

**3. Über die magnetischen Wirkungen
bewegter Körper im elektrostatischen Felde;
von A. Eichenwald.**

(Nachtrag zu p. 1 u. 421, Band 11.)

In meiner letzten Arbeit habe ich verschiedene Versuche beschrieben, in welchen die magnetische Wirkung bewegter Dielektrika im elektrostatischen Felde quantitativ untersucht wurde. Es ergab sich das allgemeine Resultat, daß die „fingierten“ Ladungen der Dielektrika bei ihrer Bewegung dieselben magnetischen Wirkungen ausüben, wie eine „wahre“ elektrische Konvektion oder wie ein galvanischer Strom von gleichem numerischen Betrage. Jetzt will ich dieses Resultat durch neue Versuche, welche mit vollkommeneren Apparaten und mit größerer Genauigkeit ausgeführt worden sind, bestätigen und in mancher Hinsicht erweitern.

Bevor ich aber zur Beschreibung dieser neuen Versuche übergehe, muß ich einen Fehler korrigieren, der sich leider in meine früheren Formeln eingeschlichen hat und welcher die auf p. 441 zusammengestellten Resultate der Versuche zwar nicht beeinflußt, aber dennoch zu Mißverständnissen Anlaß geben kann. Auf diesen Fehler hat mich Hr. Prof. E. Cohn (Straßburg) schon im Juli d. J. aufmerksam gemacht, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

Zu den Versuchen mit bewegten Dielektriken benutzte ich einen ebenen Kondensator, welcher zwischen seinen Belegungen eine Hartgummischicht und eine oder zwei Luftschichten enthielt. Es sei

d_0 der Abstand der Belegungen

d die Dicke der Hartgummischicht

E_0 die Feldintensität in Luft

E die Feldintensität in Hartgummi

ϵ die Dielektrizitätskonstante von Hartgummi

V die Potentialdifferenz im Kondensator.

Dann muß bei homogenem Felde (es wurde ein Schutzring benutzt) folgende Bedingung erfüllt sein:

$$(1) \quad E d + E_0 (d_0 - d) = V.$$

Außerdem an der Grenze Hartgummi-Luft, wo keine „wahre“ Elektrizität vorhanden ist

$$(2) \quad \varepsilon E = E.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$E_0 = \frac{V}{\frac{d}{\varepsilon} + (d_0 - d)}.$$

Hätten wir keine Hartgummiplatte im Kondensator, so wäre

$$E_0' = \frac{V}{d_0},$$

woraus zu ersehen ist, daß die Kapazität eines Luftkondensators sich beim Einschieben einer dielektrischen Platte

$$K = \frac{d_0}{\frac{d}{\varepsilon} + (d_0 - d)}$$

mal vergrößert, wie es auch bei mir p. 425 angegeben ist.

Die Dichte σ der auf der Oberfläche der dielektrischen Platte „fingierten“ Ladung ist

$$\sigma = \frac{E - E_0}{4\pi} = -\frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \cdot \frac{V}{d + \varepsilon(d_0 - d)}.$$

Dementsprechend sind die „fingierten“ Konvektionsströme auf jeder Seite der rotierenden dielektrischen Scheibe, wenn dieselbe eine Oberfläche S hat und n Umdrehungen in der Sekunde macht

$$i_n = \sigma S n = \mp \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \cdot \frac{S}{d + \varepsilon(d_0 - d)} \cdot V n.$$

Bemerkt man aber, daß

$$K - 1 = (\varepsilon - 1) \frac{d}{d + \varepsilon(d_0 - d)}$$

ist, so kann man auch schreiben

$$i_n = \mp (K - 1) \cdot \frac{S}{4\pi d} \cdot V n,$$

oder, indem wir durch C' die Kapazität eines Luftkondensators mit der Oberfläche S und dem gegenseitigen Abstand d seiner Belegungen bezeichnen, also $C' = S/4\pi d$ setzen,

$$i_x = \mp (K - 1) C' V n.^1)$$

Nach dieser Formel sind auch die fingierten Ströme in allen meinen Versuchen berechnet worden; beim Niederschreiben der Arbeit aber habe ich aus Versehen in der obigen Formel C statt C' hingeschrieben, obgleich $C = S/4\pi d_0$ bedeuten soll.

Es wurden von mir drei Fälle untersucht. Das Dielektrikum wurde nämlich entweder allein oder mit beiden Belegungen des Kondensators zusammen, oder endlich nur mit einer derselben in Rotation versetzt. In allen Fällen ist aber dieselbe Hartgummischeibe von derselben Dicke $d = 0,95$ cm benutzt worden; es blieb also die Größe C' für alle Versuche dieselbe.

Die magnetischen Wirkungen des Konvektionsstromes wurden mit den Wirkungen eines galvanischen Stromes verglichen; da der letztere aber eine spiralförmige Stanniolbelegung durchfloß (p. 423, Fig. 8), deren jeder Ring die Fläche

$$S = \frac{\pi}{4} (24,8^2 - 23,0^2) = \pi \cdot 21,5 \text{ cm}^2$$

hatte, so muß auch dieselbe Fläche für den Konvektionsstrom in die Rechnung eingesetzt werden, und es wird dann für alle Versuche:

$$C' = \frac{S}{4\pi d} = \frac{21,5}{4 \times 0,95} = 5,6 \text{ C.G.S.} = 0,63 \cdot 10^{-11} \text{ Farad.}$$

Ich will die diesbezüglichen Rechnungen für die einzelnen Versuche hier anführen.

1) Diese Formel erhält man auch direkt, indem man (1) so schreibt:

$$(E - E_0) d = V - E_0 d_0,$$

also

$$4\pi\sigma \cdot d = \mp (K - 1) \cdot V$$

und

$$i_x = \sigma \cdot S \cdot n = \mp (K - 1) \cdot C' \cdot V \cdot n.$$

Zu § 29, p. 426.

Es rotiert die dielektrische Scheibe allein, die Belegungen des Kondensators sind unbeweglich. Hier war

$$d_0 = 1,50 \text{ cm}^1), \quad d = 0,95 \text{ cm}, \quad \varepsilon = 2,96;$$

also

$$K = \frac{1,50}{\frac{0,95}{2,96} + 0,55} = 1,72.$$

Entsprechend den obigen Auseinandersetzungen muß es p. 426 unten heißen:

„Die Ladung auf den Belegungen A und B ist $\pm K C V$; die fingierten Ladungen an A' und B' sind $\mp (K-1) C' V$ und die fingierten Ströme $\mp (K-1) C' V n$.“²⁾

$$i_x = \mp 0,72 \times 0,63 \cdot 10^{-11} V n = 0,45 \cdot 10^{-11} V n \text{ Amp.}$$

Zwei spiralförmige Stanniolbelegungen wurden bei stillstehender Mikanitscheibe an beide Seiten derselben angelegt und ein Strom von $i = 2 \cdot 10^{-5}$ Amp. durch die beiden Belegungen, aber in entgegengesetzter Richtung durchgeschickt. Die Ablenkung der Magnetnadel beim Kommutieren dieses Stromes war $b = 14,2 \text{ mm}^3)$ bei 2 m Skalenabstand. Die Ablenkung a beim Kommutieren des fingierten Konvektionsstromes muß also sein

$$a = \frac{i_x}{i} b = \frac{0,45 \cdot 10^{-11}}{2 \cdot 10^{-5}} \cdot 14,2 \cdot V n = 3,22 \cdot 10^{-6} V n.$$

Nach dieser Formel wurde die Tab. VI, p. 427 berechnet.

