

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 1 (1928)  
**Heft:** VII/VIII

**Artikel:** Zerstreung von Röntgen-Strahlen an Quecksilberdampf  
**Autor:** Scherrer, P. / Stäger, A.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-109185>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 16.02.2025

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

## Zerstreuung von Röntgen-Strahlen an Quecksilberdampf

von P. Scherrer und A. Stäger, Zürich.<sup>1)</sup>

(I. IX. 28.)

*Zusammenfassung:* Es wird die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an *Hg-Dampf* gemessen und daraus die Streufunktion des *Hg*-Atoms bestimmt. Diese Streufunktion (*F*-Kurve), die die gestreute Amplitude als Funktion des Streuwinkels wiedergibt, weist genau denselben Habitus auf, wie die aus Kristallinterferenzen ermittelten *F*-Kurven. Sie verläuft vollkommen glatt und zeigt keinerlei Maxima.

### 1. Einleitung.

Es gibt nur wenige experimentelle Methoden, welche gestatten, die Zahl der Elektronen im Atom und ihre Verteilung um den Atomkern festzustellen. Eine dieser Methoden besteht darin, die Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch das Atom zu studieren. Dabei kommt die Untersuchung sowohl der Winkelabhängigkeit als auch die Abhängigkeit der Streustrahlung von der Wellenlänge in Frage. Das Problem der Streuung ist besonders deshalb sehr aktuell, weil durch die neuen Vorstellungen der De Broglie-Schrödingerschen Wellenmechanik die Verteilung der negativen Elektrizität im Atom eine andere sein soll als nach der Bohr'schen Theorie und es im Prinzip möglich sein muss, zwischen den beiden Vorstellungen auf Grund von Zerstreuungsmessungen zu entscheiden.

Die Streustrahlung, die ein Atom unter dem Einfluss einer monochromatischen Röntgenwelle aussendet, ist im allgemeinen zusammengesetzt: sie enthält einen Anteil unveränderter Wellenlänge und daneben Anteile, deren Wellenlängen von derjenigen der Primärstrahlung verschieden sind. Wir nennen die erstere die kohärente Streustrahlung, während die andern beiden Anteile Fluoreszenz- und Comptonstrahlung genannt werden.

Wir interessieren uns hier für die Streustrahlung unveränderter Wellenlänge, weil diese besonders charakteristisch ist für die Elektronengruppierung im Atom. Man kann ihre Entstehung weitgehend auf Grund des klassischen Bildes beschreiben,

---

<sup>1)</sup> Siehe auch *Compte-rendu de la séance de la Soc. Suisse de Physique*, 12. Mai 1928; diese Zeitschrift I, p. 287.

indem man annimmt, dass die elektrischen Ladungen im Atom durch das elektrische Feld der einfallenden Lichtwellen in Schwingungen versetzt werden, und infolge ihrer Bewegungen nach allen Seiten Licht ausstrahlen. Bei dieser Strahlung bestehen feste Phasenbeziehungen zwischen erregender und erregter Welle und die Frequenz bleibt beim Streuprozess erhalten.

Während die klassische Theorie bei nicht zu kurzen Wellenlängen<sup>1)</sup> von dieser Art Streuung ziemlich gut Rechnung zu geben vermag, ist nur die Quantentheorie imstande gewesen, die inkohärenten Streuprozesse zu erklären. Die Wellenmechanik vermag, obwohl sie noch nicht in befriedigender Weise mit der Elektrodynamik verschmolzen ist, alle drei Arten von Streustrahlung in einheitlicher Weise zusammenfassend zu beschreiben.

Für ein einzelnes Elektron, das schwach gebunden ist, hat J. J. THOMSON<sup>2)</sup> die Streuung berechnet. Die Winkelabhängigkeit der Streustrahlung bei unpolarisiertem einfallenden Licht wird durch die Formel  $1 + \cos^2 \vartheta$  wiedergegeben, wobei  $\vartheta$  der Winkel zwischen einfallender und gestreuter Welle ist. Wenn mehrere Elektronen in dem betrachteten Atom vorhanden sind, so ist zu erwarten, dass die Strahlen, die von den verschiedenen Elektronen ausgehen, zur Interferenz gelangen<sup>3)4)5)</sup>. Diese Interferenzen bewirken Abweichungen von der Thomson'schen Winkelverteilung der Streustrahlung und diese Abweichungen sind charakteristisch für die *Gruppierung der Elektronen im Atom*. Sie sind für viele Elektronenanordnungen bzw. Atommodelle berechnet worden<sup>6)7)8)</sup>.

Neben den Interferenzen, die herrühren von der Anordnung der Elektronen im Atom, gibt es noch solche, die ihre Ursache haben müssen in der festen *gegenseitigen Lage der Atome im Molekül*. Diese Interferenzen entsprechen völlig denjenigen im Kristall, der in diesem Sinne als grosses Molekül aufgefasst werden kann. Darauf haben besonders EHRENFEST und DEBYE hingewiesen.

Nach DEBYE<sup>9)</sup> wäre bei Flüssigkeiten und bei Gasen noch ein dritter sog. *äusserer* Interferenzeffekt zu erwarten, der seine Ursache in der festen, undurchdringlichen Wirkungssphäre des Atoms hat, und der die Atomscheibe als Ganzes, sozusagen als beugende

1) A. H. COMPTON, Bull. Nat. Res. Council, No. 20, p. 10, 1922.

2) J. J. THOMSON, Conduction through Gases, p. 325.

3) C. G. DARWIN, Phil. Mag. **27**, 315, 1914.

4) P. DEBYE, Ann. Phys. **46**, 809, 1915.

5) EHRENFEST, Amsterdamer Akad. Ber. **23**, 1132, 1915.

6) G. A. SCHOTT, Proc. Roy. Soc. **96**, 695, 1920.

7) GLOCKER und KAUPP, Ann. d. Phys. **64**, 541, 1921.

8) P. DEBYE und P. SCHERRER, Phys. Zeitschr. **19**, 482, 1918.

9) P. DEBYE, Phys. Zeitschr. **28**, 135, 1927.

Scheibe hinstellt. Dieser Interferenzeffekt müsste sich aber durch Untersuchung eines Gases bei verschiedenen Drucken eliminieren lassen.

Bisher ist trotz mannigfacher Hinweise auf das theoretische Interesse dieses Problems durch EHRENFEST, DEBYE, SCHOTT und COMPTON die Streuung am Gas in ihrer Winkelverteilung nur in einem Falle durch MARK und SCHOCKEN<sup>1)</sup> untersucht worden<sup>2)</sup>. Mit Mo-K-Strahlung wurden Argon und Kohlendioxyd bestrahlt, und die genannten Autoren fanden die Streustrahlung beinahe nach dem  $(1 + \cos^2 \vartheta)$ -Gesetz verteilt. Die untersuchten Atome sollten also strahlen wie klassische Oszillatoren; von Interferenzen zeigte sich keine Andeutung.

