machen. Für den Zuckerkrystall deutliche Korrekturen berücksichtigt werden schwierig zu bestimmen und noch (Tab. 9 und 10), so habe ich für die kleinen Quantitäten vorhandenen Messungen ausgeführt. Von Interesse intensive Exponierung gelungen Strahlen zu erhalten. Die geringen Winkel machten es unmöglich, diese

In Tab. 22 sind sämtliche auswertungen zusammengestellt, wobei die erzielten λ -Werte mit größeren

Winkel (α_2) der α -Linie und die kurzwelligen mit Millimeterskala relativ zur Wellenlänge ausgemessen und die Resultate zusammengestellt. Die Differenz $\alpha_1 - \alpha_2$ ist für die Linienverbreiterung korrigiert.

Verbreiterung der Linien.

Ursachen, die zur Verbreiterung der Linien beitragen. Erstens die Spaltbreite, zweitens die Winkel zu separieren ist. Weiter die Winkel beitragen sich in ähnlicher Weise (Kap. IV) berechnen lässt. Für die hervorgerufene Verbreiterung 0,0012 mm bei $\varphi = 30^\circ$ und 0,011 mm bei

Strahlen in den Kristall würde die Verbreiterung der Linien zur Folge haben. In Tab. 22 sind hier gar nicht berücksichtigt

zu werden, da Strahlen von Wellenlängen grösser als 1 \AA nicht merklich in den Kristall eindringen. Dagegen spielen die Unebenheiten des Kristalls eine gewisse Rolle, und sie können wahrscheinlich eine Verbreiterung von etwa ein hundertstel mm hervorrufen. Die Einstellungsfehler der Reflektionsfläche sollten auch einen Einfluss auf die Breite ausüben, sie sind indessen hier zu klein, um sich bemerkbar zu machen.

Sehr unangenehm störend wirkt die Halationserscheinung. Je grössere Intensität die Linien erhalten, desto breiter werden sie, und es lässt sich kaum berechnen, wie viel dieses Phänomen zur Verbreiterung beiträgt. Es hat auch die Folge, dass die Linien nicht scharf begrenzt werden, sondern sich allmählich in der kontinuierlichen Schwärzung verlieren. Für die Breitenauswertung würde es daher zweckmässig sein, anstatt Photogrammen Photometerkurven zu benutzen; für sie kommen indessen andere Umstände in Betracht. Erstens hat die Lichtlinie eine gewisse Breite und wirkt ausserdem verbreiternd, wenn sie der Plattenlinie nicht ganz parallel ist. Weiter wird etwa 1 cm Höhe der Linien gebraucht, und ihre Krümmung muss daher eine Verbreiterung hervorrufen, die etwa 0,005 mm für $\varphi = 10^\circ$ und 0,05 mm für $\varphi = 60^\circ$ beträgt (Siehe Kap. IV).

Die Unsicherheit bei der Breitenmessung macht es unmöglich zu bestimmen, wie gross das Spektralgebiet der emittierten Linie ist. Durch Vergleichen verschiedener Linien von etwa gleichen Wellenlängen erhält man jedoch ziemlich gute Aufklärungen. Die Messungen, welche in Tab. 24 wiedergegeben sind, wurden mit einem Mikroskope ausgeführt. Sie erwiesen sich jedoch als ziemlich willkürlich, und die Photometerkurven erteilen daher bessere Aufschlüsse. Um die Intensitätseinflüsse zu erläutern ist die Uran $M\alpha$ -Linie ($\lambda = 3901 \text{ S}$) in sechs Lagen auf derselben Platte mit verschiedenen Exponierungszeiten aufgenommen. Weiter sind die Kalium $K\alpha_1, \alpha_2$ -Linien ($\lambda = 3735 \text{ S}$) in

zwei Lagen zusammen mit der $K\beta_1$ -Linie auf einer Platte exponiert. Dabei wurde ein Kalkspatkristall benutzt, weil er mit grosser Auflösung scharfe Linien gibt. Die Kurven 23 und 24 zeigen die Intensitätsverhältnisse. Die Linien der K-Reihe sind dünn und scharf, besonders die β -Linien. Ein wenig breiter erscheinen die L-Linien, während die M-Linien sich sehr breit und diffus zeigen.

Die Spaltbreite ist mit einem Mikroskope aufgemessen und beträgt 0,103 mm.

4. Absorptionsgrenzen.

Wenn man eine bestimmte Spannung benutzt, um ein Glühkathodenrohr zu speisen, so erhält man ein kontinuierliches Röntgenspektrum von entschiedener Intensitätsverteilung, die vom Antikathodenmaterial abhängt. Der Anfang des Spektrums ist durch die Beziehung $eV = h\nu$ angegeben. Intensitätsverteilungskurven sind bisher nur für höhere Spannungen aufgenommen.¹ Sie steigen vom kurzwelligen Ende gerechnet erst sehr steil, erreichen ein Maximum und fallen dann wieder ziemlich schnell. Wahrscheinlich erhält man einen gleichen Verlauf für niedrigere Spannungen. Bei Absorptionsgrenzbestimmungen ist es daher am zweckmässigsten so niedrige Spannungen wie möglich zu benutzen, und besonders wichtig ist es, dass die zweite Ordnung des Spektrums nicht erregt wird und sich der ersten Ordnung überlagert. Auch wenn diese Vorsichtsmassregel getroffen ist und die Stromstärke durch das Rohr in die Höhe getrieben wird, so sind doch Absorptionsgrenzbestimmungen bei langen Wellen ($\lambda > 2 \text{ \AA}$) sehr mühsam und erfordern lange Exponierungszeiten. Die Absorptionsschichten müssen natürlich sehr dünn sein, jedoch nicht dünner, als dass sie die Strahlung bis etwa zu der Hälfte ihrer Intensität reduzieren.

¹ W. Duane a. Fr. Hunt, Phys. Rev. 6. p. 166. 1915.

mit der $K\beta_1$ -Linie auf einer Platte ein Kalkspatkristall benutzt, weil scharfe Linien gibt. Die Kurven Intensitätsverhältnisse. Die Linien der scharf, besonders die β -Linien. Einige L-Linien, während die M-Linien zeigen.

mit einem Mikroskope aufgemessen.

Absorptionsgrenzen.

Bestimmte Spannung benutzt, um ein Maximum zu erhalten, so erhält man ein kontinuierliches Spektrum von verschiedener Intensitätsverteilung, die von dem Absorptionsmaterial abhängt. Der Anfang der Kurve ist durch die Beziehung $eV = hv$ angegeben. Die Kurven sind bisher nur für höhere Spannungen bestimmt. Sie steigen vom kurzwelligen Ende ab, erreichen ein Maximum und fallen dann ab. Bei niedrigeren Spannungen ist es daher am zweckmäßigsten, die Spannung so niedrig wie möglich zu benutzen, um das Maximum zu erreichen, es, dass die zweite Ordnung des Spektrums wird und sich der ersten Ordnung anschließt. Diese Vorsichtsmaßregel getroffen wird, indem das Rohr in die Höhe getrieben wird, bis die Absorptionsgrenzbestimmungen bei langen Wellenlängen möglich sind und erfordern lange Expositionsschichten müssen natürlich dünner, als dass sie die Strahlung um die Hälfte ihrer Intensität reduzieren.

Bisher habe ich nur die Grenzen für Uran und Thor erhalten. Das nächste Element, welches zur Verfügung steht, Wismut, führt schon zu einem Gebiet von bedeutend längeren Wellen.

Die Absorptionsschichten sind folgendermassen hergestellt. Die Nitraten der Elemente wurden auf Uhrgläsern in konzentrierte Lösungen gebracht, und darin wurden dünne schwarze Seidenpapierstreifen getaucht, so dass sie 5–6 mg Salz pro cm^2 aufnehmen. Sie wurden dann an den Bleischutz zwischen Spalte und Kristall befestigt. Die Photogramme wurden mittels Steinsalzkrystals aufgenommen und als Anodenmaterial wurde Kupfer oder besser Wolfram benutzt. Die Exponierungszeit wurde bei einer Stromstärke von 40 bis 80 Milliampère auf etwa 12 Stunden ausgedehnt.