Der Mittelwert aus den beobachteten Ausschlägen entspricht der Formel

$$a = 3,37 \cdot 10^{-6} V n.$$

Die Abweichung ist etwa 5 Proz.

1) l. c., p. 426 steht fehlerhaft $d_0 = 1,60$.

2) Ganz ebenso p. 428, Zeile 30 und p. 431, Zeile 7, 12 u. 16 muß stehen $i = (K-1) C' V n$.

3) An der Größe b ist eine annähernd berechnete Korrektur von +3 Proz. angebracht, wegen der ungleichen Verteilung der Konvektionsströme und der galvanischen Ströme am Rande der Scheibe (vgl. p. 424); außerdem sind b und a auf gleiche Empfindlichkeit der Magnetnadel reduziert.

Zu § 31, p. 428.

Es rotiert das Dielektrikum mit beiden Belegungen des Kondensators zusammen. Da die Stanniolbelegungen einfach auf die rotierenden Scheiben aufgeklebt waren, so ist hier $d_0 = d$ und $C' = C$. An den Formeln ist hier also nichts zu korrigieren.

Für die Berechnung der Versuche ergeben sich folgende Formeln.

Dielektrikum: *Hartgummi*.

$$d = 0,95 \text{ cm}, \quad \epsilon = 2,96, \quad C = 0,63 \cdot 10^{-11}, \quad b = 23,3.$$

$$a = \frac{0,63 \cdot 10^{-11}}{2 \cdot 10^{-5}} \cdot 23,3 \cdot V \cdot n = 7,29 \cdot 10^{-6} \cdot V \cdot n.$$

Dielektrikum: *Glas*.

$$d = 0,98 \text{ cm}, \quad \epsilon = 5,50, \quad C = 0,61 \cdot 10^{-11}, \quad b = 32,6.$$

$$a = \frac{0,61 \cdot 10^{-11}}{2 \cdot 10^{-5}} \cdot 32,6 \cdot V \cdot n = 9,94 \cdot 10^{-6} \cdot V \cdot n.$$

Die so berechneten Ausschläge sind in den Tab. VII und VIII, p. 430 angegeben und stimmen mit den beobachteten gut überein.

Überhaupt muß ich nochmals hervorheben, daß diese Versuchsanordnung wegen der Abwesenheit eines Luftzwischenraumes im Kondensator und wegen des Umstandes, daß die Dielektrizitätskonstante hier keinen Einfluß auf die magnetischen Wirkungen hat, als die sicherste von allen anzusehen ist. Diese Versuche allein würden schon ausreichen, um die Unbeweglichkeit des Äthers im bewegten Dielektrikum zu beweisen (vgl. unten: Zur Theorie).

Zu § 34, p. 433.

Es rotiert das Dielektrikum mit der einen Belegung B , während die andere A stillsteht. Hier müssen wir bei A' einen Strom

$$i_u = -(K - 1) C' V n$$

fingieren und bei B' zwei Ströme: eine wahre elektrische Konvektion $-K C V n$ und eine fingierte $+(K-1) C' V n$; im ganzen also

$$i'_x = -(K C - (K-1) C') V n = - \left\{ K \frac{d}{d_0} - (K-1) \right\} C' V n.$$

Es war

$$d_0 = 1,3 \text{ cm}; \quad d = 0,95; \quad \varepsilon = 2,96; \quad K = 1,94.$$

$$i_x = 0,94 \times 0,63 \cdot 10^{-11} V n = 0,59 \cdot 10^{-11} V n \text{ Amp.}$$

$$i'_x = 0,48 \times 0,63 \cdot 10^{-11} V n = 0,30 \cdot 10^{-11} V n \text{ Amp.}$$

Die magnetischen Wirkungen beider Ströme addieren sich.

Ein galvanischer Strom $i = 2 \cdot 10^{-5}$ gab

bei A' die Ablenkung $b = 22,3$ mm

„ B „ „ „ $b' = 10,9$ „

Die Wirkung der Konvektionsströme muß also sein

$$a = \frac{i_x b + i'_x b'}{i} = 8,21 \cdot 10^{-6} V n.$$

Die Beobachtung gab als Mittelwert

$$a = 8,27 \cdot 10^{-6} V n.$$

Zu § 38, p. 438.

Die letzten Versuche über die magnetischen Wirkungen des Verschiebungsstromes sind erst nachträglich gemacht worden, nachdem die ganze Arbeit schon niedergeschrieben war, weshalb auch die Verwechslung zwischen C und C' hier nicht nur die Formeln, sondern die Rechnung selbst beeinflusst hat. Es ist zwar schwer zu sagen, wie groß der so entstandene Fehler sein mag, denn das elektrostatische Feld ist bei diesen Versuchen unhomogen. Jedenfalls wird der Fehler nicht größer als $d_0/d = 1,2$, d. h. nicht größer als 20 Proz. sein¹⁾; wahr-

1) Nehmen wir an, daß die Kraftlinien durch den Hartgummiring so konzentriert werden, daß sie annähernd parallel gehen, dann können wir wie für ein homogenes Feld rechnen und haben:

$$d_0 = 1,50 \text{ cm}; \quad d = 1,25 \text{ cm}; \quad \varepsilon = 2,96; \quad K = 2,24;$$

$$C' = \frac{\pi(25^2 - 22^2)}{4 \cdot 4 \pi \cdot 1,25 \cdot 9} = 7,1 \text{ C.G.S.} = 0,8 \cdot 10^{-11} \text{ Farad.};$$

$(K-1) C' = 1,10 \cdot 10^{-11}$ Farad. statt der für die Rechnung benutzten $0,9 \cdot 10^{-11}$ Farad. (p. 439). Der Unterschied ist also etwa 10 Proz.

scheinlich ist er wohl kleiner. Ich habe übrigens auch aus anderen Gründen (p. 439 unten) diesen Versuchen keine große Genauigkeit zugeschrieben. Aber auch in dem Falle, wenn man auf die Korrektur des begangenen Fehlers ganz verzichtet, behalten die Versuche dennoch ihren relativen Wert, denn die Tab. X zeigt erstens, daß der Verschiebungsstrom, welcher bei der Bewegung des Dielektrikums in einem inhomogenen Felde entsteht, auch magnetische Wirkungen ausübt und zweitens, daß diese Wirkungen der Potentialdifferenz im Kondensator und der Geschwindigkeit der Bewegung proportional sind. Da aber der absolute Betrag dieser Wirkungen nur bis auf etwa 20 Proz. sicher zu berechnen ist, so sind neue *absolute* Messungen erforderlich (vgl. weiter unten).

Der „fingierte“ Konvektionsstrom.

§ 29 a. Es schien mir wünschenswert den Versuch, wo das Dielektrikum im elektrostatischen Felde eines Kondensators bei stillstehenden Belegungen desselben allein bewegt wird (§ 29, p. 426), nach zwei Richtungen hin zu erweitern: erstens die magnetischen Wirkungen der „fingierten“ Konvektionsströme auch bei niedrigeren Potentialen nachzuweisen, wo die Vermutung einer „wahren“ Ladung des Dielektrikums keinen Platz mehr haben kann, und zweitens die Versuche in der Weise anzustellen, daß die Genauigkeit der Resultate¹⁾ sich berechnen läßt.