Sonst wurde die Streufunktion des Atoms stets erschlossen durch Untersuchung von *Kristallinterferenzen*. Weil man es bei diesen aber mit dem Zusammenwirken sehr vieler Atome zu tun hat, die im Gitterverbände vereinigt sind, ist es keine ganz leichte Aufgabe, aus den beobachteten Kristallreflexionen auf den atomaren Zerstreungskoeffizienten zu schliessen<sup>3) 4) 5) 6) 7) 8) 9)</sup>. Insbesondere machte die richtige Berücksichtigung der Temperaturbewegung der Atome bisher Schwierigkeiten<sup>10) 11)</sup>. Die Benutzung des Kristalls hat allerdings den grossen Vorteil, dass er von selbst den kohärenten Teil der Streustrahlung aussondert. Der inkohärente Teil, bestehend aus Compton- und Fluoreszenz-Strahlung, gibt keinen Anlass zu Interferenzen; doch ist die Frage einer Rückwirkung dieser Prozesse im Sinne einer Verminderung der kohärenten Streuung noch nicht völlig klargestellt<sup>12) 13) 14)</sup>. Es war daher von Interesse, die Streuung von Röntgenstrahlen an einem *verdünnten einatomigen Gase* zu untersuchen. Das Gas wurde *einatomig* gewählt, um den Molekül-Interferenzen aus dem Wege zu gehen.

<sup>1)</sup> H. MARK und K. SCHOCKEN, Naturwiss. **15**, 139, 1927.

<sup>2)</sup> Nach Abschluss dieser Untersuchung ist noch eine Mitteilung von C. S. BARETT erschienen, Physical Review, Bd. **32**, 23, 1928 (Juliheft), in der Zerstreungsmessungen an Gasen mit analogem Resultat mitgeteilt werden.

<sup>3)</sup> W. H. BRAGG, Phil. Transact. **215**, 253, 1915.

<sup>4)</sup> P. DEBYE und P. SCHERRER, Phys. Zeitschr. **19**, 482, 1918.

<sup>5)</sup> BRAGG, JAMES and BOSANQUET, Phil. Mag. **41**, 309, 1921.

<sup>6)</sup> W. L. BRAGG, C. G. DARWIN und R. W. JAMES, Phil. Mag. **1**, 897, 1926.

<sup>7)</sup> P. EWALD, Physik. Zeitschr. **25**, 29, 1924.

<sup>8)</sup> W. DUANE, Proc. Nat. Acad. II, 489, 1925.

<sup>9)</sup> R. HAVIGHURST, Proc. Nat. Acad. II, 502, 1925.

<sup>10)</sup> COLLIUS, Phys. Rev. **24**, 152, 1924.

<sup>11)</sup> R. JAMES and M. FIRTH, Proc. Roy. Soc. **117**, 62, 1927.

<sup>12)</sup> E. R. WILLIAMS, Phil. Mag. **2**, 657, 1926.

<sup>13)</sup> G. E. M. JANNCEY and W. D. CLAUS, Phys. Rev. **31**, 717, 1928.

<sup>14)</sup> J. HAVIGHURST, Phys. Rev. **31**, 16, 1928.

Das Atom sollte möglichst schwer sein, um den Compton-Effekt vernachlässigen zu können; denn dieser nimmt bekanntlich mit wachsender Ordnungszahl sehr stark ab, und bei den schweren Elementen und Primärwellenlängen von  $> 1 \text{ \AA}$  spielt er nur eine ganz untergeordnete Rolle gegenüber der kohärenten Streustrahlung<sup>1)</sup>. Ein schweres Gas hat auch den Vorteil, wegen der grossen Zahl von Elektronen im Atom bei gleichem Druck stärker zu streuen als ein leichtes. Hingegen könnte die *Fluoreszenzstrahlung*, die eventuell angeregt und mitgemessen wird, ein Nachteil sein. Dadurch, dass wir uns hier mit der einfallenden Wellenlänge oberhalb der K- und L-Absorptionsgrenzen hielten, konnte die Anregung der K- und L-Serien vermieden werden. Die M-Serie des Hg ist so langwellig, dass sie in der Wand der Filmkassette völlig absorbiert wird und photographisch nicht zur Wirkung gelangt. So haben wir also in unserem Falle (abgesehen von sehr kleinen Beträgen) sicher *nur die uns interessierende kohärente Streustrahlung* gemessen. Hg ist ausserdem günstig durch seinen verhältnismässig niedrigen Siedepunkt.

## 2. Die Apparatur.

Die Verwendung des Quecksilbers zur Gewinnung eines photographischen Zerstreungsdiagramms ist prinzipiell so denkbar, dass ein Tröpfchen der Substanz in einer kleinen und sehr dünnwandigen Glas- oder Quarzkapillare über den Siedepunkt erhitzt und so als Dampf nach Art eines Pulverpräparates in der Achse einer Debye-Scherrer-Kamera benützt würde; die zerstreuende Wirkung des Kapillarröhrchens liesse sich grundsätzlich durch Leeraufnahmen (d. h. solche ohne Quecksilber) bestimmen und in Rechnung setzen. Wir hielten es jedoch für zweckmässig, diese mögliche Fehlerquelle völlig auszuschalten und eine technisch kompliziertere, dafür aber physikalisch ganz einwandfreie Anordnung zu wählen.

Der Grundgedanke der benützten Methode ist folgender: Ein Quecksilberdampfstrahl tritt aus einer Düse senkrecht nach unten, durchläuft eine freie Strecke von einigen Millimetern und mündet in eine tiefer liegende Gegendüse. Düse und Gegendüse sind zur Vermeidung von Quecksilberverlusten nach dem Injektorprinzip gebaut und sind Teile einer Zirkulationsapparatur. An der freien Stelle wird der Quecksilberdampfstrahl von einem horizontal verlaufenden fein ausgeblendeten Röntgenstrahl senkrecht getroffen, wodurch die Kreuzungsstelle beider Strahlen zur Quelle

<sup>1)</sup> A. DAUVILLIER, C. R. 1178, 2076, 1924.

der Streustrahlung wird. Ein besonderer Vorteil der Dampfstrahlmethode gegenüber der Methode der Kristallreflexion liegt in der geringen Absorption des primären Röntgenstrahls wie auch der Streustrahlen durch den Dampf, wodurch die Verhältnisse sehr

