

**3. Ein Druckgefälle im Glimmstrom
bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes;
von H. Sirk.**

(Gekürzter Abdruck der in den Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie
der Wien. Mathem.-naturw. Klasse; Bd. CXXII. Abt. IIa. Februar 1913,
p. 417 erschienenen Originalabhandlung.)

Die Einwirkung eines Magnetfeldes auf den elektrischen Strom in Gasen war schon seit langer Zeit von verschiedenen Gesichtspunkten aus untersucht worden. Die Untersuchungen beziehen sich fast ausschließlich auf den Glimmstrom. Seit den fünfziger Jahren des vorigen Jahrhunderts ist eine große Zahl von Arbeiten erschienen, die hauptsächlich dessen Ablenkung durch ein Magnetfeld sowie die Beeinflussung seines Kathodenfalles, seiner Elektrodenspannung und Stromstärke durch das Magnetfeld behandeln. Nur ein einziges Mal hingegen wurde die Frage behandelt, ob in einer von der Glimmentladung durchströmten Gasmasse durch ein auf die Stromrichtung normales Magnetfeld transversale Veränderungen des Gasdruckes im Stromgefäß erzeugt werden, wie man es ja für den Fall, daß auch hier der elektrische Strom samt der in seinem Bereiche befindlichen Materie abgelenkt wird, erwarten sollte. Das geschah von E. Goldstein¹⁾ in seinen grundlegenden Arbeiten „Über die Entladung der Elektrizität in verdünnten Gasen“. Um ein auf Strom und Feldrichtung normales Druckgefälle im Innern des stromdurchflossenen Gases nachzuweisen, hat er folgendes sinnreiche Experiment angestellt. Er ließ durch ein Geißlerrohr *A* eine Entladung gehen, die er magnetisch gegen das Rohr *B* hin ablenkte (Fig. 1). Dieses war dabei mit *A* durch den geöffneten Hahn *h* in Verbindung und bildete ein

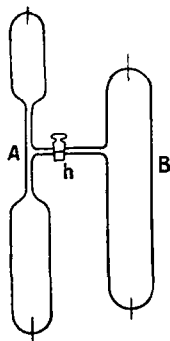


Fig. 1.

1) E. Goldstein, Ann. d. Phys. 12. p. 262. 1881.

Gasreservoir. Während das Feld auf den Strom wirkte, wurde der Hahn *h* geschlossen. Es zeigte sich nachher, daß der Druck in *A* derselbe war wie vor der Einwirkung des Feldes, was gegen das Bestehen eines transversalen, vom Magnetfeld hervorgerufenen Druckgefälles spricht. Die Gleichheit des Druckes vor und nach der Einwirkung in *A* wurde durch Beobachtung von Zahl und Lage der Schichten des positiven Lichtes kontrolliert, was nach Goldstein Druckänderungen von $\frac{1}{10}$ mm Hg zu erkennen gestattet. Bei einer anderen Ausführungsart des Experimentes wurde eine Entladung durch *B* magnetisch bei offenem Hahn gegen *A* hin abgelenkt. Eine Kontrolle des Druckes in *A* in der vorher geschilderten Weise ergab dort keine Druckänderung.

Aus dem Fehlen derartiger transversaler Druckänderungen, die anzeigen würden, daß kein Transport von Materie im abgeschlossenen Entladungsraum stattfindet, schloß nun Goldstein, daß die Auffassung, welche die Gasteilchen zu Trägern des Stromes macht, sich nicht bestätigt, sondern er fand so umgekehrt seine Ansicht gestützt, nach der die Entladung im Geißlerrohr ein Prozeß ist, der *im freien Äther vor sich geht* und erst sekundär die Molekeln des Gasrückstandes durch Resonanz zum Leuchten bringt.

Allein seit mehreren Jahren hat die Meinung, daß der elektrische Strom in Gasen ein Konvektionsstrom sei, immer mehr und mehr an Boden gewonnen. Um so auffallender muß es erscheinen, daß die seit Goldstein herrschende Ansicht über das Fehlen transversaler Druckdifferenzen bei Einwirkung eines auf die Stromrichtung normalen Magnetfeldes beim Glimmentladungsstrom mit jener Auffassung unverträglich ist. Denn wie im folgenden theoretischen Teile abgeleitet wird, folgt aus der Annahme, daß auch im Geißlerrohr elektrisch geladene Partikeln unter dem Einflusse des Feldes wandern, das Bestehen derartiger Druckdifferenzen, die mit der Richtung des Stromes und Feldes ihre Richtung ändern.

Es scheint, daß einerseits bei den Experimenten Goldsteins die Genauigkeit der Druckmessung nicht hinreichend gewesen war und daß vielleicht andererseits der Umstand, daß er zum Teil das Induktorium als Stromquelle verwandte, den Nachweis der Druckdifferenzen erschwert hat, indem die dadurch hervorgerufene intermittierende Entladung beim Aus-

setzen des Stromes einen Ausgleich der Druckdifferenzen im Geißlerrohr möglicherweise gestattet hat.

Zweck der folgenden experimentellen Arbeit war es, bei einem konstanten Strom unter möglichst genau definierten Verhältnissen die erwähnte Druckdifferenz mit den empfindlichsten Hilfsmitteln nachzuweisen und zu messen, um so die sonst für die Elektrizitätsleitung in Gasen geltenden Ansichten *auch hier mit dem experimentell Beobachtbaren in Einklang zu bringen.*

Theoretischer Teil.

Angenommen, in einem Gase befinden sich in der Volumeneinheit n_p positive und n_n negative Ionen, wovon jedes die Ladung $+e$ bzw. $-e$ habe. Die mittlere freie Weglänge des Ions sei klein gegen die Dimensionen des in Betracht kommenden Teiles des Gefäßes, in das wir uns die Gasmasse eingeschlossen denken. Das war bei meinen Versuchen tatsächlich der Fall; denn die mittlere Weglänge beträgt beim kleinsten von mir angewendeten Druck von 3 mm Hg für Stickstoff nur ungefähr 0,02 mm, während die kleinste Querdimension des Stromes, mit der im folgenden gearbeitet wurde, größer als 3 mm war. Dann erhält ein Ion unter Einwirkung einer konstanten Kraft \mathfrak{R} eine konstante Geschwindigkeit u für positive, v für negative Ionen, die sich durch folgende Vektorgleichungen bestimmt:

$$(1) \quad \begin{cases} u = \frac{U}{e} \mathfrak{R} \\ v = \frac{V}{e} \mathfrak{R} . \end{cases}$$

U und V bedeuten die Beweglichkeiten des positiven, beziehungsweise negativen Ions.

Nun wollen wir unter dieser Annahme zunächst die Geschwindigkeiten, die ein Ion annimmt, wenn ein elektrisches Feld \mathfrak{E} und ein magnetisches Feld \mathfrak{H} gleichzeitig einwirken, der Größe und Richtung nach berechnen [*Resultat* (5) und (6)].

Das elektrische Feld allein erteilt einem positiven bzw. negativen Ion eine Geschwindigkeit, die der Größe und Richtung nach durch $+U\mathfrak{E}$, bzw. $-V\mathfrak{E}$ gegeben ist.

Das Magnetfeld übt nun auf ein positives Ion, das sich mit einer Geschwindigkeit vom Betrage v bewegt, eine Kraft

aus, die normal auf seine Bewegungsrichtung und die Magnetfeldrichtung steht, wobei der Sinn der Kraftrichtung dadurch definiert ist, daß sie mit der Richtung der $+Z$ -Achse eines Rechtssystems zusammenfällt, wenn die Bewegungsrichtung des Ions mit der $+X$ -Achse, die Richtung des Magnetfeldes mit der $+Y$ -Achse zusammenfällt. Der Betrag dieser Kraft ist $Hev \sin \alpha$, wo α den Winkel zwischen Bewegungsrichtung und Magnetfeldrichtung bedeutet. Diese Kraft ist daher für das positive Ion der Größe und Richtung nach gegeben durch das Vektorprodukt $e[\mathbf{u} \mathfrak{H}]$. Sie erteilt daher nach (1) dem positiven Ion eine Geschwindigkeit $U[\mathbf{u} \mathfrak{H}]$. Für das negative Ion ist, wie eine ganz analoge Überlegung ergibt, diese Geschwindigkeit $-V[\mathbf{v} \mathfrak{H}]$.