In der Tab. VI, p. 427 sehen wir, daß bei 8000 Volt der doppelte Ausschlag der Magnetnadel nur 2 mm beträgt. Um bei kleineren Potentialen zu arbeiten, müßte man die Empfindlichkeit des Magnetometers noch vergrößern; aber viel läßt sich in dieser Richtung nicht erreichen, denn gleichzeitig mit der Empfindlichkeit wachsen auch die störenden Nebeneinflüsse, und die Beobachtungen werden weniger sicher. Wenn man sich zunächst mit relativen Messungen begnügen will, so kann man solche Anordnungen wählen, wo die Ablenkungen der Magnet-

1) Die Übereinstimmung der Beobachtung und Rechnung war auch in den früheren Versuchen sehr gut, aber sie war eben *unerwartet* gut.

nadel bedeutend größer ausfallen. In der Tat sind solche Versuche von mir schon im April 1902 angestellt worden.

Statt der rotierenden Scheibe im homogenen Felde hatte ich ein ringförmiges Dielektrikum benutzt, welches ich schon p. 435 beschrieben habe (Fig. 14). Zu beiden Seiten des beweglichen Dielektrikums waren auf unbeweglichen Mikanitplatten zwei ringförmige Stanniolbelegungen *A* und *B* (Fig. 16) befestigt,

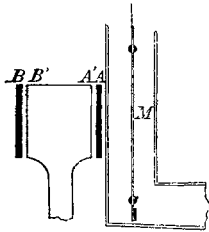


Fig. 16.

welche bis zu einer gewissen Potentialdifferenz V geladen werden konnten. Als Magnetnadel wurde das kleine System (p. 8, Fig. 2 b) benutzt und so aufgehängt (Fig. 16), daß der auf der Fläche *A'* fingierte Konvektionsstrom auf beide Nadeln des astatischen Nadelpaares in derselben Richtung wirke. Die Belegung *A* und das Magnetometergehäuse wurden an Erde gelegt.

Bei dieser Anordnung erhielt ich 10 mal größere Ausschläge, als unter den früher beschriebenen Bedingungen, wie es die folgende Tab. VIa zeigt.

Tabelle VI a.

V	n	a	$\frac{a}{Vn} \cdot 10^6$
1220	± 71	$\mp 3,1$	3,58
3660	± 71	$\mp 9,8$	3,72
7320	± 71	$\mp 18,3$	3,52
9760	± 71	$\mp 26,8$	3,86
12200	± 71	$\mp 32,6$	3,76
12200	± 100	$\mp 44,8$	3,67
7320	± 114	$\mp 31,4$	3,76
7320	± 140	$\mp 37,3$	3,64

Mittelwert: 3,69

Die Ausschläge a sind Mittelwerte von 10 Beobachtungen bei + Rotation und 10 Beobachtungen bei - Rotation. Die maximalen Abweichungen der Größe $a/Vn \cdot 10^6$ in jeder Versuchsreihe vom Mittelwerte 3,69 betragen $\pm 0,17$; sie sind also kleiner als ± 5 Proz.

Ogleich die beschriebene Anordnung keine absoluten Messungen gestattet, so erfüllt sie dennoch ihren Zweck. *Die Versuche zeigen, daß die magnetische Wirkung der fingierten Konvektion proportional der Potentialdifferenz der Belegungen, also der Oberflächendichte der fingierten Ladung und der Geschwindigkeit der Bewegung ist, und zwar gilt die obige Proportionalität zwischen den Grenzen von 1220 bis 12 200 Volt und von 71 bis 140 Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde.*

Nachdem dies bewiesen ist, genügt schon eine einzige sicher angestellte „absolute“ Messung, um deren Gültigkeit auf den ganzen oben angegebenen Bereich auszudehnen. Die absoluten Messungen sind schon in Tab. VI, p. 427 angeführt, aber ich habe jetzt neue genauere Messungen mit vollkommeneren Hilfsmitteln angestellt und erlaube mir dieselben hier ausführlich zu beschreiben.

§ 29 b. In einer vertikalen, möglichst ebenen Hartgummiplatte DD (Fig. 17) von 40 cm Höhe, 30 cm Breite und ca. 1 cm Dicke wurde in der Mitte eine kreisrunde Scheibe $A'B'$ von 25 cm Durchmesser herausgeschnitten. Die Scheibe war mit einer Achse CC aus hartem Messing versehen und konnte in den bei früheren Versuchen beschriebenen Achsenlagern (Fig. 1) rotieren. Zu beiden Seiten der Platte DD waren zwei Messingscheiben A und B von 31 cm Durchmesser und 3,3 mm Dicke angebracht, welche die Belegungen des Kondensators bildeten. Die Befestigung dieser Messingscheiben an die Hartgummiplatte geschah mittels vier Hartgummibolzen mit Unterlegscheibchen von 0,86 mm Dicke, so daß im Kondensator zu beiden Seiten der rotierenden Hartgummischeibe ein Luftzwischenraum von 0,86 mm Dicke gebildet wurde und die Scheibe frei rotieren konnte. Die Messingbelegungen waren auf der Innenseite sorgfältig abgedreht und hochpoliert. Bei früheren Versuchen waren die Belegungen immer mit einem feinen radialen Schlitz versehen, um die Entstehung der störenden Thermostrome zu verhindern. Dieses Mal war kein Schlitz vorhanden, und die Belegungen bildeten eine ununterbrochene ebene und glatte Oberfläche; nur in der Mitte mußte eine

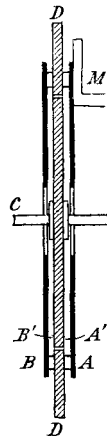


Fig. 17.

kreisförmige Öffnung von 7 cm Durchmesser ausgeschnitten werden, um die Rotationsachse durchzulassen.

Um die Magnetnadel möglichst nahe an die Hartgummischeibe heranbringen zu können, wurde auf der Außenseite der Messingscheibe *A* oben eine 2 cm breite radiale Furche gemacht, so daß hier die Scheibe nur 1,5 mm dick blieb, und das Magnetometergehäuse in diese Furche hineingeschoben, ohne aber dasselbe mit der Scheibe *A* in Berührung zu bringen. Dadurch wurde der Abstand der unteren Magnetnadel (des großen Systems p. 8, Fig. 2 a) von dem nächsten Rande der rotierenden Hartgummischeibe auf etwa 8 mm reduziert. (Bei der früheren Anordnung konnte dieser Abstand nicht unter 1,5 cm gebracht werden.) Der ganze Apparat wurde mit der größten Sorgfalt zusammengestellt und auf Isolation geprüft.

Vor den Versuchen überzeugte man sich, daß bei stillstehender Hartgummischeibe die Ladung des Kondensators keine wahrnehmbaren Ablenkungen der Magnetnadel hervorruft. Die Rotation bei ungeladenem Kondensator bewirkt wohl eine Ablenkung, aber ihre Ursache ist der Magnetismus der Hartgummischeibe, wovon man sich leicht bei ganz langsamer Rotation überzeugen kann (vgl. § 29, p. 426). Diese magnetischen Wirkungen stören bei unseren Versuchen nicht, denn die Magnetnadel stellt sich bei schnellerer Rotation immer in dieselbe Ruhelage ein und behält dieselbe unabhängig sowohl von der Rotationsgeschwindigkeit als auch von der Rotationsrichtung der Hartgummischeibe.

Ich teile hier das ganze Beobachtungsprotokoll mit.

