©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Über die Interferenz und die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen

G. Jaumann.

Aus dem physikalisch-chemischen Institute der k. k. deutschen Universität in Prag.

(Mit 8 Textfiguren.)

Die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1] sowohl, als Herr D. F. Tollenaar[2] theilen mit, dass es ihnen nicht gelungen ist, mein Experiment über die Interferenz des blauen Kathodenlichtes[3] zu wiederholen. Dies veranlasste mich zur sofortigen Wiederaufnahme dieses Experimentes, wobei es mir gelungen ist, dasselbe wesentlich weiterzuführen.

Zwei parallele Aluminiumplatten K_1K_2 (Fig. 1) von 10 *cm* Länge, 4 *cm* Breite und 2 *cm* Abstand wurden in einem grossen Recipienten untergebracht und (aussen) durch eine 250 *cm* lange Schlinge eines 0·8 *mm* dicken Messingdrahtes mit einander verbunden. Diese Verbindung muss durchaus ohne Contactfehler hergestellt werden.[4] Die Anode ist ein weit von den Kathodenplatten entfernter Stift.

Die Drahtschlinge K_1K_2S wurde mittelst des Klemmschraubencontactes S mit dem negativen Pol einer Influenz-

---

[1] E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. 60, S. 510.

D. F. Tollenaar, Kon. Akad. Amsterdam, 1897, p. 310.

[3] G. Jaumann, Mitth. der deutschen mathem. Gesellsch. Prag, 1892, S. 146; Wied. Ann. 57, S. 152.

[4] Nietungen von Aluminium auf Aluminium sind unzulässig. Auch das Einschmelzen von Platin in Aluminium gibt einen unsicheren Contact.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

maschine (einplattig, ohne Leydnerflaschen) verbunden und in diese Leitung ein Funkenmikrometer F eingeschaltet.

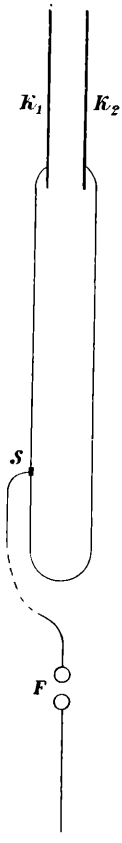

Fig. 1.

Die Interferenzfläche des blauen Kathodenlichtes ist eine circa 0·5 *mm* dicke, hellblaue, ebene Schichte, welche sich inmitten eines matt wasserblauen, 2 *mm* dicken Hofes deutlich abhebt. Der übrige Raum zwischen den Kathoden ist nahezu dunkel. Nur dann, wenn diese Interferenzfläche vollkommen klar ausgebildet ist, zeigt sie sich gegen Verschiebungen des Schleifcontactes S empfindlich.

Damit dies erreicht wird, muss man den Funken F variiren. Nur in einem gewissen, von der übrigen Versuchsanordnung abhängigen Intervall der Funkenlänge gelingt das Experiment.[1]

Der Funke ändert bei Veränderung seiner Länge seinen Charakter und damit den Charakter der von ihm angeregten Strahlung, von deren Beschaffenheit begreiflicherweise der Ausfall eines Interferenzexperimentes wesentlich abhängen muss. Zeichen, dass die Aufstellung nicht die richtige ist, sind es, wenn die Interferenzfläche röthlich und von ihrem Hof nicht unterscheidbar ist und wenn ein breiter, hellleuchtender, blauer Querstrich die Interferenzfläche senkrecht schneidet und die Kathodenplatten verbindet. Dieser blaue Querstrich ist eine Art Funken, welcher zwischen den Kathoden übergeht, und deutet auf einen Contactfehler im Schliessungskreise. Er erscheint bei hohen Verdünnungen als grüner Querstrich im Fluorescenzbilde auf der Glaswand.