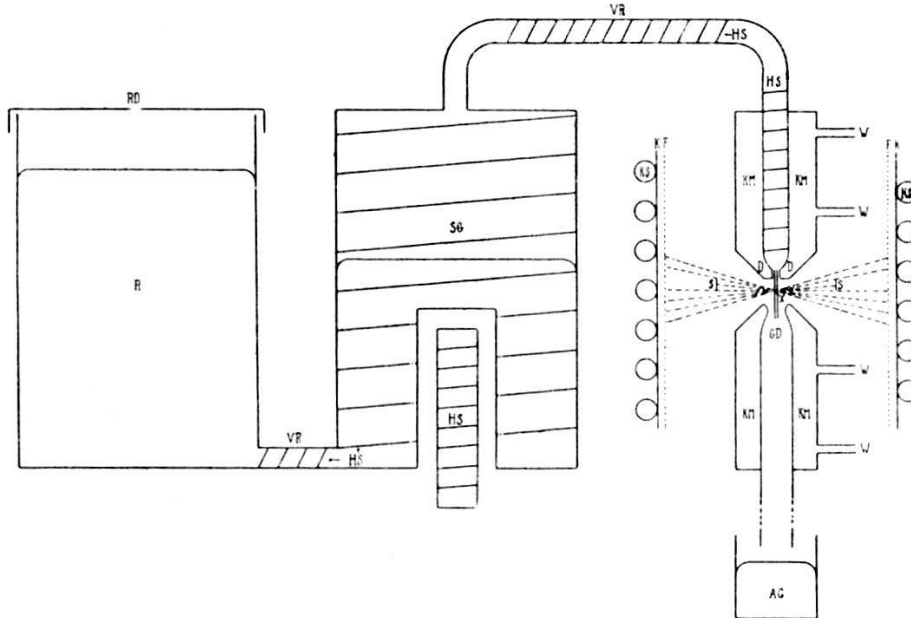


Fig. 1. *R* Reservoir, *RD* Reservoirdeckel, *VR* Verbindungsrohr, *SG* Siedegefäß-*HS* Heizspiralen, *K* Kamerawand, *D* Düse, *GD* Gegendüse, *KM* Kühlmantel, *W* Wasserleitungen, *KS* Kühlschlange, *F* Film, *S* Schattenapparat, *X* Röntgenstrahl (senkrecht zur Papierebene), *AG* Auffanggefäß für das kondensierte Quecksilber.

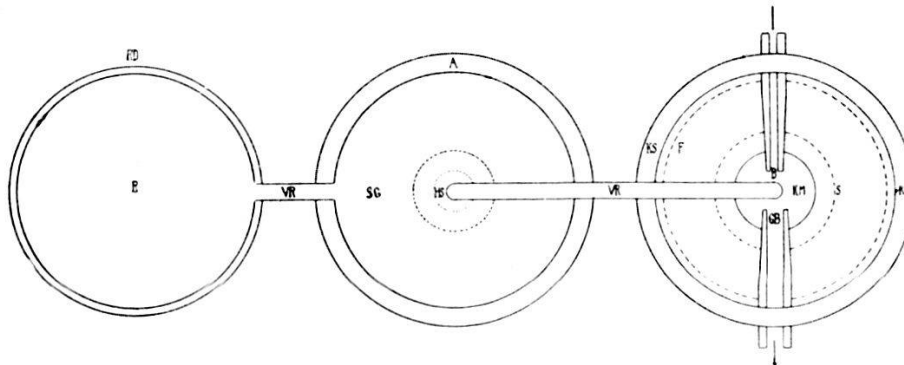


Fig. 2. Grundriss, *R* Reservoir, *RD* Reservoirdeckel, *VR* Verbindungsrohr, *SG* Siedegefäß, *A* Asbestumhüllung, *HS* Heizspiralen, *K* Kamerawand, *B* Blende, *GB* Gegenblende, Pfeile: Richtung des Röntgenstrahls, *KM* Kühlmantel, *S* Schattenapparat, *F* Film, *KS* Kühlschlange.

übersichtlich werden. Diese Streustrahlung wird von einem konaxial den Quecksilberdampfstrahl umschliessenden Filmzylinder aufgefangen. Die Schwärzung des Films in der Mittellinie, d. h. in der Schnittkurve zwischen Filmzylinder und der durch die Kreuzungsstelle gelegten horizontalen Ebene, ist dann ein Mass

für die Intensität der Streustrahlung. Prinzipiell lässt sich so die Zerstreungsfunktion, die Streuintensität in Abhängigkeit des Azimuts von  $0^{\circ}$  bis  $180^{\circ}$  gewinnen; praktisch ist es allerdings unmöglich, in unmittelbarer Nähe von  $0^{\circ}$  und  $180^{\circ}$  zu messen.

Es mögen die wesentlichen Bestandteile des Apparats an Hand der Figuren 1 (Vertikalschnitt) und 2 (Grundriss) erläutert werden:

Einige Kilogramm Quecksilber werden in das Reservoir *R* gegossen und damit auch in das kommunizierende Siedegefäss *SG* gebracht, in dem die Flüssigkeit durch elektrische Heizung von innen und aussen erwärmt und verdampft wird. Der Dampf erreicht durch das Verbindungsrohr *VR* die Düse *D*, legt einige Millimeter freie Luftstrecke zurück und tritt unter Mitreissen von etwas Luft in die Gegendüse *GD* ein, in deren Verlängerung er durch Wasserkühlung kondensiert und wieder dem Reservoir *R* zugeführt wird. Zwischen beiden Düsen *D* und *GD* trifft der Röntgenstrahl *X* senkrecht auf den Quecksilberdampfstrahl; in Fig. 1 erscheint der Röntgenstrahl nur als Punkt, in Fig. 2 (Grundriss) ist er durch zwei Pfeile angedeutet. *K* ist die Kamerawand, *F* der dazu konzentrische Film, der natürlich wie bei der Pulvermethode an der Eintritts- und Austrittsstelle des Röntgenstrahls (Blende *B* und Gegenblende *GB*, Fig. 2) gelocht ist. *RD* ist der zentral durchbohrte Reservoirdeckel, *AG* das Auffanggefäss für das kondensierte Quecksilber. Das Zurückgiessen des Kondensats in das Reservoir *R* erfolgte halbstündlich von Hand. Fig. 3 stellt einen Vertikalschnitt durch die Kamera in der Ebene der Düsen und Blenden dar.

Zur praktischen Durchführung der Methode mussten u. a. folgende Forderungen erfüllt werden:

1. Die beiden Strahlen, der Quecksilberdampfstrahl und der Röntgenstrahl müssen möglichst fein sein, um eine theoretisch verwertbare Zerstreungsfunktion zu liefern.

2. Die Röntgenstrahlung muss möglichst intensiv sein, um trotz der durch 1 geforderten feinen Ausblendung und trotz der verhältnismässig geringen Elektronendichte des Quecksilberdampfes in relativ kurzer Zeit genügend Streuenergie und damit hinreichende Filmschwärzung zu erzeugen; die Empfindlichkeit des Films soll möglichst gross sein.

3. Der Quecksilberstrahl muss völlig frei von Tröpfchen sein, eine selbstverständliche Bedingung, deren Erfüllung jedoch eine Hauptschwierigkeit darstellte.

4. Es dürfen keine noch so kleinen Quecksilbertröpfchen in die Blenden und damit in den Weg des Röntgenstrahls gelangen.

5. Es müssen auch die schwächsten von der Röntgenröhre herrührenden Sekundärstrahlen oder Tertiärstrahlen von der Kamera und vom Film ferngehalten werden, da bei der erforderlichen 20-stündigen Exposition auch schwächste Strahlen unerwünschte Filmschwärzungen hervorrufen können.