Ein Hilfsstrom (von der Größe 10^{-5} Amp.), welcher an dem Magnetometergehäuse selbst angebracht ist, gab beim Kommutieren

vor den Versuchen	40,5 mm	Ablenkung	
nach „	„	40,0 „	„

Die mittlere Empfindlichkeit der Magnetnadel wird also durch die Zahl 40,25 charakterisiert. Der Skalenabstand ist dabei 1,7 m, und die volle Schwingungsdauer der Magnetnadel 8 Sek.

In der folgenden Tabelle sind: *A* die Skalenablesungen, *a* Ablenkung beim Kommutieren der Ladung, *V* Potentialdifferenz im Kondensator in Volt, *n* Zahl der Umdrehungen in der Sekunde, + Rotation ist: Zenith, Nord, Nadir, Süd.

Tabelle VI b.

$V = 7110$		$V = 8370$		$V = 7110$		$V = 8370$	
$n = + 102,5$		$n = + 101,0$		$n = - 101,2$		$n = - 100,1$	
A	a	A	a	A	a	A	a
199		213		217		229	
	7		12		10		12
192		201		227		241	
	12		12		10		11
204		213		217		230	
	8		10		9		11
196		203		226		241	
	11		14		10		10
207		217		216		231	
	9		10		10		12
198		207		226		243	
	10		11		9		8
208		218		217		235	
	10		11		9		14
198		207		226		249	
	10		13		10		11
208		220		216		238	
	10		12		13		12
198		203		229		250	
	12		11		7		12
210		219		222		233	
Mittelwert: $a = - 9,9$		- 11,6		+ 9,7		+ 11,3	
$\frac{a}{Vn} 10^5 = 1,358$		1,372		1,348		1,349	

Mittelwert aus allen Versuchen: $a = 1,357 \cdot 10^{-5} Vn$.

Um dieses Resultat mit der Theorie zu vergleichen, wurde die Hartgummischeibe herausgenommen und an derselben Stelle eine Holzscheibe von genau denselben Dimensionen angebracht. Auf beiden Seiten der Holzscheibe waren an deren Oberfläche zwanzig isolierte Kupferdrähte von 0,35 mm Durchmesser eingekittet, welche in konzentrischen Kreisen angeordnet waren. Durch jeden einzelnen dieser Drähte wurden Ströme von bekannter Intensität geleitet und die entsprechenden Ablenkungen der Magnetnadel beim Kommutieren beobachtet. In der unten angeführten Tab. VI c, sowie auch in der Fig. 18 sind diese Beobachtungen zusammengestellt. Die Empfindlichkeit der Magnetnadel war bei diesen Versuchen kleiner, als bei den Versuchen mit Konvektionsströmen, um mit größerer Bequemlichkeit und namentlich auch bei Tage arbeiten zu können. Der Hilfsstrom $i = 1,10^{-5}$ Amp. am Magnetometergehäuse gab

jetzt beim Kommutieren $b = 14,6$ mm (Mittelwert); die Empfindlichkeit ist also jetzt

$$\frac{40,25}{14,6} = 2,76 \text{ mal kleiner.}$$

Schicken wir durch irgend einen Kreis vom Radius r , welcher in der Fläche A' oder in der Fläche B' liegt, einen Strom i , so ist seine Wirkung auf die Magnetnadel darstellbar durch $A' = i f_1(r)$ bez. durch $B' = i f_2(r)$.

Ein Konvektionsstrom an derselben Stelle r , wenn die Oberflächendichte der fingierten Ladung σ und die Umdrehungszahl der Hartgummischeibe n mal in der Sekunde ist, wird eine Wirkung

$$\partial a = 2 \pi r d r \sigma n f(r)$$

ausüben. Die gesamte Wirkung der Konvektionsströme auf beiden Seiten der im elektrostatischen Felde rotierenden Hartgummischeibe wird also

$$a = 2 \pi \sigma n \int_0^{r_0} [f_1(r) - f_2(r)] r d r = \frac{2 \pi \sigma n}{i} \int_0^{r_0} (A' - B') r d r.$$

Dabei ist σ konstant angenommen, weil das elektrostatische Feld hier genügend homogen ist.

In der folgenden Tabelle sind diese Beobachtungen und Rechnungen zusammengestellt. Alle A' und B' sind auf den Wert $i = 0,957 \cdot 10^{-3}$ Amp reduziert.

Tabelle VI c.

r cm	A'	B'	$(A' - B') r$	$(A' - B') r \Delta r$
12,39	+160,2	-72,0	2877	1991
11,82	+390,5	+42,9	4109	1825
11,28	334,2	99,3	2650	1658
10,28	172,2	108,3	657	439
9,30	100,2	74,5	239	178
8,32	70,0	55,0	125	89
7,31	42,3	35,4	50	39
6,30	28,4	23,9	28	17
5,33	18,4	16,8	8	4
4,35	7,7	7,7	0	

$$\sum (A' - B') r \Delta r = 6240$$

In dieser Tabelle bemerken wir erstens, daß von den zwei gleichgerichteten Kreisströmen am Rande der Scheibe bei $r = 12,39$ cm der eine die Magnetnadel in der einen Richtung (+ 160,2), der andere aber in der entgegengesetzten Richtung (- 72,0) ablenkt. Diese Erscheinung scheint zunächst paradox, erklärt sich aber leicht, wenn man bedenkt, daß die vertikal aufgehängte Magnetnadel nur die Horizontalintensität des

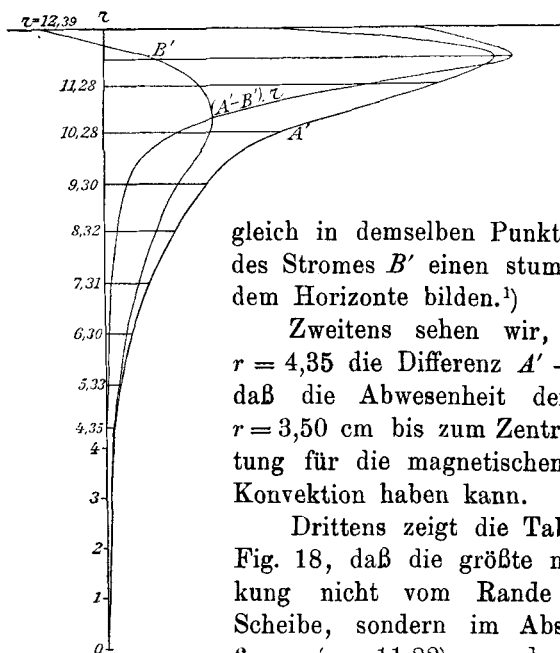


Fig. 18.

Magnetfeldes anzeigt und in einem gewissen Punkte können die Kraftlinien von A' einen spitzen Winkel — obgleich in demselben Punkte die Kraftlinien des Stromes B' einen stumpfen Winkel mit dem Horizonte bilden.¹⁾

Zweitens sehen wir, daß schon bei $r = 4,35$ die Differenz $A' - B' = 0$ ist und daß die Abwesenheit der Belegung von $r = 3,50$ cm bis zum Zentrum keine Bedeutung für die magnetischen Wirkungen der Konvektion haben kann.

Drittens zeigt die Tab. VI c und auch Fig. 18, daß die größte magnetische Wirkung nicht vom Rande der rotierenden Scheibe, sondern im Abstände von etwa 6 mm ($r = 11,82$) von demselben ausgeübt wird. Dieser Umstand ist für die Sicherheit der Rechnung sehr günstig, denn der Rand bringt eine Korrektur mit sich und diese letztere wird dadurch kleiner.