Drei Grenzen, mit g_1 , g_2 und g_3 bezeichnet, wurden so entdeckt, eine von etwas kleinerer Frequenz als die γ -Linie, die zweite von etwas grösserer Frequenz als diese, während die dritte zwischen den δ - und ϵ -Linien liegt. Jede Grenze setzt sich in einem Absorptionsbande fort, das auch bei einer höheren Frequenz scharf begrenzt ist, e_1 , e_2 , e_3 . Auf den Photogrammen besitzt jedes dieser Absorptionsbänder eine Breite von etwa 0,8 mm, was einem Winkelgebiet $2\Delta\varphi$ von $22'$ und einem Wellenlängengebiet $\Delta\lambda$ von $0,1 \text{ \AA}$ entspricht. Auf dieses kräftige Absorptionsband folgt ein Emissionsgebiet und dann ein zweites schwaches Band g' . Ob die Lichtschwankungen sich weiter erstrecken, kann nicht entschieden werden. Die Intensitätsverteilung geht aus den Photometerkurven 25–28 und die Messungsergebnisse aus den Tabellen 25–29 hervor.

Für das nächste Element, welches zur Verfügung steht, Wismut, wird es notwendig die Absorptionsschichten noch dünner zu machen und gleichzeitig die Exponierungszeiten zu verlängern.

5. Tabellen.

Hier sind sämtliche Tabellen des sechsten Kapitels zusammengestellt und folgende Bezeichnungen sind benutzt.

Die zweite Ordnung einer Linie i ist mit $(i)_2$ bezeichnet.
Die Grenzen sind durch den Buchstaben g angegeben.
 a und d bezeichnen die in die Platte geritzten Linien.

l = Abstand Kristall—Platte.

b = Abstand zwischen Referenzlinie und Spektrallinie (bzw. geritzte Linie) oder zwischen den beiderseits aufgenommenen Linien.

b_0 = Abstand Plattennulllinie—Spektrallinie.

A = der Winkelabstand zwischen der ersten und zweiten Lage des Plattenhalters. } Bei den
 B = der dem Abstand b entsprechende Winkel. } Präzisions-
 φ = streifender Winkel. } messungen.

λ = Wellenlänge in S (10^{-11} cm).

$\nu = \frac{1}{\lambda}$ = Wellenzahl.

m = Abstand a —Spektrallinie (bzw d) auf der Photometerkurve.

r = Abstand a —Spektrallinie auf der Platte aus m berechnet.

$k = \frac{r}{m}$ = Reduktionsfaktor.

Sämtliche Abstände sind in mm gerechnet.

s bedeutet sehr schwach.

Tab. 12 rührt von den älteren Untersuchungen her und ist nur als ein Beispiel mit aufgenommen. Die Präzisionsmessungen der Hauptlinien u. a. m. gehen aus Tab. 13—21 hervor, und in Tab. 22 ist eine Zusammenstellung der gewonnenen Wellenlängen unter Benutzen verschiedener Kristalle gemacht. Die Kolumnen unter Gips haben sich aus den älteren Messungen ergeben, unter Benutzung des neugefundenen Werts der Gitterkonstante. Die Werte, welche größere Genauigkeit haben, sind mit größeren Ziffern markiert.

Tabellen.

Tabellen des sechsten Kapitels
unde Bezeichnungen sind benutzt.

Linie i ist mit $(i)_2$ bezeichnet.

en Buchstaben g angegeben.

die Platte geritzten Linien.

e.

erenzlinie und Spektrallinie (bzw.

zwischen den beiderseits aufge-

e—Spektrallinie.

wischen der ersten } Bei den

s Plattenhalters. } Präzisions-

sprechende Winkel. } messungen.

-11 cm).

ie (bzw d) auf der Photometerkurve.

ie auf der Platte aus m berechnet.

n mm gerechnet.

n älteren Untersuchungen her und

it aufgenommen. Die Präzisions-

n u. a. m. gehen aus Tab. 13—21

ine Zusammenstellung der gewon-

Benutzen verschiedener Kristalle

unter Gips haben sich aus den

en, unter Benutzung des neuge-

onstante. Die Werte, welche grös-

ind mit größeren Ziffern markiert.

Tab. 23 gibt die Lagen von den Satelliten α_2 , β_2 und die Liniengrenzen α_g an, und Tab. 24 zeigt, wie die Breite der Linien variiert und enthält approximative Angaben über die Spektralgebiete, $\Delta\lambda$, einiger M-Linien. Die Breite der geritzten Linien a, d beträgt meist etwa 0,05 mm.

In Tab. 25—29 sind die Ergebnisse der Absorptionsplatten und ihre Photometerkurven wiedergegeben.

Endlich sind in Tab. 30 und 31 Zusammenstellungen von Wellenlängen und Wellenzahlen gemacht.

Der erste Spektograph.

Tab. 12.

92 Uran. Gipskristall.

Platte 24. Plattenullinie—Referenzlinie = 41,00 mm;

$l = 124,27$. $b_a = 28,72$, $b_a = 46,89$, $k = 0,1390$.

Linie	m	r	b	φ	λ
d	130,7	18,17			
α_1	124,0	17,24	45,96	14° 54',0	3 901
β	100,0	13,90	42,62	7,6	703
Ag g	94,2	13,10	41,82	13 56,8	656
γ_3	75,0	10,43	39,15	19,6	497
γ_1	71,7	9,97	38,69	13,5	471
γ_2^s	66,5	9,24	37,96	3,4	427
Ca $\alpha_{1,2}$	57,5	7,99	36,71	12 46,1	353
Ca $\alpha_{3,4}$	53,5	7,44	36,16	38,5	320
	50,7	7,05	35,77	33,1	297
Ca β_1	23,3	3,24	31,96	11 40,1	068
Ca g	21,5	2,99	31,71	37,1	055
W (α_1) ₂	7,0	0,97	29,67	9,1	2 934

Der neue Spektrograph.

1. δ - und ϵ -Linien.

$l = 126,14$; $l' = 0,036693$ mm; Nullage des Plattenhalters $66^\circ 20'$.

a. Kalkspatkristall.

Tab. 13. Uran.

Platte 2. $\varphi_0 = 30^\circ 10'$. Referenzlinie Ca $\alpha_{1,2}$

Linie	b_1	b_0	B_0	φ	λ
Ca $\alpha_{1,2}$	0	15,3	$6^\circ 55',5$	$33^\circ 37',7$	3 355
Ca $\alpha_{3,4}$	1,7	13,6	7,5	13,5	319
Ca β	13,3	2,0	$0^\circ 54,3$	$30^\circ 37,2$	086
Ca γ	14,3	1,0	27,2	23,6	065
U δ	20,1	— 4,8	$-2^\circ 10,3$	$29^\circ 4,9$	2 945
U ϵ	26,5	— 11,2	$-5^\circ 3,4$	$27^\circ 38,8$	811

Tab. 14. Thor.

Platte 3. $\varphi_0 = 31^\circ 10'$. Referenzlinie Ca γ

Ca γ	0	— 3,4	$-1^\circ 32',8$	$30^\circ 23',6$	
Th δ	+ 3,0	0,4	$0^\circ 10,9$	$31^\circ 4,5$	3127
Cu (α_1) ₂	— 1	4,4	2 0	$30^\circ 10$	044
Th ϵ	— 2,8	6,2	$2^\circ 48,8$	$29^\circ 45,6$	007

b. Steinsalzkristall.

Tab. 15. Uran.

Platte 8. Beiderseits exponiert; $A = 31^\circ 22',5$

Linie	b	B	φ	λ
U δ (W(α_1) ₂)	1,2	$32',59$	$31^\circ 30',65$	2942
U ϵ	12,5	$327,2$	$30^\circ 1,2$	2814

Spektrograph.
und ε -Linien.