Infolgedessen ist bei gleichzeitiger Einwirkung des elektrischen und magnetischen Feldes die Geschwindigkeit des positiven Ions gleich

$$(2) \quad \mathbf{u} = U\mathfrak{E} + U[\mathbf{u} \mathfrak{H}].$$

Um diese Vektorgleichung nach \mathbf{u} aufzulösen, multiplizieren wir zunächst vektoriell mit \mathfrak{H}

$$(3) \quad [\mathbf{u} \mathfrak{H}] = U\{[\mathfrak{E} \mathfrak{H}] - [\mathfrak{H}(\mathbf{u} \mathfrak{H})]\} = U\{[\mathfrak{E} \mathfrak{H}] - \mathbf{u} \mathfrak{H}^2 + \mathfrak{H}(\mathbf{u} \mathfrak{H})\}.$$

Dann multiplizieren wir (2) skalar mit \mathfrak{H}

$$(4) \quad (\mathbf{u} \mathfrak{H}) = U(\mathfrak{E} \mathfrak{H}).$$

Wenn man nun (4) in (3) und dann (3) in (2) substituiert, erhält man

$$\mathbf{u} = U\mathfrak{E} + U^2[\mathfrak{E} \mathfrak{H}] - U^2 \mathbf{u} \mathfrak{H}^2 + U^3 \mathfrak{H}(\mathfrak{E} \mathfrak{H}).$$

Das gibt, nach \mathbf{u} aufgelöst,

$$(5) \quad \mathbf{u} = \frac{U\mathfrak{E} + U^3[\mathfrak{E} \mathfrak{H}] + U^3 \mathfrak{H}(\mathfrak{E} \mathfrak{H})}{1 + U^2 \mathfrak{H}^2}.$$

Für \mathbf{v} erhält man ganz analog

$$(6) \quad \mathbf{v} = \frac{-V\mathfrak{E} + V^3[\mathfrak{E} \mathfrak{H}] - V^3 \mathfrak{H}(\mathfrak{E} \mathfrak{H})}{1 + V^2 \mathfrak{H}^2}.$$

Nun kann man leicht die Kräfte, bzw. deren Komponenten berechnen, die einer derartigen Geschwindigkeit der Ionen entsprechen. Der Spezialfall, der hier zur Behandlung der erwähnten Druckdifferenzen dient, wird durch Gleichungen (12) und (13) gelöst.

Die Kraft, die einer beim gleichzeitigen Einwirken des elektrischen und magnetischen Feldes auftretenden Geschwindigkeit entspricht, ist dann infolge (1)

$$(7) \quad \text{für ein positives Ion } \mathbf{f}_p = e \frac{\mathcal{E} + U[\mathcal{E} \mathfrak{H}] + U^2 \mathfrak{H}(\mathcal{E} \mathfrak{H})}{1 + U^2 \mathfrak{H}^2},$$

$$(8) \quad \text{für ein negatives Ion } \mathbf{f}_n = -e \frac{\mathcal{E} - V[\mathcal{E} \mathfrak{H}] + V^2 \mathfrak{H}(\mathcal{E} \mathfrak{H})}{1 + V^2 \mathfrak{H}^2}.$$

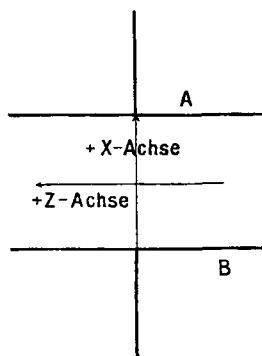
Ihr Betrag ist also, da im Gase gleichzeitig n_p positive und n_n negative Ionen pro Volumeinheit enthalten sind, für dieselbe gegeben durch

$$n_p \mathbf{f}_p + n_n \mathbf{f}_n = e \left\{ n_p \frac{\mathcal{E} + U[\mathcal{E} \mathfrak{H}] + U^2 \mathfrak{H}(\mathcal{E} \mathfrak{H})}{1 + U^2 \mathfrak{H}^2} - n_n \frac{\mathcal{E} - V[\mathcal{E} \mathfrak{H}] + V^2 \mathfrak{H}(\mathcal{E} \mathfrak{H})}{1 + V^2 \mathfrak{H}^2} \right\}.$$

Infolge der zu (1) führenden Annahmen überträgt sich diese Kraft auf die Gasmasse und ist gleichbedeutend mit einem im Gase wirkenden Druckgefälle.

Chattock¹ hat als erster derartige Druckkräfte gemessen, indem er Druckdifferenzen bestimmte, die bei der unipolaren Leitung im Spitzenstrom in der Richtung des elektrischen Feldes auftreten, und hat diese Messungen zur Berechnung der Beweglichkeiten verwertet.

Um die hier zu behandelnden, bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes auf den Strom normal gerichteten Druckkräfte zu berechnen, nehmen wir an, daß das elektrische und magnetische Feld homogen sind und aufeinander normal stehen, und legen uns ein rechtwinkeliges Rechtskoordinatensystem im Raume so, daß die $+X$ -Achse mit der Richtung von \mathcal{E} , das wir uns durch eine an den Elektroden A und B (Fig. 2) wirkende Potentialdifferenz erzeugt denken, und die $+Y$ -Achse mit der Richtung von \mathfrak{H} zusammenfällt. Der Ursprung befinde sich im geometrischen Mittelpunkt des durchströmten Gefäßes, dessen



Die $+Y$ -Achse ist vom Beschauer weggerichtet.

Fig. 2.

1) A. P. Chattock, Phil. Mag. V. 48. p. 401. 1899.

Querschnitte normal auf die x -Richtung gegenüber der Y -Achse und der Z -Achse symmetrisch gerichtet sind. Dann wird

$$(9) \quad \begin{cases} \mathfrak{E}_x = E & \mathfrak{H}_x = 0 \\ \mathfrak{E}_y = 0 & \mathfrak{H}_y = H \\ \mathfrak{E}_z = 0 & \mathfrak{H}_z = 0 \\ (\mathfrak{E}\mathfrak{H}) = 0 \end{cases}$$

Der Betrag von $[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$ wird EH und seine Richtung fällt mit der $+Z$ -Achse zusammen.

Infolgedessen sind die Komponenten von u nach (5):

$$(10) \quad \begin{cases} u_x = \frac{UE}{1+U^2H^2}, \\ u_y = 0, \\ u_z = \frac{U^2EH}{1+U^2H^2}. \end{cases}$$

Analog ergibt sich für das negative Ion nach (6):

$$(11) \quad \begin{cases} v_x = -\frac{VE}{1+V^2H^2}, \\ v_y = 0, \\ v_z = \frac{V^2EH}{1+V^2H^2}. \end{cases}$$

Es wirken daher nach (1) auf das positive Ion die Kraftkomponenten

$$(12) \quad \begin{cases} \mathfrak{f}_x = \frac{eE}{1+U^2H^2}, \\ \mathfrak{f}_y = 0, \\ \mathfrak{f}_z = \frac{eUEH}{1+U^2H^2}. \end{cases}$$

Analog ergibt sich für das negative Ion

$$(13) \quad \begin{cases} \mathfrak{f}'_x = -\frac{eE}{1+V^2H^2}, \\ \mathfrak{f}'_y = 0, \\ \mathfrak{f}'_z = \frac{eVEH}{1+V^2H^2}. \end{cases}$$

Für das Folgende ist die Beziehung zwischen den Geschwindigkeitskomponenten der positiven, bzw. negativen Ionen

in der X -Richtung und dem durch sie getragenen Strom wichtig.

Denken wir uns ein rechtwinkeliges Parallelepiped, dessen Kanten parallel den Koordinatenachsen sind und die Länge dx , dy , dz haben.

Durch die Grundfläche dy , dz wird in der Richtung der $+X$ -Achse durch die positiven Ionen die Elektrizitätsmenge

$$n_p e u_x \cdot dy \cdot dz = n_p e \frac{UE}{1 + U^2 H^2} dy dz,$$

durch die negativen in der entgegengesetzten Richtung die Elektrizitätsmenge

$$- n_n e v_x \cdot dy \cdot dz = n_n e \frac{VE}{1 + V^2 H^2} \cdot dy \cdot dz$$

in der Zeiteinheit transportiert. Das entspricht also einem elektrischen Strom durch die Fläche $dy \cdot dz$ des Parallelepipeds in der Richtung der $+X$ -Achse von der Stärke

$$(14) \quad j dy \cdot dz = e E \left\{ \frac{n_p U}{1 + U^2 H^2} + \frac{n_n V}{1 + V^2 H^2} \right\} dy \cdot dz,$$

wo j die Stromdichte an der betreffenden Stelle bedeutet.

Wir berechnen so aus den Gleichungen (12) und (13) die Komponenten der Kraft \mathfrak{R} die an der Stelle x , y , z auf die in der Volumeinheit enthaltenen positiven und negativen Ionen und nach den in (1) enthaltenen Voraussetzungen auf die Volumeinheit des Gases selbst wirkt.