Für die Randkorrektur nehmen wir an, daß die fingierte Ladung, welche die Hälfte des Schlitzes (0,1 cm) zwischen der rotierenden Scheibe und der feststehenden Hartgummiplatte ausfüllen würde, an dem Rande der Scheibe haftet.²⁾ Wir

1) Vgl. J. Cl. Maxwell, Elektrizität 2. Taf. XIX.

2) Diese Korrektur ist analog derjenigen, welche man an der Kapazität eines Luftkondensators mit Schutzring anzubringen pflegt.

haben somit noch ein Glied $2877 \cdot 0,05 = 144$ zu der Summe zu addieren und erhalten

$$a = 2 \pi \sigma n \frac{6384}{0,957 \cdot 10^{-3}} = 2 \pi \sigma n \cdot 6,67 \cdot 10^6.$$

Da aber die Empfindlichkeit der Magnetnadel bei den Versuchen mit Konvektionsströmen 2,76 mal größer war, als bei den Versuchen mit den galvanischen Strömen, so muß sein

$$a = 2 \pi \cdot 18,40 \cdot 10^6 \sigma n.$$

Für die Berechnung von σ dienen folgende Größen:

Die Dicke der Hartgummiplatte	$d = 1,019$ cm
„ „ „ Luftschichten	$d_0 - d = 0,173$ „
Dielektrizitätskonstante	$\varepsilon = 2,98$ „

$$\sigma = \frac{\varepsilon - 1}{4 \pi \varepsilon} \cdot \frac{V}{\frac{d}{\varepsilon} + (d_0 - d)} = \frac{0,144}{4 \pi} V \cdot 10^{-11}$$

und es berechnet sich

$$a = 0,072 \times 18,40 \cdot 10^{-5} \cdot V n = 1,325 \cdot 10^{-5} \cdot V n$$

$$\text{Die Beobachtung gab . . . } a = 1,357 \cdot 10^{-5} \cdot V n$$

$$\text{Differenz } 0,032 \cdot 10^{-5} \cdot V n$$

oder ca. 2,5 Proz.

Die Genauigkeit des berechneten Wertes von a hängt von der Genauigkeit ab, mit welcher die einzelnen Größen, welche in a eingehen, gemessen werden konnten.

a) Die Potentialdifferenz V wurde an einem Braunschen Elektrometer, welches mit einem absoluten Elektrometer (nach Czermak) geeicht wurde, abgelesen. Die Fehler beim Eichen sowie bei der Ablesung und Konstanterhaltung des Potentials waren kleiner als 1 Skalenteil = 70 Volt, also kleiner als etwa 1 Proz.

b) Die Umdrehungszahl wurde an einem Zähler, welcher jede 50 Umdrehungen angab, abgelesen, indem gleichzeitig mit

dem Zähler eine Sekundenuhr beobachtet wurde. Da diese Beobachtung immer eine Minute dauerte und $\frac{1}{5}$ Sekunde noch beobachtet werden konnte, so ist hier der Fehler nicht größer als etwa 0,5 Proz.

c) Die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante ϵ geschah nach der Galvanometermethode¹⁾, indem die Kapazität eines Kondensators mit Schutzring einmal mit Luft und das andere Mal mit Hartgummi als Dielektrikum bestimmt wurde. Für diese Versuche wurde dieselbe Hartgummischeibe benutzt, wie für die Versuche mit Konvektion. Die Genauigkeit ist hier etwa 1 Proz.

d) Die Dicke der Hartgummiplatte war natürlich an verschiedenen Stellen verschieden — von 1,011 bis 1,028 cm. Da die Scheibe rotiert und die Abweichungen klein sind, so kann für den Konvektionsstrom mit dem Mittelwerte gerechnet werden. Aber wenn wir auch einen Fehler in diesem Mittelwerte von 0,008 cm annehmen, so ist dennoch in d/ϵ dieser Fehler auf den dritten Teil reduziert. Um die Größe $d_0 - d$ zu bestimmen, wurde die gemeinsame Dicke von acht Unterlegscheibchen gemessen, und es ergab sich $4(d_0 - d)$ von 0,689—0,692 cm. Im Mittelwerte kann also der Fehler nicht größer als 0,002 cm sein. Der totale Fehler in der Größe $d/\epsilon + (d_0 - d)$ (welche etwa 0,5 cm beträgt) kann demnach 1 Proz. nicht übersteigen.

e) Endlich können in der Berechnung von $\sum (A' - B') r \Delta r$ Fehler sein, welche in maximo auf 2 Proz. zu schätzen sind.

Im ganzen kann also die Größe a bei den ungünstigsten Bedingungen mit einem Fehler von

$$1 + 0,5 + 1 + 1 + 2 = 5,5 \text{ Proz.}$$

behaftet sein. Wahrscheinlich ist aber dieser Fehler nicht größer als

$$\sqrt{1^2 + 0,5^2 + 1^2 + 1^2 + 2^2} = 2,7 \text{ Proz.}$$

Der Hauptmittelwert aus den beobachteten Ausschlägen weicht von den Werten der einzelnen Beobachtungsreihen auch um etwa 2 Proz. ab. Alles zusammen überzeugt uns, daß die Über-

1) Vgl. l. c. § 7. p. 9.

einstimmung der Beobachtung und Rechnung keine zufällige ist, sondern wegen der Genauigkeit der Versuche zu erwarten war.

Die den Rechnungen zugrunde gelegte Theorie wird also durch den Versuch bestätigt.

Der Verschiebungsstrom.

§ 37 b. Ganz nach demselben Schema sind die Versuche mit dem Verschiebungsstrom gemacht worden und es wurde dazu auch derselbe Apparat benutzt.

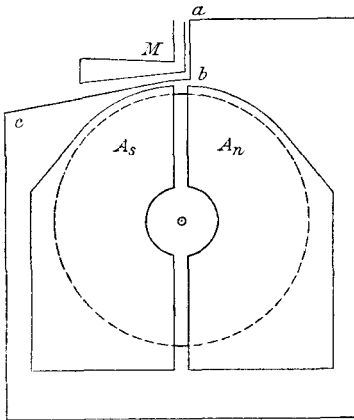


Fig. 19.

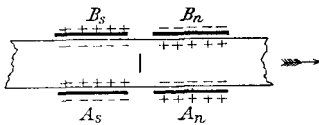


Fig. 20.

In der Fig. 19 sieht man, daß das Magnetometer jetzt in bezug auf seine frühere Lage um 90° gedreht und über der rotierenden Scheibe in einem Ausschnitte abc der Hartgummiplatte angebracht ist. Das Magnetometergehäuse berührt nirgends die Hartgummiplatte und ist auf das sorgfältigste mit Papier und Watte umgeben, um der Entstehung der Luft- und Thermostrome vorzubeugen. Der Abstand der unteren Magnetnadel von dem oberen Rande der rotierenden Scheibe war etwa 2 cm.

In der Fig. 20 sind im Grundrisse die paarweise entgegengesetzt geladenen Belegungen A und B gezeichnet. Der Abstand zwischen A_n und A_s bez. zwischen B_n und B_s ist 1 cm. In diesem Zwischenraume bildet sich bei der Bewegung der Hartgummischeibe in der Pfeilrichtung und bei der in der Fig. 20 angegebenen Elektrizitätsverteilung ein Verschiebungsstrom von A nach B . Der obere Rand der Belegungen A und B ist nur 6 mm höher als der obere Rand der rotierenden Scheibe; das elektrostatische Feld kann also hier nicht in dem Maße homogen sein, wie es in dem vorigen Versuche der Fall war, wo der Schutzring 3 cm breit genommen werden

konnte. Es erlaubt dennoch die jetzige Anordnung des Versuches eine viel sicherere Berechnung, als die frühere¹⁾ mit einer ringförmigen Belegung.