0,3 mm; Nullage des Platten-
halters $66^{\circ}20'$.

Kalkspatkristall.

13. Uran.

Referenzlinie Ca $\alpha_{1,2}$

B_0	φ	λ
6°55',5	33°37',7	3 355
7,5	13,5	319
0 54,3	30 37,2	086
27,2	23,6	065
-2 10,3	29 4,9	2 945
-5 3,4	27 38,8	811

14. Thor.

Referenzlinie Ca γ

-1°32',8	30°23',6	
0 10,9	31 4,5	3127
2 0	30 10	044
2 48,8	29 45,6	007

Einsalzkristall.

15. Uran.

Platte exponiert; A = $31^{\circ}22',5$

B	φ	λ
32',59	31°30',65	2942
327,2	30 1,2	2814

Tab. 16. Thor.

Platte 6. $\varphi = 33^{\circ}10'$. Referenzlinie Cu(α_1)₂

Linie	b	B	φ	λ
Th δ	2,8	+1°16',3	33°45',1	3127
Ch (α_1) ₂	0		6,9	
Th ε	-3,7	-1 40,8	32 16,5	3005
W (α_1) ₂	-6,8	3 5,3	31 34,2	2946

2. Präzisionsmessungen.

Kalkspatkristall.

Tab. 17.

l = 126,14, l' = 0,36693 mm; Nullage des Platten-
halters $253^{\circ}40'$.

Platte	Linie	A.	b	B	φ	λ
5 a	U α	159°40'	1,53	0°41',75	40° 5'26",3	3901,4
8 a	U β	152 20	2,99	81,49	37 44 37,7	3708,3
9 a	Th α	170 20	3,38	92,12	42 58 1,8	4129,1
11 a	Th α	169 20	5,60	2 32,64	58 9,6	4129,2
	β		16,34	7 24,70	40 28 49,8	3932,8
10 a	Th β	149 20	27,94	12 38,41	29 36,0	3933,9
13 a	Bi α	228 0	4,07	1 50,92	57 27 44	5107,2
	β		26,765	12 6,84	53 58 17	4899,3
16 a	Pb α	240 30	3,705	1 41,00	60 32 45	5275,1
	β		30,08	13 34,00	56 43 30	5064,8
18 a	Tl α	253 0	7,54	3 25,44	64 6 22	5449,9
	β		30,10	13 36,48	59 50 53	5238,4
17 a	Cl $\alpha_{1,2}$	202 10	5,47	2 28,90	51 9 42	4718,6

Tab. 18.

Platte	Linie	Ref. Linie	Nullwinkel	b	B	φ	λ
7 a	U γ	U β	35° 5'	12,29	5° 33',90	34° 57' 41"	3471,4
10 a	Th γ	Th β	37 20	14,06	6 21,62	37 7 36	3656,5

Tab. 19.

Photomet. $\frac{r}{m} = 0,05557$

Platte	Linie	Ref. Linie	m	r	$2\Delta\varphi$	φ	λ
15 a	Bi γ	SnL α_1	180	10,0	4° 32',0 (+ 19° 20')	48° 18' 34"	4523,8
17 a	Pb γ	Cl $\alpha_{1,2}$	65	3,61	1 38,44	50 20 29	4663,7

Zuckerkrystall.

Tab. 20.

Platte	Linie	A	b	B	φ	λ	korr.
23 a	U α β γ	43° 50'	2,725	1° 14',17"	10° 38',56"	3906,6	- 5,2
			7,429	3 22 22	10 6 54	3712,8	- 4,5
			13,2	5 59 24	9 27 39	3475,0	
22 a	Pb α β γ	68 0	3,440	1 33 44	16 36 34	6043,0	
			8,876	4 1 48	15 59 33	5824,5	
			22,39	10 8 54	14 27 46	5279,9	
28 a	W α β	79 0	4,16	1 53 22	19 16 39	6979,5	
			9,93	4 30 46	18 37 18	6750,6	
38 a	W(α) ₂	168 30	7,386	3 21 14	41 17 11	6974,6	
31 a	Cp α	89 0	4,360	1 58 50	21 45 17,5	7835,5	
34 a	Ad α	92 15	3,8	1 43 48	22 37 51	8136	

ab. 18.

b	B	φ	λ
12,29	5° 33',90	34° 57' 41"	3471,4
14,06	6 21,62	37 7 36	3656,5

ab. 19.

$$\frac{r}{m} = 0,05557$$

	$2\Delta\varphi$	φ	λ
0	4° 32',0 (+ 19° 20')	48° 18' 34"	4523,8
61	1 38,44	50 20 29	4663,7

kerkristall.

ab. 20.

B	φ	λ	korr.
1° 14',17"	10° 38',56"	3906,6	- 5,2
3 22 22	10 6 54	3712,8	- 4,5
5 59 24	9 27 39	3475,0	
1 33 44	16 36 34	6043,0	
4 1 48	15 59 33	5824,5	
10 8 54	14 27 46	5279,9	
1 53 22	19 16 39	6979,5	
4 30 46	18 37 18	6750,6	
3 21 14	41 17 11	6974,6	
1 58 50	21 45 17,5	7835,5	
1 43 48	22 37 51	8136	

Tab. 21.

Die α -Linien als Referenzlinien benutzt.

Platte	Linie	b_α	b_0	B	φ	λ
37 a	W β	2,880	8,648	3° 55',32	18° 37' 40"	6752,7
	γ	11,19	0,34	9,27	16 44 38	6090,5
31 a	Cp β	3,045	5,225	2 22,31	21 3 51	7598,2
34 a	Ad β	3,0	4,9	2 13,5	21 57 0	7902

Tab. 22.

Zusammenstellung. 1.

Bisher gefundene Werte von den Wellenlängen der $M\alpha$ -, β - und γ -Linien.

Elem.	α			β			γ		
	Gips	Kalkspat	Zucker	Gips	Kalkspat	Zucker	Gips	Kalkspat	Zucker
92 U	3901	3901,4	3906,6	3703	3708,3	3712,8	3470	3471,4	
90 Th	4119	4129,15		3920	3933,3		3654	3656,5	
83 Bi	5100	5107,2		4893	4899,3		4515	4523,8	
82 Pb	5276	5275,1		5063,5	5064,8		4653	4663,7	
81 Tl	5445	5449,9		5223	5238,4		4802		
79 Au	5819			5601			5115		
78 Pt	6028		6043,0	1812		5824,5	5311		5279,9
77 Ir	6245	Zucker		6029	Zucker				
76 Os	6477	2. Ordn.		6250	α_1 Ref.				
74 W	6973	6974,6	6979,5	6745	6752,7	6750,6			6090,5
73 Ta	7237			7011,5					
71 Cp	7818		7835,5	7587	7598,2				
70 Ad	8123		8136	7895	7902				
68 Er	8770			8561					
67 Ho	9123			8930					
66 Dy	9509			9313					

Tab. 23.

3. *Langwellige Satelliten der α -Linien und kurzwellige Liniengrenzen.*

$\alpha_1 - \alpha_g$ muss mit der halben Linienverbreiterung (etwa 0,06 mm) korrigiert werden.

Elem.	Diff. in mm			λ		$\Delta \lambda$	
	$\alpha_2 - \alpha_1$	$\alpha_1 - \alpha_g$ gemessen	$\alpha_1 - \alpha_g$ korr.	α_2	α_g	$\alpha_2 - \alpha_1$	$\alpha_1 - \alpha_g$
U	0,8	0,9	0,85	3916	3886	15	15
Th	0,8	1,0	0,95	4143	4112	14	17
Bi	0,95	1,1	1,0	5119	5094	12	13
Pb	1,05			5287		12	
Tl	1,1	1,5	1,4	5461	5437	11	13
		$\beta_1 - \beta_2$			β_2		$\beta_1 - \beta_2$
Th		0,9			3917		16

Tab. 24.

4. *Die Breite der Linien beim Kalkspatkristall.*
Spaltbreite 0,103 mm.