Es ergibt sich:

$$(15) \quad \mathfrak{R}_x = \left\{ \frac{n_p e E}{1 + U^2 H^2} - \frac{n_n e E}{1 + V^2 H^2} \right\} = e E \left\{ \frac{n_p}{1 + U^2 H^2} - \frac{n_n}{1 + V^2 H^2} \right\}$$

$$(16) \quad \mathfrak{R}_y = 0.$$

Und unter Zuhilfenahme von (14)

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{R}_z &= \left\{ \frac{n_p e U E H}{1 + U^2 H^2} + \frac{n_n e V E H}{1 + V^2 H^2} \right\} \\ &= H e E \left\{ \frac{n_p U}{1 + U^2 H^2} + \frac{n_n V}{1 + V^2 H^2} \right\} \\ &= H j. \end{aligned} \right.$$

Es soll im folgenden angenommen werden, daß das stromdurchflossene, von einem homogenen Magnetfelde beeinflusste Gas ein Gefäß erfülle, so daß das Problem statisch zu behandeln ist. Dazu muß angenommen werden, daß das Kraftfeld \mathfrak{R} wirbelfrei ist, was durch alle bisherigen Untersuchungen, bei

denen nie eine Wirbelbewegung in einem derartigen, durch ein Magnetfeld beeinflussten Glimmstrom beobachtet wurde, nahegelegt wird.

Aus

$$\operatorname{rot} \mathfrak{R} = 0$$

folgt nun, daß

$$\frac{\partial \mathfrak{R}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{R}_y}{\partial x} = 0.$$

$$\text{Aus (16) folgt: } \frac{\partial \mathfrak{R}_y}{\partial y} = 0. \quad \text{Aus (17): } \frac{\partial \mathfrak{R}_x}{\partial y} = \frac{H \partial j}{\partial y} = 0.$$

Es muß also

$$(18) \quad \frac{\partial j}{\partial y} = 0$$

sein, was für das Folgende wichtig ist.

Wir sind nun berechtigt, die hydrostatische Grundgleichung anzuwenden und erhalten so für die Z -Komponente des Druckgradienten nach (17)

$$(19) \quad \frac{\partial p}{\partial y} = H j.$$

Die Stromdichte j , die, wie wir gefolgert haben, in der Richtung des magnetischen Feldes konstant ist, wird sich möglicherweise in der auf dieser normalen Z -Richtung ändern. Über die Verteilung der Stromdichte in dieser Richtung besitzen wir derzeit keine Theorie, um sie voraus zu berechnen, und es erschien bei meinen Versuchsbedingungen unmöglich, sie experimentell zu ermitteln. Ich mache daher die Annahme, die sich später durch das Übereinstimmen der experimentellen Ergebnisse mit den Folgerungen zu rechtfertigen scheint, daß die Stromdichte j in ihrer Abhängigkeit von z gegeben ist durch:

$$(20) \quad j = j_0 (1 + f(z)),$$

wo j_0 die Stromdichte im Ursprung des Koordinatensystems und $f(z)$ irgendeine ungerade Funktion von z ist.

Wenn wir (20) in (19) einführen, so folgt

$$(21) \quad dp = H j_0 (1 + f(z)) dz.$$

Wir integrieren nun zwischen zwei verschiedenen auf der Z -Achse liegenden Punkten, die auf der Grenzkurve des Stromquerschnittes im Abstand $+l/2$ und $-l/2$ vom Ursprung liegen, und erhalten so

$$\Delta p = H j_0 l + j_0 H \int_{-l/2}^{+l/2} f(z) dz.$$

Letzteres Integral verschwindet, weil $f(z)$ als ungerade Funktion angenommen wurde, und wir erhalten für die an den erwähnten Stellen gemessene Druckdifferenz

$$(22) \quad \Delta p = H j_0 l.$$

Diese Gleichung ergibt also die Existenz einer Druckdifferenz in der Z -Richtung mit dem Überdruck in der $+Z$ -Achse, wenn der Strom die Richtung der $+X$ - und das Magnetfeld die Richtung der $+Y$ -Achse des Rechtskoordinatensystems hat. Ferner folgt aus ihr, daß die *Druckdifferenz* mit der *Richtung* des *Magnetfeldes* und der *Richtung* des *Stromes* ihr *Vorzeichen* ändert. Man ersieht ferner aus ihr die *Proportionalität* mit der *Stärke* des *Magnetfeldes* und *Stromes* sowie den Umstand, daß die Druckdifferenz unabhängig sein muß von der Natur des betreffenden Gases sowie auch von dem Druckbereiche, unter dem das betreffende Gas steht.

Wenn es sich darum handelt, die Druckdifferenz nach (22) aus Messungen zu berechnen, so muß j_0 die Stromdichte im Ursprung unseres Koordinatensystems in Größen auszudrücken sein, die wie Stromstärke und Stromquerschnitt der Messung zugänglich sind.

Wie nach dem Vorigen leicht einzusehen, beträgt, da nach (17) j von y unabhängig ist, der gesamte durch den Querschnitt gehende Strom

$$(23) \quad \left\{ \begin{aligned} I &= 2 \int_{-l/2}^{+l/2} j y dz = 2 \int_{-l/2}^{+l/2} j_0 (1 + f(z)) y dz \\ &= 2 j_0 \int_{-l/2}^{+l/2} y dz + 2 j_0 \int_{-l/2}^{+l/2} y f(z) dz, \end{aligned} \right.$$

wo y die Ordinate der Begrenzung des Stromquerschnittes ist. Da nun y wegen der Symmetrie der Strombegrenzung in bezug auf die Y -Achse (vgl. p. 442) eine gerade, $f(z)$ hingegen eine ungerade Funktion von z ist, so verschwindet

$$\int_{-1/2}^{+1/2} y f(z) dz$$

und j_0 ergibt sich als gleich groß mit der mittleren Stromdichte, dem Quotienten der Stromstärke I durch den Flächeninhalt des Stromquerschnittes. Inwieweit die hier angenommenen idealen Bedingungen bei den Experimenten erfüllt sind, soll später gelegentlich der Versuche diskutiert werden.

Experimenteller Teil.

Der Gang der experimentellen Arbeit war folgender: Zunächst wurde die Existenz und die aus Gleichung (22) folgende Kommutierarbeit der Druckdifferenz mit der Richtung des Stromes und Feldes bei Verwendung einer Influenzelektrismaschine als Stromquelle (Stromstärke 0,17 M.-A.) sichergestellt (vgl. Originalabhandlung p. 428—436). Nach diesen Vorversuchen wurde unter Anwendung einer Akkumulatorenhochspannungsbatterie als Stromquelle die Abhängigkeit dieser Druckdifferenz von der Feldstärke (4—33,10² Gauss) und Stromstärke (1,5—15 M.-A.) studiert und ihr Absolutwert gemessen.

Beschreibung und Handhabung der Apparate.

Es wurden zuerst zwei zylindrische Geißlerrohre von sehr ähnlicher Form (Rohr 2 und Rohr 3) verwendet (vgl. Fig. 3, die einen Längsschnitt durch Rohr 2 gibt). In der Achse des zylindrischen Rohres befanden sich in einem Abstand von ca. 1 cm die scheibenförmigen Aluminiumelektroden. An den Mündungen der Rohransätze A und B , die als Drucksonden dienten, bildete sich die Druckdifferenz aus.

Bei Rohr 4 und 5, das ähnliche Dimensionen wie Rohr 2 und Rohr 3 hatte, war der Teil des Rohres zwischen den Elektroden zu einer nur 3 mm weiten Kapillare verengt, an welche die Drucksonden angesetzt wurden (Fig. 4 gibt einen Längsschnitt in der Ebene der Drucksonden, wie Fig. 3).