Die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt geben sie hätten zwei blaue Kathodenhüllen, welche sie als dritte Goldstein'sche Schichten bezeichnen, zum Zusammenfliessen gebracht. Dann ist es freilich nicht anders zu erwarten, als dass die so entstandene helle Fläche gegen Verschiebungen des Schleifcontactes unempfindlich ist. Das blaue Kathodenlicht, welches die empfindliche Interferenzfläche bildet, ist nämlich nicht mit der dritten, sondern mit der zweiten Kathodenschichte Goldstein's, d. h. mit den Kathodenstrahlen verwandt. Die dritte Schichte Goldstein's ist nichts Anderes als das negative Ende der Entladung, sie zeigt keine geradlinige Fortpflanzung, wirft keine Schatten, erregt keine Fluorescenz, zeigt nach Goldstein (Wied. Ann. 51, S. 633) keine Deflexion; kein Wunder, dass sie auch keine Anzeichen von Interferenz gibt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Bei meinen früheren Experimenten bestand die Wirkung einer Verschiebung des Schleifcontactes S aus der Mitte der Schlinge nur in einer Verbreiterung der Interferenzfläche. Bei starken Verschiebungen des Contactes erfüllte sich der ganze Raum zwischen den Kathoden mit Licht, dessen Vertheilung erst bei sehr starken Verschiebungen des Contactes unsymmetrisch wurde. Ich habe damals nur als Vermuthung aussprechen können, dass diese symmetrische Verbreiterung sich auf einseitige Verschiebungen der unverbreiterten Interferenzfläche zurückführen liesse, falls man annimmt, dass es ein Complex von Kathodenstrahlen sehr verschiedener Art[1] ist, welche die Interferenzfläche erzeugen.

Gegenwärtig kenne ich den Einfluss, welchen die geringsten Änderungen im Aussehen der Kathodenstrahlen und des blauen Kathodenlichtes auf sein Verhalten haben, besser und habe bei sorgfältiger Variation der Versuchsbedingungen diese einseitige Verschiebung der Interferenzfläche thatsächlich erhalten.

Bei Verschiebung des Schleifcontactes S aus der Mitte der Schlinge verschiebt sich die Interferenzfläche aus der mittleren Lage nach seitwärts, wobei sie nur wenig breiter (circa 1 *mm* breit) wird. Die Grösse und Richtung ihrer Verschiebung entspricht der Grösse und Richtung der Verschiebung des Schleifcontactes derart, dass wenn dieser die ganze Schlinge durchläuft, sich die Interferenzfläche von einer Kathode bis zur anderen verschiebt.

Hiebei schlagen sich die Ränder der Interferenzfläche nach aussen über die nähere Kathodenplatte zurück. In Fig. 2 zeigt J_1J_1 die Gestalt der unverschobenen, J_2J_2 die Gestalt der verschobenen Interferenzfläche.[2]

---

[1] Z. B. verschiedener Wellenlänge.

Herr Tollenaar hat fünf helle coexistente Flächen (J_1 bis J_5 Fig. 3) zwischen den Kathodenplatten erhalten. Da aber wahrscheinlich die Stiele der Kathoden mit den Kathodenplatten nur durch eine Nietung verbunden waren, erhielt er, wie man auf den von ihm mitgetheilten Photographien deutlich sieht, den blauen Querstrich (vergl. die Anmerkung w. s.) und konnte er keine Empfindlichkeit der fünf Flächen gegen Verschiebungen des Schleifcontactes constatiren. Herr Tollenaar selbst deutet seine Photographien allerdings ganz anders.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Das Anlegen von Capacitäten an die Drahtschlinge hat ebenfalls entsprechende Wirkungen auf die Interferenzfläche.

Ich werde demnächst dieses Experiment zur Grundlage einer eingehenden Untersuchung machen.

II.

Die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt sind der Ansicht, dass weder eine Interferenz, noch eine elektrostatische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen existirt, sondern dass diese Erscheinungen sich auf die Goldstein'sche Deflexion

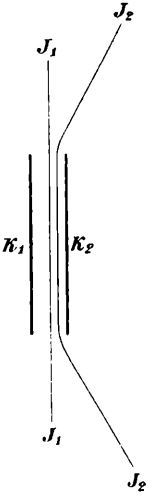

Fig. 2.

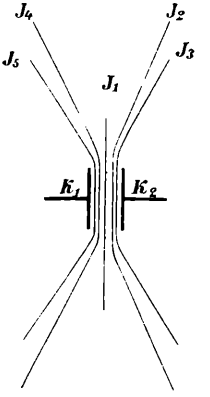

Fig. 3.

der Kathodenstrahlen zurückführen lassen. Eine derartige Erklärung meiner Versuche halte ich nicht für möglich, wohl aber den umgekehrten Erklärungsversuch.