6. Da der Quecksilberdampfstrahl nicht im Vakuum, sondern in Luft verläuft, tritt neben der erwünschten Quecksilberstreustrahlung auch unerwünschte Luftstreustrahlung auf; diese soll

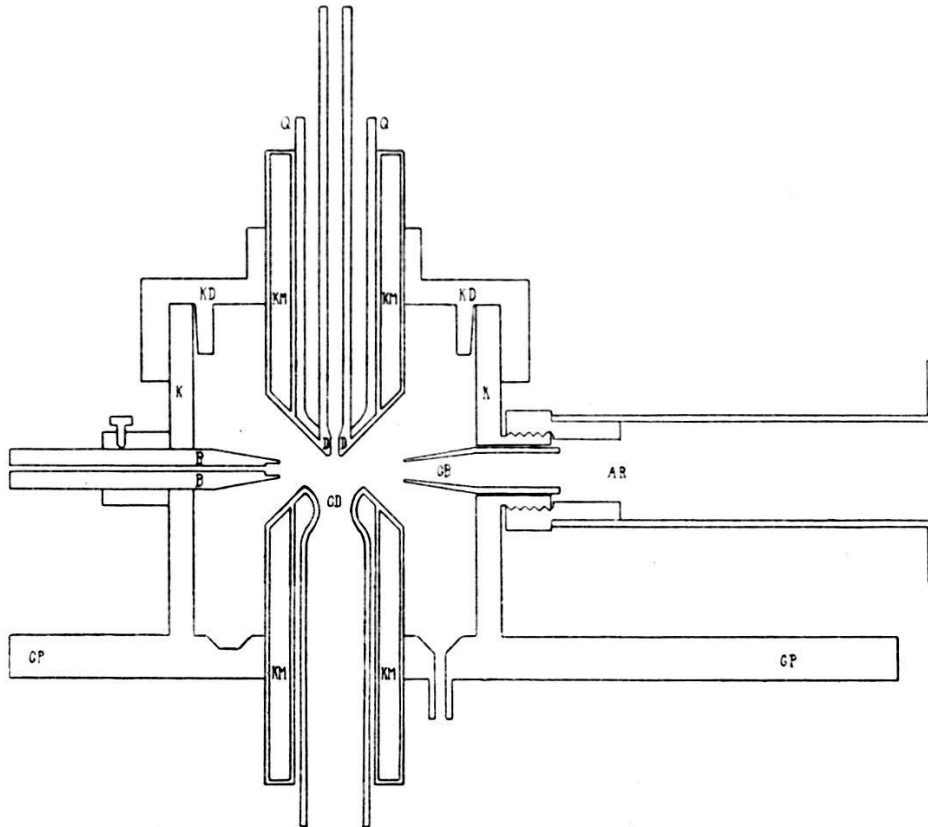


Fig. 3. Vertikalschnitt durch die Kamera. *K* Kamerawand, *B* Blende, *GB* Gegenblende, *AR* Austrittsrohr für den Röntgenstrahl, *D* Düse, *GD* Gegendüse, *Q* Quarzrohr, *KM* Kühlmantel, *GP* Grundplatte.

möglichst auf ein Minimum reduziert werden. (Vgl. weiter unten Eliminierung der restlichen Luftstreustrahlung durch geeignete Diskussion des Resultats.)

7. Der Film darf durch den über  $360^{\circ}$  warmen Quecksilberdampfstrahl und durch die Düsen nicht bis zum Schmelzen der Gelatine erwärmt werden; er muss selbstverständlich gegen Licht, aber auch gegen alle Spuren von Quecksilberdämpfen völlig geschützt sein, weil diese den Film stark schwärzen.

8. Das warme Quecksilber darf die verschiedenen Apparatebestandteile, insbesondere das Siedegefass, nicht angreifen.



Diese Forderungen wurden durch folgende Massnahme erfüllt, bzw. die erwähnten Schwierigkeiten behoben:

1) Beide Strahlen, der Quecksilber- und der Röntgenstrahl, hatten an der Düse bzw. Blende einen Durchmesser von 1 mm; der Quecksilberdampfstrahl erschien zylindrisch, kaum divergierend; der Röntgenstrahl war natürlich sehr schwach divergent; das Streustrahlung entsendende Volumen, die Kreuzungsstelle der beiden Strahlen war demnach annähernd 1 mm<sup>3</sup>. Gegenüber dem Durchmesser des Filmzylinders von 5,5 cm darf also die Streustrahlungsquelle als punktförmig betrachtet werden.

2) Die primäre Röntgenenergie wurde geliefert von einer wasser- und petroleumgekühlten Metallröntgenröhre nach HADDING, die in der Werkstätte unseres Institutes hergestellt war. Die Antikathode war Kupfer, die angelegte gleichgerichtete Wechselspannung entsprach einem Effektivwert von 20 KV und die Stromstärke betrug 15—20 MA. Der Austritt der Strahlung erfolgte durch ein dünnes Aluminiumfenster mit Filter. Grosser Wert wurde auf gute Einstellung der Kamera gegenüber dem scharfen Brennpunkt der Röhre gelegt. Natürlich mussten auch die beiden Strahlen, der Quecksilberdampf- und der Röntgenstrahl, konzentriert werden; die Prüfung und Einstellung geschah mit sichtbarem Licht, das an Stelle des Röntgenstrahls durch die Blende geschickt wurde, und das ein Aufleuchten des Dampfstrahls an der getroffenen Stelle infolge seines von Luft verschiedenen Brechungsvermögens verursachte. Als Film diente ein doppelseitiger Agfa-Röntgenfilm, hinter den ein Eisenblech als Verstärkungsschirm zwecks Ausnützung der Rückstrahlung gelegt wurde.

3) Die Schwierigkeit der Bildung von Quecksilbertröpfchen im Dampfstrahl konnte erst nach vielen Vorversuchen und durch sorgfältig regulierte Heizung und reichlichen Wärmeschutz behoben werden. Zur Prüfung des Strahls auf Tröpfchen wurde dieser mit Bogenlampe und geeigneten Sammellinsen intensiv beleuchtet und mit dem Auge und mit Fernrohr beobachtet. Die kleinsten Tröpfchen erschienen als silberglänzende Pünktchen. Auch akustisch konnten die Tröpfchen wahrgenommen werden, indem ihr Auftreten stets mit charakteristischen Geräuschen verbunden ist. Fünf Heizspiralen aus Nichromdraht (*HS* in Fig. 1 und 2) erwärmten das Verbindungsrohr *VR* zwischen Reservoir und Siedegefäss, das Siedegefäss von innen und aussen, das Verbindungsrohr *VR* zwischen Siedegefäss und Düse, sowie das Düsenrohr *D*. Diese fünf Heizspiralen waren zu drei Kreisen vereinigt, deren Stromstärke einzeln gemessen und variiert werden konnte. Die erforderliche hohe Temperatur von über 450° (es musste in

der Düse sogar schwache Rotglut erreicht werden) stellte einige Anforderungen an die Dichtigkeit der Schweisstellen, die z. T. durch feine Gewinde mit Mennige als Dichtsubstanz ersetzt wurden. Das Auftreten von Tröpfchen äusserte sich regelmässig auch durch Ansammeln von flüssigem Quecksilber im Innern der Kamera, an den Wänden, in den Blenden usw. Nach erfolgter günstigster Einstellung der Heizkreise und reichlicher thermischer Isolation des Siedegefässes *SG* und des Verbindungsrohres *VR* zur Düse mit Asbest, wurde ein völlig befriedigendes absolut tröpfchenfreies Funktionieren des Strahls erreicht, das beliebig lange Zeit anhielt und selbst nach 20-stündigem Betrieb nur einen feinsten Hauch von mikroskopischen Quecksilbertröpfchen im Innern der Kamera absetzte.