Für die folgenden Berechnungen ist der Abstand l der beiden Punkte, an denen die Druckdifferenz gemessen wird, und der Stromquerschnitt von Wichtigkeit. Bei Rohr 2 und Rohr 3 ergab sich, daß bei allen in Betracht kommenden Ver-

suchen das Glimmlicht auch durch die schwächsten angewandten Felder soweit abgelenkt wurde, daß die Mündungen der Drucksonden davon vollkommen bedeckt waren, ohne daß es sich merklich in die Sonden verbreitete. Dadurch war die Gewähr

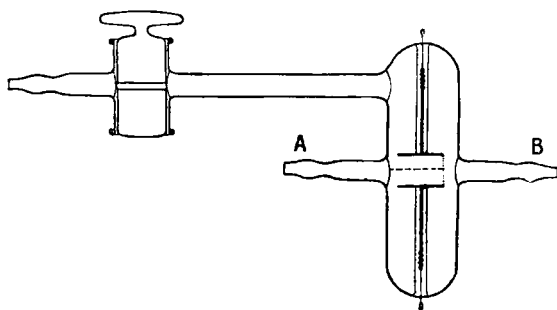


Fig. 3.

gegeben, daß kein Ausgleich der durch Feld und Strom bewirkten Druckdifferenz innerhalb des Gleißlerrohres stattfinden konnte. Soweit man erkennen konnte, erfüllte bei der ab-

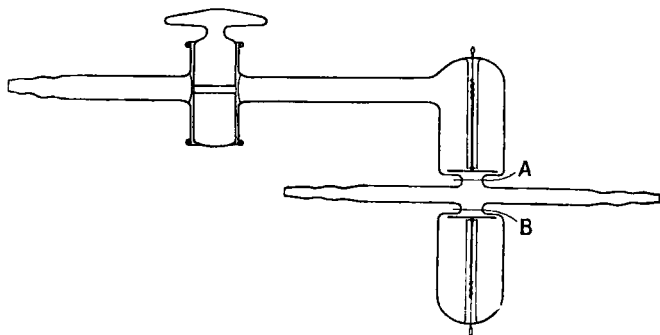


Fig. 4.

gelenkten Entladung ein schwacher Lichtschimmer den Raum zwischen den Elektroden und seine Grenze in der Ebene der Drucksonden ist in Fig. 3 durch eine punktierte Linie angegeben. Daher wurde für l die Länge der in der Figur gestrichelten Linie angenommen, deren Länge bei Rohr 2 1,9 cm betrug. Bei Rohr 3, das sich von Rohr 2 nur dadurch unter-

schied, daß die Ansätze der Drucksonden an das Geißlerrohr trichterförmig erweitert waren, war diese Länge $l = 1,8$ cm.

Bezüglich des Stromquerschnittes erschien es am zweckmäßigsten, den Flächeninhalt eines Kreises anzunehmen, dessen Durchmesser gleich dem Mittel aus dem Durchmesser der scheibenförmigen Elektroden und dem inneren Durchmesser des Rohres ist. Es ergibt sich so als Stromquerschnitt

für Rohr 2: $2,8 \text{ cm}^2$, für Rohr 3: $2,5 \text{ cm}^2$.

Bei Rohr 4 und Rohr 5 konnten Stromquerschnitt und die Größe von l genauer bestimmt werden, da die Glimmentladung hier den verengten Teil des Rohres stets gleichmäßig erfüllte, ohne in die Drucksonden einzudringen.

Nach Beendigung der Versuche wurden die beiden Rohre bei *A* und *B* abgeschnitten und die Dimensionen der engsten Stellen der runden Einschnürungen in der Richtung des Durchmessers mit einem Fraunhofermikrometer bestimmt. Es wurde der Durchmesser der Einschnürungen sowohl in der Richtung der Drucksonden, als auch normal darauf bei der Einschnürung *A* und bei der Einschnürung *B* gemessen. Der Mittelwert aus den mehrfach wiederholten Messungen ergab so für Rohr 4 einen Durchmesser in der Richtung der Drucksonden $l = 0,446$ cm, und für das Mittel aus allen abgelesenen Durchmessern: $0,403$ cm, woraus sich unter der Annahme eines kreisförmigen Stromquerschnittes dieser zu $0,128 \text{ cm}^2$ ergibt. Analog ergab sich für Rohr 5: $l = 0,406$ cm, der Durchmesser im Mittel $= 0,381$ cm und infolgedessen der Stromquerschnitt $0,114 \text{ cm}^2$.

Die Geißlerrohre wurden vertikal zwischen den $2,6$ cm entfernten zylindrischen Polschuhen (Durchmesser 4 cm) eines Halbringelektromagneten nach Dubois¹⁾ (Fig. 5) so befestigt, daß die Achse der Drucksonden horizontal und normal zu den Kraftlinien des Feldes stand.

Die Drucksonden waren mit einem von mir zur Messung derartig kleiner Druckdifferenzen konstruierten Differenzialmanometer verbunden, dessen Prinzip folgendes ist: Man läßt die Druckdifferenz sich außerhalb des wirksamen Agens ausgleichen und bringt in den so entstehenden Luftstrom einen Stempel, der am Balken einer Drehwage befestigt ist. Seine Ablenkung durch den Luftstrom wird mit Fernrohr gemessen.

1) K. Dubois, Zeitschr. für Instrumentenkunde 1911. p. 362.

Der wesentliche Bestandteil des von mir konstruierten Torsionsmanometers war eine horizontal gestellte Messingplatte von 12 mm Dicke und 14 cm Durchmesser (Fig. 6). In deren Innerem waren zwei 2 mm weite zylindrische Kanäle *A* und *A'*

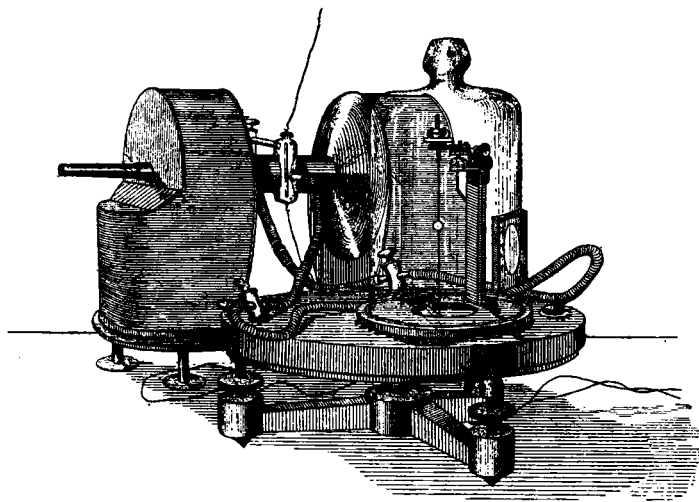


Fig. 5.

gebohrt (in der Figur gestrichelt), die zu den Stirnflächen eines oben offenen prismatischen Beckens *B* (Dimensionen $10 \times 10 \times 25$ mm) führten. In seinem Innern schwebte als Stempel ein zylindrischer Kork mit gerundeten Kanten *S* (Durchmesser 8 mm, Länge 14 mm). Er war an dem Ende einer dünnen Glaskapillare befestigt. Sie führte durch den 4 mm breiten, oben offenen prismatischen Kanal *D*, der in die kreisförmige Vertiefung *E* (Tiefe 3 mm) mündete (vgl. hier und im folgenden auch Fig. 5). Bei *G* wurde durch Anbringen eines Gewichtchens der Balken der Drehwaage so ausbalanciert, daß er sich frei im Kanal *D* bewegen konnte, und bei *F* an einen 6 cm langen, steifen Draht gehängt, an dem sich der Spiegel

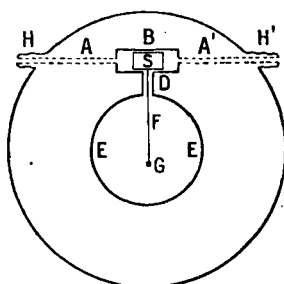


Fig. 6.

für die Fernrohrablesung befand. Dieser Draht hing an einem 4 cm langen Quarzfaden, der an einem Torsionskopfe befestigt war. Die Aufhängung an diesem geschah an einer vertikal verstellbaren Schraube. Der Torsionskopf selbst befand sich auf einem Kreuzsupport, so daß er in zwei horizontalen Richtungen in der Längsrichtung des Beckens *B* und normal darauf verschiebbar war. Diese drei Beweglichkeiten gestatten im Verein mit der Drehung des Torsionskopfes, den Stempel *S* freischwebend innerhalb des prismatischen Beckens einzustellen. Beim Arbeiten mit dem Manometer wurde nach Einstellen des Stempels im prismatischen Becken dieses und der Kanal *D* mit einer aufgelegten Glasplatte nach oben abgeschlossen. Der Träger des Torsionskopfes war mit einer Stütze auf der kreisförmigen Messingplatte befestigt. Auf diese wurde die 20 cm hohe zylindrische Glasglocke luftdicht aufgesetzt, in die zur Durchführung der Fernrohrbeobachtung ein Fenster aus Plan-
glas eingekittet war. Bei *H* und *H'* (Fig. 6) waren die Vakuumschläuche angesetzt, die zu den Drucksonden des Geißlerrohres führen. In diese Schläuche war in der Mitte je ein Glashahn eingesetzt worden (Fig. 5), der nur bei gewissen später zu erwähnenden Kontrollexperimenten geschlossen wurde.

