

# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 74.

### 1. *Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld*<sup>1)</sup>; von *Walther Gerlach und Otto Stern.*

(Hierzu Tafel III.)

Inhaltsübersicht: § 1. Theorie des Versuchs. — § 2. Apparatur. — § 3. Justierung der Apparatur. — § 4. Entwicklung des Atomstrahl-niederschlags. — § 5. Ausführung des Versuchs. — § 6. Versuchsergebnisse und Folgerungen daraus. — § 7. Ausmessung des inhomogenen Magnetfeldes. — § 8. Bestimmung des Bohrschen Magnetons. — § 9. Ergebnis.

Im Laufe des vorletzten Jahres haben wir eine Reihe von kurzen Mitteilungen über unsere Versuche veröffentlicht<sup>2)</sup>, welche sich mit dem experimentellen Nachweis der Richtungsquantelung im magnetischen Feld befaßten. Im folgenden sollen diese Versuche in erweiterter Form mitgeteilt werden.

#### § 1. Theorie des Versuchs.

Nach der Quantentheorie<sup>3)</sup> kann der Drehimpuls eines Atoms im Magnetfeld nicht beliebige Richtungen haben, sondern nur solche, bei denen seine Komponente in Richtung der magnetischen Feldstärke ein ganzes Vielfaches von  $h/2\pi$  ist. Zum Beispiel verlaufen nach dieser Theorie bei einquantigen Wasserstoffatomen, deren Gesamtimpuls  $h/2\pi$  ist, die Elektronenbahnen sämtlich in Ebenen senkrecht zur magnetischen Feldstärke. Allgemein sind bei Atomen, deren Gesamtimpuls  $n \frac{h}{2\pi}$  ist, nur  $2n$  diskrete Lagen möglich, wenn der Wert  $O \frac{h}{2\pi}$ , d. h. Lage des Drehimpulsvektors senkrecht zur magnetischen Feldstärke, wie Bohr annimmt, ausgeschlossen ist.

1) Die Untersuchung wurde ausgeführt mit Mitteln, welche die Vereinigung von Freunden und Förderern der Universität Frankfurt, sowie das Kaiser Wilhelm-Institut für Physik zur Verfügung gestellt haben.

2) O. Stern, Ztschr. f. Phys. 7. S. 249 (i. f. L.); W. Gerlach u. O. Stern, Ztschr. f. Phys. 8. S. 110 (II.) 9. S. 349 (III.) 9. S. 353 (IV.) 1922.

3) A. Sommerfeld u. P. Debye, Näheres und Literatur vgl. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

Diese Theorie bezeichnet man kurz als „*Richtungsquantelung im Magnetfeld*“.

Diese Theorie ist eine konsequente Folgerung aus den Grundannahmen der Quantentheorie, und sie gibt auch eine einfache Deutung für den normalen Zeemaneffekt. Gegen sie bestanden jedoch eine Reihe schwerwiegender Einwände, so besonders die fehlende Doppelbrechung von Gasen im Magnetfeld<sup>1)</sup> und die Schwierigkeit, sich von dem Vorgang der Einstellung überhaupt irgendein Bild zu machen.<sup>2)</sup> Es schien uns deshalb wünschenswert, durch einen möglichst direkten Versuch zu entscheiden, ob das Impulsmoment der Atome wirklich nur die quantentheoretischen Lagen einnimmt oder ob alle möglichen Lagen mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit vorkommen, wie es nach der klassischen Theorie zu erwarten ist. Eine Möglichkeit für diese Entscheidung bietet die Untersuchung der Ablenkung eines Atomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld.

Es ist nämlich das magnetische Moment eines Atoms seinem Impulsmoment proportional:

$$m = \frac{1}{2} \frac{e}{cm} \cdot \mathfrak{S}$$

( $m$  der Vektor des magnetischen Moments,  $e/m$  die spezifische Ladung des Elektrons,  $c$  Lichtgeschwindigkeit,  $\mathfrak{S}$  Impulsvektor). Also sind nach der Quantentheorie bei einem einquantigen Atom auch nur 2 Lagen des Vektors des magnetischen Moments (des „Atommagneten“) im Felde möglich; die parallele und die antiparallele Lage, wobei sich die eine Hälfte der Atome in der einen, die andere Hälfte in der anderen entgegengesetzten Lage einstellt.<sup>3)</sup> Die Kraft, welche dann auf einen Atommagneten wirkt, ist

$$|m| \times \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s},$$

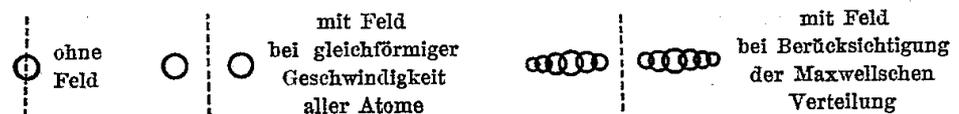
1) a. a. O. I. Wir haben uns später durch besondere Versuche an Na-Dampf nochmals überzeugt, daß die Doppelbrechung tatsächlich nicht vorhanden ist. Vgl. hierzu auch W. Schütz, Frankfurter Diss. 1923.

2) A. Einstein u. P. Ehrenfest, Ztschr. f. Phys. 11. S. 31. 1922. Hier wurden diese Schwierigkeiten nach Veröffentlichung unserer inzwischen ausgeführten Versuche ausführlich diskutiert.

3) Der den Paramagnetismus bedingende Überschuß der parallelen über die antiparallelen Atommagnete ist so klein, daß er bei unseren Versuchen nicht nachweisbar wäre.

wenn  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$  die Zunahme von  $\mathfrak{H}$  ist, wenn man um die Längeneinheit in Richtung des Feldes  $\mathfrak{H}$  selbst fortschreitet.

Um recht einfache Verhältnisse zu haben, denken wir uns ein Magnetfeld, in dem die Feldstärke  $\mathfrak{H}$  an allen Punkten die gleiche Richtung hat und ebenso  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$ , das überdies noch die gleiche Richtung wie das Feld  $\mathfrak{H}$  haben soll. Ein solches Feld ist in endlichen Dimensionen wegen der Divergenzbedingung streng nicht herstellbar, doch wird es mit großer Annäherung an dem schneidenförmigen Polschuh eines Elektromagneten realisiert sein. Schickt man nun einen Atomstrahl von sehr kleinem Querschnitt längs der Schneide, so wird die Hälfte der Atommagnete von der Schneide angezogen, die andere Hälfte von ihr abgestoßen werden. Der Atomstrahl wird also in zwei diskrete Strahlen aufgespalten werden. Man kann dies dadurch nachweisen, daß man eine Auffangeplatte senkrecht zur Strahlenrichtung in den Weg des Atomstrahls stellt, auf der die Atome beim Auftreffen haften bleiben. Dadurch entsteht auf der Platte ein Bild des Strahlenquerschnitts, also etwa ohne Feld ein Kreis, der durch das Feld in zwei Kreise aufgespalten wird. Hierbei ist vorausgesetzt, daß alle Atome des Strahls die gleiche Geschwindigkeit haben. Die Ablenkung ist dann ebenfalls für alle Atome, abgesehen vom Vorzeichen, die gleiche, weil die Kraft  $|m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  für alle Atome die gleiche ist. Bei einem realisierbaren Atomstrahl aber, in dem alle möglichen Geschwindigkeiten nach dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz vorkommen, wird ohne Feld der Querschnitt ebenfalls ein Kreis sein, während sich mit Feld die Kreise aller möglichen Geschwindigkeiten derart überlagern, daß außer der Ablenkung auch noch eine Verbreiterung der Kreise eintritt. Das folgende Schema demonstriert diese Verhältnisse:



Im Falle von *mehr als einquantigen Atomen* sowohl wie auch im klassischen Fall sind noch andere Stellungen des Atommagneten als die parallele und antiparallele zur Feldrichtung möglich. Bildet in diesem Fall das magnetische Moment mit der Feldrichtung den Winkel  $\alpha$ , so behält dieser

Winkel dauernd seinen Betrag, da nach dem bekannten Satz von Larmor die Bewegung der Atommagneten einfach in einer gleichförmigen Präzession des Atoms um die Richtung der magnetischen Feldstärke als Achse besteht. Es bleibt also auch die Komponente  $m_s$  des magnetischen Moments in Richtung der Feldstärke konstant. Man sieht durch Symmetrieüberlegung leicht<sup>1)</sup>, daß auch in diesem Fall für die ponderomotorische Kraft nur die Inhomogenität  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$  in Richtung der Feldstärke maßgeblich ist.

Bei *n-quantigen Atomen* entsprechen den  $2n$  möglichen diskreten Lagen des Drehimpulsvektors des Atoms im Magnetfeld  $2n$  diskrete Werte von  $|m_s|$ , der Strahl wird also nach der gleichen Überlegung wie oben in  $2n$  diskrete Strahlen aufgespalten.

Im *klassischen Fall* kann  $|m_s|$  jeden beliebigen Wert kontinuierlich zwischen 0 und  $m$  annehmen.

$$m_s = |m| \cos \alpha,$$

und ebenso kann die auf ein Atom wirkende Kraft

$$\mathfrak{K} = m_s \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} = |m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \cos \alpha$$

kontinuierlich jeden Wert zwischen 0 und  $|m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  annehmen.

