16. *Die magnetische Ablenkbarkeit
electrostatisch beeinflusster Kathodenstrahlen;
von W. Kaufmann.*¹⁾

1. In einer früheren Arbeit²⁾ habe ich gezeigt, dass die magnetische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen umgekehrt proportional ist der Quadratwurzel aus der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode. Dieses Resultat entspricht den aus der Emissionstheorie zu ziehenden Folgerungen, wenn man der Grösse ε/m , d. i. der Ladung pro Masseneinheit, einen constanten Werth beilegt.

Es ist nämlich für kleine Ablenkungen

$$(I) \quad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2mV_0}} \int_0^{x_0} dx \int_0^x H dx^3),$$

worin y_0 die Ablenkung, V_0 die Potentialdifferenz der Electroden, H die magnetische Feldstärke in Richtung der Z -Axe im Punkte x , x_0 die dem Endpunkte des Strahles entsprechende Coordinate bedeutet.

Da nun der Werth des Integrales in Gl. (I) nur von den Dimensionen der Magnetisirungsspulen und der Stromstärke J in denselben abhängt, und deshalb gleich const. J gesetzt werden kann, so erhält man

$$(II) \quad y_0 = \text{const. } J / \sqrt{V_0}$$

in Uebereinstimmung mit der empirischen Formel.

2. Gl. (I) und (II) gelten aber nur dann, wenn man es mit gewöhnlichen Entladungsröhren zu thun hat, in welchen für alle nicht in unmittelbarer Nähe der Kathode befindlichen Punkte das Potential gleich dem der Anode zu setzen ist. Ist dagegen aus irgend einem Grunde (vgl. w. u.) das Po-

1) Vorgetragen in der physik. Gesellsch. zu Berlin am 18. März 1898.

2) W. Kaufmann, Wied. Ann. 61. p. 544—552. 1897.

3) l. c. 62. p. 596—598. 1897.

tential Φ längs der X-Axe (d. h. der Fortpflanzungsrichtung des Strahles) variabel, so ist an Stelle von (I) zu setzen:

$$(III) \quad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2m}} \int_0^{x_0} dx \int_0^x \frac{H}{\sqrt{\Phi - \Phi_0}} dx,$$

wobei Φ_0 das Potential der Kathode darstellt. Hat Φ längs einer gewissen Strecke den Werth $\Phi' = \text{const.}$ und ist ein magnetisches Feld nur innerhalb dieser Strecke vorhanden, so erhält man, wenn man $(\Phi' - \Phi_0) = V'$ setzt:

$$(IV) \quad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2mV'}} \int_0^{x_0} dx \int_0^x H dx$$

oder

$$(V) \quad y_0 = \text{const. } J / \sqrt{V'} \quad (\text{vgl. Gl. (II)}).$$

Es kommt also jetzt für die magnetische Ablenkbarkeit nicht mehr die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode in Betracht, sondern diejenige zwischen dem Raume, innerhalb dessen die Ablenkung stattfindet, und der Kathode.

3. Die im Folgenden zu beschreibenden Versuche sollen dazu dienen, die in Gl. (IV) und (V) ausgesprochene Folgerung aus der Emissionshypothese experimentell zu prüfen. Ich hatte bereits gelegentlich meiner ersten Arbeit über die magnetische Ablenkung ähnliche Versuche in Angriff genommen, war jedoch infolge fehlerhafter Anordnung zu keinem Resultat gelangt. Zur Wiederaufnahme der Versuche wurde ich durch eine neuerdings erschienene Arbeit des Hrn. Th. Des Coudres¹⁾ angeregt, in welcher derselbe zeigt, dass durch electrostatische Einflüsse die Absorption Lenard'scher Kathodenstrahlen in Luft verändert wird, und gleichzeitig darauf hinweist, dass die Emissionstheorie auch eine entsprechende Aenderung der magnetischen Ablenkbarkeit verlange.

4. Die Versuchsanordnung war im wesentlichen entsprechend der früher zur Messung der magnetischen Ablenkbarkeit benutzten (vgl. Figur). Die Aenderung bestand, ab-

1) Th. Des Coudres, Verhandl. der physik. Gesellsch. zu Berlin. 4. Februar 1898.

gesehen von den (in der Figur angegebenen) etwas anderen Dimensionen der Röhre, in der Anbringung zweier Metallcylinder m und n ; die beiden Cylinder waren concentrisch mit einem Zwischenraume von etwa 2—3 mm angeordnet. Jeder trug ein engeres Ansatzstück, das etwa 2 cm weit in den engen Theil des Entladungsrohres hineinragte. Die von der Kathode K kommenden Strahlen gingen zuerst durch den 0,3 mm weiten horizontalen Spalt S_1 des stets zur Erde abgeleiteten und als Anode dienenden äusseren Cylinders, drangen dann durch den 1 mm weiten, mit S_1 parallelen Spalt S_2 in

den inneren Cylinder und gelangten nach dem Durchlaufen des letzteren durch die beiden senkrechten Spalte S_3 und S_4 von 2 mm Weite auf die mit Kreide bestrichene getheilte Platte P , welche direct auf den Boden des äusseren Cylinders geklebt war.