Das Geißlerrohr war oben mit einem Glashahn versehen, der für gewöhnlich offen war und dieses durch einen Kautschukschlauch mit einer Vakuumflasche verband. An dieser war ein Quecksilbermanometer angebracht, an dem der Druck, der im Geißlerrohr bei den betreffenden Messungen herrschte, bei allen Versuchen abgelesen wurde. Diese Druckflasche war ihrerseits mit der Luftpumpe verbunden. Das Ausströmen der Luft des Rezipienten des Torsionsmanometers erfolgte so durch den Kanal *D* und die zylindrischen Rohre *AA'*. Infolgedessen wurde beim Evakuieren der Balken der Torsionswaage bis zum Anschlagen an die Messingplatte abgelenkt. Seine Entfernung von dieser nach der Evakuierung wurde durch leichtes Klopfen bewirkt. Seine gute Einstellung bildete eine der größten experimentellen Schwierigkeiten der Arbeit. Das Torsionsmanometer stand auf einem massiven Schraubenstativ, das sich am gleichen Tisch wie der Elektromagnet befand (vgl. Fig. 5). Das Fernrohr mit der 60 cm langen, in Millimeter geteilten Skala war auf einem 1,5 m entfernten Tischchen ebenso wie das Torsionsmanometer in stets un-

veränderter Lage aufgestellt. Wie später (vgl. p. 461) gezeigt wird, ist dieser Ausschlag proportional der an den Drucksonden liegenden Druckdifferenz. Durch eine nachfolgende Eichung konnten die Angaben des Apparates quantitativ verwertet werden. Infolge starker mechanischer Erschütterungen war das Skalenbild fast nie in Ruhe, es wurde daher keine Ablesung genauer als auf 1 mm angegeben. Um das heikle Torsionsmanometer nicht zu sehr zu erschüttern, wurden Einrichtungen getroffen, um sämtliche während der Messung der Druckdifferenzen notwendigen Operationen, wie Erregen, Kommutieren, Variieren und Messen sowohl des durch das Geißlerrohr fließenden Stromes als auch des starken, zur Erregung des Elektromagneten angewandten Stromes (0,4—6 Amp.) vom Fernrohrtschchen aus während der Fernrohrablesung zu besorgen, was durch geeignete Aufstellung der betreffenden Apparate im Bereiche des Beobachters ermöglicht wurde. Der Kommutator für den Strom im Geißlerrohr war in der Nähe des Elektromagneten aufgestellt und wurde mit einer 2 m langen Stange vom Fernrohrtschche aus betätigt. Die Messung der Stromstärke im Geißlerrohre erfolgte in der Erdleitung, die zu diesem Behufe zum Fernrohrtschchen geführt wurde, wo sich das Amperemeter befand.

Die Feldstärke, die während der Versuche zwischen den Polschuhen des Elektromagneten herrschte, wurde bestimmt, indem derselbe mit der gleichen Stromstärke wie bei den betreffenden Versuchen erregt wurde und dabei gleichzeitig das Feld mit einer geeichten Wismutspirale gemessen wurde, wobei sich auch eine genügende Homogenität des Feldes konstatieren ließ.

Als Spannungsquelle verwandte ich eine Hochspannungsbatterie von 480 Reagenzglasakkumulatoren. Ihr positiver Pol wurde durch einen Kommutator mit einer Elektrode des Geißlerrohres verbunden, ihr negativer aber nicht geerdet, sondern an den positiven Pol der Institutsbatterie (400 V.) gelegt, deren negativer Pol durch den positiven Leiter des städtischen Gleichstromes auf 220 V. geladen war. Die Verbindung zwischen der Institutsbatterie und der Hochspannungsbatterie erfolgte durch einen Widerstand, der zum Regulieren der Stromstärke diente. Er bestand aus zwei hintereinander geschalteten parallelepipedischen Glaströgen mit je einer der Länge nach ver-

schiebbaren Elektrode, die mit einem Gemenge von destilliertem Wasser und Brunnenwasser gefüllt wurden, und war am Fernrohrtschischen so angebracht, daß er während der Fernrohrablesung variiert werden konnte, um die kleinen Stromschwankungen, die beim Betrieb eines Geißlerrohres auftreten, zu korrigieren. Ferner war seine stete Verwendung bei allen jetzt zu beschreibenden Versuchen aus folgenden Gründen notwendig: Es vermehrt sich der Widerstand eines Geißlerrohres durch Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes, worauf zuerst Boltzmann¹⁾ gelegentlich aufmerksam gemacht hatte. Es wurde daher unmittelbar nach Einschalten des Feldes die Stromstärke durch Verkleinerung des Widerstandes auf den ursprünglichen Stand gebracht.

Versuche.

Es zeigte sich, daß beim Einschalten des Stromes das Torsionsmanometer in einer Richtung ausschlug, um dann nach ca. 2 Minuten die alte Ruhelage zu erreichen. Es erklärt sich dies dadurch, daß infolge der durch die Joulewärme bedingten Drucksteigerung ein Ausströmen von Luft aus dem Rohr zum Teil durch die zum Torsionsmanometer führenden Schläuche in dessen Rezipienten stattfand, was infolge einer kleinen Asymmetrie des Instrumentes so lange einen Ausschlag bewirkte, bis im Geißlerrohr stationäre Temperatur eingetreten war. Dementsprechend zeigte sich beim Kommutieren des Stromes keine Änderung im Stande des Torsionsmanometers. Ebenso trat beim Ausschalten, bzw. Schwächen des Stromes ein Ausschlag des Torsionsmanometers im entgegengesetzten Sinne ein, der ebenfalls nach ca. 2 Minuten zurückging. Wurde hierauf das Magnetfeld eingeschaltet, so trat sofort ein Wandern der Skala ein, bis sich nach etwa einer halben Minute ein konstanter Ausschlag ergab, der so lange bestehen blieb, als das Feld einwirkte. Im Augenblicke, wo die Feldrichtung oder Stromrichtung kommutiert wurden, trat ein Ausschlag nach der entgegengesetzten Richtung ein, der ebenfalls nach einer halben Minute langem Schwanken konstant wurde, und erst mit dem Ausschalten des Feldes wurde die gleiche Ruhelage des Instrumentes wie vor seinem Einschalten wieder nach etwa

1) L. Boltzmann, *Ann. d. Phys.* 31. p. 789. 1887.

einer halben Minute langem Pendeln erreicht. Gleichzeitig stieg infolge des eben erwähnten Effektes die Stromstärke und wurde wieder durch Vergrößern des erwähnten Wasserwiderstandes korrigiert.

Bei jedem einzelnen Versuche wurden sowohl positive als negative Stromrichtung mit beiden Richtungen des Feldes kombiniert und der Nullpunkt des Torsionsmanometers sowohl vor als nach dem Einwirken des Feldes bestimmt. Eine am Apparate angestellte Überlegung zeigte auch hier wie schon bei den Vorversuchen, daß die Richtung des Druckgefälles der im theoretischen Teil [vgl. (22) und folgendes] gegebenen Regel entspricht.

Rohr 2.

Bei diesem Rohre war zunächst die Reproduzierbarkeit der Versuche unbefriedigend, konnte aber später durch Verbesserung experimenteller Details gesteigert werden. Die angestellten Versuche sind in Tab. II der Originalabhandlung wiedergegeben. Die Kommutierbarkeit des Ausschlags am Torsionsmanometer mit Strom und Feld, die von der Theorie gefordert wird, zeigte sich bei diesen Versuchen in quantitativer Hinsicht schlecht erfüllt. Trotzdem wurde, um die hier gewonnenen Resultate zur Prüfung der Formel (22) zu verwerten, über die Absolutwerte sämtlicher Ausschläge bei einem Versuche das Mittel genommen und daraus

$$K = \frac{\text{Ausschlag} \times 100}{\text{Strom} \times \text{Feld}}$$

berechnet, wobei die Feldstärke in 10^2 Gauss, die Stromstärke in Teilstriichen des Amperemeters angegeben ist. Diese Größe sollte nach der Theorie konstant sein. Obwohl diese Konstanz auch nicht befriedigend war, wurde der Mittelwert der Größe $K=4,5$ als Mittel aus 27 verschiedenen Versuchen berechnet, um diese Größe im späteren zu verwerten (vgl. p. 462). Trotz der schlechten Konstanz dieser Größe zeigte sie keinen Gang nach Stromstärke, Feldstärke und dem im Rohre herrschenden Druck, der zwischen 5 und 15 mm Hg variiert wurde, so daß wir ihre Inkonstanz durch Störungen in der Versuchsanordnung erklären müssen. Die Ursache derselben fand sich in folgendem: Die durch das Magnetfeld abgelenkte Entladung war in ihrer Lage nicht konstant, sondern zeigte oft plötzlich auftretende

ganz unregelmäßige Zuckungen, was besonders bei höheren Drucken auffiel. Dabei konnte es sich ereignen, daß die Stellen größter Druckdifferenz nicht auf die Mündungen der Drucksonden trafen, wodurch unkontrollierbare Schwankungen des Torsionsmanometers und infolgedessen die Störungen der Versuche in quantitativer Hinsicht zustande kamen.