Die Beobachtung geschah ganz ebenso wie bei den vorigen Versuchen mit dem fingierten Konvektionsstrom und ergab folgendes.

Ein am Magnetometergehäuse befindlicher Hilfsstrom $i = 1 \cdot 10^{-5}$ Amp. gibt beim Kommutieren $b = 50$ mm bei 2,3 m Skalenabstand und bei 10 Sek. voller Schwingungsdauer der Magnetnadel.

Die Mittelwerte der Ausschläge der Magnetnadel beim Kommutieren der Ladung waren

$$\text{bei } V = 6720, \quad n = \pm 100,3, \quad a = \mp 5,3, \quad \frac{a}{Vn} 10^6 = 7,86$$

$$\text{,, } V = 7360, \quad n = \pm 102,5, \quad a = \mp 5,9, \quad \frac{a}{Vn} 10^6 = 7,82$$

$$\text{Mittelwert } \frac{a}{Vn} 10^6 = 7,84$$

Jetzt wird die Hartgummischeibe herausgenommen und durch eine Holzscheibe mit eingekitteten Kupferdrähten ersetzt, welche den Weg des fingierten Konvektionsstromes und des Verschiebungsstromes in der rotierenden Hartgummischeibe nachahmen. In der Fig. 21 ist ein solcher Draht dargestellt. Der galvanische Strom durchläuft diesen Draht in der Richtung

$$\underline{A_s} \underline{a_s} \underline{b_s} \underline{B_s} \underline{A_n} \underline{a_n} \underline{b_n} \underline{B_n} \underline{A_s}'$$

Die unterstrichenen Teile dieses Stromkreises entsprechen den fingierten Konvektionsströmen, welche die rotierende Hartgummischeibe bei ihrer Bewegung zwischen den Belegungen $A_s B_s$ und $A_n B_n$ bildet.

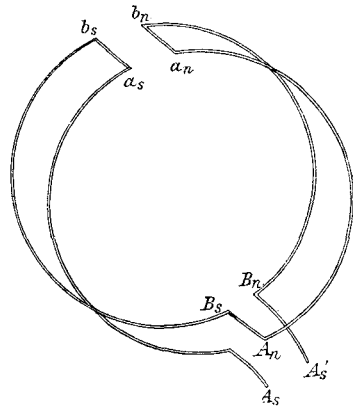


Fig. 21.

1) l. c. § 37. p. 436.

Die durch einen oberen Strich verbundenen Teile entsprechen den Verschiebungsströmen in dem Zwischenraume, wo das elektrostatische Feld zwischen A und B sein Zeichen wechselt.

Wie ich schon früher¹⁾ auseinandergesetzt habe, bilden bei dieser Versuchsanordnung die fingierten Konvektionsströme und die Verschiebungsströme einen geschlossenen Stromkreis ganz in derselben Weise, wie es unser galvanischer Stromkreis tut.

Es wurde nun die Wirkung einer Reihe solcher galvanischer Ströme von verschiedenem Durchmesser auf die Magnetnadel untersucht²⁾ und wie im vorigen Versuche die Summe $\sum f(r) r \Delta r$ gebildet.

Der benutzte Strom war $i = 3,96 \cdot 10^{-4}$.

$$\begin{array}{r} \sum f(r) r \Delta r = 2510 \\ \text{Die Randkorrektion} = 92 \\ \hline 2602 \end{array}$$

Die Empfindlichkeit der Magnetnadel bei den Versuchen mit den Verschiebungsströmen war 1,52 mal größer, also

$$a = 2 \pi \sigma n \frac{2602 \times 1,52}{3,96 \cdot 10^{-4}} = 2 \pi \sigma n \cdot 10,0 \cdot 10^6.$$

Die Oberflächendichte σ ist wie früher

$$\sigma = \frac{0,144}{4 \pi} 10^{-11} \mathcal{V}.$$

Demnach berechnet sich:

$$a = 0,072 \cdot 10 \cdot 10^{-6} \mathcal{V} n = 7,20 \cdot 10^{-6} \mathcal{V} n$$

$$\text{Beobachtet wurde } a = 7,84 \cdot 10^{-6} \mathcal{V} n$$

Differenz 0,64 oder 8,5 Proz.

Die beobachteten Ausschläge sind ein wenig größer als die berechneten. Das war auch zu erwarten, denn bei der Berechnung haben wir ein streng homogenes Feld vorausgesetzt, in Wirklichkeit aber wird am Rande der rotierenden Scheibe, wegen der kleinen Breite des Schutzringes, eine größere Oberflächendichte sein als bei homogenem Felde, und da gerade der Rand die größte Geschwindigkeit hat und die größere Wirkung auf die Magnetnadel ausübt, so muß auch ein größerer Ausschlag derselben beobachtet werden.

1) l. c. p. 440.

2) Auf die Magnetnadel übten natürlich nur die Stromteile $a, b,$ und a_n, b_n eine bemerkbare Wirkung (vgl. l. c. § 37. p. 437) aus.

Ich bemerke noch, daß, falls die Hertz'sche Theorie richtig wäre, die beobachteten Ausschläge $\epsilon/\epsilon - 1$ mal, d. h. um 50 Proz. größer sein müßten, als die berechneten.

Resultat.

Ich glaube, daß durch die hier beschriebenen Versuche die magnetische Wirkung der im elektrostatischen Felde bewegten Dielektrika quantitativ nicht minder sichergestellt worden ist, als die magnetische Wirkung bewegter Leiter.

Zur Theorie.

In welcher Weise diese Versuche vom Standpunkte der elektromagnetischen Theorie bewegter Körper betrachtet werden können, habe ich schon früher¹⁾ auseinandergesetzt und will jetzt nur meine Auseinandersetzungen in Formeln kleiden. Gleichzeitig bietet sich hier die Gelegenheit, drei verschiedene Theorien in bezug auf unsere Versuche zu vergleichen, nämlich die Theorien von H. Hertz, H. Lorentz und E. Cohn.

Es soll im folgenden E_0 und M_0 die elektrische bez. magnetische Feldintensität im Äther und E und M im bewegten Körper heißen; \mathfrak{E} und \mathfrak{M} sind Polarisationen. Weiter ist mit u die Geschwindigkeit der Körper, mit V die Lichtgeschwindigkeit, und mit A die Stromdichte bezeichnet. Der Symbol Γ bedeutet Divergenz; P bedeutet Rotation oder Curl.

Allen drei Theorien ist dasselbe Maxwell'sche Gleichungssystem zugrunde gelegt

$$VP(M) = \frac{d\mathfrak{E}}{dt} + 4\pi A,$$

wo d/dt den vollständigen Differentialquotienten nach der Zeit bedeutet. Für einen bewegten Körper müssen wir schreiben²⁾

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + u \cdot \Gamma(A) - P \cdot [uA],$$

wo jetzt $\partial/\partial t$ die zeitliche Änderung in einem unbeweglichen Punkte bedeutet.

1) A. Eichenwald, Physik. Zeitschr. 4. p. 310. 1903; Ann. d. Phys. 11. p. 431 u. 432. 1903.

2) J. C. Maxwell, l. c. art. 598; H. Hertz, Ausbreitung der elektrischen Kraft p. 260. 1892.