4) Da sich anfänglich kleine Tröpfchen an der Mündung der Blende ansetzten und so nicht nur den Röntgenstrahl schwächten, sondern auch zu unerwünschter Streustrahlung Anlass gaben, wurde die Blende an dieser Stelle mit zwei Lumenerweiterungen versehen. Die erste in Fig. 3 an der Blende *B* sichtbare Erweiterung hat einen rein röntgenoptischen Zweck, nämlich das Abfangen der von der Blendenkante ausgehenden Interferenzlinien; eine zweite, in der Figur nicht gezeichnete Erweiterung diente zur unschädlichen Aufnahme kleinster Tröpfchen, eine Vorsichtsmassregel, die sich im späteren Verlauf der Versuche als überflüssig erwies.

5) An die Blende *B* (Fig. 3) war am peripheren Ende eine in der Figur nicht gezeichnete starke Messingscheibe angeschraubt, die jegliches Eindringen von Röntgenstrahlen längs der Oberfläche der Blende verhindern sollte. Ausserdem wurde reichlich Bleiblech zum Fernhalten aller unerwünschten Sekundärstrahlen verwendet.

6) Die Luftstrahlung wurde dadurch möglichst klein gehalten, dass die Blende *B* und die Gegenblende *GB* (Fig. 3) dem Quecksilberstrahl möglichst genähert wurden; der Abstand der zentralen Enden dieser beiden Blenden betrug 8 mm; das auf den Film strahlende Luftvolumen ist zwar grösser als das Streustrahlung entsendende Quecksilberdampfvolumen; aber trotzdem ist die Gesamtenergie der Luftstrahlung wegen der kleinen Ordnungszahlen der Luftmolekel gegenüber der Gesamtenergie der Quecksilberstrahlung klein und fast zu vernachlässigen. (Vgl. weiter unten, Eliminierung der Luftstrahlung.)

7) Um den Film vor Wärmestrahlung zu schützen, wurden Düse und Gegendüse mit wasserdurchflossenen Kühlmänteln *KM*

(Fig. 1, 2, 3) umgeben. Die Heizspiralen *HS* des Düsenrohrs waren vom Düsenkühlmantel durch ein Quarzrohr *Q* getrennt. Die Kamerawand *K* war durch eine wasserdurchflossene Kühlschlange *KS* (Fig. 1 und 2) gekühlt. Der Kühlmantel *KM*, der die Gegendüse umgibt, wirkt nicht nur als Wärmeschutz für den Film, sondern auch als erster Kondensator für den Quecksilberdampf; weitere, in den Zeichnungen weggelassene Kühler mit Gegenstromprinzip verflüssigten die letzten Spuren Quecksilberdampfes. Um den Film gegen Licht und Quecksilberdämpfe zu schützen, wurde er in schwarzes dünnes Papier eingewickelt und auf einen Messingrahmen gelegt, der so konstruiert war, dass der Film vom Kamerainnern durch eine nochmalige doppelte mit Kollodium überzogene Papierhülle getrennt war. Jede Einwirkung des Quecksilberdampfes auf den Film wurde so für beliebig lange Expositionen völlig unterbunden.

8) Das Reservoir *R*, der Reservoirdeckel *RD*, das Siedegefäss *SG* und die Verbindungsrohre *VR*, sowie Düse *D* und Gegendüse *GD* wurden aus Eisen konstruiert, die übrigen Teile aus Messing.

Schliesslich sei als letzter und wesentlicher konstruktiver Bestandteil noch der Schattenapparat *S* (Fig. 1 u. 2) erwähnt. Er besteht aus einem System von horizontalen und vertikalen Drähten, die die Streustrahlungsquelle in der Mitte der Kamera umgeben und von dieser auf dem Film als Schattenbild abgezeichnet werden. Der Zweck dieser Einrichtung ist ein doppelter:

Erstens soll aus der Schärfe der Schattenprojektion auf die Form und Grösse der Streustrahlungsquelle geschlossen werden können.

Zweitens soll die Photometrierung durch Schatten und schattenfreie Stellen des Films die Eliminierung der Luftstrahlung und damit eine einwandfreie Auswertung der Aufnahme ermöglichen.

Nachdem in vielen Versuchen alle Fehlerquellen eliminiert waren und das einwandfreie Funktionieren sichergestellt war, wurden zwei endgültige Aufnahmen gemacht, eine *mit Hg-Dampf* und eine *Leeraufnahme*, um die Luftstreuung allein zu bekommen. Die Bedingungen waren im übrigen genau die gleichen: die Röhrenspannung betrug 20 KV, der Röhrenstrom 15 MA, die Expositionszeit 20 Stunden.

Bei der Aufnahme mit Quecksilberdampf wurde alle 30 Minuten die kondensierte Flüssigkeit ins Reservoir nachgefüllt, die Blenden und Düsen auf Tröpfchenfreiheit geprüft und die Heizkreise nachreguliert. Beide Filme wurden genau gleich entwickelt.

### 3. Auswertung der Filme.

Schon die direkte Betrachtung der Filme mit dem unbewaffneten Auge ergibt folgende Resultate: Der Film, der durch die Streustrahlung des Hg-Dampfes belichtet wurde, ist ausserordentlich viel stärker geschwärzt als die Leeraufnahme. Bei der Quecksilberdampfaufnahme sind sowohl die horizontalen als auch die vertikalen Schattendrähte *sehr scharf* abgebildet, ein Beweis dafür, dass das strahlende Quecksilbervolumen wirklich quasipunktförmig ist.

Bei der Luftaufnahme ist der horizontale, rings um die Düsenachse gelegte Draht scharf projiziert, die Vertikaldrähte dagegen sehr verschwommen. Beides ist aus der Lage der horizontal liegenden strahlenden Luftsäule verständlich.

Die genauere Prüfung der Quecksilberaufnahme lässt ausser den oben erwähnten vom Quecksilber herrührenden Schatten noch sehr viel schwächere Schatten erkennen, die inbezug auf Lage und Intensität mit den genannten von der Luft herrührenden diffusen Schatten identisch sind. Der Verlauf der Schwärzung als Funktion des Streuwinkels lässt von blossem Auge weder bei der Luft- noch bei der Quecksilberaufnahme irgendwelche schärfere Buckel oder Maxima erkennen, sondern er weist bei kleinen Streuwinkeln starke Schwärzung auf, die mit zunehmendem Winkel stetig abfällt, um gegen  $180^\circ$  wieder eine geringe kontinuierliche Zunahme zu erfahren.