Rohr 3.

Infolge der trichterförmigen Erweiterung der Ansätze der Drucksonden (vgl. p. 448) war hier eine schwächere Einwirkung der Störungen zu erwarten und dementsprechend zeigten auch die in Tab. III der Originalabhandlung zusammengestellter Versuchsergebnisse eine quantitativ bessere Kommutierbarkeit des Ausschlages, sowie kleinere Schwankungen vom K bei Drucken von 3—15 mm Hg im Geißlerrohr. Bei höheren Drucken war das durch das Feld abgelenkte Glimmlicht sehr unruhig und dementsprechend wurden auch hier die Störungen größer.

Ebenso wie früher wurde der Mittelwert von K aus den 37 mit Rohr 3 angestellten Versuchen zu 3,9 berechnet.

Rohr 4 und Rohr 5.

Um aber eine weitere Verbesserung in bezug auf Reproduzierbarkeit und Kommutierbarkeit der Ausschläge sowie auf bessere Konstanz des Wertes von K zu erhalten und dann auch den Absolutwert der Druckdifferenz mit dem aus Gleichung (22) berechneten zu vergleichen, erschien es notwendig, eine diesen Versuchen anhaftende wichtige Fehlerquelle, die in der schlechten Definition der Gestalt des Stromleiters liegt, zu beseitigen. Gleichzeitig sollte dabei die Stromdichte durch das Geißlerrohr gesteigert werden, um größere Ausschläge am Torsionsmanometer zu erhalten. Diesen Forderungen entsprach die Gestalt dieser beiden Rohre (vgl. Fig. 4 und p. 446).

Bei diesen Versuchen wurde in derselben Weise vorgegangen wie bei den eben beschriebenen. Ich bringe hier als Beispiel die Originalzahlen für einen Versuch, der mit Rohr 4 angestellt wurde und der Tabelle IV der Originalabhandlung entnommen ist (Versuchsnummer 8).

Der im Geißlerrohr herrschende Druck war 15 mm Hg. Die Stromstärke war 10 Teilstriche des Amperemeters. Das magnetische Feld hatte eine Intensität von 400 Gauss.

Stromrichtung	Feldstärke in 10^2 Gauss	Fernrohr- ablesung am Torsions- manometer	Ausschlag am Torsions- manometer
—	—	263	—
—	+ 4	253	— 10
—	— 4	275	+ 12
+	— 4	253	— 10
+	+ 4	275	+ 12
+	—	264	—

Die Ablesungen des Torsionsmanometers, während kein Feld auf das stromdurchflossene Geißlerrohr einwirkte, zeigen, wie man aus den Zahlen der ersten und letzten Zeile erkennt, eine Unsicherheit, die nicht größer ist, als die schon früher

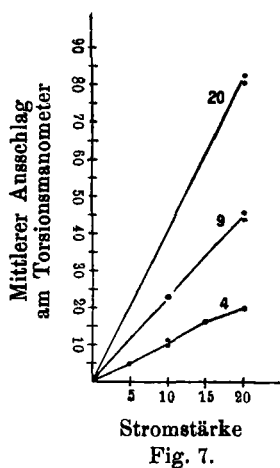


Fig. 7.

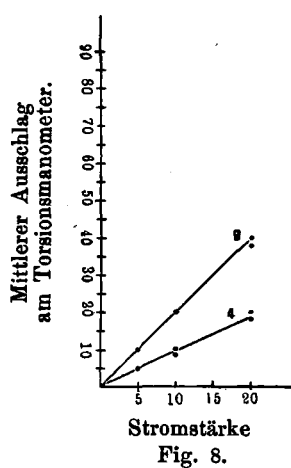


Fig. 8.

erwähnte Unsicherheit der Einstellung des Instrumentes und ähnliches gilt bezüglich des durch das Feld bewirkten Ablenkungen. Die Abweichungen der Ausschläge des Torsionsmanometers in den verschiedenen Richtungen bewegen sich auch bei den übrigen mit Rohr 4 und Rohr 5 angestellten Versuchen innerhalb ähnlicher Grenzen, wie bei dem hier angeführten. Aus den Ausschlägen wurde bei diesem Versuch der mittlere Ausschlag = 11 genommen, aus welchen die konstante $K=28$ berechnet wurde. Die mit Rohr 4 und Rohr 5 angestellten Versuche sind in Fig. 7 und Fig. 8 im Diagramm dargestellt. Die Abszissen stellen die Stromstärken in Teilstrichen

des Amperemeters, die Ordinaten den in der angegebenen Weise berechneten mittleren Ausschlag des Torsionsmanometers vor. Die angewandte Feldstärke ist bei dem betreffenden Linienzuge in 100 Gauss angegeben. Fig. 6 bezieht sich auf die 11 Versuche, die mit Rohr 4 angestellt wurden, wobei der Druck im Geißlerrohr zwischen 13,5 und 17 mm Hg variierte. Zwei von ihnen ergaben ein identisches Resultat. Fig. 7 bezieht sich auf die 14 mit Rohr 5 angestellten Versuche bei einer Variation des Druckes im Geißlerrohr zwischen 5 und 15 mm Hg. In diesem Diagramm entspricht einer der Punkte drei, ein anderer vier verschiedenen unter gleichen Bedingungen angestellten Versuchen. Man ersieht aus den Kurven, daß der Ausschlag der Stromstärke innerhalb kleiner Fehlergrenzen proportional ist, ohne von dem im Geißlerrohr herrschenden Druck beeinflußt zu werden. Aus den Versuchen mit Rohr 4 ergibt sich ein Mittelwert der Konstanten $K=25$ und aus den Versuchen mit Rohr 5: $K=23$.

Diskussion der Fehlerquellen.

Bei allen Versuchen wurde mit größter Sorgfalt darauf geachtet, ob die Einwirkungen, die zur Hervorbringung der Druckdifferenz angewandt werden, nicht etwa für sich allein, direkt oder indirekt den Stand des Torsionsmanometers beeinflussen und so vielleicht die Druckdifferenzen, die in dieser Arbeit untersucht werden, vortäuschen oder wenigstens in ihrer Größe verändern. Durch systematisch angestellte blinde Versuche konnte ich mich überzeugen, daß derartige Störungsquellen nicht bestehen.

Die einfachste Möglichkeit einer derartigen direkten Einwirkung wäre die Beeinflussung des beweglichen Teiles des Torsionsmanometers durch vom Magneten gestreute Kraftlinien. Wie schon bei den Vorversuchen festgestellt worden war, wurde der Stand des Torsionsmanometers durch Erregen möglichst starker Magnetfelder nicht beeinflußt. Dieser Kontrollversuch wurde im Anschlusse an die eben beschriebenen Versuche mit den verschiedenen Formen des Entladungsrohres und bei verschiedenen im Rohre herrschenden Drucken häufig wiederholt, wobei die maximale Belastung des Elektromagneten angewandt wurde. Er gab stets ein negatives Resultat. Dabei

waren die Hähne zwischen Torsionsmanometer und Entladungsröhr geöffnet, so daß sich auch eine andere möglicherweise diskutabile indirekte Einwirkung des Magnetfeldes allein auf das Instrument hätte zeigen müssen, nämlich ein Einfluß von Druckdifferenzen, die vielleicht bei Einwirkung des Magnetfeldes allein auf die schwach paramagnetische Luft im Entladungsröhr entstehen.

Ebenso hätte sich bei dieser Gelegenheit eine indirekte mechanische Einwirkung auf das Torsionsmanometer durch Erregung des Elektromagneten, etwa auf dem Wege einer kleinen Lageveränderung des Tisches, auf dem auch das Instrument aufgestellt war, zu erkennen gegeben.