Wurde der innere Cylinder mit dem + oder - Pol einer Hochspannungsbatterie verbunden, so konnte demselben eine Spannung von ± 3250 Volt ertheilt werden, ohne dass zwischen beiden Cylindern eine Entladung überging. Es war nämlich die Entfernung der Cylinderwände voneinander so gering gemacht, dass sie kleiner war als der Durchmesser des Crookes'schen dunklen Raumes; wenn dies der Fall ist, so ist nach

Hittorf¹⁾ eine Entladung unmöglich. Wenn Kathodenstrahlen in den Cylinder eindringen, so trat trotzdem eine schwache Entladung ein infolge der durch die Kathodenstrahlen hervorgerufenen Leitfähigkeit der Luft; wegen des geringen inneren Widerstandes der Batterie bedingte diese Entladung jedoch keine Potentialverminderung des Cylinders.

Es war also möglich, durch Ladung des inneren Cylinders in dessen Innenraum ein constantes Potential herzustellen, dessen Werth von dem der Anode (des äusseren Cylinders) bedeutend abwich. Da ferner die Strecke, innerhalb deren das Potential variabel ist, nämlich der Zwischenraum zwischen S_1 und S_2 nur 2 mm beträgt, so kann man für die Rechnung mit genügender Genauigkeit eine sprunghafte Aenderung des Potentials bei S_1 annehmen. *Es ist also die erste der beiden der Gl. (IV) zu Grunde liegenden Bedingungen vollständig erfüllt.* Ein Einfluss der Cylinderladung auf den eigentlichen Entladungsvorgang in der Röhre war hierbei völlig ausgeschlossen, da ja der zur Erde abgeleitete äussere Cylinder einen vollständigen electrischen Schirm gegen die Wirkungen des Inneren bildete. Wie aus der Figur ferner ersichtlich, *sind die Magnetisirungsspulen so angeordnet, dass die magnetische Ablenkung zum grössten Theil im Inneren des Cylinders stattfindet, sodass auch die zweite der in § 2 aufgestellten Bedingungen nahezu vollständig erfüllt ist.* Ueber den durch die Streuung der Kraftlinien bedingten Fehler vgl. w. u.

Zur Messung der Grösse V' wurde die Kathode mit der Nadel, der innere Cylinder mit dem Gehäuse eines auf Paraffin isolirt aufgestellten Braun'schen Electrometers verbunden. Als Electricitätsquelle zur Erzeugung der Kathodenstrahlen diente, wie früher, eine durch einen Electromotor getriebene Influenzmaschine; der Spulenstrom wurde mit einem Präcisionsampèremeter von Siemens & Halske gemessen.

5. Die Ausführung der Versuche erfolgte in der Weise, dass die Ablenkbarkeit bestimmt wurde:

a) Wenn der innere Cylinder zur Erde abgeleitet war:
 $V' = V_0$.

1) Hittorf, Wied. Ann. 21. p. 96. 1884.

b) Wenn derselbe positiv geladen war: $V' = V_0 + 3250$.

c) Wenn derselbe negativ geladen war: $V' = V_0 - 3250$.

Das von der Theorie verlangte Resultat ist, dass $y_0 \sqrt{V'}/J$ in allen drei Fällen denselben Werth hat; es muss also bei irgend einem bestimmten Werthe von V_0 und J , je nachdem der Cylinder + oder — geladen wird, eine Verminderung oder Vermehrung der Ablenkung eintreten. Der Versuch bestätigt diese Voraussetzung vollständig. Die Erscheinung wird allerdings dadurch etwas complicirt, dass die Ladung des Cylinders auch eine kleine electrostatische Ablenkung in dem Felde zwischen S_1 und S_2 hervorruft; dieselbe wird jedoch dadurch eliminirt, dass stets durch Commutiren des Spulenstromes die doppelte Ablenkung beobachtet wurde. Die folgenden drei Tabellen zeigen, dass auch quantitativ die Theorie genügend bestätigt wird. Die kleine systematische Abweichung der drei Mittelwerthe für $y_0 \sqrt{V'}/J$ voneinander lässt sich der Grösse und dem Sinne nach hinreichend erklären durch die Streuung der Magnetkraftlinien, welche schon vor dem Eintritt in den Spalt S_1 eine Ablenkung der Strahlen bewirkt (vgl. w. u.).