Für die quantitative Auswertung der Aufnahmen wurden diese längs der Mittellinien (aus praktischen Gründen zwei Millimeter über der Mitte) mikro-photometriert<sup>1)</sup>. Aus den Photometerkurven konnte direkt auf die absolute Schwärzung des Films geschlossen werden, weil dem Mikro-Photogramm Schwärzungsmarken aufgedruckt wurden. Da bei den Aufnahmen darauf geachtet war, dass die Proportionalitätsgrenze zwischen Schwärzung und Intensität nirgends überschritten war<sup>2)</sup>, sind die abgelesenen Schwärzungen nach Abzug der Schleierschwärzung direkt ein Mass für die Streu-Intensitäten, die den Film getroffen haben.

Die Photometerkurven können auf zwei Arten ausgewertet werden:

Man kann einmal von dem aus der Hg-Aufnahme ermittelten Intensitätsverlauf die durch die Luft hervorgerufenen Schwärzungen dadurch in Abzug bringen, dass man die Angaben der Luft-

---

<sup>1)</sup> Für ihre Bemühungen um die Mikrophotogramme sei den Herren Prof. HAGENBACH, Basel, sowie den Herren Prof. P. P. KOCH und Herrn Dr. KUHLMANN, Hamburg, herzlichst gedankt.

<sup>2)</sup> W. FRIEDRICH und P. KOCH, Ann. d. Phys. **45**, 399, 1914.

aufnahme subtrahiert. Dieses Verfahren setzt jedoch voraus, dass beide Aufnahmen genau gleich stark belichtet sind.

Andrerseits kann man nur die Hg-Aufnahme allein verwerten, indem man die Angaben des Schattenapparates zur Ermittlung der Luftstrahlung benützt. Die tiefen Schatten, welche die parallel zur Kameraaxe aufgestellten Drähte auf dem Film erzeugen, rühren

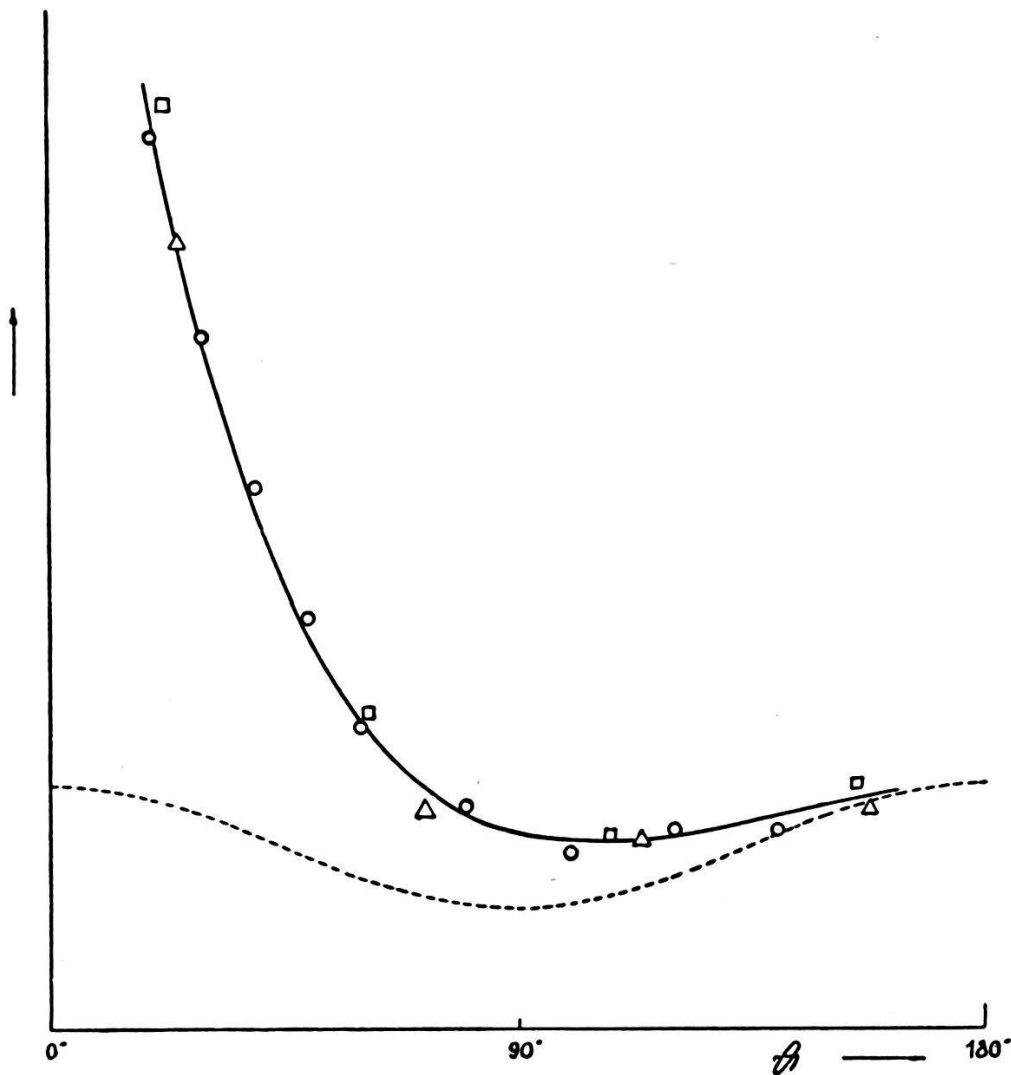


Fig. 4.

davon her, dass das Streulicht des Quecksilberdampfes nicht an jene Stellen gelangt ist. Wir haben in diesen Schatten nur die Streuung der Luftsäule, welche sehr viel schwächer ist als diejenige des kleinen Hg-Volumens. Durch Ausmessung der Schwärzung in den Schatten, erhalten wir die Streuung der Luft allein und können sie von der Streuung des Hg subtrahieren. Diese Methode hat den Nachteil, dass sie das Streuvermögen der Luft nur für einzelne Punkte liefert, nämlich für diejenigen, an denen Schatten-

drähte vorhanden sind. Beide Methoden geben im wesentlichen übereinstimmende Resultate; denn die Luftstrahlung spielt nur die Rolle eines geringen Korrektionsgliedes. Fig. 4 zeigt den ermittelten Verlauf der *Streuintensität* des Hg-Dampfes als Funktion des Streuwinkels  $\vartheta$ . Die durch  $\square$  und  $\triangle$  bezeichneten Punkte sind nach der Schattenmethode auf beiden Filmhälften ermittelt,