Um in diesem Falle das zu erwartende Aussehen des aufgefängenen Bildes im Magnetfeld beurteilen zu können, müssen wir wissen, wie groß für jede Ablenkung  $s$  die „Dichte“  $dn/ds$ , d. h. die Zahl  $dn$  der Atome ist, die eine Ablenkung zwischen  $s$  und  $s + ds$  erleiden. Da  $s \sim \mathfrak{K}$  und  $\mathfrak{K} \sim \cos \alpha$  ist, so ist  $ds \sim \sin \alpha d\alpha$ . Andererseits ist  $dn$  ebenfalls  $\sim \sin \alpha d\alpha$ , also  $dn/ds$  konstant. Ein Strahl mit einem Querschnitt von der Form eines Rechtecks, dessen eine zu  $\mathfrak{H}$  parallele Seite unendlich schmal ist, würde also im Felde, falls alle Atome die gleiche Geschwindigkeit hätten, als Bild ein Rechteck von überall gleicher Intensität ergeben, dessen zu  $\mathfrak{H}$  parallele Kante gleich dem doppelten Betrage der maximalen Ablenkung für die betreffende Geschwindigkeit wäre. Bei Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung der Atome entsteht durch Überlagerung ein Band, das an der Stelle des unabgelenkten Strahls ein Intensitätsmaximum aufweist, da dort alle Geschwindigkeiten zur Intensität beitragen. *Die Quantentheorie ergibt*

1) a. a. O. I.

ein Intensitätsminimum, die klassische Theorie ein Intensitätsmaximum an der Durchstoßstelle des unabgelenkten Strahls. Die Durchführung des Versuches ergibt also die Entscheidung zwischen beiden Theorien.<sup>1)</sup>

§ 2. Die Apparatur.

Fig. 1 gibt zunächst einen schematischen Überblick über die ganze Versuchsanordnung. In dem Öfchen  $O$ , welches im Kühler  $K$  sitzt, wird mit Hilfe der elektrisch geheizten Platinwick-

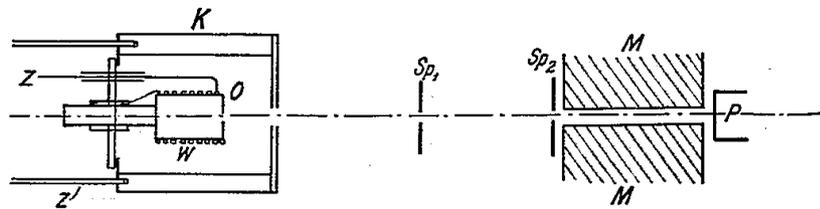


Fig. 1.

lung  $W$  (Stromzuführungen  $ZZ$ ) das Metall, dessen Atome untersucht werden sollen, geschmolzen. Der aus dem Ofen und dem Kühlerdeckel austretende Atomstrahl wird durch die Blendenspalte  $Sp_1, Sp_2$  begrenzt, läuft durch das Magnetfeld zwischen den Polschuhen  $M$  und wird von der Platte  $P$  aufgefangen; die ganze Anordnung sitzt in einem evakuiertem Gefäß. Es sollen zunächst alle Einzelteile der Versuchsanordnungen besprochen werden, die für die bis jetzt abgeschlossenen Versuche mit Silberatomstrahlen benutzt wurden.

Zwei verschiedene Konstruktionen von Öfchen haben sich als brauchbar erwiesen.

a) *Das Eisenöfchen.* Aus reinstem Eisen wird ein einseitig offenes Röhrcchen gedreht (Fig. 2), mit den Dimensionen: Länge 10 mm, Durchmesser 4 mm, Wandstärke 0,2 mm. An der Außenseite des Bodens blieb ein Dorn stehen. Das Röhrcchen erhält einen Deckel aus  $\frac{1}{10}$  mm starkem Eisenblech, welcher etwa 2 mm versenkt eingesetzt

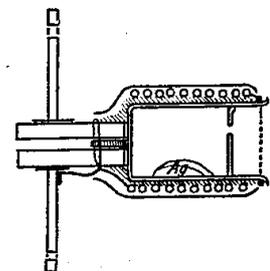


Fig. 2.

1) Nach den neueren Theorien des anomalen Zeemaneffektes müßte diese einfache Theorie zwar modifiziert werden, doch wird am wesentlichen — der Möglichkeit des Nachweises der diskreten Lagen im Magnetfeld nach der Quantentheorie — nichts geändert. Vgl. hierzu S. 690, § 6.

wird. In ihm sitzt exzentrisch ein Loch von 1 mm Durchmesser zum Austritt des Atomstrahls. Mit dem einige Millimeter langen Dorn wird das Eisengefäß in einer starkwandigen Quarzkapillare gehalten, eingekittet mit einem Brei aus Quarzpulver, Magnesia usta, Kaolin und einer Spur Wasserglas. Durch das Loch im Deckel werden einige Zehntel Gramm Silber — reinstes Silber von der Gold- und Silberscheideanstalt oder von W. C. Heraeus — in kleinen Stückchen in das Innere eingebracht. Zur *Heizung* wird um das Eisenröhrchen eine engelegte Spirale von schwach gewalztem Platindraht ( $\frac{1}{2}$ — $\frac{3}{4}$  m 0,3 mm Durchmesser) gewickelt. Zur Isolation von dem Eisen bedeckt man dieses zuerst mit einer dünnen Schicht aus dem obengenannten Brei und reinster Asbestfaser (für Goochtiegel von Kahlbaum) und brennt diese mit dem Bunsenbrenner langsam hart. Der Zwischenraum zwischen den Wicklungen wird mit trockener Magnesia usta fest ausgefüllt und dann mit sehr verdünntem Wasserglas getränkt. Wenn alles trocken ist, wird um die Wicklung eine Schicht von Asbestfaser und dem genannten Brei aufgelegt. Diese äußere Isolation muß öfters erneuert werden, weil sie bei der hohen Temperatur im Vakuum verdampft. Zur Stromzuführung zur Platinspirale ist deren eines Ende an dem Eisenöfchen metallisch festgebunden; das andere Ende führt zu dem *Kühler*, in welchen das ganze Öfchen eingesetzt wird. Dieser Kühler besteht aus zwei umeinandergelöteten Messingrohren mit Zuleitungen zum Wasserzu- und -abfluß. Auf der einen Querseite des Kühlers wird eine Messingbrücke aufgeschraubt, in welcher mittels eines ange-löteten Röhrchens das Öfchen an der Quarzkapillare gehalten wird. Die Schrauben sind so eingerichtet, daß die Lage des Öfchens im Kühler beliebig gewählt werden kann. Die andere Querseite des Kühlers ist mit einem Deckel verschlossen, welcher ein 1 mm-Loch hat zum Austritt des Atomstrahls.

b) *Das Öfchen aus Chamotte.* Bei sehr hoher Temperatur des Öfchens und langer Versuchsdauer verdampft so viel der Isolierschichten, daß häufiger Kurzschluß zwischen Eisen und Platinwicklung vorkommt. Deshalb wurde eine andere Konstruktion ausgearbeitet, welche zwar Nachteile wegen der nicht so gleichmäßigen Durchheizung hat, aber weit über 300 Heizstunden ohne Unglücksfall aushielt. Ein beiderseits offenes

dünnwandiges Röhrchen aus Marquardtscher Masse (Fig. 3), Länge 15 mm, Durchmesser 7 mm, trug die Platinheizwicklung. Als Boden wird ein gerade passendes, rund zugeblasenes Quarzröhrchen eingesetzt; darüber kommt ein einseitig geschlossenes Eisenröhrchen, ähnlich dem unter a) beschriebenen, so daß seine offene Seite auf den Quarzrohreinsatz zu liegen kommt. Das geschlossene Ende dient nun als Deckel und hat eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Man bringt in das

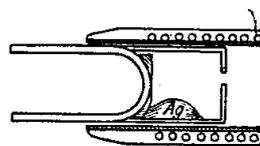


Fig. 3.

Innere des Eisenröhrchens Silber und erhitzt dieses so stark, daß das geschmolzene Silber in den Zwischenraum zwischen Marquardtröhrchen, Quarzröhrchen und Eiseneinsatz fließt. Hierdurch wird automatisch alles fest verkittet und gedichtet, da das Silber da erstarrt, wo die Temperatur infolge der Wärmeableitungen nicht mehr über den Schmelzpunkt des Silbers steigt. Das Öfchen wird im Kühler in gleicher Weise wie unter a) beschrieben, gehalten. Die Stromzuführung erfolgt auf der einen Seite wieder über den Kühler, auf der anderen Seite durch ein isoliert durch die Brücke am Kühler geführte Zuleitung. Das in den Ofen führende Quarzröhrchen bietet den Vorteil, die Ofentemperatur optisch zu bestimmen.

Zur Heizung des Öfchens wird eine kleine Akkumulatoren-batterie verwendet (4—5 Amp. Stromstärke). Die Umgebung des Öfchens mit einem Kühler erwies sich als notwendig; ohne ihn geben die Glasapparatur, besonders die fettgedichteten Schiffe und die Kittstellen, durch die Erwärmung infolge der Strahlung des Öfchens dauernd Gas ab, wodurch die Erreichung des erforderlichen hohen Vakuums sehr erschwert wird. Auch ist es vorteilhaft, daß die von dem Öfchen wegverdampfende Isoliermasse am Kühler niedergeschlagen und festgehalten wird. Bemerkte sei noch, daß die Innenseite des Kühlerdeckels mit einem Glimmerplättchen bedeckt wurde, weil es gelegentlich vorkam, daß sich eine Silberbrücke zwischen Ofchen, Stromzuführung und Kühler bildete, welche dann die Heizwicklung kurzschloß.