K-Reihe			M-Reihe			
Linie	φ	Breite in mm	Linie	φ	Breite in mm	$\Delta \lambda$
K α_1	38°,1	0,11—0,14	U α	40°,1	0,21—0,26	2,0
Cl α_1	51,2	0,11—0,14	U β	37,7	0,19—0,24	1,75
L-Reihe			Th α	43,0	0,24	2,1
			Th β	40,5	0,21—0,24	1,9
W α_1	14°,1	0,14—0,18	U γ	37,1	0,4	5,8
W (α_1) ₂	29,1	0,14—0,18	Bi α	57,5	0,3—0,4	3,2
Sn α_1	36,4	0,14—0,18	U β	54,0	0,21—0,24	1,4
Ag α_1	43,2	0,18—0,20	Tl α	64,1	0,4—0,5	3,4

Tab. 23.

der α -Linien und kurzwelligen Grenzen.

ben Linienverbreiterung (etwa korrigiert werden.

	λ		$\Delta \lambda$	
	α_2	α_g	$\alpha_2 - \alpha_1$	$\alpha_1 - \alpha_g$
85	3916	3886	15	15
95	4143	4112	14	17
0	5119	5094	12	13
	5287		12	
4	5461	5437	11	13
		β_2		$\beta_1 - \beta_2$
		3917		16

Tab. 24.

Linien beim Kalkspatkristall.
Dicke 0,103 mm.

M-Reihe			
Linie	φ	Breite in mm	$\Delta \lambda$
U α	40° 1	0,21—0,26	2,0
β	37,7	0,19—0,24	1,75
Th α	43,0	0,24	2,1
β	40,5	0,21—0,24	1,9
γ	37,1	0,4	5,8
Bi α	57,5	0,3—0,4	3,2
β	54,0	0,21—0,24	1,4
Tl α	64,1	0,4—0,5	3,4

5. Tab. 25—29. Absorptionsgrenzen. Photometerkurven.

$l = 126,14$ mm; $l' = 0,036693$ mm; Nullage des Plattenhalters $66^\circ 20'$.

Tab. 25.

Bestimmung von $\frac{r}{m}$.

Platte	r_d	m_d	$\frac{r_d}{m_d}$
A 5	9,290	167,3	8,744 52
A 6	13,114	236,5	743 90
A 8	9,5795	172,8	744 80
A 9	14,907	267,5	746 07
Medium			8,744 82
			$\frac{r}{m} = 0,055 57$

Uran.

Tab. 26.

Pl. A 6. $\varphi_0 = 35^\circ 50'$; Referenzlinie Sn $L\beta_1$.

Linie	m	r	r_0	$2 \Delta \varphi$	φ	λ
g_1	27,2	1,511	11,036	5° 0',01	38° 20' 1"	3490,7
e_1	44,8	2,489	10,058	4 33,53	6 46	73,7
g'_1	60,2	3,345	8,202	10,35	37 55 11	58,7
e'_1	70	3,890	8,657	3 55,57	47 47	49,2
Sn β_1	141,4	7,857	4,690	2 7,77	36 53 53	3379,0
W (l_2)	167,0					
g_2	195,2	10,847	1,700	0 46,33	13 10	25,5
e_2	208,3	11,574	0,973	26,52	3 16	12,4

Tab. 27.

Pl. A5. $\varphi_0 = 30^\circ 20'$; Referenzlinie Cu $(\alpha_1)_2$.

Linie	m	r	r ₀	2 Δφ	φ	λ
Cu $(\alpha_2)_2$	242,2	13,458	12,685	5°44'58	33°12'17"	3082,1
Cu $(\alpha_1)_2$	235,0	13,058	12,285	33,77	6 53	
W $(\alpha_2)_2$	133,0	7,391	6,618	3 0,20	31 50 6	2968,6
W $(\alpha_1)_2$	112,6	6,257	5,484	2 29,37	34 39	47,1
g ₃	43,0	2,389	1,616	0 44,04	30 42 1	2873,4
e ₃	35,3	1,962	1,189	32,40	36 12	65,2

Thor.

Tab. 28.

Pl. A9. $\varphi_0 = 40^\circ 50'$; Referenzlinie Sn α_1 .

Linie	m	r	r ₀	2 Δφ	φ	λ
g ₁	40,7	2,262	+ 2,462	+ 1° 7',10	41°23'33"	3721,3
e ₁	56,7	3,150	1,574	0 39,84	9 55	04,5
Sn α_1	177,0	9,835	- 5,111	- 2 19,23	39 40 23	3592,9
g ₂	219,5	12,197	7,473	3 23,43	8 17	52,3
e ₂	233,5	12,975	8,251	44,55	38 57 43	38,9

Tab. 29.

Pl. A8. $\varphi_0 = 32^\circ 5'$; Referenzlinie Cu $(\alpha_1)_2$.

Linie	m	r	r ₀	2 Δφ	φ	λ
Cu $(\alpha_2)_2$	149,5	8,307	+ 4,919	+ 134',06	33°12' 2"	3081,7
Cu $(\alpha_1)_2$	142,7	7,929	4,541	123,77	6 53	
g ₃	127,1	7,063	3,675	100,16	32 55 2	58,5
e ₃	118,1	6,413	3,025	82,44	46 13	46,3
Sn γ_1	65,9	3,662	0,274	7,47	8 44	2994,5
W $(\alpha_2)_2$	40,0	2,223	- 1,165	- 31,75	31 49 7	67,3
W $(\alpha_1)_2$	19,7	1,095	2,293	62,49	33 45	45,8

Tab. 27.

5'; Referenzlinie Cu (α_1)₂.

r_0	$2 \Delta\varphi$	φ	λ
12,685	5°44',58	33°12'17"	3082,1
12,285	33,77	6 53	
6,618	3 0,20	31 50 6	2968,6
5,484	2 29,37	34 39	47,1
1,616	0 44,04	30 42 1	2873,4
1,189	32,40	36 12	65,2

Thor.

Tab. 28.

50'; Referenzlinie Sn α_1 .

r_0	$2 \Delta\varphi$	φ	λ
+ 2,462	+ 1° 7',10	41°23'33"	3721,3
1,574	0 39,84	9 55	04,5
- 5,111	- 2 19,23	39 40 23	3592,9
7,473	3 23,43	8 17	52,3
8,251	44,55	38 57 43	38,9

Tab. 29.

5'; Referenzlinie Cu (α_1)₂.

r_0	$2 \Delta\varphi$	φ	λ
+ 4,919	+ 134',06	33°12' 2"	3081,7
4,541	123,77	6 53	
3,675	100,16	32 55 2	58,5
3,025	82,44	46 13	46,3
0,274	7,47	8 44	2994,5
- 1,165	- 31,75	31 49 7	67,3
2,293	62,49	33 45	45,8

Tab. 30.

Zusammenstellung 2.

Die Wellenlängen der M-Grenzen, ihre Breite samt den Werten von ν .

Elem.	λ in 10^{-11} cm				$\nu \cdot 10^{-4}$			
	g_1	g'_1	g_2	g_3	g_1	g'_1	g_2	g_3
U	3491	3459	3326	2873	17	10	14	8
Th	3721		3552	3058	16		13	12

Tab. 31.

Zusammenstellung 3.