Für alle drei Theorien gilt also die Gleichung

$$VP\left(M + \left[\frac{u}{V} \cdot \mathfrak{E}\right]\right) = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + 4\pi A + u \cdot I'(\mathfrak{E}).$$

Die Größen M und \mathfrak{E} haben aber in verschiedenen Theorien verschiedene Bedeutung.

Bei H. Hertz¹⁾ bewegt sich der Äther mit der Materie zusammen; es ist also

$$\begin{aligned} E &= E_0, & \mathfrak{E} &= \varepsilon E_0, \\ M &= M_0, & \mathfrak{M} &= \mu M_0. \end{aligned}$$

Nach H. Lorentz²⁾ müssen wir für die bewegte Materie bei ruhendem Äther schreiben:

$$\begin{aligned} E &= E_0 + \left[\frac{u}{V} \cdot \mu_0 M_0\right], & \mathfrak{E} &= \varepsilon_0 E_0 + (\varepsilon - \varepsilon_0) E, \\ M &= M_0 - \left[\frac{u}{V} \cdot \varepsilon_0 E_0\right], & \mathfrak{M} &= \mu_0 M_0 + (\mu - \mu_0) M. \end{aligned}$$

E. Cohn³⁾ läßt für die Polarisierungen \mathfrak{E} und \mathfrak{M} denselben Ausdruck wie bei H. Lorentz, setzt aber

$$\begin{aligned} E &= E_0 + \left[\frac{u}{V} \cdot \mu_0 M\right], \\ M &= M_0 - \left[\frac{u}{V} \cdot \varepsilon_0 E\right]. \end{aligned}$$

In allen unseren Versuchen war M_0 die mit dem Magnetometer beobachtete Größe und im günstigsten Falle war

1) H. Hertz, Wied. Ann. 41. p. 370. 1890; Ausbreitung der elektrischen Kraft p. 257. 1892.

2) H. Lorentz, Versuch einer Theorie d. elektr. und opt. Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895. In den hier gewählten Zeichen lauten

$$\begin{aligned} \text{die Gleichung (VIb) p. 35} & \quad M = M_0 - \left[\frac{u}{V} \cdot \varepsilon E_0\right], \\ \text{,, ,, (Vc) p. 76} & \quad \mathfrak{E} = \varepsilon E - \left[\frac{u}{V} \cdot \mu_0 M_0\right], \end{aligned}$$

außerdem ist bei H. Lorentz $\mu = \mu_0$ und der Leitungsstrom A als Konvektionsstrom betrachtet.

3) E. Cohn, Archives Néerlandaise (2) 5. p. 518. 1900; Nachrichten d. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen p. 1. 1901; Ann. d. Phys. 7. p. 33. Gleichung (C). 1902; l. c. p. 56. Gleichung (C²) u. (C³).

$M_0 = 10^{-5}$ C.G.S. Da M von derselben Größenordnung ist wie M_0 und da für die größten von uns realisierten Geschwindigkeiten das Verhältnis u/V etwa 10^{-6} nicht überstieg, so konnte die Größe $[u/V \cdot M]$ überhaupt nicht beobachtet werden. Für unsere Versuche können wir demnach $E = E_0$ setzen. Dann verschwindet aber der Unterschied zwischen der H. Lorentz'schen und der E. Cohnschen Theorie, und unsere Versuche können auch zwischen diesen beiden Theorien nicht entscheiden.

Setzen wir jetzt die Werte von E , M und \mathcal{E} in die Maxwell'sche Grundgleichung, so erhalten wir

$$(H. L. C.) \quad VP(M_0) = \frac{\partial \epsilon E_0}{\partial t} + 4\pi A + u \cdot \Gamma(\epsilon E_0) - P[u A],$$

indem nach der H. Hertz'schen Theorie

$$A = \epsilon E_0$$

zu setzen ist, nach der Lorentz-Cohnschen Theorie dagegen

$$A = (\epsilon - \epsilon_0) E_0.$$

Die Gleichung (H. L. C.) zeigt unmittelbar, daß für bewegte Leiter alle Theorien dasselbe Resultat ergeben, für bewegte Dielektrika dagegen nicht.

In der obigen Gleichung steht links die mit dem Magnetometer beobachtete magnetische Kraft M_0 . Rechts steht eine Summe von vier Strömen:

$\frac{\partial \epsilon E_0}{\partial t}$ ist der Maxwell'sche Verschiebungsstrom (Hertzeffekt), welcher durch die Hertz'schen Versuche in den Dielektrika nachgewiesen worden ist. Bei unseren quantitativen Messungen war immer

$$\frac{\partial \epsilon E_0}{\partial t} = 0.$$

A ist der galvanische Strom (Oerstedeffekt) oder auch der Konduktionsstrom, welcher bei der Bewegung der Leiter in einem inhomogenen elektrostatischen Felde entsteht; im allgemeinen also der Leitungsstrom.

$u \Gamma(\epsilon \cdot E_0)$ ist der „wahre“ Konvektionsstrom (Rowlandeffekt).
 $-P[u \cdot A]$ ist der „fingierte“ Konvektionsstrom (Röntgeneffekt) oder auch der Verschiebungsstrom, welcher bei der Bewegung der Dielektrika in einem inhomogenen elektrostatischen Felde entsteht (zweiter Röntgeneffekt).

Dieser letzte Strom ist dort zu fingieren, wo $P[uA]$ einen von Null verschiedenen Wert besitzt, wo also entweder u oder A örtlich variieren. In unseren Versuchen kommen beide Fälle vor, nur ist die Variation nicht stetig, sondern geht an einer gewissen Fläche sprungweise vor sich; unter dieser Voraussetzung haben wir nämlich den Ansatz für unsere Rechnungen gemacht. An einer Unstetigkeitsfläche geht bekanntlich für irgend einen Vektor B die $P(B)$ in $[(B_1 - B_2)N]$ über, wo N den zu der Unstetigkeitsfläche normalen Einheitsvektor bedeutet.¹⁾ Außerdem war bei uns u immer senkrecht zu A . Demnach können wir für das letzte Glied der Gleichung statt des Vektors $-P[uA]$ die skalare Größe

$$(i) = -(u_1 A_1 - u_2 A_2)$$

schreiben, was einen in der Unstetigkeitsfläche fingierten Strom bedeutet.

Zwei Fälle sind zu unterscheiden.

Erster Fall. Das Dielektrikum bewegt sich in einem homogenen, unveränderlichen Felde (reine Konvektion). Hier ist u unstetig. Der fingierte Strom liegt in der Unstetigkeitsfläche von u , also auf der Oberfläche des Dielektrikums.

a) Nach H. Hertz ist

$$A_1 = A_2 = \varepsilon E_0.$$

Im Dielektrikum ist die Geschwindigkeit u , im angrenzenden Äther (Luft) $u_2 = 0$. Der fingierte Strom wird

$$(i) = -u_1 \varepsilon E_0.$$

b) Nach Lorentz-Cohn haben wir im Hartgummi $A_1 = (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0$, im Äther (Luft) $\varepsilon = \varepsilon_0$, also $A_2 = 0$ und erhalten

$$(i) = -u_1 (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0,$$

was auch der Versuch bestätigt.

1) Denke man sich an der Unstetigkeitsfläche einen flachen Zylinder und ein schmales Viereck gezeichnet, und zwar so, daß die Höhe des Zylinders und die kurzen Seiten des Vierecks senkrecht zu der Fläche stehen und wende man beim Zylinder den Gauss'schen, beim Viereck den Stokesschen Satz an, so erhält man unmittelbar

im ersten Falle für die Flächendivergenz $((B_1 - B_2) \cdot N)$,

im zweiten Falle für den Flächencurl $[(B_1 - B_2) \cdot N]$.