Daß die Spannung, welche während der Entladung an den Elektroden des Geißlerrohres liegt, ohne Einfluß auf das Torsionsmanometer ist, ergab sich daraus, daß, wie schon beim Besprechen der Versuche erwähnt, beim Schließen des Stromes durchs Geißlerrohr und nach Ablauf einer vorübergehenden, auf Wärmewirkung beruhenden Störung sich der alte Stand des Instrumentes einstellte. Es bleibt aber noch die Frage offen, ob nicht durch Zusammenwirken von Strom und Feld die elektrostatischen Verhältnisse im Geißlerrohr so geändert werden, daß dadurch das Instrument beeinflußt wird, am nächstliegenden etwa, indem bei Ablenkung des Stromes durch das Feld die Wand des Geißlerrohres an einer bestimmten Stelle auf ein hohes Potential geladen wird, welche Stelle beim Kommutieren des Feldes oder Stromes ihren Ort wechseln würde und von wo aus elektrostatische Anziehungskräfte auf den gegen eine elektrostatische Einwirkung vom Geißlerrohr her (vgl. die Aufstellung Fig. 5) nicht genügend geschützten beweglichen Teil des Torsionsmanometers ausgeübt würden. Es wurde daher mehrmals unmittelbar anschließend an die geschilderten Versuche diese wiederholt, nachdem die Hähne zwischen Torsionsmanometer und Geißlerrohr geschlossen worden waren. Es zeigte sich nach dem Erregen des Feldes nicht die geringste Veränderung im Stande des Instrumentes, trotz mehrerer Minuten Zuwartens. Ein derartig langes Zuwarten war hier nötig, denn die sonst schwache Luftdämpfung des Instrumentes war hier, wie eine Betrachtung von Fig. 6 ergibt, durch Schließen der Hähne außerordentlich gesteigert worden. Wegen dieser Schwierigkeit wurde dieselbe Frage mit

einer anderen Versuchsanordnung untersucht. Es wurde nach einem Versuch mit Rohr 2 bei der Stromstärke von $+10$ T.-St. ein Feld von $20 \cdot 10^2$ G. angelegt, nachdem vorher das Torsionsmanometer gegen das Geißlerrohr durch ein entsprechend großes, vertikal gestelltes Stanniolblatt elektrostatisch geschützt worden war. Es zeigte sich bei $+20 \cdot 10^2$ G. ein Ausschlag von $303 - 296 = +7$, bei $-20 \cdot 10^2$ G. war der Ausschlag $287 - 296 = -9$ Sk.T. in genügender Übereinstimmung mit dem vorhergehenden Experiment. Während nun das Feld von $-20 \cdot 10^2$ G. auf das Rohr einwirkte und der Stand des Torsionsmanometers 287 war, wurde, ohne sonst etwas zu verändern, das Stanniol vorsichtig entfernt. Der Stand des Instrumentes erfuhr dadurch nicht die geringste Änderung, was wieder beweist, daß keine elektrostatische Störung der genannten Art stattfindet.

Eine weitere Möglichkeit einer indirekten, durch Zusammenwirken von elektrischem und magnetischem Feld hervorgerufenen Störung ist folgende: Es wird durch Einwirkung des Feldes auf den Strom im Geißlerrohr die Wärmequelle im Rohr verschoben. Die durch diese Wärmequelle bedingten Luftwirbel im Inneren des Rohres könnten möglicherweise trotz der Lage der Schläuche, welche bei den Drucksonden nach abwärts gebogen sind (Fig. 5), das Torsionsmanometer beeinflussen. Bezüglich dieses Einwandes ist zunächst zu bemerken, daß, wie schon erwähnt, ein Kommutieren des Stromes ohne Magnetfeld den Stand des Instrumentes nicht beeinflusst und daß ferner, wenn sowohl Feld wie Strom kommutiert wird, der Ausschlag des Instrumentes seine Richtung beibehält und auch seine Größe um so genauer erhalten bleibt, je günstiger die herrschenden Versuchsbedingungen sind, wie sich aus den Tabellen ergibt. Trotzdem in beiden Fällen durch Kommutieren des Stromes der Ort größter Wärmeentwicklung, der sich an der Kathode befindet, verlegt und der Verlauf der Wirbel im Rohre dadurch vollständig geändert wurde, zeigte sich keine Einwirkung auf das Instrument. Bei Rohr 2 wurde außerdem noch folgendes Experiment angestellt. Es wurde beim stromlosen und vom Magnetfelde nicht beeinflussten Rohr dieses von außen unter der Mündung einer der beiden Drucksonden erwärmt. Es zeigte sich dabei ein Ausschlag des Torsionsmanometers in derselben Richtung wie beim Schließen des Stromes,

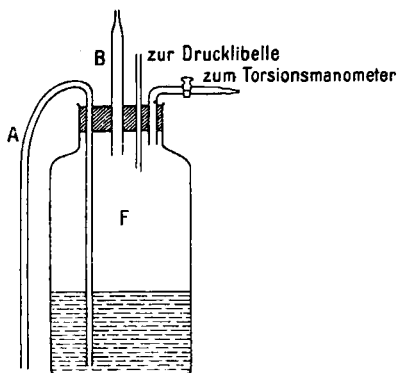
die ebenso wie dieser nach kurzer Zeit zurückging und daher denselben Grund hat wie der durch Schließen des Stromes bewirkte. Dementsprechend zeigte sich die gleiche Erscheinung, als das Rohr unter der Mündung der anderen der beiden Drucksonden erwärmt wurde, während ein Ausschlag im entgegengesetzten Sinne hätte eintreten müssen, wenn der früher beobachtete Ausschlag eine Folge der Wirbelbewegung innerhalb eines Rohres und nicht eine Folge der Ausdehnung seines Gasinhaltes als Ganzes gewesen wäre. Eine Beobachtung, die diesen Versuch ergänzt, wurde gelegentlich an Rohr 3 gemacht: ein konstanter Strom von 10 T.St. durchströmte dieses so, daß sich die Kathode an der unteren Elektrode befand (ohne Einwirkung des Magnetfeldes). Das negative Glimmlicht bedeckte die Kathode zur Hälfte und wechselte seinen Ort in der Weise, daß ungefähr alle halbe Minute abwechselnd die dem Fernrohr zugekehrte und die von diesem abgekehrte Seite bedeckt wurde. Es wurde also auch hier die hauptsächlichste Wärmequelle im Rohr verschoben. Dabei zeigte sich nicht der geringste Ausschlag am Torsionsmanometer.

Bei einem Versuche mit Rohr 3 wurde dieses aus seiner gewöhnlichen Stellung im Magnetfelde um einen rechten Winkel so gedreht, daß die Rohrachse horizontal stand, während ein der Drucksonden *D* vertikal nach aufwärts gerichtet war. Bei einem sonst unter den gleichen Bedingungen angestellten Versuche wurde das Rohr so aufgestellt, daß die andere der Drucksonden vertikal nach aufwärts gerichtet war. Wie sich zeigte, wichen die beiden Versuche von den anderen mit gleicher Stromstärke und gleicher Feldstärke angestellten nicht mehr ab, als den Versuchsfehlern entspricht. Würden die erwähnten Luftwirbel die Versuche gestört haben, so müßte sich das hier bemerkbar machen, da ja deren Orientierung bei diesen beiden Versuchen voneinander abweichen müßte und gleichzeitig bei jedem der beiden von den übrigen unter diesen Bedingungen angestellten Versuchen.

Einen weiteren wichtigen Beweis für das Fehlen der erwähnten Fehlerquelle bildet die verhältnismäßig gute quantitative Übereinstimmung zwischen der aus (22) berechneten und der gemessenen Druckdifferenz (vgl. später p. 462).

Die Eichung des Torsionsmanometers.

Die Eichung des seit den Vorversuchen in unveränderter Stellung befindlichen und mit demselben Quarzfaden arbeitenden Torsionsmanometers erfolgte, indem ich auf jene Enden der beiden Schläuche zwischen Instrument und Geißlerrohr, die mit den Drucksonden verbunden waren, eine entsprechende, dem absoluten Wert nach gemessene Druckdifferenz einwirken ließ, die durch den erzeugten Gasstrom eine entsprechende Ablenkung des Instrumentes herbeiführte, die genau so wie bei den Versuchen mit Fernrohr und Skala bei gleicher Stellung dieser abgelesen wurde. Die Druckdifferenz stellte ich her,



ca. $\frac{1}{10}$ nat. Größe.
Fig. 9.

indem ich das Ende eines Schlauches durch das 1 cm weite, mit Hahn versehene Glasrohr mit der Flasche *F* (Fig. 9) verband, in der durch langsames Ausfließen oder Einfließen von Wasser durch *A* ein Unter- oder Überdruck gegen die Atmosphäre erzeugt werden konnte. Das Ende des anderen Schlauches mündete unmittelbar in die Atmosphäre. Da sich zeigte, daß man zur Herstellung eines entsprechenden Über- oder

Unterdruckes in der Flasche den Wasserstrom durch *A* nicht fein genug einstellen konnte, so wurde das Innere der Flasche außerdem noch durch ein anderes Rohr *B*, das in eine Kapillare ausgezogen war, mit der Atmosphäre verbunden. So wurde der einem bestimmten Wasserstrom entsprechende Unterdruck oder Überdruck in der Flasche verkleinert und wirkte gleichzeitig auf das Torsionsmanometer und einen Schenkel einer Toeplerschen Lichtlibelle (Fig. 10), deren anderer Schenkel unmittelbar in die Atmosphäre mündete.¹⁾

Die Drucklibelle wurde nach dem Kompensationsverfahren verwendet, d. h. der durch die Druckveränderung hervorgerufene

1) A. Toepler, Ann. d. Phys. u. Chem. 56. p. 609. 1895.