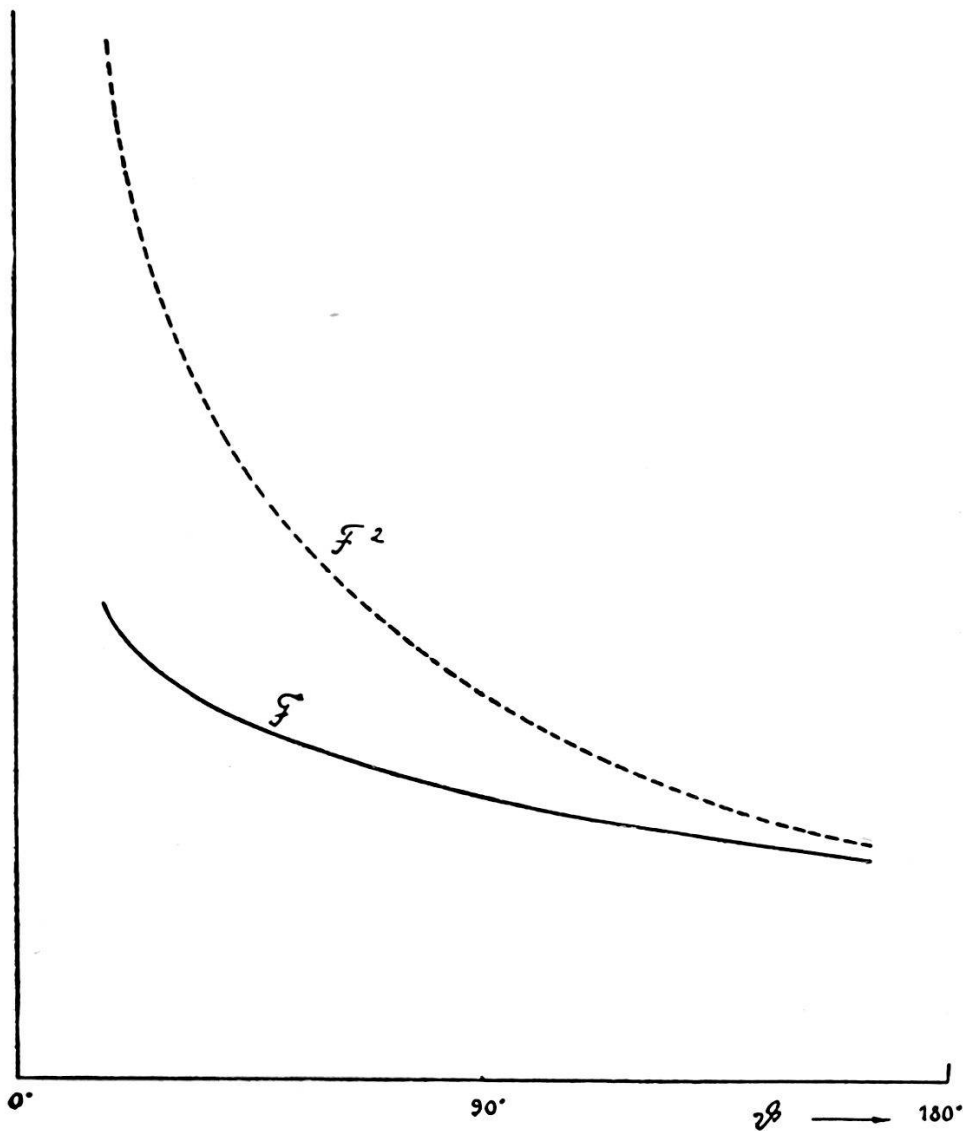


Fig. 5.

die durch Kreise bezeichneten hingegen durch direkte Subtraktion der beiden Schwärzungskurven. Die Genauigkeit beträgt wohl nicht mehr als ca. 10% des Intensitätswertes. Unter der gemessenen Kurve ist zum Vergleich die Streufunktion eines Oszillators, d. h.  $1 + \cos^2 \vartheta$ , gezeichnet.

Sehr auffallend ist, dass im Gegensatz zum Intensitätsverlauf bei der Streuung an Flüssigkeiten hier gar *keine ausgeprägten Maxima* vorhanden sind; der Verlauf der Kurve ist, soweit die

vorhandene Genauigkeit dies zu beurteilen gestattet, ein ganz glatter. Die Streuintensität nimmt mit wachsendem Streuwinkel bis ca.  $120^\circ$  ab, um dann bis  $160^\circ$  wieder ein wenig anzusteigen.

Fig. 5 gibt das Quadrat der Streuamplitude  $F^2$  und die *Streuamplitude*  $F$  selbst, wieder. Die Streuamplitude wird aus der Intensitätskurve erhalten durch Division des Intensitätswertes durch den Polarisationsfaktor für den betreffenden Winkel und nachheriges Wurzelziehen. Die so ermittelte Streuamplitude zeigt

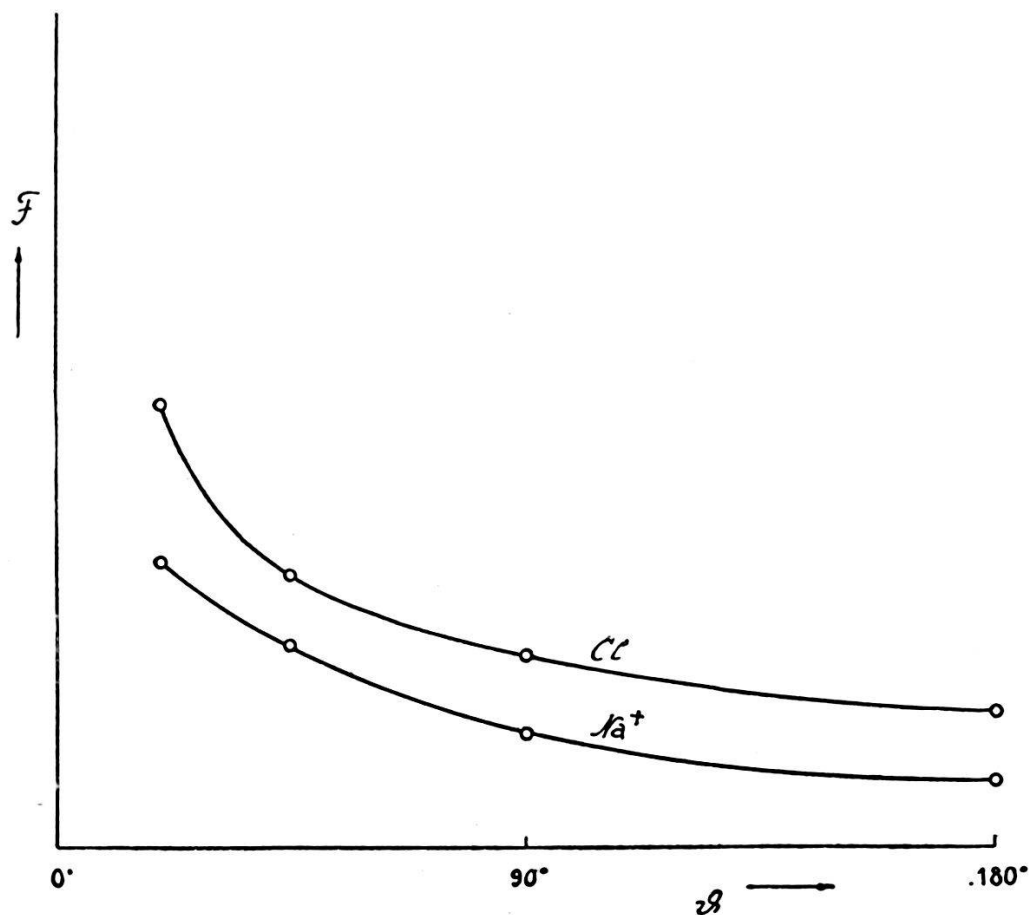


Fig. 6.