Die mit den Kalkspatkristalle erzielten Werte von den Wellenlängen der M-Linien samt den Werten von ν und $\sqrt{\nu}$

Elem.	λ in 10^{-11} cm					$\nu \cdot 10^{-4}$				
	α	β	γ	δ	ϵ	α	β	γ	δ	ϵ
92 U	3901,4	3708,3	3471,4	2943	2813	2563,2	2696,7	2880,7	3398	3555
90 Th	4129,15	3933,3	3656,5	3127	3006	2421,8	2542,4	2734,9	3198	3327
83 Bi	5107,2	4899,3	4523,8			1958,0	2041,1	2210,6		
82 Pb	5275,1	5064,8	4663,7			1895,7	1974,4	2144,2		
81 Tl	5449,9	5238,4				1834,8	1909,0			

Elem.	$\sqrt{\nu} \cdot 10^{-2}$									
	α	Diff.	β	Diff.	γ	Diff.	δ	Diff.	ϵ	Diff.
U	50,628	0,708	51,930	0,754	53,672	0,688	58,291	0,871	59,623	0,973
Th	49,212	7,709	50,422	7,749	52,296	7,754	56,550		57,677	
Bi	44,249	709	45,178	744	47,017	711				
Pb	43,540	706	44,434	742	46,306					
Tl	42,834		43,692							

6. Die Photometerkurven.

Um die Intensitätsverteilung einer Linie beurteilen zu können, ist es notwendig die Platten zu photometrieren. Die sich so ergebenden Kurven erlauben es auch, einen bestimmten Wert (dem Maximumpunkt entsprechend) von breiten Linien zu erhalten, und ermöglichen die Ausmessung von schwachen, diffusen Linien und von Grenzen. Sie zeigen auch, wie die verschiedenen Linien nebeneinander erscheinen. Dagegen geben die hier wiedergegebenen Kurven keinen Aufschluss über die relativen Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Linien, da diese meistens sehr ungleich kräftig exponiert sind.

Die Kurven 1—14 sind der älteren Untersuchung entnommen, bei welcher ein Gipskristall beim Spektroskopieren benutzt wurde. Auf ihnen treten verschiedene Linien hervor, die von Verunreinigungen stammen. Besonders interessant ist die Uran-Kurve, welche die K-Grenze des Calciums¹ und eine L-Grenze des Silbers² deutlich hervortreten lässt. (Siehe auch Tab. 12). Noch besser tritt die Struktur der Linien in den Kurven 15—28 hervor, deren entsprechende Photogramme mittels Kalkspatkristalls (oder Steinsalzkrystals bei 25—28) aufgenommen sind.

In Tafel II und III sind einige der Photogramme reproduziert.

7. Vergleich mit der Theorie.

Frühere röntgenspektroskopische Untersuchungen haben ergeben, dass die Moseley'sche Beziehung $\sqrt{\nu} = a(N - b)$ (a und b Konstanten, N Ordnungsnummer des Elements) für sämtliche Linienserien der K-, L- und I-Reihen eine approximative Gültigkeit hat. Dass die α -, β - und γ -Linien

¹ vom Kristalle stammend.

² durch die lichtempfindliche Plattenschicht verursacht.

Photometerkurven.

Teilung einer Linie beurteilen zu
die Platten zu photometrieren.
Kurven erlauben es auch, einen
Maximumpunkt (entsprechend) von
, und ermöglichen die Ausmes-
sen Linien und von Grenzen.
verschiedenen Linien nebeneinander
in die hier wiedergegebenen Kur-
ven die relativen Intensitätsverhält-
nisse, da diese meistens sehr un-

gleich sind.
In der älteren Untersuchung ent-
spricht ein Kristall beim Spektroskopieren
treten verschiedene Linien her-
vor. Besonders inter-
essant sind jene, welche die K-Grenze des Kal-
ziums² deutlich hervortreten
(siehe Fig. 15). Noch besser tritt die Struktur
in Fig. 15—28 hervor, deren entspre-
chende Kalkspatkristalls (oder Stein-
salz) entnommen sind.
In Fig. 15 sind einige der Photogramme repro-

Vergleich mit der Theorie.

Spektroskopische Untersuchungen haben
die Moseley'sche Beziehung $\sqrt{\nu} = a(N - b)$
(N = Ordnungszahl des Elements)
in der K-, L- und M-Reihen eine
Bestätigung gefunden. Dass die α -, β - und γ -Linien

1. durch die Plattenschicht verursacht.

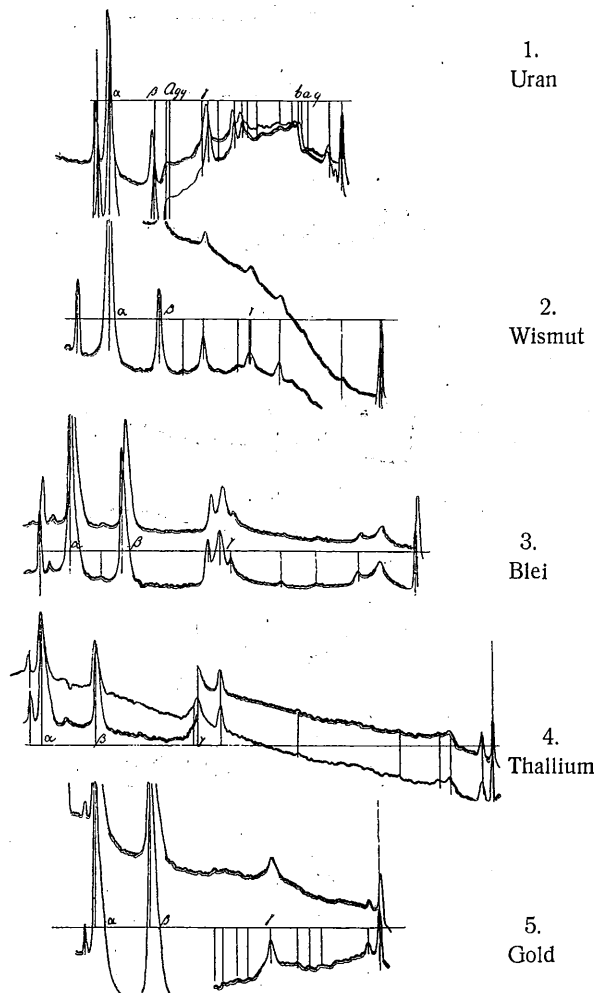


Fig. 11. Photometerkurven.

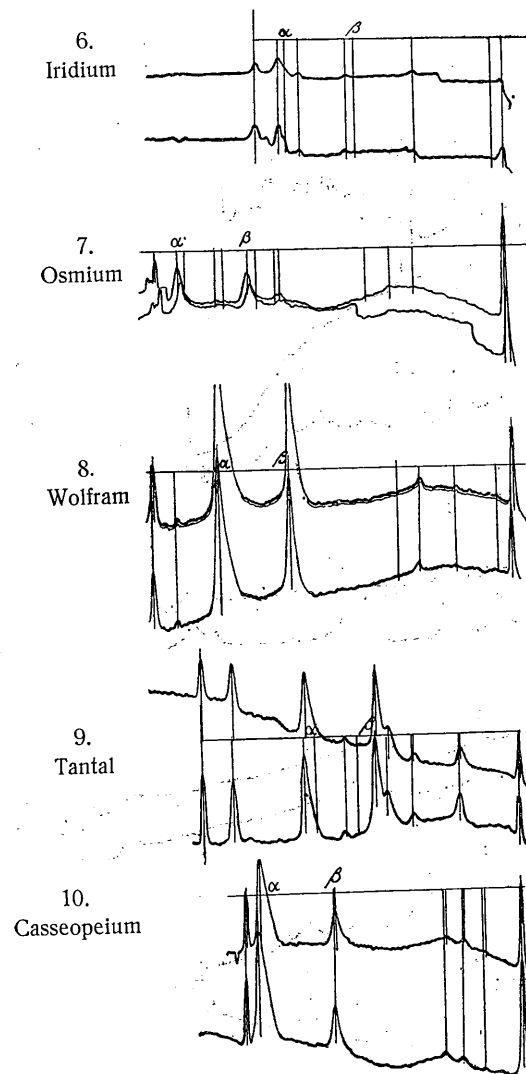
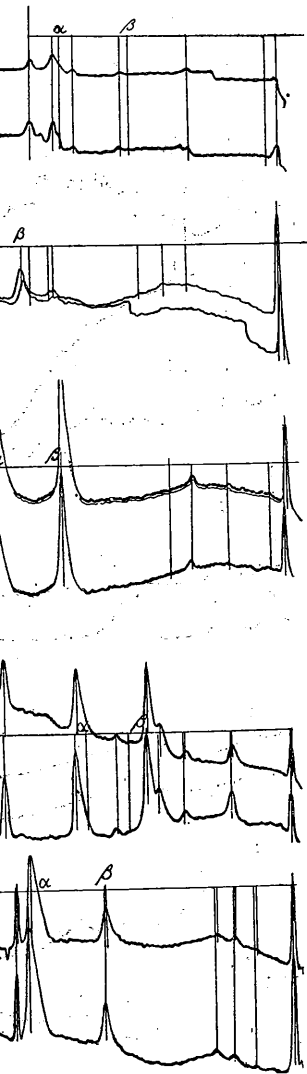
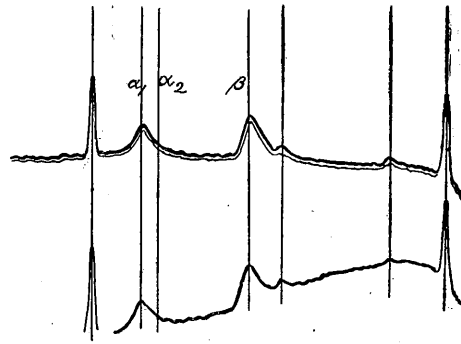