Der Kühler wurde mit weißem Siegelack in einen Glaschliff (Fig. 4) eingekittet, welcher weitere Ansätze zu folgenden Zwecken hatte: durch  $R_1$ , mit einem Glasplättchen verschlossen,

wird zur optischen Temperaturbestimmung das Innere des Öfchens anvisiert; durch  $R_2$  ist die eine Stromzuführung zur Heizwicklung des Öfchens geführt;  $R_3$  führt zur Pumpe;  $R_4$  führt zu dem die Blenden und die Magnetpole tragenden Teil.

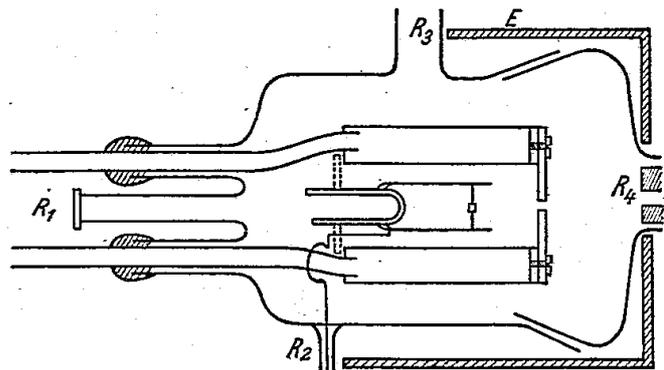


Fig. 4.

Von dem Ofenraum vollständig getrennt war der eigentliche Versuchsraum, in welchem der Atomstrahl, durch Blenden begrenzt, durch das Magnetfeld lief. Die einzige Verbindung der beiden Räume bestand in einem engen Spalt. Dieses ist zweckmäßig, weil der eigentliche Versuchsraum durch eine besondere Pumpe so auf höherem Vakuum gehalten werden konnte, als der Ofenraum. In ihm ist wegen des Öfchens ein allzu hohes Vakuum auch bei dauerndem Pumpen nicht zu erhalten und auch nicht nötig, weil ja die Atomstrahlen in ihm nur etwa 2—3 cm frei zu laufen haben, während sie im Versuchsraum 3—4 mal so lange Strecken ungestört fliegen müssen. So wurde jeder der beiden Räume mit je einer Volmerschen Diffusionspumpe evakuiert und mit einem mit flüssiger Luft gekühlten Gefäß verbunden.

Die den Atomstrahl begrenzenden *Blenden* waren teils in Platinblech eingestochene Löcher, teils mit verschieblichen Backen hergestellte Spaltblenden. Über ihre Befestigung ist weiter unten zu sprechen.

Zur *Erzeugung eines inhomogenen Magnetfeldes*, das auf einer Strahllänge von einigen Zentimetern gleichförmig war, wurden nach Vorversuchen als Polschuhformen Schneide gegen Spalt als günstig befunden, Querschnitt vgl. Fig. 5. Die Polschuhe wurden aus gutem weichen Eisen hergestellt und sorg-

fältig geschliffen. Sie wurden an wassergekühlte Polschuhe eines Magneten von Hartmann und Braun (nach Du Bois, kleines Modell) angesetzt. Die Wasserkühlung war erforderlich, weil der Magnet bei Dauerbelastung mit nur 3 Amp. so warm wurde, daß die Dichtungen und Kittungen der Apparatur nicht mehr hielten. Die einfache Form der gekühlten Polschuhaufsätze ergibt sich aus der Fig. 6. Um ponderometrische Wirkungen des Magnetfeldes auf das mit Gleichstrom geheizte Öfchen auszuschließen, wurde das ganze, Kühler und Öfchen enthaltende Glasgefäß in einen Eisenzylinder *E* eingesetzt, dessen Boden nur eine enge Öffnung zur Durchführung von Rohr *R*<sub>4</sub> (Fig. 4) hatte.

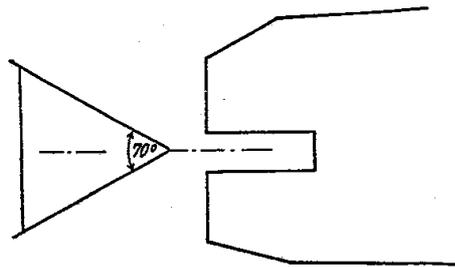


Fig. 5.

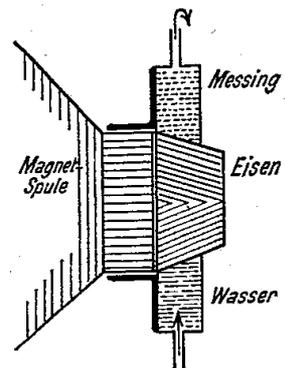


Fig. 6.

Drei verschiedene Anordnungen wurden verwandt, um den Atomstrahl durch das Magnetfeld zu führen; sie unterscheiden sich durch die Art, wie die Polschuhe und die Blenden mit dem Ofenraum und dem Versuchsraum verbunden waren.

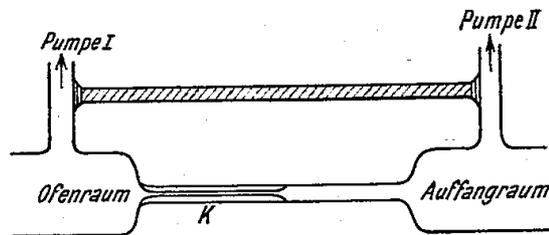


Fig. 7.

a) Bei der ersten Anordnung (Fig. 7) wurden statt besonderer Blenden eine 3 cm lange Kapillare *K* von  $\frac{1}{20}$  mm lichter Weite an den Ofenraum angeschmolzen. Diese lief in ein dünnwandiges Glasröhrchen von 3 cm Länge und etwa 2 mm

äußeren Durchmesser über. Auf der einen Seite setzte sich an dieses Mittelstück der Ofen- und Kühlerraum, auf der anderen Seite ein erweitertes Rohr zur Aufnahme des Plättchens an. Die Kapillare blendete von den nach allen Richtungen aus dem Öfchen herausfliegenden Silberatomen einen geradlinigen *Strahl* aus, der auf dem Glasplättchen einen kreisförmigen Niederschlag von  $\frac{1}{10}$  mm Durchmesser gab; das 3 cm lange dünnwandige Glasröhrchen sollte zwischen die Polschuhe des Magneten gesetzt werden. Hierbei ergaben sich aber Schwierigkeiten, indem einmal der Strahl nicht genügend nahe an die Schneide herangebracht werden konnte, sodann die Lage des Strahls parallel zum Schneidenpol und symmetrisch zu dem gegenüberliegenden Spalt des zweiten Pols sich nicht hinreichend sicher einstellen ließ.

Wir gingen deshalb dazu über, die beiden Polschuhe, Schneide und Spalt mit in das Vakuum hineinzunehmen.

b) Bei der aus diesen Gründen gebauten zweiten Anordnung (Fig. 8) bestand das Mittelstück der Apparatur, also der zwischen Ofenraum und Auffangeplättchen liegende Teil, der die

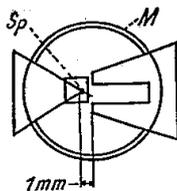


Fig. 8.

Blende und den im Magnetfeld befindlichen Teil der Atomstrahlbahn enthält, aus einem Messingrohr *M* (die Fig. 8 zeigt den Querschnitt), an welches die beiden Endgefäße angekittet wurden. In dieses Messingrohr waren Schneide- und Spaltpolschuh so mittels Silberlot eingelötet, daß die geschliffenen äußeren Flächen der Polschuhe ganz genau parallel waren. Dieser

Teil wurde zwischen die Polschuhe des Elektromagneten fest eingeklemmt. Schneide und Spalt hatten eine Länge von 3 cm. Der Abstand von der Schneide bis zur oberen Ebene des Spaltpolschuhs war 1 mm. An dem einen Ende der Schneide war eine Lochblende *Sp* angebracht, in fester Verbindung mit der Schneide; ihr Durchmesser lag zwischen  $\frac{1}{10}$  und  $\frac{1}{20}$  mm. 3 cm von dieser Blende, an dem zum Ofenraum zu gelegenen Ende des Messingröhrchens, war ein eng durchbohrter Messingstopfen (vgl. in Fig. 4 bei  $R_4$ ) eingesetzt, der an seiner Außenfläche eine Blende gleicher Größe wie die obengenannte trug. Das Glasplättchen zum Auffangen des Atomstrahls wurde mit einem Halter an das der Ofenseite abgelegene Ende der Schneide

gebracht. Mit dieser Anordnung gelang es, gute Molekularstrahlen zu erhalten. *War das Magnetfeld erregt, so ließ sich eine starke beiderseitige Verbreiterung des Niederschlags mit Sicherheit nachweisen.* Dagegen war die Entscheidung nicht zu treffen, ob die Wirkung des Magnetfelds nur in einer Verbreiterung oder in einer Aufspaltung des Atomstrahls bestand, jedoch zeigte sich in der Mitte des verbreiterten Niederschlags auf einer Aufnahme ein deutliches Minimum.