Es enthält die erste Columne der Tabellen V' in Volt; die zweite unter y_0 die Hälfte der durch Commutiren des Spulenstromes erhaltenen wirklichen Ablenkung in Centimetern; die dritte unter y'_0 die auf unendlich kleine Ablenkungen redu-

Tabelle I.

$$V' = V_0.$$

V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	$\delta \%$
10900	1,49	1,45	0,942	161	+ 1,3
10500	1,40	1,37	0,890	158	— 0,6
9700	1,60	1,55	0,950	161	+ 1,3
9550	1,48	1,44	0,880	160	+ 0,7
7400	1,67	1,61	0,880	157,5	— 0,9
6650	1,47	1,43	0,745	156,5	— 1,5
6100	1,57	1,52	0,745	159,5	+ 0,4
6050	1,59	1,54	0,750	160	+ 0,7
5300	1,53	1,49	0,700	155	— 2,5
4700	1,57	1,52	0,650	160,5	+ 1,0

Mittel 158,9

28*

cirten¹⁾ Werthe von y_0 ; die vierte den Spulenstrom J in Am-pères; die fünfte die Grösse $y'_0 \sqrt{V'}/J$; die sechste die procentualen Abweichungen vom Mittelwerth.

Tabelle II.

$$V' = V_0 + 3250.$$

V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	$\delta \%$
12200	1,40	1,37	0,955	158,5 [136] ²⁾	- 1,1
12100	1,40	1,37	0,945	160	- 0,2
11500	1,48	1,44	0,955	162	+ 1,1
10600	1,55	1,50	0,965	160	- 0,2
10000	1,45	1,41	0,875	161	+ 0,4
9700	1,58	1,53	0,955	158	- 1,4
9200	1,51	1,47	0,875	161	+ 0,4
8800	1,40	1,37	0,790	163	+ 1,7
8100	1,47	1,43	0,810	159 [124]	- 0,8

Mittel 160,3

Tabelle III.

$$V' = V_0 - 3250.$$

V'	y_0	y'_0	J	$y'_0 \sqrt{V'}/J$	$\delta \%$
7250	1,51	1,47	0,805	156 [187,5] ²⁾	+ 0,5
7000	1,31	1,28	0,695	154	- 0,8
6650	1,25	1,23	0,650	154,5	- 0,5
6400	1,12	1,11	0,570	156	+ 0,5
5600	1,28	1,25	0,610	153,5	- 1,2
4950	1,29	1,26	0,570	156	+ 0,5
4700	1,27	1,24	0,540	157,5	+ 1,4
4300	1,17	1,15	0,485	155,5	- 0,1
3250	1,15	1,14	0,420	155 [219]	- 0,2

Mittel 155,3

1) W. Kaufmann, l. c.

2) Die in Klammern befindlichen Zahlen der ersten und letzten Zeile werden erhalten, wenn in $y_0 \sqrt{V'}/J$ an Stelle von V' der Werth V_0 gesetzt wird; sie geben ein Maass für die durch die Ladung bewirkte Veränderung der Ablenkung, dieselbe beträgt 14,3 Proc. für das höchste, 22 Proc. für das niedrigste Potential der Tabelle.

3) Die durch die Ladung bewirkten Aenderungen der Ablenkung betragen hier 20,2 Proc. für das höchste, 41 Proc. für das niedrigste Potential.

6. Die Unterschiede der drei Mittelwerthe für $y_0 \sqrt{V'}/J$ sind zwar nicht gross; jedoch zeigte sich bei Wiederholung der Beobachtungen, dass es sich jedenfalls um einen systematischen Fehler handelt; derselbe rührt von der schon weiter oben erwähnten Streuung der magnetischen Kraftlinien her, welche zu einer Ablenkung schon vor Eintritt in den Spalt S_1 Veranlassung giebt; es muss deshalb die Wirkung einer Ladung des Cylinders stets etwas zu klein erscheinen. Um die Grösse dieses Fehlers zu bestimmen, wurde nach Entfernung der Röhre eine kleine Magnetnadel an einem Platindraht parallel der X -Axe aufgehängt und an verschiedenen Punkten der letzteren aus der Ablenkung der Nadel die Feldstärke bestimmt; den Verlauf der Feldstärke giebt folgende Tabelle:

Tabelle IV.