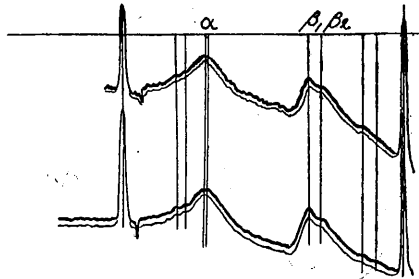
Fig. 12. Photometerkurven.



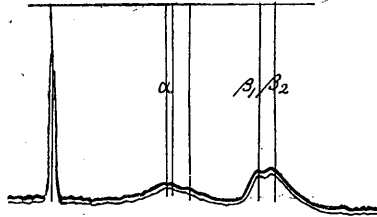
Photometerkurven.



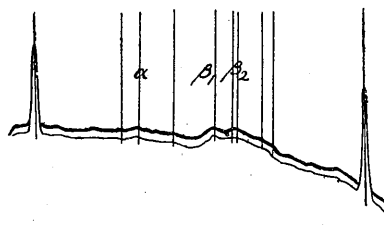
11.
Aldebaranium



12.
Erbium



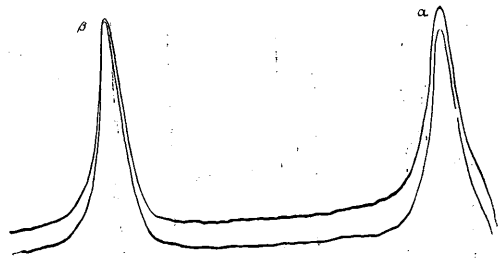
13.
Holmium



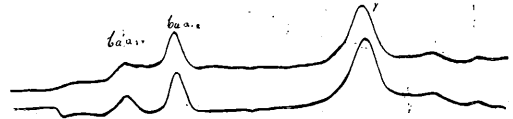
14.
Dysprosium

Fig. 13. Photometerkurven.

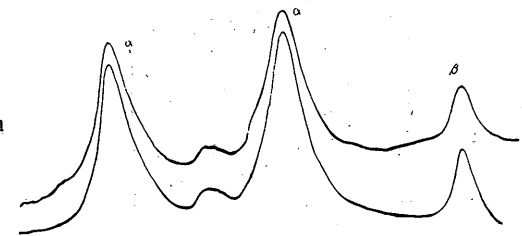
15.
Uran
Pl. 1



16.
Uran
Pl. 1



17.
Thor
Pl. 11a



18.
Thor
Pl. 10a



19.
Wismut
Pl. 13a

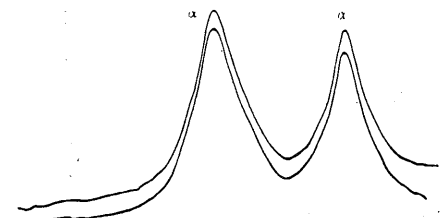
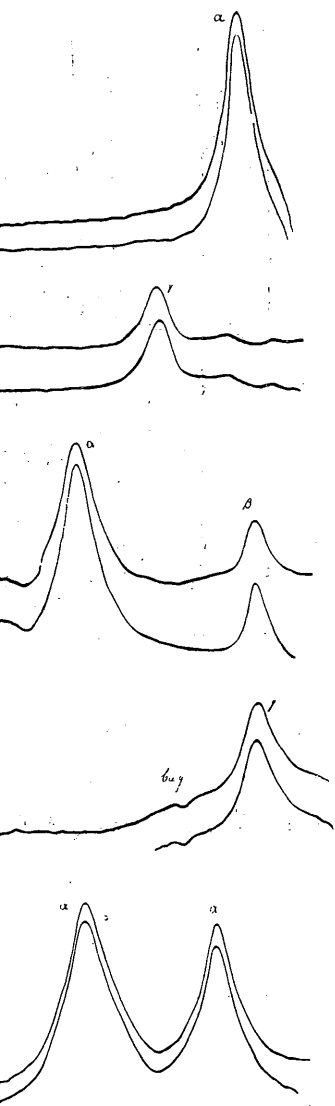
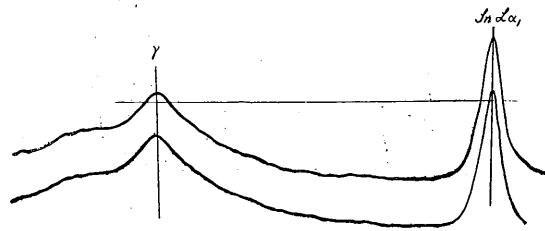


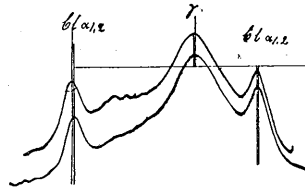
Fig. 14. Photometerkurven.



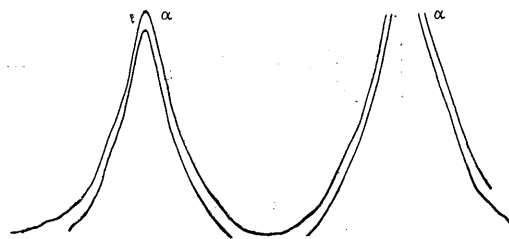
Photometerkurven.



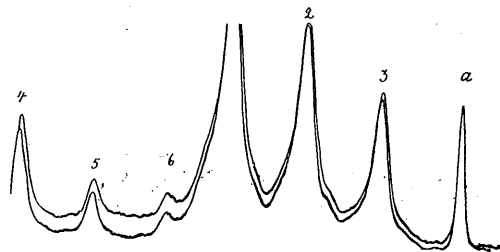
20.
Wismut
Pl. 15a



21.
Blei
Pl. 17a



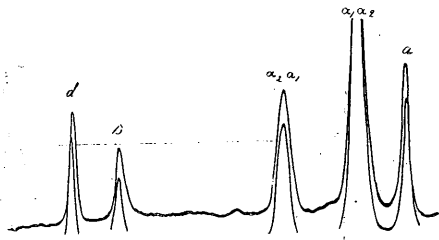
22.
Thallium
Pl. 18a



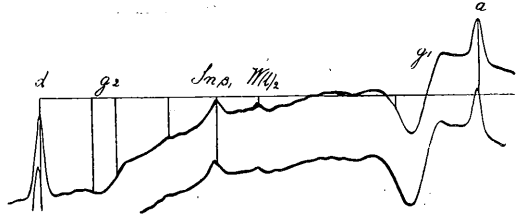
23.
Uran α
Pl. I 2

Fig. 15. Photometerkurven.