Um zur Entscheidung zu gelangen, mußten noch kleinere Strahldimensionen verwendet werden. Da sich aber gezeigt hatte, daß die im Magnetfeld auf die eingelöteten Eisenpolschuhe wirkenden starken Kräfte zu einer kleinen Deformation des Gehäuses und damit zu einer Zerstörung der Justierung des Molekularstahls Anlaß geben, da ferner die Justierung der Blenden sehr mühsam war, wurde ein neuer Apparat konstruiert, welcher ein starres Messinggehäuse hatte und bei dem außerdem die Schneide leicht zugänglich war.

c) Bei dieser dritten Anordnung, von der Fig. 9 eine Photographie zeigt, bestand das Mittelstück aus einem 1 cm starken Messingring von  $\sim 6$  cm Durchmesser und  $\sim 3$  cm Höhe. Dieser Ring war einseitig durch einen Messingboden von 1 cm Wanddicke zugelötet, in welchen der Spaltpolschuh so eingelötet war,

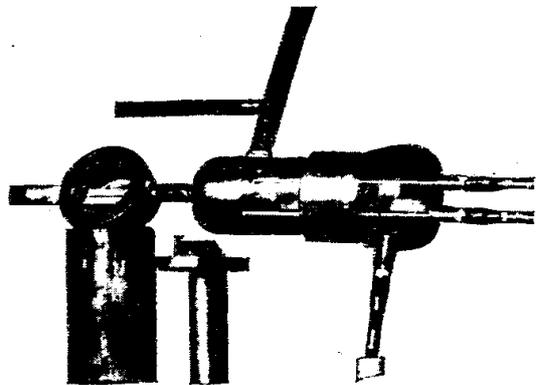


Fig. 9.

daß die obere Ebene des Spaltes in der Mitte des Ringes lag und die äußere Grundfläche des Polschuhs außen über den Messingboden einige Millimeter herausstand. Der Schneidenpol saß auf einem sorgfältig eben geschliffenem Eisendeckel, welcher auf den anderen, gleichfalls geschliffenen Rand des Messingringes gut vakuumdicht paßte. Durch Anschläge und Schrauben war bewirkt, daß beim Aufsetzen des Deckels mit der Schneide diese genau dem Spalt gegenüber und in 1 mm Entfernung ihm exakt parallel lief. In Verlängerung der durch den Spalt vorgezeichneten Rich-

tung des Atomstrahls waren an den Messingring zwei Messingrohre angelötet, an welche Ofen- und Plättchenraum [wie bei Anordnung b)] angekittet wurden. Zur besseren Dichtung wurde über den Planschliff Messingring-Eisendeckel, welcher mit zähem Gummifett gedichtet wurde, ein festpassender Dichtungsring geschoben.

Die eine Blende, welche nun nach Art von Spektrometerspalten ausgeführt wurde, mit Backen und Schlitten von nur  $2 \times 3$  mm Größe, wurde an dem Kopf der Schneide angeschraubt und ließ sich, da die Schneide aus dem Apparat herausnehmbar war, leicht in gewünschter Höhe über der Schneide justieren. An das Ende der Schneide wurden 2 Quarzfäden nach Art der Fig. 10 aufge kittet, deren

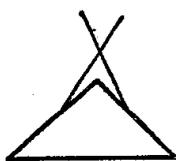


Fig. 10.

Schnittpunkt in gemessener Entfernung über der Schneide lag. Über ihre Bedeutung als Marken für die Justierung und Ausmessung ist später zu sprechen. Nun wurden Schneide und Spaltblende in das Messinggehäuse eingesetzt und in das nach dem Ofenraum führende Ansatzrohr eine weitere gleichfalls aus Backen und Schlitten bestehende Spaltblende eingesetzt. Sie unterschied sich von der Schneidenblende dadurch, daß sowohl ihre Breite als auch ihre Länge einstellbar war; sie wurde so benutzt, daß ihre Länge nur etwa 2—3 mal größer als ihre Breite war, während die Schneidenblende beliebig lang sein konnte.

Als Auffangeplättchen dienten kleine, etwa  $3 \times 3$  qmm große Glasplättchen, welche an einem Halter bis dicht an das Ende des Schneidenpols hereingeführt waren, so daß die Atome unmittelbar nach Verlassen des Feldes niedergeschlagen wurden. Die Glasplättchen mußten mit größter Sorgfalt gereinigt werden, da sonst die „Entwicklung“ des Niederschlags nicht möglich war (vgl. § 4).

### § 3. Justierung der Apparatur.

Öffnung des Ofens (Fig. 1), Loch im Kühlerdeckel, die Blenden  $Sp_1$  und  $Sp_2$  müssen in einer geraden Linie liegen, welche genau parallel zum schneidenförmigen Polschuh und in genau bekannter Entfernung von ihm verläuft.

Diese Justierung erfolgte optisch; die Blenden wurden so

eingesetzt, daß ein Lichtstrahl, dessen Verlauf durch die beiden Blenden  $Sp_1$  und  $Sp_2$  gegeben ist, genau in der Mitte durch das Loch im Kühlerdeckel ging, auf dem Kühlerdeckel senkrecht stand und der Schneide parallel lief. Letzteres wird so justiert, daß an dem Ende der Schneide, an welches nachher die Auffangeplatte zu liegen kommt, eine Hilfsblende eingesetzt wird, deren Öffnung in der gleichen Höhe über der Schneide liegt wie die Schneidenblende  $Sp_2$ .

Die Anordnung *c* wurde später auf Anraten von Hrn. Madelung auch auf andere Weise justiert. Schlitten und Support einer großen Präzisionsdrehbank wurden sorgfältig geschliffen, so daß letzterer auf wenige  $\mu$  genau sich verschob. Ein kurzbrennweitiges Fernrohr mit Okularskala wird am Schlitten der Bank fest montiert. Der Eisendeckel mit der Schneide und den Quarzfäden (Fig. 9 a) wird am Support angebracht, so daß die Schneide auf wenige  $\mu$  genau parallel zur Schlittenführung der Drehbank steht. Man bestimmt zuerst die Entfernung des Schnittpunktes der Quarzfäden von der Schneide. Sodann schiebt man den Support weiter, bis der Schneidespalt  $Sp_2$  scharf erscheint, und stellt dessen Entfernung von der Schneide ein. Nun wird das Messinggehäuse auf den Deckel aufgeschraubt und der Support weiter geschoben, bis der erste Spalt  $Sp_1$  im Fernrohr scharf erscheint. Seine Lage wird so lange verändert, bis er an der gleichen Stelle der Okularskala liegt, wie vorher der Spalt  $Sp_2$ . Nun wird der Schliff mit dem Kühler aufgesetzt, der Support wieder verschoben, bis das Loch im Deckel des Kühlers eingestellt ist; der Deckel wird so festgeschraubt, daß die Mitte des Kühlerloches wieder an die gleiche Stelle der Okularskala zu liegen kommt. Nun wird der Schliff noch einmal abgenommen, das Öfchen in den Kühler gebracht und seine Öffnung mit einer Leere auf die Öffnung im Kühlerdeckel justiert. Damit ist die optische Justierung beendet. Die gefetteten Schliffe sind mit wenig Fett zu dichten, eine Verschiebung derselben bei dem Evakuieren trat dann nicht ein; dies wurde besonders geprüft, indem man während des Auspumpens einen Lichtstrahl durch die ganze Apparatur hindurch beobachtete. Die letzte

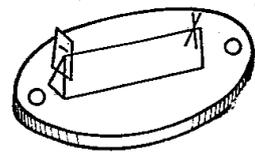


Fig. 9 a.

Justierung erfolgt mit Hilfe der Molekularstrahlen selbst. Die mehrfach erwähnten Quarzfäden erzeugen nämlich in dem Niederschlag des Atomstrahls einen „Schatten“. Da sowohl die Entfernung der am Anfang der Schneide sitzenden Blende, als auch der Abstand des Schnittpunktes des Quarzfadenkreuzes vom Ende der Schneide genau ausmeßbar ist, ergibt sich aus einer ganz einfachen geometrischen Überlegung die Bahn des Molekularstrahls längs der Schneide, wenn der Abstand seines Niederschlags von dem Schatten des Schnittpunktes auf den Plättchen ausgemessen wird. Nach dieser Methode ist der letzte Versuch justiert; man erkennt auf Fig. 15 deutlich den Schatten des Quarzfadenkreuzes.

Wenn die Apparatur fertig justiert war, wurde sie zwischen die Polschuhe des Elektromagneten geklemmt und an die Pumpen angeblasen. Die übrigen zum Versuch gehörenden Anordnungen bieten nichts Bemerkenswertes: ein Stromkreis zur Heizung des Öfchens, Wasserkühlung durch Kühler und Magnetpolschuhe, Magnetstromkreis, Geißlerröhre zur Prüfung des Vakuums, und zwar je eine am Ofenraum und am Auffangerraum.

#### § 4. Die Entwicklung des Niederschlages.

Schon die ersten Vorversuche hatten ergeben, daß selbst bei vollständiger Justierung des Strahlenganges auf die Mitte der Ofenöffnung die Menge des zum Auffangeplättchen gelangenden Metalls so klein ist, daß der Niederschlag mit optischer Methode nicht erkennbar ist. Da in Anbetracht der Kleinheit des zu erwartenden Effektes im magnetischen Feld sehr enge Spaltblenden benutzt werden mußten, so hing die Möglichkeit der Ausführung des ganzen Versuchs ab von der Frage, ob es gelingt, sehr dünne Metallschichten von einer mittleren Dicke von weniger als einer Atomschicht zu verdicken. Denn lange Versuchsdauern waren von vornherein ausgeschlossen, weil dabei der dem Ofen nächstliegende Spalt durch die viel größere Strahldichte an dieser Stelle zuwachsen würde.