ϱ	0	2	3,5	5	6	7	8	9
h	100	99,6	96,7	87,4	74,3	50,0	21,7	11,5
ϱ	10	11	12	13	14,5	16	18	20
h	4,9	2,1	0,42	-0,37	-1,03	-1,38	-1,6	-1,6

Es bedeutet ϱ den Abstand von der Spulenaxe, h die relative Feldstärke, wenn diejenige in der Spulenmitte gleich 100 gesetzt wird.

Ferner ist die Entfernung der einzelnen Punkte der Strahlenbahn von der Spulenmitte die folgende:

Kathode: 17 cm, Spalt S_1 : 8 cm, getheilte Platte: -2,1 cm.

Es machen nun die durch S_1 eintretenden Strahlen einen Winkel φ mit der X -Axe, der durch die Gleichung bestimmt ist:

$$(VI) \quad \operatorname{tg} \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 m V_0}} \int_{17}^8 H d\varrho.$$

Bezeichnet man die Strecke S_1 bis S_4 mit l ($= 10,1$), so erhält man für die Gesamtablenkung:

$$(VII) \quad y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 m V_0}} \cdot l \int_{17}^8 H d\varrho + \sqrt{\frac{\varepsilon}{2 m V'}} \int_{-2,1}^8 d\varrho \int_8^9 H d\varrho.$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite von Gl. (VII) ist also derjenige Theil der Ablenkung, für welchen die in § 2 entwickelte Theorie gilt. Bezeichnet man dieses Glied mit y_0 (corrig.), die gesammte rechte Seite mit y_0 (beob.), so erhält man:

$$(VIII) \quad y_0 \text{ (corrig.)} = y_0 \text{ (beob.)} / \left(1 + 0,07 \sqrt{\frac{V'}{V_0}}\right)$$

oder, mit genügender Annäherung für den vorliegenden Zweck

$$(IX) \quad y_0 \text{ (corrig.)} = y_0 \text{ (beob.)} \cdot \left(1 - 0,07 \sqrt{\frac{V'}{V_0}}\right).$$

Durch Einführung der nach Gl. (IX) corrigirten Ablenkungen in Spalte 2 der Tabellen erhält man für die Mittelwerthe von $y'_0 \sqrt{V'} / J$ die Zahlen:

$V' =$	V_0	$V_0 + 3250$	$V_0 - 3250$
$y'_0 \sqrt{V'} / J =$	147,6	146,7	147,0

Die Unterschiede dieser drei Zahlen sind klein genug, um auf Beobachtungsfehler zurückgeführt werden zu können.

7. Wenn man bei einem sehr kleinen Werthe von V_0 (< 5000 Volt) den Cylinder negativ ladet, sodass $V' < 1750$ Volt, so kann man dadurch den Kathodenstrahlen im Inneren des Cylinders eine Geschwindigkeit geben, die einem Entladungspotential entspricht, bei welchem im allgemeinen noch gar keine Kathodenstrahlen bemerkbar sind.¹⁾ Diese stark verlangsamen Kathodenstrahlen breiten sich in dem stark verdünnten Gasinhalt der Röhre ähnlich aus wie gewöhnliche Kathodenstrahlen in Luft von atmosphärischem Druck²⁾, d. h. sie treten aus dem Spalte S_4 nach allen Richtungen gleichmässig aus; zur Beobachtung dieser Erscheinung wurde die Platte P entfernt und statt ihrer die Verschlussplatte der Röhre mit einem Kreideanstrich versehen. Man erhält dann bei ungeladenem Cylinder einen scharfen Fluoreszenzfleck, während bei negativ geladenem Cylinder die ganze Platte aufleuchtet.

1) Vgl. auch Th. des Coudres l. c.

2) Vgl. Ph. Lenard, Wied. Ann. 51. p. 225. 1894.

8. Die Grösse ε/m , welche ich früher¹⁾ zu $1,77 \cdot 10^7$ angegeben habe, berechnet sich aus den obigen Beobachtungen unter Berücksichtigung der in § 6 angegebenen Correctur zu $1,86 \cdot 10^7$ C. G. S.-E. pro Gramm.

Bei dem erhöhten Interesse, welches die Emissionshypothese neuerdings gefunden hat, möchte ich eine möglichst genaue Bestimmung dieser Grösse unter Berücksichtigung aller etwaigen Fehlerquellen als sehr wünschenswerth bezeichnen.

Berlin, Phys. Inst., Februar 1898.

1) W. Kaufmann, l. c.

(Eingegangen 19. März 1898.)