Ausschlag des Flüssigkeitsfadens wurde durch eine gemessene Neigung des Libellenrohres wieder rückgängig gemacht, so daß dann die beiden Menisken des Fadens sich an derselben Stelle des Rohres befanden wie früher, was am Einspielen der Kuppe des Meniskus im Fadenkreuz des horizontal gestellten Mikroskopes *M* (Fig. 10) erkannt wurde. Die dazu nötige Drehung der Präzisionsschraube *C* (Fig. 10) diente bei bekannten Dimensionen des Apparates und bekannter Dichte des als Sperrflüssigkeit verwendeten Xylols dazu, die an den Schenkeln der Drucklibelle liegende Druckdifferenz zu berechnen.

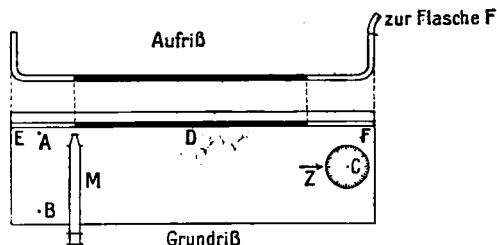


Fig. 10.

Während nun in der geschilderten Weise ein Über- oder Unterdruck in *F* (Fig. 9) erzeugt wurde, lasen zwei Beobachter den Stand der Drucklibelle und den Stand des Torsionsmanometers gleichzeitig ab. Die Messungen ergaben Proportionalität zwischen dem Ausschlag des Instrumentes und der Druckdifferenz an den Schlauchenden. Der Mittelwert von 25 bei verschiedenen Werten der Druckdifferenz angestellten Versuchen¹⁾ ergaben für das Torsionsmanometer einen Ausschlag von 1 Sk.T. für eine Druckdifferenz an den Drucksonden von $0,109 \text{ Dyn cm}^{-2}$.

Besondere Versuche ergaben dann, daß die Empfindlichkeit des Torsionsmanometers von kleinen Lageänderungen der beweglichen Teile des Apparates, wie sie beim Neuaufstellen desselben vorkommen konnten, unabhängig ist und ebenso,

1) Vgl. Eich-tabelle I der Originalabhandlung p. 467, wo weitere experimentelle Details angegeben sind.

daß der Widerstand, den das bei den Versuchen in den Kreis des Luftstroms eingeschaltete Geißlerrohr diesem entgegen setzt, die Ausschläge nicht merkbar beeinflußt, woraus die Berechtigung folgt, das Torsionsmanometer zur statischen Druckmessung am Geißlerrohre zu verwenden. Eine weitere Überlegung zeigte, daß die so bei Messungen im Bereich des Druckes von 1 Atm. ermittelte Empfindlichkeit auch für den niedrigen Druckbereich (3—30 mm Hg) gilt, bei denen das Torsionsmanometer verwendet wurde.

Berechnung der Versuche.

Die bei Beschreibung der einzelnen Versuche angegebene Konstante K ist der hundertfache am Torsionsmanometer abgelesene Ausschlag für die Stromstärke von 1 T.St. am Ampere-meter entsprechend $7,97 \cdot 10^{-5}$ E.M.E. und für ein Feld von 100 Gauss nach dem Proportionalitätsgesetz berechnet. Mit den Resultaten der Eichung läßt sich nun die dieser Stromstärke entsprechende Druckdifferenz $\Delta_k p$ in Dyn cm² umrechnen.

So ergibt sich

für Rohr 2:

$$K = 4,5, \text{ dem entspricht } \Delta_k p_2 = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2}$$

für Rohr 3:

$$K = 3,9, \text{ dem entspricht } \Delta_k p_3 = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2}$$

für Rohr 4:

$$K = 25, \text{ dem entspricht } \Delta_k p_4 = 27,10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2}$$

für Rohr 5:

$$K = 23, \text{ dem entspricht } \Delta_k p_5 = 25,10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2}.$$

Andererseits soll nun diese Druckdifferenz aus der Gleichung (22): $\Delta p = H j_0 l$ ebenfalls in C.G.S. für diese Werte der Stromstärke und Feldstärke bei den betreffenden Rohren berechnet werden. Dabei bedeutet l den Abstand der beiden Punkte, an denen die Druckdifferenz gemessen wird, die, wie aus dem Vorigen hervorgeht, auf einer Geraden, die normal zur Stromrichtung und Magnetfeldrichtung ist, liegen. Die Methode zur Bestimmung von l wurde schon bei der Beschreibung der betreffenden Rohre (vgl. p. 447 u. 448) angegeben.

Wegen der Symmetrieverhältnisse des Stromquerschnittes (p. 446) kann für j_0 die mittlere Stromdichte verwendet werden. Der zu deren Berechnung nötige Stromquerschnitt ist am angegebenen Orte angeführt.

So ergab sich:

	l in cm	Querschnitt in cm^2
für Rohr 2	1,9	2,8
für Rohr 3	1,8	2,5
für Rohr 4	0,446	0,128
für Rohr 5	0,406	0,114

Somit berechnet sich nach (22)

für Rohr 2:

$$\Delta_k p_2 = 100 \times \frac{7,97 \cdot 10^{-5}}{2,8} \times 1,9 = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2},$$

für Rohr 3:

$$\Delta_k p_3 = 100 \times \frac{7,97 \cdot 10^{-5}}{2,5} \times 1,8 = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2},$$

für Rohr 4:

$$\Delta_k p_4 = 100 \times \frac{7,97 \cdot 10^{-5}}{0,128} \times 0,446 = 28 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2},$$

für Rohr 5:

$$\Delta_k p_5 = 100 \times \frac{7,97 \cdot 10^{-5}}{0,114} \times 0,406 = 28 \cdot 10^{-3} \text{ Dyn cm}^{-2}.$$

Die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Versuch ist bei Rohr 2 offenbar nur zufällig gut und bei Rohr 3 in Anbetracht der vielen in die Berechnung eingehenden Unsicherheiten, namentlich in bezug auf die Dimensionen des Stromes, die Größe l und den Stromquerschnitt, befriedigend. Bei Rohr 4 erscheint die Übereinstimmung durch Zufall genauer, als sich nach den Mängeln der Theorie und der Messung selbst bei diesen Rohren erwarten läßt. Bei Rohr 5 ist die Übereinstimmung als befriedigend zu verzeichnen.

Zusammenfassung der Resultate.

Es wird angenommen, daß im Glimmstrom ein konvektiver Elektrizitätstransport stattfindet und daß die mittlere freie Weglänge der Träger im betreffenden Gase klein ist gegen die Dimensionen des Stromgefäßes. Dann wird mit Hilfe der Bewegungsgleichung einer elektrischen Masse bei gleichzeitigem

Einwirken eines elektrischen und eines magnetischen Feldes berechnet, daß sich im Glimmstrom bei Einwirkung eines homogenen, auf die Stromrichtung normalen Magnetfeldes in einer Richtung, die normal zu der des Stromes und der des Magnetfeldes ist, ein Gefälle des Gasdruckes ausbildet. Für zwei Punkte, die in dieser Richtung im Abstand l voneinander liegen, ergibt sich so eine Druckdifferenz $\Delta p = Hjl$, wo H die Stärke des Magnetfeldes und j die Stromdichte bedeutet.

Im experimentellen Teil wird zunächst die Existenz einer derartigen Druckdifferenz und ihre Kommutierbarkeit mit der Richtung des Stromes und des Magnetfeldes nachgewiesen. Dann wird gezeigt, daß sie bei einem und demselben Stromgefäße proportional der Feldintensität und der Stromstärke ist. Schließlich wird die erwähnte Druckdifferenz gemessen und deren Größe in genügender Übereinstimmung mit der auf dem erwähnten Wege abgeleiteten Formel gefunden.

(Eingegangen 28. Februar 1914.)