Es gelang, die Silber Niederschläge mit der Methode der physikalischen Entwicklung zu verdicken, wobei — wie Vorversuche ergeben hatten — die geometrische Form der Niederschläge erhalten bleibt. Dies zeigt sich auch in unseren Auf-

nahmen Fig. 15, wo der Schatten des Quarzfadenkreuzes die geometrisch zu erwartende Ausdehnung hat.

Das Plättchen, auf welchem die Atome aufgefangen werden sollen, muß mit größter Sorgfalt gereinigt sein, vor allem von Spuren von Fett und Metall frei sein. Ist es mit dem Niederschlag bedeckt, so wird es in den Entwickler gebracht. Dieser bestand aus etwa 10 ccm  $\frac{1}{2}$ —1prozentiger, nicht zu frischer Hydrochinonlösung, der reichlich Gummiarabicum zugesetzt ist. Nachdem das Plättchen von dieser Lösung gut überspült ist, werden einige Kubikzentimeter 1prozentiger  $\text{AgNO}_3$ -Lösung zugesetzt. In diesem Entwickler wird das Plättchen unter dauerndem Schaukeln so lange belassen, bis entweder das Bild erscheint, oder bis eine merkliche Trübung des Entwicklers durch ausfallendes Silber eintritt. Dann wird sofort durch Spülen mit destilliertem Wasser die Entwicklung unterbrochen. Man muß sorgfältig vermeiden, daß Spuren des Silberschlammes sich auf dem Plättchen niederschlagen, weil diese jede weitere Entwicklung verderben. Ist nach der ersten Entwicklung noch kein Bild erschienen, so wird in neuer Lösung nach gleicher Art verfahren; und dies kann so lange fortgesetzt werden, bis sich auf dem Plättchen ein allgemeiner grauer Schleier ausgebildet. Ist das Bild auch jetzt noch nicht zu sehen, so sind weitere Bemühungen zwecklos. Meist wurde 2—5mal entwickelt.

Nähere Angaben über diese und andere Entwicklungsmethoden sind aus der Arbeit von Estermann und Stern<sup>1)</sup> zu ersehen.

#### § 5. Ausführung des Versuchs.

Zum Beginn des Versuchs wurde unter langsamen Anheizen des Öfchens die Apparatur mit Gaede-Quecksilberpumpe als Vorpumpe und zwei parallel geschalteten Volmerschen K-Pumpen evakuiert. Die Isolation des Öfchens gibt viel Gas und Feuchtigkeit ab. Erst wenn letztere vollständig abgepumpt war, wurden die Kühlgefäße zwischen Pumpen und Apparatur mit flüssiger Luft beschickt. Die Kontrolle des Vakuums erfolgte mittels Geißlerröhren, deren je eine mit dem Ofenraum und dem Versuchsraum verbunden war. Ersteres

1) J. Estermann u. O. Stern, Ztsch. f. physik. Chem. 106. S. 399. 1923.

war während des Versuchs dauernd vollständig entladungsfrei bei 8 cm Parallelfunkenstrecke, während das an dem Ofenraum hängende Geißlerrohr gelegentliches schwaches Aufleuchten zeigte. Zur Erreichung dieses Zustandes waren mindestens 3 Stunden erforderlich. Hieran schloß sich sofort der Versuch, indem man nun je nach der Weite der Blenden 4 bis 10 Stunden Silber verdampfen ließ, wobei Temperatur des Öfchens, Vakuum und — bei Versuchen mit Feld — die Konstanz des Magnetstromes dauernd kontrolliert wurden. Nach Beendigung des Versuchs wird der das Auffangeplättchen enthaltende Teil geöffnet, dieses herausgenommen, die Orientierung des Plättchens zu den Polen angezeichnet und der noch unsichtbare Niederschlag entwickelt (vgl. § 4).

Von den sehr vielen angefangenen Versuchen kam nur ein kleiner Teil zu Ende, und auch von diesen führte nicht jeder zu einem brauchbaren Molekularstrahlniederschlag. Bei den unvermeidlichen zahlreichen Lötstellen; Kittungen und Fettdichtungen kommen leicht minimale Undichtigkeiten vor; andere Gefahren liegen in dem Silberöfchen. Es kommt vor, daß die Öffnung des Öfchens sich zusetzt; um dies zu vermeiden, war der Deckel einige Millimeter vertieft in das Öfchen eingesetzt und das Loch, wie oben angeführt, exzentrisch eingebohrt, und zwar oberhalb der Mitte. Ferner kristallisiert die erste enge Spaltblende immer mehr zu, so daß die Intensität des Strahls während des Versuchs in unkontrollierbarer Weise abnimmt, so daß mit „Unterbelichtung“ immer zu rechnen ist. Noch längere Versuchsdauern haben aber gerade wegen des Zuwachsens der Blende keinen Zweck. Schließlich ist die optische Justierung des Strahlenganges nicht mit voller Sicherheit auszuführen, so daß Unsymmetrien des Strahlenganges vorhanden sind, durch welche entweder nicht die volle Öffnung des Strahlers ausgenutzt wird, oder wenn z. B. der Strahl nicht genau parallel zur Schneide verläuft, der Niederschlag zur quantitativen Verwertung unbrauchbar ist. Die letzten Schwierigkeiten liegen in der Entwicklung, wie im § 4 ausgeführt ist.

Wenn ein Versuch geglückt ist, wird bei der Entwicklung so verfahren, daß die Entwicklung sofort unterbrochen wird, sobald das Bild erscheint. Das Plättchen wird in destilliertem Wasser abgewaschen und unter einem Tropfen Wasser —

damit sich kein Staub auf ihm niedersetzt — mikrographiert. Sodann wird die Entwicklung fortgesetzt, nach kurzer Zeit wieder unterbrochen, in gleicher Weise eine Mikrophotographie hergestellt usf., bis ein allgemeiner Entwicklungsschleier auf dem Plättchen gerade einsetzt. Nach Abspülen und Trocknen wird das Plättchen dann zur Aufbewahrung in Kanadabalsam eingebettet. Die mehrfachen photographischen Aufnahmen haben den Zweck, etwaige Einzelheiten, Unsymmetrien der Intensität der Niederschläge o. dgl., die mit verstärkter Entwicklung verschwinden, festzuhalten; die möglichst starke Entwicklung ist erforderlich, um auch schwach belegte Teile erkennbar zu machen, so z. B. besonders zur Entscheidung der Frage, ob im Magnetfeld auch unabgelenkte Atome vorhanden sind. Es sei aber gleich bemerkt, daß sich in keinem Fall irgendeine Änderung in der Form des Niederschlags mit wachsender Entwicklungszeit ergeben hat. Dies sollen die Reproduktionen eines Versuches in Fig. 11<sup>1)</sup> zeigen. Die erste Aufnahme (40fache Vergrößerung des Originals) wurde sofort nach Erscheinen des Bildes gemacht, als der Niederschlag noch keine Spur von metallischem Glanz hatte; die zweite Aufnahme bei Beginn der metallischen Reflexion und schließlich die dritte nach viermaliger Entwicklung; jetzt erkennt man am Original deutlich den Silberglanz.

§ 6. Die Versuchsergebnisse und Folgerungen daraus.

Wir besprechen die Versuchsergebnisse an Hand der Mikrophotographien auf Taf. III. Fig. 12a und b sind Zeichnungen zweier Niederschläge, die mit der Apparatur b) S. 682 gewonnen wurden, und zwar a ohne, b mit Magnetfeld. Man sieht hier bereits deutlich die oben erwähnte Verbreiterung: Der Silber Niederschlag ohne Feld ist annähernd kreisrund mit 0,13 mm Durchmesser, der mit Feld erhaltene Niederschlag hat die gleiche Ausdehnung von 0,13 mm senkrecht zum Feld, ist dagegen in Richtung  $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial s}$  auf  $\sim 0,20$  mm verbreitert mit unscharfer Begrenzung der Ränder.

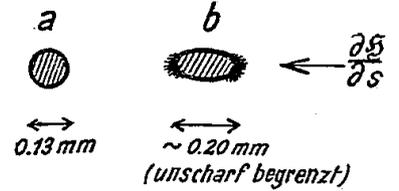


Fig. 12a u. b.

1) Die Figg. 11 a—c, 13, 14, 15a—c u. 16a, b befinden sich auf Taf. III.  
 Annalen der Physik. IV. Folge. 74. 46

Mit der dritten Apparatur und spaltförmiger Blende  $Sp_2$  wurden die Aufnahmen Figg. 11, 13—14 erhalten, und zwar zunächst

Fig. 13 ohne Magnetfeld,

Fig. 14 ohne Änderung der Justierung mit Magnetfeld.

Mit einer neuen Anordnung, aber im Prinzip gleicher Apparatur, jedoch mit wesentlich längerer Spaltblende  $Sp_2$  und sehr guter Justierung, erhielten wir mit Magnetfeld den Niederschlag der Fig. 15, der in verschiedenen Entwicklungsstufen gegeben ist. Man erkennt hier deutlich die „Schatten“ der gekreuzten Quarzfäden. Woher der gesprenkelte Niederschlag kommt, ist nicht ganz klar. Vielleicht war das Glasplättchen nicht hinreichend sauber oder glatt. Fig. 16a und b zeigen nochmals die beiden Aufnahmen in schwächerer Vergrößerung.