Ich bin der Meinung, dass die von Goldstein angenommene specifische deflectorische Wirkung der Kathoden auf den Kathodenstrahl, welche eine elektrische Fernwirkung neuer Natur sein soll, nicht existirt, und dass sich die von Goldstein entdeckten Erscheinungen theils auf die Interferenz, theils auf die elektrostatische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen zurückführen lassen.

Goldstein hat seine Versuche mit jenen starken, sehr gestreckten Kathodenstrahlen angestellt, welche auftreten, wenn

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

man einen activen Funken vorschaltet. Diese Strahlen verhalten sich wesentlich anders als die sehr zur Krummlinigkeit geneigten schwachen Kathodenstrahlen, welche ich untersucht habe. Wenn auch das Verhalten letzterer Strahlen eine wie ich glaube grössere theoretische Wichtigkeit hat, so waren die starken Strahlen doch von jeher deshalb für den Experimentator interessant, weil sich ihre Eigenschaften mehr denen der bekannten Strahlen (Licht und Schall) nähern und deshalb verständlicher sind. In welcher Weise interferiren nun diese starken Strahlen?

Der Fluorescenzfleck, welchen die von complicirter gestalteten Kathoden ausgehenden starken Strahlen auf der Glaswand entwerfen, hat die mannigfaltigsten, aber immer sehr regelmässige Formen. Goldstein beschreibt viele davon. Er sieht in dem complicirten Querschnitte dieser Strahlenbündel nur die Zeichen, dass die Strahlen nicht auf der Kathode normale Gerade sind, sondern der Deflexion unterliegen.

Die mehr oder weniger flächenartig ausgebreiteten Gebiete, in welchen die Strahlung stärker ist und deren Schnitt mit der Glaswand die grünen Striche gibt, aus welchen sich das Fluorescenzbild zusammensetzt, bezeichnen nicht den Gang einfacher Kathodenstrahlen, sondern sind Interferenzflächen. Sie haben, soweit dies elektrostatische Einflüsse auf den Gang der einfachen Strahlen zulassen, symmetrische Lage gegen die entsprechenden Theile der Kathode, oft ganz dieselbe Lage wie die Interferenzflächen in dem blauen Kathodenlicht. Besonders auffallend ist es, dass die grünen Striche, in welchen diese Flächen die Glaswand schneiden, häufig doppelt oder an den Enden gegabelt sind.

Die einfachen Interferenzflächen, welche durch schwache Kathodenstrahlen gebildet werden, spalten sich, wenn man die Strahlen verstärkt.

Am einfachsten zeigt sich dies an einer Kathode, welche aus zwei unter einem einspringenden stumpfen Winkel zusammenstossenden Platten gebildet wird.[1] *kk* (Fig. 4) stellt die

---

[1] Crookes hat ähnliche Strahlungsformen beschrieben, aber unrichtig gedeutet (vergl. G. Wiedemann, Galvanismus, Bd. IV A, S. 424).

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Projection derselben dar. Bei 0·2 *mm* Druck sieht man die einfache Interferenzfläche *i* in dem blauen Kathodenlicht *bb*.

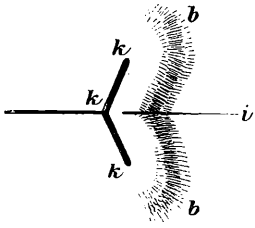

Fig. 4.

Bei 0·005 *mm* Druck sieht man, wenn man keinen Funken vorschaltet, so dass die Strahlen recht schwach sind, die Erscheinung Fig. 5. Die Strahlen entwerfen einen grossen, gleichmässig mattgrünen Fluorescenzfleck *G* an der Glaswand. In dem bläulichen Licht, welches ihren Weg bezeichnet, unterscheidet man die einfache Interferenzfläche *i*.

Schaltet man nun einen activen Funken vor oder verbindet man die Kathode mit dem negativen Pol einer grossen Funkenstrecke, lässt jedoch die Anode ganz isolirt, so erhält man eine

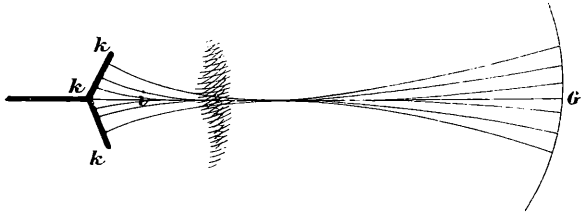

Fig. 5.

hellgrüne Fluorescenz von folgender Form. Längs des Schnittes der durch die etwas gekrümmten Linien kg_1 und kg_2 (Fig. 6) gelegten, auf der Zeichnungsebene senkrechten Cylinder mit der Glaswand leuchtet diese in zwei circa 3 *mm* breiten Streifen.