Zweiter Fall. Das Dielektrikum bewegt sich in einem unhomogenen Felde. Bei unseren Versuchen wird in dem Zwischenraume zwischen den Belegungen A_s und A_n (Fig. 20) an einer Stelle $E_0 = 0$. An dieser Stelle variiert A sehr schnell, aber u bleibt konstant. Der fingierte Strom liegt in der Unstetigkeitsfläche von A , also senkrecht zu der Oberfläche des Dielektrikums.

a) Nach Hertz haben wir

$$A_1 = \varepsilon E_0, \quad A_2 = 0, \quad u_1 = u_2;$$

$$(i_1) = -u_1 \varepsilon E_0.$$

b) Nach Lorentz-Cohn

$$A_1 = (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0, \quad A_2 = 0, \quad u_1 = u_2,$$

$$(i_1) = -u_1 (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0.$$

Dieser letzte Ausdruck für (i_1) wird durch den Versuch bestätigt.

Beide Versuche sprechen also gegen die Hertz'sche Theorie.

Wir können aber die Versuche anders deuten. Bei der Rotation der dielektrischen Scheibe wird die angrenzende Luft auch mit bewegt und die Geschwindigkeit u_2 in der Luft kann nicht gleich Null gesetzt werden, vielmehr müssen wir nach der Hertz'schen Theorie

$$(i) = -(u_1 - u_2) \varepsilon E_0$$

setzen und solche Ströme in der ganzen mitbewegten Luftschicht fingieren. Die Wirkung dieser Ströme wird schwerlich zu berechnen sein, sie könnte aber in einzelnen Fällen der Wirkung des Oberflächenstromes $-u(\varepsilon - \varepsilon_0)E_0$ gleich ausfallen und es wäre dann zwischen den zwei Theorien unentschieden geblieben. Natürlich, je genauer die Versuche gemacht worden sind, desto unwahrscheinlicher wird die Übereinstimmung der Größen $-(u_1 - u_2)\varepsilon E_0$ und $-u_1(\varepsilon - \varepsilon_0)E_0$. Jedenfalls bleibt hier eine gewisse Unbestimmtheit des Versuches bestehen.

Berücksichtigen wir aber die Versuche, wo das Dielektrikum mit seinen Belegungen zusammen rotiert und überhaupt kein Luftzwischenraum vorhanden ist, so sehen wir, daß hier die Verhältnisse ganz genau zu bestimmen sind, denn an der

Grenze Dielektrikum–Metall ist $u_1 = u_2 = u$; im Dielektrikum ist $A_1 = \varepsilon E_0$; in der metallischen Belegung ist $A_2 = 0$, also

$$i = -u \varepsilon E_0.$$

An derselben Fläche haben wir noch den Konvektionsstrom

$$u \Gamma. (\varepsilon E_0) = +u \varepsilon E_0.$$

Beide Ströme zusammen erzeugen also nach H. Hertz keine magnetische Wirkung.

Nach der Lorentz-Cohnschen Theorie haben wir dagegen

$$u_1 = u_2 = u, \quad A_1 = (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0, \quad A_2 = 0$$

und

$$u \Gamma. (\varepsilon E_0) - P. [u. A] = u \varepsilon E_0 - u (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0 = u \varepsilon_0 E_0,$$

wie es auch meine Versuche mit Hartgummi und Glas¹⁾ bestätigen. Zugleich sehen wir, daß diese Versuche nicht so genau zu sein brauchen, um zwischen den beiden Theorien entscheiden zu können.

Endlich will ich noch bemerken, daß es nach der Hertzschen Theorie unbegreiflich erscheint, warum bei der Bewegung geladener Leiter, d. h. bei dem oft wiederholten Rowlandschen Versuch die mitbewegte Luft auf die magnetische Wirkung ohne Einfluß bleibt. Nach der Lorentz-Cohnschen Theorie erklärt sich das leicht durch den Umstand, daß für Luft $\varepsilon - \varepsilon_0 = 0,0006$, also eine sehr kleine Größe ist.

Führen wir an der Gleichung (H. L. C.) die Operation I aus und berücksichtigen, daß $\Gamma P(M_0) = 0$ ist, so können wir sagen, daß jede Kombination von den in der rechten Seite stehenden Stromarten stets geschlossene Stromkreise bilden muß. Die zwei Röntgeneffekte aber $P[u A]$ sind immer, unabhängig von anderen Strömen, in sich geschlossen.

Betrachten wir einige von diesen Kombinationen.

1. Eine Kombination von Verschiebungsströmen und Leitungsströmen $\partial \varepsilon E_0 / \partial t + 4 \pi A$ finden wir z. B. in den schlechteren Leitern; sie ist von mir schon früher in den Elektrolyten quantitativ untersucht worden²⁾ und für langsame Änderungen der Polarisation (große Wellenlängen) mit der Maxwell'schen Theorie in Übereinstimmung gefunden.

1) l. c. § 31. p. 428 ff.

2) A. Eichenwald, Wied. Ann. 62. p. 571. 1897.

2. Da in Elektrolyten die Ionen sich bewegen, so kann dieser Fall auch durch die Formel

$$\frac{\partial \varepsilon E_0}{\partial t} + u \cdot \Gamma(\varepsilon E_0)$$

dargestellt werden.

3. Wenn die Belegungen des Kondensators mit dem Dielektrikum zusammen rotieren, so beobachten wir

$$u \cdot \Gamma(\varepsilon E_0) - P[u \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) E_0].$$

4. Eine Kombination $4\pi A + u \cdot \Gamma(\varepsilon E_0)$ haben wir in den Versuchen mit den Konduktionsströmen¹⁾, welche entstehen, wenn eine geladene volle Metallscheibe zwischen Metallsektoren rotiert.

5. Eine Kombination von den drei ersten Gliedern der Gleichung haben wir in den Versuchen, wo die rotierende Metallscheibe auch in Sektoren eingeteilt ist.²⁾ Dieser Fall ist nur qualitativ untersucht worden, ebenso wie der Fall, wo dielektrische Sektoren rotieren³⁾ und welcher durch die Kombination vom ersten, zweiten und vierten Gliede der Gleichung dargestellt wird.

Wir haben gesehen, daß nach der Hertzschen Theorie dem Äther dieselbe Geschwindigkeit wie der Materie zugeschrieben wird; nach H. Lorentz bleibt der Äther in Ruhe; und auch E. Cohn⁴⁾ kommt zu der Anschauung eines überall ruhenden Äthers. *Da unsere Versuche gegen die Hertzsche Annahme sprechen, so müssen wir den Äther auch in den bewegten Dielektrika als ruhend annehmen.*

Ganz analoge Bedeutung für die rein optischen Erscheinungen haben die bekannten Versuche von Fizeau und von Michelson und Morley mit dem strömenden Wasser; aber auch hier ist die Genauigkeit nicht groß genug, um zwischen den Theorien von H. Lorentz und E. Cohn zu entscheiden.

Moskau, Ingenieur-Hochschule, November 1903.

1) l. c. § 21. p. 27. Figg. 6 u. 7.

2) l. c. § 20. p. 25.

3) l. c. § 35. p. 483.

4) E. Cohn, Ann. d. Phys. 7. p. 55. 1902.

(Eingegangen 7. Dezember 1903.)