Die Aufnahmen zeigen, daß die experimentellen Ergebnisse in völliger Übereinstimmung stehen mit den vom Standpunkt der Quantentheorie aus zu erwartenden. Insbesondere ist kein Anzeichen dafür vorhanden, daß im magnetischen Feld noch unabgelenkte Atome vorhanden sind. Der Nachweis hierfür ist sehr scharf, weil im unabgelenkten Strahl die Bilder aller Geschwindigkeiten zusammenfallen und deshalb auch ein kleiner Prozentsatz von unabgelenkten Atomen durch die Entwicklung nachweisbar gewesen wäre. Ferner haben der zur Schneide angezogene und der abgestoßene Strahl keine merkbare Intensitätsdifferenz; *bei der Entwicklung erscheinen beide zur gleichen Zeit.*

Die unsymmetrische Form der Niederschläge ist durch die zur Schneide hier zunehmende Stärke der Inhomogenität bedingt. Wie man aus der Spitze der Fig. 14 u. 16a, welche auf die Schneide zu gerichtet ist, sieht, kommen die langsamen angezogenen Atome bei großer Nähe des Strahls an der Schneide bis zu dieser selbst hin. Es sei noch auf die durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome bedingte größere Breite des abgelenkten Strahls im Vergleich zu der Breite des nicht abgelenkten hingewiesen.

Abgesehen von jeder Theorie können wir also als reines Ergebnis des Experimentes feststellen, daß, soweit die Genauigkeit unserer Versuche reicht, Silberatome im Magnetfeld nur *zwei diskrete* Werte der Komponente des magnetischen Moments

in Richtung der Feldstärke haben, beide von gleichem Absolutwert und je die Hälfte der Atome mit positivem und negativem Vorzeichen.

§ 7. Die Ausmessung des inhomogenen Magnetfeldes.

Für eine quantitative Verwertung der Versuchsergebnisse ist nach § 1 die Kenntnis der Inhomogenität des Magnetfeldes in Richtung der Kraftlinien erforderlich. Dieselbe wurde ermittelt aus gesonderten Messungen von  $\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  und von  $\mathfrak{H}$ .

Zur Messung von  $\text{grad } \mathfrak{H}^2$  wurde die Abstoßung benutzt, welche ein diamagnetischer Probekörper im inhomogenen Felde erfährt. Die Eigenart der Polschuhordnung und das Bedürfnis, die Inhomogenität an jeder Stelle des Feldes zwischen den nur wenig über 1 mm voneinander entfernten Polschuhen von  $\frac{1}{10}$  zu  $\frac{1}{10}$  mm kennen zu müssen, führte zu folgender Methode (Fig. 17): Der Probekörper  $P$  besteht aus einem sehr reinen Wismutdraht von

$\frac{1}{10}$  mm Durchmesser und 3 mm Länge.<sup>1)</sup> Er ist mit einer Spur Schellack an einem eben noch stabilen Quarzfaden befestigt, welcher selbst an einem V-förmig gebogenen Quarzstäbchengerüst hängt. Dieses ist an einem dünnen, runden geraden Glasstäbchen ( $\sim 0,3$  mm  $\Phi$ ) angekittet, welches in zwei kreisförmigen Ösen aus Silberdraht frei beweglich aufgehängt ist. Es trägt außerdem einen

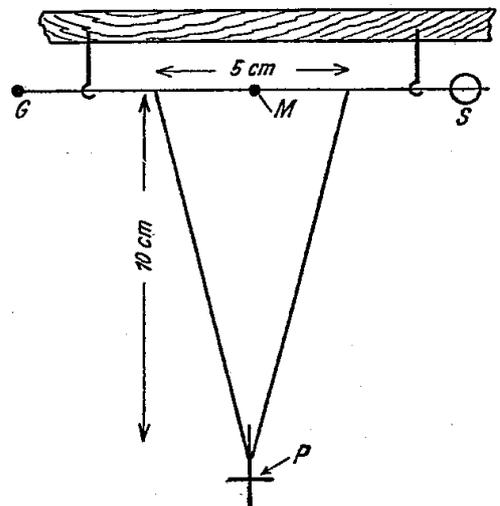


Fig. 17.

Spiegel  $S$  und ein Gegengewicht  $G$ , ferner bei  $M$  ein zur Zeichenebene senkrechtes Querstäbchen zum Anhängen von Gewichten (vgl. unten).

Der Probekörper  $P$  muß parallel zur Schneide stehen, er soll in verschiedene ausmeßbare Entfernungen von der Schneide

1) Es wurden Probekörper verschiedener Dicke und Länge benutzt. Wir geben oben nur das System an, mit welchen die definitiven Messungen ausgeführt wurden.

gebracht werden können und entweder genau in der durch die Schneide gehenden Symmetrielinie des Magnetfeldes oder in meßbaren Abständen darunter oder darüber liegen. Da das Feld außerdem längs der ganzen Schneide ausgemessen werden soll, so muß das System so aufgehängt sein, daß es in fünf verschiedenen Richtungen justiert werden kann, nämlich: *Verschiebung* längs der Schneide, in der Höhe und in der Richtung der Kraftlinien, und *Drehung* zur Parallelrichtung mit der Schneide in der horizontalen (Kraftlinien-)Ebene und in der zum Feld vertikalen Ebene. Die dritte und letzte Drehungsmöglichkeit des Systems, die um eine parallel zur Schneide verlaufenden Achse, wird zur Messung verwendet, indem das ganze Apparätchen (Fig. 17) so gehalten ist, daß  $SMG$  parallel zur Schneide verläuft.

Zur Ausführung dieser fünf Verschiebungen bzw. Drehungen ist das System mit dem oberen festen, die Silberschlingen tragenden Haltestab an einem Schmidt-Haenschschen Kristallgoniometertisch so gehalten, daß der Stab in die Tischachse kommt, welche horizontal gelegt ist; dieser Drehtisch hat selbst zwei aufeinander senkrechte Schlitten und ist noch an einem weiteren, die dritte Verschiebung ermöglichenden Schlitten gehalten.

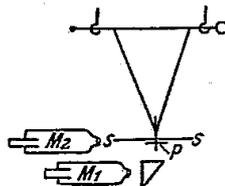


Fig. 18.

Die Justierung und ihre Prüfung, sowie die Entfernung des Systems von der Schneide wird mit zwei Mikroskopen mit Okularmikrometer ausgeführt. In Fig. 18 ist  $SS$  die Längsseite der Schneide,  $P$  das System der magnetischen Waage.  $M_1$  visiert  $SS$  und  $P$  über ein total reflektierendes Prisma an, während  $M_2$  die Lage des Systems relativ zur Symmetrieebene des Feldes, welche in Fig. 18 durch  $SS$  senkrecht zur Zeichenebene verläuft.

Zunächst wurde festgestellt, daß die Aufhängung ohne Wismutstäbchen  $P$ , jedoch schon mit dem zur Ankittung desselben zu verwendenden Schellack keine ponderomotorische Kraft im Magnetfeld erfuhr. Sodann wurde das Stäbchen  $P$  an die Waage angekittet und zwischen die Pole gebracht, so daß ohne Feld das ganze System senkrecht und frei hing. Bei Erregung des Feldes wird  $P$  von der Schneide  $S$  abgestoßen, Fig. 19;  $P$  schlägt an dem der Schneide gegenüberliegenden

Pol an. Nun wird mit Hilfe des Schlittens die Aufhängung des Systems in Richtung des Pfeils so weit verschoben, daß  $P$  freilag zwischen den Polen, wobei natürlich gleichzeitig mit einem der beiden anderen Schlitten das ganze System gesenkt wurde, so daß  $P$  in der gewünschten Ebene des Feldes blieb. Die Neigung, welche das System erfährt, wenn es nun in verschiedene Entfernungen von  $S$  gebracht wird, wird mit Spiegel, vertikaler Skala und Fernrohr abgelesen. Die Kraft nimmt mit Annäherung an die Schneide sehr stark zu; wird die Nei-

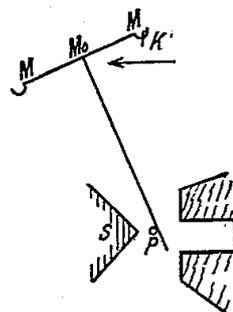
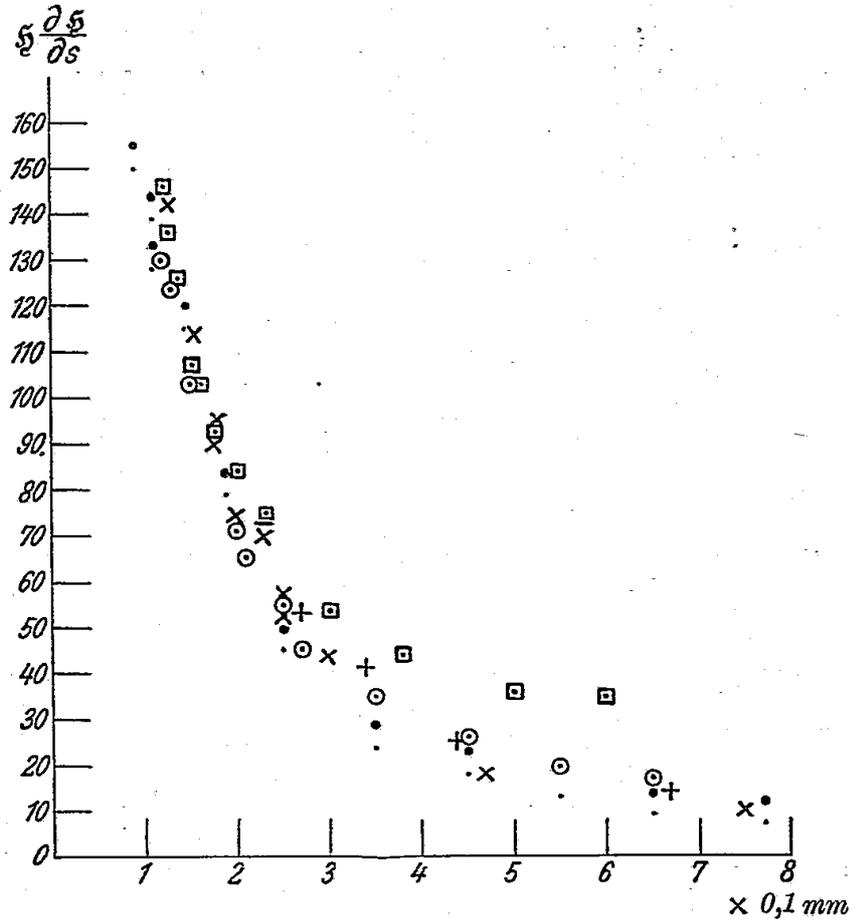