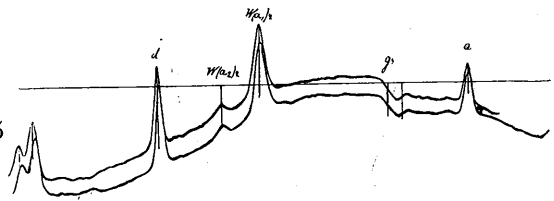
24.
Kalium
Pl. I 3



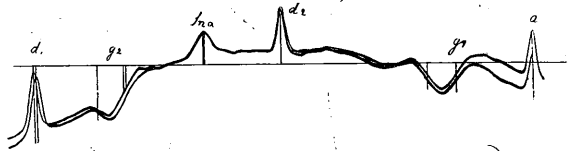
25.
Uran
Pl. A 6



26.
Uran
Pl. A 5



27.
Thor
Pl. A 9



28.
Thor
Pl. A 8

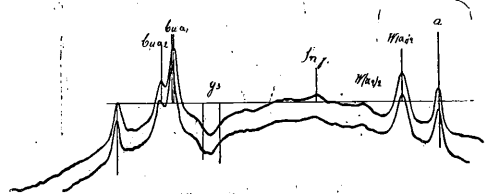
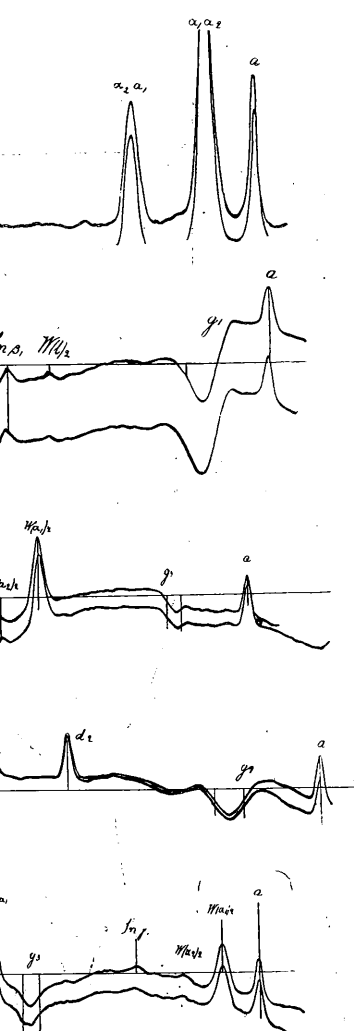


Fig. 16. Photometerkurven.



Photometerkurven.

der M-Reihe ihr auch annähernd folgen, geht aus den hierher gehörigen Abhandlungen von Siegbahn und dem Verfasser hervor. Für die δ - und ϵ -Linien sind noch zu wenige Bestimmungen gemacht, als dass man ihr Verhalten beurteilen könnte. Die Moseley'sche Beziehung leistet in der Spektroskopie gute Hilfe, weil sie die Lagen gesuchter Linien schnell vorherzuberechnen erlaubt.

Für die theoretischen Überlegungen kommen indes andere Beziehungen in Betracht. Die Bohr'sche Strahlungstheorie bestimmt die Frequenz ν durch die Relation $h\nu = W_m - W_n$, wobei h das Wirkungsquantum von Planck ist, und W_n resp. W_m die Energie bedeutet, welche emittiert wird, wenn ein Elektron von der Unendlichkeit bis zum n :ten resp. m :ten Ringe gelangt. Die M-Linien dürften entstehen, wenn Elektronen bis zum dritten Ring gelangen. Sommerfeld¹ weist darauf hin, dass die Frequenzen der Röntgenlinien als Differenzen zweier Termen ausgedrückt werden können z. B.

$$\begin{array}{l}
 \text{K-Reihe } \alpha = K - L \\
 \beta = K - M
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{l}
 \text{wobei} \\
 \text{in erster} \\
 \text{Aproxi-} \\
 \text{mation}
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{l}
 K = R \frac{(N - k)^2}{a^2} \\
 L = R \frac{(N - l)^2}{b^2} \\
 M = R \frac{(N - m)^2}{c^2}
 \end{array}
 \right.$$

R ist die Rydbergsche Konstante und N die Ordnungsnummer des Elements. k , a , l und b sind Konstanten. (Nach Moseley $k = l = a = 1$, $b = 2$).

Schon früher hat Kossel gezeigt, dass zwischen den Frequenzen die Beziehung $\alpha_L = \beta_K - \alpha_K$ ziemlich gut erfüllt ist, was eine Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips auf die Röntgenstrahlen bedeutet. Sommerfeld hat dann dies Prinzip weiter geprüft. Um die M-Linien zu erhalten, kombinierte er verschiedenen L-Linien und fand,

¹ A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 51. p. 125. 1916.

dass $\gamma - \alpha' = N - O$ weicher als die weichste M-Linie, α , ist, während sich $\gamma - \epsilon = M - O$ härter als sämtliche bisher gefundenen M-Linien erwies. Dies galt damals auch für $\chi - \nu = \psi - \varphi$, welche Differenz jedoch ziemlich gut mit der jetzt erhaltenen ϵ_M -Linie übereinstimmt. Die von Sommerfeld nachgewiesene Übereinstimmung von $\zeta - \alpha' = M - P$ mit einer der schwächeren Siegbahn'schen Linien ist dagegen nicht mehr zu finden. Diese Linien sind nämlich jetzt auf eine γ -Linie reduziert, welche eine mit der Ordnungszahl systematisch wachsende Differenz von der Kombinationslinie zeigt. Sommerfeld betont weiter, dass sämtliche Kombinationslinien (auch $\beta_K - \alpha_K$) kleinere Frequenzen ergeben, als die entsprechenden Spektrallinien (Differenz Δ) und dass $\frac{\delta\Delta}{\delta N}$ in allen Fällen konstant und etwa gleich 0,8 ist.¹ Es gilt dann auch $\alpha_M = \gamma_L - \alpha_L + \Delta$ obgleich einfache Gesetze nur für die K- und L-Linien zu erwarten sind.

Dass die Differenzen $\alpha - \alpha'$ der L-Reihe und $\beta - \alpha$ der M-Reihe innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler gleich sind, das ist schon von R. Swinne² gefunden und wird hier nur bestätigt. Endlich werden die Differenzen der Wellenzahlen der Grenzen mit denen der Linien in Tab. 32 verglichen.

Tab. 32.

Elem.	$\nu \cdot 10^{-4}$			
	$\beta - \alpha$	$g_2 - g_1$	$\delta - \gamma$	$g_3 - g_2$
U	133,5	142	517	474
Th	120,6	128	463	455

$g_2 - g_1$ ist also ein wenig grösser als $\beta - \alpha$ und stimmt mit $\beta_2 - \alpha$ besser überein (für Thor 131); $g_3 - g_2$ zeigt sich dagegen etwas kleiner als $\delta - \gamma$.

¹ A. Sommerfeld, Phys. Zeitschr. 19. p. 297. 1918.

² R. Swinne, Phys. Zeitschr. 17. p. 485. 1916.

r als die weichste M-Linie, α ,
 — O härter als sämtliche bisher
 s. Dies galt damals auch für
 enz jedoch ziemlich gut mit der
 einstimmt. Die von Sommerfeld
 ung von $\zeta - \alpha' = M - P$ mit
 ahn'schen Linien ist dagegen
 e. Linien sind nämlich jetzt auf
 che eine mit der Ordnungszahl
 erenz von der Kombinationslinie
 eiter, dass sämtliche Kombina-
 einere Frequenzen ergeben, als
 llinien (Differenz Δ) und dass
 und etwa gleich 0,8 ist.¹ Es
 $L + \Delta$ obgleich einfache Gesetze
 zu erwarten sind.
 $\alpha - \alpha'$ der L-Reihe und $\beta - \alpha$
 renzen der Versuchsfehler gleich
 Swinne² gefunden und wird hier
 den die Differenzen der Wellen-
 len der Linien in Tab. 32 ver-
 b. 32.

$\nu \cdot 10^{-4}$		
$g_2 - g_1$	$\delta - \gamma$	$g_3 - g_2$
142	517	474
128	463	455

nig grösser als $\beta - \alpha$ und stimmt
 (für Thor 131); $g_3 - g_2$ zeigt
 als $\delta - \gamma$.

ittschr. 19. p. 297. 1918.
 r. 17. p. 485. 1916.