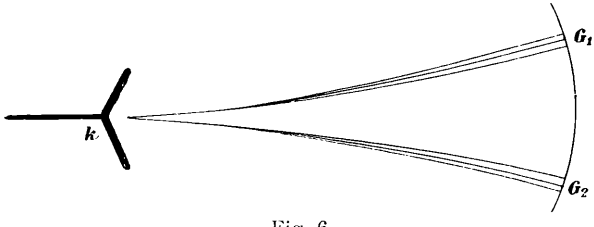

Fig. 6.

Viel schwächer fluorescirt sie in dem Winkel zwischen diesen Streifen, noch schwächer fluorescirt sie ausserhalb.

Ausserdem sieht man einen in der Zeichnungsebene liegenden hellen grünen Streifen, welcher die bereits erwähnten

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

zwei Streifen in den Punkten $g_1 g_2$ senkrecht schneidet und sich ausserhalb gabelt. Die Fluorescenzfiguren, welche ausserdem aber in mehr als 90° Abstand von der Symmetrieebene auftreten, sollen hier nicht beschrieben werden.

Ähnlichen Ausfall haben alle Versuche mit Kathoden, welche die Form eines Cylinders mit verschieden gestalteter Leitlinie haben.

Es scheint mir wichtig, diese Gabelung der Interferenzfläche starker Kathodenstrahlen hervorzuheben, weil sie mit der von E. Mach (diese Sitzungsberichte, Bd. 72—80, 1875 bis 1879) nachgewiesenen Gabelung der Interferenzflächen von Schallwellen grosser Amplitude in Beziehung gebracht werden kann.

III.

Von grossem Interesse ist die Beobachtung der Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt, dass die Ansatzstelle der Kathodenstrahlen auf der Kathode bei der elektrostatischen Ablenkung der Strahlen verschoben wird. Ihrer Angabe jedoch, dass bei dieser Ablenkung der Strahlen nur ihr Ansatzpunkt sich verschiebe, die Kathodenstrahlen selbst aber nicht abgelenkt wurden (l. c. p. 515, Zeile 20), sondern geradlinig in der Normale des neuen Ansatzpunktes verlaufen (p. 517, Zeile 17), kann ich nicht zustimmen.

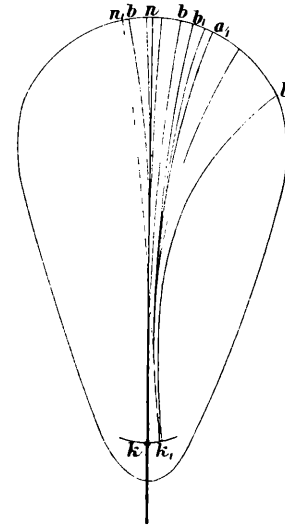

Fig.

Die Kathodenstrahlen werden durch elektrostatische Kräfte gekrümmt.

Bei einer concaven Kathode (k, Fig. 7) von 10 *cm* Krümmungsradius und eingenietetem Stiel von 2 *mm* Durchmesser, mit welcher ich meine früheren Versuche gemacht habe, bilden mittelstarke Kathodenstrahlen ein bläuliches Büschel kn von geradliniger Axe. Die seitlichen Strahlen (kb) krümmen sich nach auswärts.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

das Büschel sitzt mit einem schmalen Stiel auf der Kathodenmitte. Durch elektrostatische Wirkungen wird der Strahl vorübergehend gebogen. Er nimmt hiebei die Form $k_1 a_1$ an. Der Ansatzpunkt k verschiebt sich um $kk_1 = 3\,mm$ auf der Kathode. Der Fluorescenzfleck n verschiebt sich im selben Sinne um den zehnfachen Betrag $na_1 = 30\,mm$. Die Strahlen verlaufen also nach der Ablenkung keineswegs in der Normale $k_1 n_1$ des neuen Ansatzpunktes k_1, sondern weichen in ihrem ganzen Verlaufe aus derselben ab, und zwar im Sinne einer $\left\{\begin{array}{l}\text{Anziehung}\\ \text{Abstossung}\end{array}\right.$ durch einen $\left\{\begin{array}{l}\text{negativ}\\ \text{positiv}\end{array}\right.$ geladenen Körper, in welchem Sinne auch der Ansatzpunkt der Strahlen verschoben wird.