einen *monoton fallenden Verlauf*. Von dem in der *Intensitätskurve* bei ca.  $120^\circ$  vorhandenen Minimum ist hier nichts mehr vorhanden, ein Beweis dafür, dass dieses seine Entstehung lediglich den Polarisations-eigenschaften des zerstreuten Lichtes, nicht aber der Elektronenanordnung verdankt. Der Verlauf der Streuamplitude ist ein ganz ähnlicher, wie er aus Messungen am Kristall ermittelt werden kann. Zum Vergleich sind in Fig. 6 die  $F$ -Werte für Na und Cl aufgetragen (extrapoliert auf den absoluten Nullpunkt und umgerechnet für die Wellenlänge von Cu- $K_\alpha$ ), wie sie von JAMES und FIRTH<sup>1)</sup> durch Messung an Kochsalz erhalten worden

<sup>1)</sup> R. JAMES and M. FIRTH, Proc. Roy. Soc. **117**, 62, 1927.

sind. Die auf so ganz andere Weise durch Untersuchung eines Gases ermittelte Streukurve für das Hg-Atom zeigt den gleichen Habitus wie die Kurven, die wir von der Kristallstreuung her kennen, ein sehr vertrauenerweckendes Resultat.

#### 4. Bemerkungen zur theoretischen Deutung.

Die theoretische Auswertung des Intensitätsdiagrammes ist ganz ausserordentlich viel einfacher als diejenige bei Kristallaufnahmen; man erhält hier beim einatomigen Gase direkt die Zerstreung des einzelnen Atoms und ist namentlich frei von der komplizierten Korrektur wegen Temperaturbewegung.

Nach Berücksichtigung der Polarisation der zerstreuten Strahlung hat man nur noch zu korrigieren wegen der sogenannten äusseren Interferenzen. Diese rühren nach DEBYE davon her, dass das Atom eine für die anderen Atome undurchdringliche Wirkungssphäre darstellt. Wenn der gaskinetische Radius des Atoms mit  $a$  und die Wellenlänge der Röntgenstrahlen mit  $\lambda$  bezeichnet werden, so werden die äusseren Interferenzen berücksichtigt durch den Faktor

$$A = 1 - \frac{\Omega}{V} \cdot \Phi \left( \frac{8\pi a}{\lambda} \sin \frac{\vartheta}{2} \right).$$

Dabei ist  $\Omega/V$  die Summe aller Wirkungssphären der streuenden Atome im  $\text{cm}^3$ , also gleich

$$N \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot (2a)^2;$$

$N$  = Loschmidt'sche Zahl/ $\text{cm}^3$ .

$\Phi(u)$  wird dargestellt durch die oszillierende Funktion

$$\Phi(u) = \frac{3}{u^3} (\sin u - u \cdot \cos u).$$

In unserem Falle, wo es sich um gasförmiges Hg von ungefähr Atmosphärendruck handelt, hat  $A$  fast genau den Wert 1, d. h. die äusseren Interferenzen spielen gar keine Rolle.  $\Omega/V$  berechnet sich mit  $a = 1,1 \cdot 10^{-8}$  cm, dem Radius des Hg-Atoms, wie er aus gaskinetischen Überlegungen folgt<sup>1)</sup> zu ungefähr  $10^{-3}$ . Damit wird der Faktor  $A \cong 1$ , und die oben in Fig. 6 angegebenen  $F$ -Werte stellen direkt die relativen Streuamplituden des Atoms dar.

<sup>1)</sup> LANDOLDT-BÖRNSTEIN, Bd. III, S. 68.



Es handelt sich nun darum, die Elektronenverteilung anzugeben, welche der gemessenen  $F$ -Kurve Rechnung trägt.

Man sieht zunächst, dass die  $F$ -Kurve für Hg wesentlich langsamer abfällt als die entsprechenden Kurven für Na und für Cl. Die prozentuale Änderung der Streuamplitude beim Übergang von  $\vartheta = 20^\circ$  zu  $\vartheta = 180^\circ$  ist bei Hg ungefähr 1,5 mal kleiner als bei Cl. Das ist als Beweis für die kompaktere Elektronenanordnung im Hg-Atom anzusehen: Wenn wir uns nämlich die streuenden Elektronen alle auf einen Punkt zusammengezogen denken, so geht die  $F$ -Kurve in eine horizontale Gerade über. Je grösser wir die Abstände der Elektronen im Verhältnis zur einfallenden Wellenlänge wählen, um so steiler fällt die  $F$ -Kurve ab. Alle bisherigen Erfahrungen an Kristallinterferenzen haben gezeigt, dass man die gemessenen glatt verlaufenden  $F$ -Kurven nur gut darstellen kann durch räumlich kontinuierlich verteilte Elektronenanordnungen. Statische Elektronenverteilungen oder Anordnungen auf Bohr'schen Ringen führen zu  $F$ -Kurven mit Maxima, wie sie experimentell bis jetzt nie beobachtet worden sind. Solche räumlich verteilte Elektronenanordnungen werden von der Wellenmechanik verlangt, und es ist bereits von mehreren Seiten der Versuch gemacht worden, Streuprozesse nach der Wellenmechanik zu berechnen<sup>1) 2) 3) 4)</sup>; am vollständigsten ist wohl die Rechnung von J. WALLER. Eine näherungsweise Rechnung unter Benützung der Resultate von PAULING<sup>5)</sup> zeigt, dass die nach der Wellenmechanik zu erwartende Streuung am Hg-Atom *nicht in Widerspruch steht zu der hier gemessenen  $F$ -Kurve*. Diese theoretische Auswertung soll jedoch Gegenstand einer besonderen Abhandlung sein.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

---

<sup>1)</sup> W. GORDON, Zeitschr. f. Phys. **40**, 117, 1926.

<sup>2)</sup> G. WENTZEL, Zeitschr. f. Phys. **40**, 574, 1926.

<sup>3)</sup> J. A. STRATTON, Helv. Phys. Acta **1**, 68, 1928.

<sup>4)</sup> J. WALLER, Phil. Mag. **4**, 1228, 1928.

<sup>5)</sup> L. PAULING, Proc. Roy. Soc. **114**, 181, 1927.