VII. Zusammenfassung.

Die Resultate dieser Untersuchungen und der von mir
 früher veröffentlichten Arbeit über die M-Reihe lassen sich
 folgendermassen zusammenfassen:

1. Es hat sich ergeben, dass die ältere Methode,
 charakteristische Röntgenstrahlen im Rohre zu erregen, für
 weiche Strahlung sich nicht eignet, sondern dass man erheb-
 lich bessere Resultate durch Verwendung von Glühkathode
 und hochtransformiertem Wechselstrom erhält, wozu auch
 geeignete Rohre ausexperimentiert worden sind.

2. Für die Aufnahmen der Photogramme sind zwei Va-
 cuumspektrographen benutzt worden. Mit Hilfe des ersten
 wurde eine Genauigkeit bis auf 0,2—0,3 % erreicht. Die
 Fehlerquellen bei der Verwendung des neuen Spektrogra-
 phen sind hier diskutiert und ihre Einwirkung auf die Re-
 sultate berechnet worden. Dabei hat es sich ergeben, dass
 man mit einem maximalen Fehler im streifenden Winkel
 von etwa 20" rechnen muss.

3. Die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$ wurde dadurch ge-
 prüft, dass dieselben Linien in zwei oder drei Ordnungen
 aufgenommen und ausgemessen wurden. Folgende Kristalle
 wurden dabei untersucht: Steinsalz, Kalkspat, Gips und
 Zucker. Für die beiden ersten konnten längerwellige Linien als
 $Va \alpha_1$ ($\lambda = 2,5 \text{ \AA}$) resp. $Ti \alpha_1$ ($\lambda = 2,8 \text{ \AA}$) nicht gebraucht wer-
 den, und für jede benutzte Linie haben sich bei ihnen die-
 selben Werte von $\frac{\sin \varphi}{n}$ ergeben, wenn n variiert wurde.

Bei Linien von grösseren Wellen als $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$ nehmen die Werte von $\frac{\sin \varphi}{n}$ bei Gipskristallen mit der Zunahme von n ab, und dasselbe gilt für Zucker von $\lambda = 3,5 \text{ \AA}$ an. Dies Verhalten lässt sich durch die Annahme erklären, dass die Röntgenstrahlen im Kristalle Brechung und Dispersion erleiden. Die Dispersion wächst mit der Wellenlänge und der Brechungsindex, der stets kleiner als 1 ist, weicht für $\lambda = 5 \text{ \AA}$ um etwa $7 \cdot 10^{-5}$ bei Gips und um etwa $5 \cdot 10^{-5}$ bei Zucker von der Einheit ab.

4. Die M-Reihe ist so weit wie möglich durch die Elementenreihe verfolgt und ist somit für die 16 Elemente von Uran bis Dysprosium, die zur Verfügung standen, untersucht. Dabei erwies es sich, dass ausser der früher festgestellten α - und β -Linien auch eine γ -Linie sicher der M-Reihe angehört. Für Uran und Thor sind noch zwei Linien, δ und ϵ , gefunden worden. Die M-Linien sind breit und diffus. Ihr Bau ist durch Aufnahmen von Photogrammen mittels Kalkspatkristalles und durch Photometrieren der Platten näher aufgeklärt. Für einige Linien sind Präzisionsmessungen ausgeführt worden.

5. Es ist nach den Absorptionsgrenzen, welche der M-Reihe entsprechen, gesucht worden, und bei den Elementen Uran und Thor sind je drei solche gefunden. Die erste hat etwas grössere Frequenz als die γ -Linie und die zweite etwas kleinere Frequenz, während die dritte Grenze zwischen der δ - und der ϵ -Linie liegt.

en Wellen als $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$ nehmen die
 pskristallen mit der Zunahme von
 für Zucker von $\lambda = 3,5 \text{ \AA}$ an. Dies
 rch die Annahme erklären, dass die
 istalle Brechung und Dispersion er-
 wächst mit der Wellenlänge und
 er stets kleiner als 1 ist, weicht für
 5 bei Gips und um etwa $5 \cdot 10^{-5}$ bei
 ab.

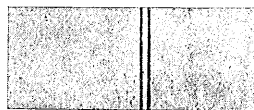
ist so weit wie möglich durch die
 und ist somit für die 16 Elemente
 um, die zur Verfügung standen, un-
 es sich, dass ausser der früher fest-
 en auch eine γ -Linie sicher der M-
 ran und Thor sind noch zwei Linien,
 rden. Die M-Linien sind breit und
 rch Aufnahmen von Photogrammen
 s und durch Photometrieren der
 Für einige Linien sind Präzisions-
 rden.

den Absorptionsgrenzen, welche der
 sucht worden, und bei den Elementen
 e drei solche gefunden. Die erste
 uenz als die γ -Linie und die zweite
 , während die dritte Grenze zwischen
 liegt.

INHALT.

	Seite
Vorwort	3
I. Einleitung	5
II. Experimentelle Anordnungen	10
1. Das Spektroskopierungsprinzip	10
2. Die Vacuumspektrographen und ihre Einstellungen	13
3. Rohre und Betriebsmethoden	17
4. Photometrierungsanordnungen	23
III. Die Aufnahmen der Photogramme und die Ausmessungen	25
IV. Fehlerquellen und Genauigkeitsbestimmung	27
V. Prüfung der Beziehung $n\lambda = 2d \sin \varphi$	29
1. Die experimentellen Untersuchungen	29
2. Tabellen	31
3. Die Dispersionshypothese	36
4. Präzisionsbestimmungen von Gitterkonstanten	37
5. Resultate bei den Dispersionsberechnungen	39
VI. M-Reihe	44
1. Beschreibung der M-Reihe und ihrer Linien	44
2. Präzisionsmessungen	47
3. Die Breite der Linien	48
4. Absorptionsgrenzen	50
5. Tabellen	52
6. Die Photometerkurven	62
7. Vergleich mit der Theorie	62
VII. Zusammenfassung	71

Steinsalzkrystall.

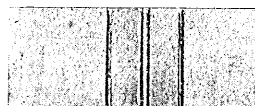


Fe α



Fe (α)₂

Gipskrystall.

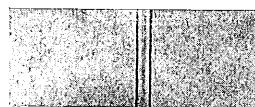


Ca β



Ca (β)₂

Zuckerkrystall.



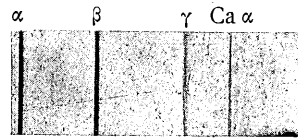
Al α



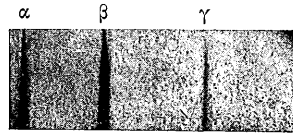
Al (α)₂

Tafel I.
(Skala 1 : 1).

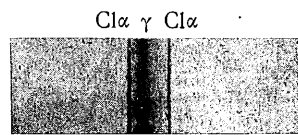
Kalkspatkristall.



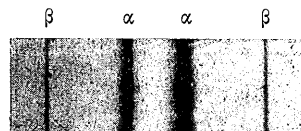
Uran



Thor



Blei γ

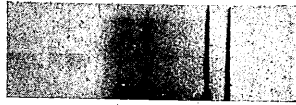


Thallium

Tafel II.
(Skala 1:1).

Zuckerkristall.

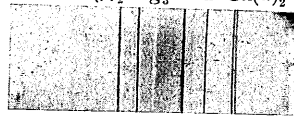
Z. 1 α β γ



Wolfram

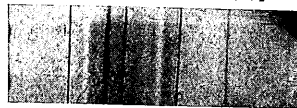
Steinsalzkristall.

$\text{Cu}(\beta)_2$ $d_1 g_3$ a $\text{Cu}(\alpha)_2$



Uran g_3

$d_2 g_2$ $d_1 g_1$ a $\text{Fe}(\alpha)_2$



Thor g_1, g_2

Tafel III.

(Skala 1:1).