Fig. 19.

gung des Spiegels zu groß, so wird auf den Arm  $M$  bei  $K$  ein Gewicht aufgelegt und hierdurch eine teilweise Kompensation der Abstoßung erreicht. Man gewinnt hiermit gleichzeitig die absolute Eichung der Wage in Dyn, da alle in Betracht kommenden Hebelarme gemessen werden können, nämlich der Hebelarm  $M_0 K$  der Kraft  $K$  und der Hebelarm  $M_0 P$  der magnetischen Kraft  $\mathfrak{H} \frac{d\mathfrak{H}}{ds}$ . Die Suszeptibilität des Wismut wurde dem Landolt-Börnstein entnommen. Die folgende Fig. 20 gibt einen Teil der Messungen. Ordinate ist  $\mathfrak{H} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  in relativem Maße, Abszisse der Abstand der Mitte des Drähtchens  $P$  von der Schneide. Die verschiedenen Marken in der Kurve haben folgende Bedeutung: Zunächst sind alle Messungen, bis auf die mit  $\square$  bezeichneten bei einem Polabstand von 1,5—2 mm gemacht, die  $\square$  bei 1,0 mm Polabstand. Der Abstand bei den Versuchen, die zur Berechnung nachher herangezogen werden, lag zwischen 1,0 und 1,5 mm.

Die zweite Kurve Fig. 21 zeigt den Verlauf von  $\text{grad } \mathfrak{H}^2$  in der Symmetrieebene (+ + +), und 1 mm und 2 mm oberhalb (oder unterhalb) der Symmetrieebene. In den beiden letzten Fällen gab es bei Abständen unter 0,17 bzw. 0,27 mm keine stabile Lage mehr.

Die Messung des Feldes  $\mathfrak{H}$  erfolgte durch Bestimmung der Widerstandsänderung eines 2 cm langen, gerade gespannten Wismutdrahtes von 0,1 mm Durchmesser ( $w_0 = 2,35 \Omega$ ), welcher mit derselben Justierungsrichtung wie die magnetische Wage an jede gewünschte Stelle des Feldes gebracht werden konnte.



- • • Messungen in der Symmetrieebene ganz am Ende der Schneide
  - × × × Messungen in der Symmetrieebene in der Mitte der Schneide
  - o o o Messungen in der Symmetrieebene zwischen Mitte und Ende der Schneide
  - + + + Messungen in der Symmetrieebene wie o o o nach ganz neuer Justierung mit neuem System.
- } teils am gleichen Tage  
} teils an verschiedenen Tagen

Fig. 20.

Die Kombination beider Messungen ergibt die Inhomogenität als Funktion des Abstandes  $s$  ( $s = 0$  ist die Schneide).

$s$ mm	$n \frac{\partial n}{\partial s}$	$n \times 10^{-3}$	$\frac{\partial n}{\partial s} \times 10^{-4}$	$\left( \frac{\partial n}{\partial s} \times 10^{-4} \right)$
0,15	4,13	17,5	23,6	
0,20	3,00	16,5	18,2	(20,0)
0,30	2,04	15,0	13,6	(15,0)
0,40	1,57	14,0	11,2	(10,0)
0,60	0,93	12,8	7,6	( 6,0)

Die in der letzten Spalte stehenden eingeklammerten Werte geben die aus  $\Delta \mathfrak{H}$  und  $\Delta s$  berechnete Inhomogenität, wie man sieht, in Anbetracht der Ungenauigkeit dieser Methode,

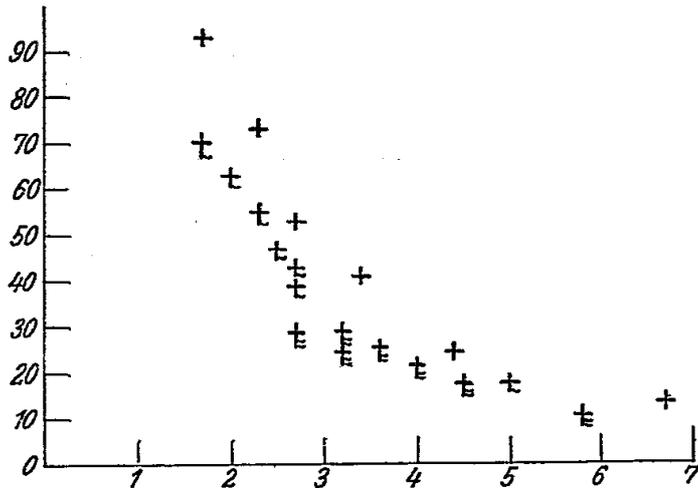


Fig. 21,

in hinreichender Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten.

Zur Kontrolle der Feldausmessung wurde  $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  in der Symmetrieebene der Schneide nach der Stefanschen Methode berechnet. Wir machen die Symmetrieebene zur  $xy$ -Ebene eines Cartesischen Koordinatensystems und die unendlich lange Schneidenkante zur  $y$ -Achse (vgl. Fig. 22). Wir nehmen an, daß die Schneide bis zur Sättigung magnetisiert ist und daß die Magnetisierung überall die Richtung der  $x$ -Achse hat. Das magnetische Moment der Volumeinheit sei  $\mu_0 = \sim 1725 \text{ CGS}$ . Ist  $\gamma$  der halbe Schneidenwinkel, so ist die Dichte des freien Magnetismus an der Oberfläche der Schneide  $\mu_0 \sin \gamma$ . Ein der  $y$ -Achse paralleler Streifen der Oberfläche von der Breite  $ds$  erzeugt also in der Entfernung  $r$  eine Feldstärke

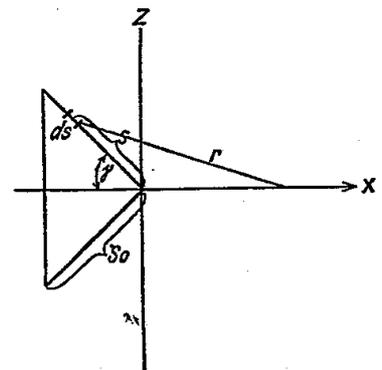


Fig. 22.

$$d\mathfrak{H} = \frac{2\mu_0 \sin \gamma ds}{r}$$

Die  $x$ -Komponente ist für irgendeinen Punkt der Symmetrieebene

$$d\mathfrak{H}_x = \frac{2\mu_0 \sin \gamma ds}{r} \cdot \frac{x + s \cos \gamma}{r}$$

und die  $x$ -Komponente der gesamten Feldstärke in diesem Punkte ist

$$\mathfrak{H}_x = 4\mu_0 \int_0^{s_0} \frac{\sin \gamma (x + s \cos \gamma)}{r^2} ds$$

$$r^2 = (x + s \cos \gamma)^2 + (s \sin \gamma)^2$$

$$\mathfrak{H}_x = 2\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \left\{ \ln \left[ 1 + 2 \frac{s_0}{x} \cos \gamma + \frac{s_0^2}{x^2} \right] + 2 \operatorname{tg} \gamma \left[ \operatorname{arctg} \left( \cotg \gamma + \frac{s_0}{x \sin \gamma} \right) - \operatorname{arctg} \cotg \gamma \right] \right\}.$$

Für so kleine Entfernungen von der Schneidkante, daß  $\frac{s_0}{x}$  sehr groß wird, wird

$$\mathfrak{H}_x = 4\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \ln \frac{s_0}{x},$$

also

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x} = -4\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \frac{1}{x}$$

$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x}$  wird ein Maximum für  $\gamma = \frac{\pi}{4}$ , d. h. wenn der Schneidwinkel ein rechter ist. In diesem Falle wird

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial x} = -\frac{2\mu_0}{x} = -\frac{3450}{x} \text{ Gauss cm}^{-1}.$$

Die folgende Tabelle vergleicht die so berechneten mit den gemessenen Werten

$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \times 10^{-4}$ .		
$x$	$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ beob.	$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$ ber.
0,1	—	34,5
0,15	23,6	23,0
0,20	18,2	17,2
0,30	13,6	11,5
0,40	11,2	8,6

Die Berücksichtigung der Wirkung des anderen spaltförmigen Poles, die hier bei größerem  $x$  die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten verschlechtert, verbessert

die Übereinstimmung und verringert die Änderung des Gradienten mit  $x$ . Die Berücksichtigung dieser Variabilität des Feldgradienten wird im folgenden Kapitel bei der Berechnung der Ablenkung der Atome behandelt.

§ 7a. Korrektur für die Variabilität der Inhomogenität.