Übrigens kann ich mittheilen, dass nicht nur diese Verschiebung des Ansatzpunktes in guter Übereinstimmung mit meiner Theorie[1] steht, sondern auch die Ablenkung des Fluorescenzfleckes, deren paradoxen Sinn ich in meiner I. Mittheilung unerklärt lassen musste, durch folgende Betrachtung verständlich wird.

Da die Ansatzstelle der Kathodenstrahlen nicht ein (durch andere als elektrostatische Ursachen) bestimmter Punkt der Kathode (z. B. der Eintrittspunkt des Zuleitungsdrahtes) ist, sondern durch elektrostatische Kräfte verschoben werden kann, muss man fragen, durch welche elektrostatischen Merkmale sich die neue Ansatzstelle auszeichnet, so dass von ihr aus die Strahlung stärker ist, als von den anderen Punkten der Kathode.

Ich habe nun a. O.[2] gezeigt, dass die Fortpflanzung reiner Longitudinalstrahlen in einem allgemeinen elektrostatischen Felde nur in den Linien maximaler und minimaler elektrostatischer Kraft möglich ist. Da die Kraftschwingungen an der Kathode, welche durch die zufliessenden elektrischen Drahtwellen bewirkt werden, eine nahezu rein longitudinale Anregung bieten, so werden die von der Kathode ausgesendeten Strahlen die Linien maximaler und minimaler Kraftintensität bevorzugen.

---

[1] Jaumann, diese Sitzungsber., Bd. 104, S. 747, Juli 1895; Wied. Ann., Bd. 57, S. 147.

[2] Compt. rend. 1896, t. CXXII, p. 518.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Es wird nicht überflüssig sein, die Ursache, warum die Strahlen meiner Theorie diese Maximal- und Minimallinien bevorzugen, anschaulicher darzustellen.

Es sei $\varphi_1(x, y, z) = 0$ die Wellenfläche eines Longitudinalstrahles zur Zeit t und $\varphi_1 + d\varphi_1$ dieselbe Wellenfläche zur Zeit $t + dt$. Von diesen beiden Wellenflächen wird aus jeder Kraftlinie ein Stück herausgeschnitten, welches der totalen Kraft $(X_0 Y_0 Z_0)$ an dieser Stelle proportional ist.[1] Die Wellenfläche verschiebt sich also parallel zu sich selbst nur in den Linien maximaler und minimaler Kraft. In allen anderen Theilen des Feldes ändert die Wellenfläche während ihrer Fortpflanzung fortwährend den Winkel, welchen sie mit der elektrostatischen Kraft einschliesst.

Nun sind rein longitudinale Strahlen nach meiner Theorie nur in zwei Fällen möglich: 1. Es ist keine ablenkende magnetische Kraft vorhanden und die Wellenfläche steht auf der elektrostatischen Kraft immer senkrecht, und 2. Es ist eine magnetische Kraft vorhanden und die Wellenfläche schliesst mit der elektrostatischen Kraft einen gewissen, von der Grösse der magnetischen Kraft abhängenden Winkel ein.[2]

In allen anderen Fällen muss der Strahl ausser der Longitudinalcomponente noch Transversalcomponenten haben, und zwar eine elektrische Transversalschwingung, welche die gleiche Projection auf die Wellenfläche hat wie die elektrostatische Kraftlinie und eine magnetische Transversalschwingung, welche auf der Ebene der beiden elektrischen Schwingungscomponenten und der elektrostatischen Kraft senkrecht steht. Die Grösse dieser Transversalcomponenten bestimmt sich 1. durch den Winkel, welchen die Wellenfläche mit der elektrostatischen Kraft einschliesst, und 2. durch die Grösse und Richtung der ablenkenden magnetischen Kraft. Diese Abhängigkeit lässt sich leicht[3] in allgemein giltige Formeln bringen.

---

[1] Vergl. Gleichung 2) l. c. p. 516.

$$k = X_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + Y_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} + Z_0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}.$$

Vergl. Wied. Ann., Bd. 57, S. 175.

Wied. Ann., Bd. 57, S. 171, Zeile 10 und 11.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Es ist also im Allgemeinen unmöglich, dass sich eine Welle fortpflanzt, ohne während des Fortschreitens fortwährend ihre Transversalcomponenten zu verändern, denn im Allgemeinen ändert sich auf ihrem Wege fortwährend der Winkel, welchen ihre Wellenfläche mit der elektrostatischen Kraft einschliesst. Von allen Punkten der Kathode gehen nahezu rein longitudinale Strahlen aus, aber dieselben müssen im Allgemeinen während ihres Fortschreitens immer mehr ihren longitudinalen Charakter einbüssen und auf Kosten ihrer Longitudinalcomponente Transversalcomponenten annehmen.

Ausgenommen sind hievon nur gewisse Linien des Feldes, in welchen die Strahlung ihren longitudinalen Charakter bewahrt. Es sind dies 1. bei Abwesenheit einer ablenkenden magnetischen Kraft die Linien maximaler und minimaler Kraftintensität, denn längs dieser bewahren die Wellenflächen ihre Neigung gegen die elektrostatische Kraft, und 2. bei Vorhandensein einer ablenkenden magnetischen Kraft nicht diese, sondern andere Linien des Feldes, längs welcher die Wellenflächen die den magnetischen Kräften entsprechenden Neigungen gegen die elektrostatische Kraft haben.

Diese unter 1., respective 2. bezeichneten Linien bilden die Axe des zur Beobachtung gelangenden Kathodenstrahles. In diesen Linien und in deren nächster Umgebung pflanzt sich eine wohldefinirte longitudinale Strahlung fort. Ausserhalb dieser Röhren ist die Strahlung je weiter von der Kathode, desto weniger longitudinal, und ich glaube sogar, dass aus meiner Theorie folgt, dass die Strahlung ausserhalb dieser Röhren diffus ist.

Die Kathodenstrahlen folgen also nach meiner Theorie 1. den Linien maximaler und minimaler elektrostatischer Kraft, wenn keine ablenkende magnetische Kraft vorhanden ist, sie werden aber 2. durch eine magnetische Kraft aus diesen Linien abgelenkt. Von dem Sinne und der Grösse dieser Ablenkung gibt die Theorie befriedigende Rechenschaft. Ich hoffe, dass die hier vorgebrachte neue Art der Ableitung der Strahlrichtung aus der Theorie nun auch die Zustimmung von Herrn H. Poincaré finden wird.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Wenden wir uns zu der elektrostatischen Ablenkung der Kathodenstrahlen. In welcher Weise werden die Maximal-, respective Minimallinien durch eine hinzugefügte elektrostatische Kraft abgelenkt?

Es soll nur eine kleine Verschiebung dieser Linien betrachtet werden. Das Coordinatensystem werde so in einen Punkt dieser Linien gelegt, dass die +Richtung der Y-Axe in die +Richtung der maximalen, respective minimalen Kraft fällt, die +X-Axe falle in die +Richtung der hinzugefügten ablenkenden elektrostatischen Kraft Ξ. Die Potentialniveaufläche berührt die yz-Ebene im Nullpunkt und habe dort den Krümmungsradius ρ. Bezeichne E die totale elektrostatische Kraft mit den Componenten X, Y, Z und E_0 ihren Maximal-, respective Minimalwerth im Nullpunkte.

Dann wird in der Nähe des Nullpunktes und für $y = 0$, $z = 0$ gelten:

$$X = \Xi + \frac{E_0}{\rho} x$$
$$Y = E_0 + nx^2$$
$$Z = 0.$$

Für den Coëfficienten n erhält man durch zweimalige Differentiation von $E^2 = X^2 + Y^2$ den Werth:

$$n = \frac{\eta_0}{4 E_0} - \frac{E_0}{\rho^2}.$$

Hierin bedeutet η_0 den Werth von $\frac{\partial^2 E^2}{\partial x^2}$ im Nullpunkte. η_0 soll die Schärfe des Maximums, respective Minimums genannt werden.

Die Verschiebung x_1 der Maximal-, respective Minimallinie aus dem Nullpunkte ergibt sich aus der Gleichung

$$\left(\frac{\partial E^2}{\partial x}\right)_{x = x_1} = 0$$

zu

$$x_1 = -\Xi \cdot \frac{E_0}{\rho \eta_0}. \qquad 1)$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Ablenkung x_1 der Maximal-, respective Minimallinie, welcher die Kathodenstrahlen folgen, ist also, falls die ablenkende Kraft Ξ klein ist:

1. Dieser ablenkenden Kraft proportional.

2. Desto grösser, je weniger scharf das Maximum, respective Minimum ist (je kleiner η_0 ist). Maximallinien (für welche η_0 negativ ist) werden cet. par. in entgegengesetzter Richtung abgelenkt wie Minimallinien (für welche η_0 positiv ist).