Da die Inhomogenität des Magnetfeldes sich mit dem Abstand von der Schneide ändert, kommen die Atome, auch wenn der Strahl genau parallel zur Schneide justiert ist, infolge ihrer Ablenkung im Laufe der Bahn in Regionen verschieden großer Inhomogenität. Da die Ablenkung sehr klein, etwa  $\frac{1}{10}$  mm ist und der Strahl in solcher Entfernung ( $\frac{2}{10}$ — $\frac{3}{10}$  mm) von der Schneide verläuft, in der die Inhomogenität nicht sehr stark variiert, ist diese Korrektur nur klein; wenigstens beim abgestoßenen Strahl. Trotzdem muß zur quantitativen Berechnung des magnetischen Momentes dieser Einfluß berücksichtigt werden. Dies geschah in der Weise, daß die Änderung der Inhomogenität bei der kleinen Verlagerung der Atomstrahlbahn als lineare Funktion der Entfernungsänderung von der Schneide angesetzt wurde, d. h.

$$\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial x} = \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_0 + \frac{s}{s_l} \left[ \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_l - \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_0 \right].$$

Hierin bedeutet  $s$  die Ablenkung des Strahles im Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung, die also eine Funktion des Weges  $l$  im Magnetfeld ist.

$\left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_0$  ist die Inhomogenität an Stelle des unverlagerten Strahles, d. h. beim Magnetversuch am Anfang des Strahles ( $l = 0$ ) beim Eintritt ins Magnetfeld,  $\left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_l$  die Inhomogenität an der Stelle  $l$ .

Die Beschleunigung  $\frac{d^2 s}{dt^2}$  der Atome ist dann ebenfalls eine lineare Funktion von  $s$

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = a + b s,$$

wobei  $a = \frac{M}{M} \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_0$  (M das magnetische Moment pro Mol.; Bohrsches Magneton pro Mol.)  
 $b = \frac{M}{M} \left[ \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_l - \left(\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial s}\right)_0 \right] \frac{1}{s_l}$  ( $M$  das Atomgewicht).

Daraus ergibt sich

$$s = \frac{1}{2} a t^2 + \frac{1}{24} b a t^4 + \dots$$

Also:

$$s = \frac{1}{2} a t^2 \left( 1 + \frac{1}{12} b t^2 \right) \\ = \frac{1}{2} \frac{M}{M} \left( \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial s} \right)_0 t^2 \left[ 1 + \frac{1}{12} \frac{\left( \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial s} \right)_i - \left( \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial s} \right)_0}{\left( \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial s} \right)_0} \frac{M}{M} t^2 \right].$$

### § 8. Berechnung des Magnetons.

Die Berechnung des magnetischen Momentes des Silberatoms wurde in folgender Weise vorgenommen: für den betreffenden Versuch wurden der Abstand des Strahles von der Schneide bestimmt und die dazu gehörigen Werte von  $\frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial s}$  aus den Messungen § 7 ermittelt. Ferner wurde die Ablenkung  $s$  so bestimmt, daß die Verlagerung der *Mitte* des Strahles unter dem Einfluß des Magnetfeldes ausgemessen wurde. Die Zeit  $t$ , welche der Atomstrahl zum Durchlaufen des Magnetfeldes braucht, ergibt sich aus der Länge des Feldes und der Geschwindigkeit der Atome.

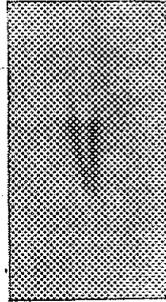
Da nach § 1 sich im abgelenkten Atomstrahl die Bilder für verschiedene Geschwindigkeiten überlagern, ist es unsicher, welcher mittlere Geschwindigkeitswert der Mitte des abgelenkten Strahles zuzuordnen ist. Wir glauben diese Schwierigkeit dadurch überwunden zu haben, daß wir für die Geschwindigkeit denjenigen Wert einsetzten, welcher sich aus den direkten Messungen dieser Geschwindigkeit unter ganz analogen Bedingungen — Ablenkung durch Corioliskraft und Ausmessung der Mitte des abgelenkten Streifens — ergab.<sup>1)</sup> Dieser Wert lag etwa in der Mitte zwischen

$$\sqrt{\frac{3 R T}{M}} \quad \text{und} \quad \sqrt{\frac{4 R T}{M}}.$$

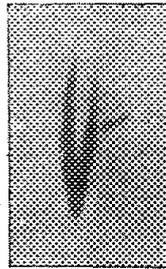
Für die Berechnung wurde also der Wert  $\sqrt{\frac{3,5 R T}{M}}$  eingesetzt.

Die Temperatur des verdampfenden Silbers betrug, wie

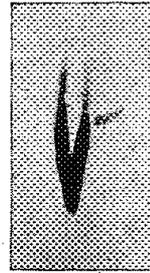
1) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. 2. S. 49. 1920; 3. S. 417. 1920.



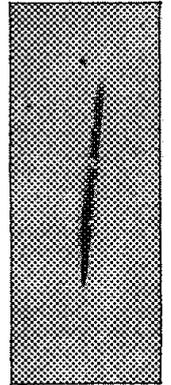
**Fig. 11a.**



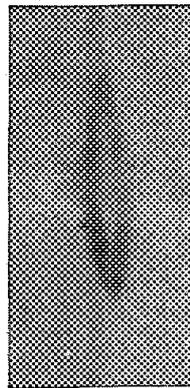
**Fig. 11b.**



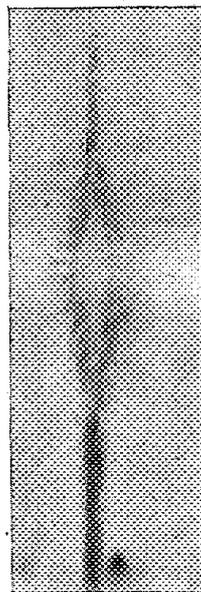
**Fig. 11c.**



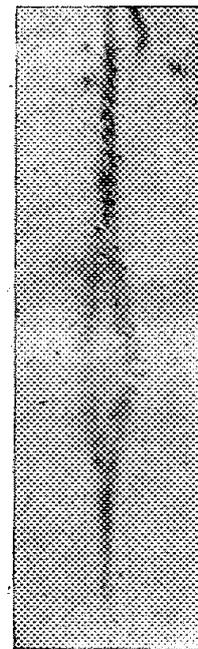
**Fig. 13.**



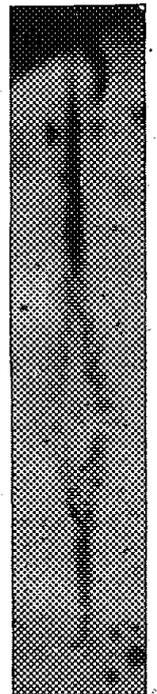
**Fig. 14.**



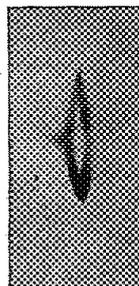
**Fig. 15a.**



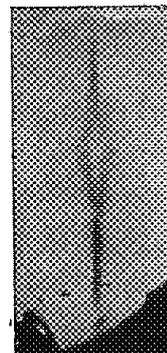
**Fig. 15b.**



**Fig. 15c.**



**Fig. 16a.**



**Fig. 16b.**



nachträglich durch Thermoelementmessung unter den gleichen Bedingungen wie bei den Versuchen festgestellt wurde, rund 1050° C mit einem maximalen Fehler infolge von Temperaturschwankungen während der langen Versuchsdauer von 30°.

Schließlich wurde für das magnetische Moment ein Bohrsches Magneton (pro Mol.) = 5600 CGS angenommen. Aus diesen Daten wurde aus der oben (S. 698) abgeleiteten Formel die theoretisch zu erwartende Ablenkung berechnet. Es wurden nur die abgestoßenen Strahlen zur Berechnung verwendet, weil bei den angezogenen Strahlen infolge der unregelmäßigen Verbreiterung, wie sie besonders deutlich aus Fig. 14 ersichtlich ist, die Mitte der Ablenkung nicht mit der genügenden Sicherheit festzustellen war. Eine Korrektion wegen der diamagnetischen Abstoßung ist nicht erforderlich, da dieselbe auch im ungünstigsten Fall mehrere tausendmal kleiner als die beobachtete Abstoßung ist. Die Ausmessung und Berechnung von den Aufnahmen Nr. 14 und Nr. 15 führte zu den Werten der folgenden Tabelle:

Nr. der Aufnahme	Entfernung des unabgelenkten Strahles von der Schneide	Mittlere Ablenkung des abgestoßenen Strahles	
		berechnet	beobachtet
15	0,32 mm	0,10 <sub>1</sub> mm	0,10 <sub>8</sub> mm
14	0,21 mm	0,14 <sub>8</sub> mm	0,15 mm

Die Genauigkeit der Messungen schätzen wir auf 10 Proz. Innerhalb dieser Fehlergrenzen zeigen also die Versuche, daß das Silberatom im Normalzustand ein Bohrsches Magneton hat.

#### § 9. Ergebnis.

Die im vorstehenden mitgeteilten Versuche erbringen

1. den experimentellen Nachweis der Debye-Sommerfeldschen magnetischen Richtungsquantelung
2. die experimentelle Bestimmung des Bohrschen Magnetons.

Schließlich möchten wir dem Institutsmechanikermeister Hrn. Adolf Schmidt für seine unermüdliche und verständnisvolle Hilfe unseren aufrichtigen Dank sagen.

Frankfurt a. M. und Hamburg, 1923.

(Eingegangen 26. März 1924.)