3. Ist die Grösse der Ablenkung dem Krümmungsradius ρ der Potentialniveauflächen verkehrt proportional. Die Maximallinien werden in einem Felde, in welchem die Krümmungsradien der Potentialniveauflächen in die Richtung der negativen Kraft fallen, wie dies in der Nähe einer concaven Kathode der Fall ist, von einem seitlich genäherten $\left\{\begin{matrix}\text{positiv}\\ \text{negativ}\end{matrix}\right.$ geladenen Körper $\left\{\begin{matrix}\text{abgestossen}\\ \text{angezogen}\end{matrix}\right.$ Thatsächlich wird die Ansatzstelle der Kathodenstrahlen in diesem Sinne abgelenkt.

In grösserer Entfernung von der Kathode, wo die Krümmungsradien der Potentialniveauflächen schon der Kathode zugewendet sind, wird die Maximallinie, welcher die Strahlen folgen, nach Gleichung 1) von einem seitlich genäherten $\left\{\begin{matrix}\text{positiven}\\ \text{negativen}\end{matrix}\right.$ Körper $\left\{\begin{matrix}\text{angezogen}\\ \text{abgestossen}\end{matrix}\right.$ Und thatsächlich wird der Fluorescenzfleck der von einer stark concaven Kathode (2 *cm* Krümmungsradius) ausgehenden Strahlen in entgegengesetzter Richtung abgelenkt, als die Ansatzstelle der Strahlen. Dies haben auch die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt beobachtet, nur kann ich auch hier ihrer Angabe, dass der Strahl in der Normale seines neuen Ansatzpunktes verlaufe, nicht zustimmen. Er weicht weit von dieser Normale im Sinne einer Näherung an die Symmetrieaxe des Entladungsrohres ab.

In meiner I. Mittheilung[1] habe ich auf die Schwierigkeit der Erklärung des paradoxen Sinnes der Ablenkung des

---

Diese Sitzungsber., Bd. 105; Wied. Ann., Bd. 59, S. 263.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Fluorescenzfleckes der Strahlen, welche von einer schwach concaven Kathode ausgehen und welche ich auch hier w. o. Fig. 7 beschrieben habe, hingewiesen. Diese Schwierigkeit dürfte nun überwunden sein.

Der Fluorescenzfleck wird in diesem Falle (Fig. 7) von einem +Körper abgestossen, von einem negativen Körper angezogen. Dies ist durch Gleichung 1) erklärt, wenn man annehmen darf, dass die Potentialniveauflächen in dem Recipienten Fig. 7 auch noch in der Nähe des Fluorescenzfleckes gegen die Kathode hin convex sind. Und thatsächlich wäre das Gegentheil nicht wahrscheinlich, da die Glaswand in der Gegend des Fluorescenzfleckes kräftig positiv geladen ist.

Der Fluorescenzfleck wird ferner in diesem Falle zehnmal stärker abgelenkt als die Ansatzstelle der Strahlen. Dies ist durch Gleichung 1) erklärt durch die geringere Schärfe η_0 des Maximums in grösserer Entfernung von der Kathode. Dass η_0 in grösserer Entfernung von der Kathode numerisch kleiner ist, ist schon durch elektrostatische Gründe wahrscheinlich, und ferner stimmt damit überein, dass das Strahlenbüschel in grösserer Entfernung von der Kathode viel breiter ist als an der Ansatzstelle.

Es erklärt dieses Gesetz Gleichung 1) der Ablenkung der Maximal- und Minimallinien mir nun den Sinn und die Grösse mancher elektrostatischen Ablenkungen von Kathodenstrahlen, welche ich bei verschiedenen Formen der Kathode und der Glaswand beobachtet habe und welche mir früher paradox oder gesetzlos erschien, doch ist eine gründlichere Untersuchung dieser Sache noch nothwendig.

Endlich entspricht die Folgerung der Theorie, dass die Kathodenstrahlen die Minimallinien des Feldes ebenso sehr bevorzugen wie die Maximallinien, den Thatsachen. Es dürfte allen Beobachtern bekannt sein, dass das blaue Kathodenlicht die engsten, verstecktesten Winkel der Kathode, in welchen die elektrostatische Kraft ein Minimum ist, bevorzugt, ja häufig dort zuerst auftritt. Das Gleiche gilt von den starken Kathodenstrahlen. Dieselben entspringen mit Vorliebe der Symmetrieaxe eines sehr engen einspringenden Winkels der Kathode oder der Axe eines röhrenförmigen Theiles der Kathode, vermeiden

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

also keineswegs die Stellen minimaler Kraft an der Kathodenoberfläche.

IV

Die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt geben nicht zu, dass die von mir beschriebene elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen[1] eine directe Wirkung der Änderung der ablenkenden elektrostatischen Kraft auf die Kathodenstrahlen ist, sondern nehmen das Vorhandensein einer Zwischenwirkung an. Es soll zufolge der Änderung der elektrostatischen Kraft eine »Veränderung des Feldes« eintreten, welche entweder eine veränderte Lage der Eintrittsstelle des Stromes in die Kathode, respective eine Verschiebung der positiven Lichtsäule oder aber die Ausbildung von secundären Kathoden bewirkt, welche deflectorisch auf die bereits vorhandenen Kathodenstrahlen einwirken.

Die Anordnung der beiden Experimente, welche sie beschreiben, ist von den Versuchsanordnungen, welche ich verwendet habe, nicht principiell verschieden. Das Gleiche gilt von dem Ausfall derselben, auch von dem des Experimentes 2 (S. 516, Zeile 1). Leider geben die beiden Herren keinen Fingerzeig, durch welche Schlüsse man aus ihren Experimenten etwas über das Vorhandensein einer Zwischenwirkung folgern könne

Das blosse Vorhandensein einer Verschiebung der Ansatzstelle ist doch keineswegs ein Anzeichen des Vorhandenseins einer Zwischenwirkung, abgesehen davon, dass es, wie w. o. gezeigt wurde, aus der Theorie folgt. Herr E. Wiedemann selbst hat ja die Verschiebung der Ansatzstelle der Kathodenstrahlen bei der magnetischen Ablenkung derselben constatirt, und Niemand nimmt deshalb an, dass diese Verschiebung der Ansatzstelle ein Anzeichen ist, dass die Wirkung der ablenkenden magnetischen Kraft auf den Kathodenstrahl keine directe, sondern eine durch eine Zwischenwirkung vermittelte sei.

Herr H. Poincaré[2] bezeichnet die in meiner I. Mittheilung nachgewiesene Selbststreckung der Kathodenstrahlen als

---

Diese Sitzungsber., Bd. 105; Wied. Ann., Bd. 59, S. 252.

H. Poincaré, L'Éclairage électrique, 1896, t. IX, p. 291.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

einen sonderbaren Mechanismus. Das Gesetz, nach welchem sich die Glaswand des durchstrahlten Recipienten ladet und welches die Ursache des gestreckten Verlaufes der Kathodenstrahlen und der kurzen Dauer der elektrostatischen Ablenkungen ist, ist nicht ganz fremdartig. Die Selbststreckung der Kathodenstrahlen ist eine Erscheinung, welche mit der Entladung verwandt ist, wie ich dies schon a. a. O. hervorgehoben habe.[1]

Nähert man dem Recipienten einen geladenen Körper A, so werden die Kraftlinien im Vacuum abgelenkt. In kurzer Zeit jedoch haben die abgelenkten Kathodenstrahlen zu der schon vorhandenen Ladung der Glaswand eine solche Vertheilung B freier Ladung hinzugefügt, dass die Kraftlinien trotz der Nähe des Körpers A ihren früheren Verlauf wieder annehmen. Thatsächlich machen die Strahlen nur während der Näherung des Körpers A einen circa 0·2 Secunden dauernden Ausschlag und verlaufen dann trotz der Nähe des Körpers A wie früher.

Dass die Vertheilung B freier Ladung auf der Glaswand wirklich vorhanden ist, erkennt man schon daraus, dass während der Entfernung des Körpers A die Strahlen den entgegengesetzten Ausschlag machen, aber hiebei die freie Ladung B vernichten und zufolge dessen binnen 0·2 Secunden wieder ihren normalen Verlauf annehmen.

Wie ist nun die freie Ladung B auf der Oberfläche der Glaswand vertheilt? Dies ist leicht zu beantworten. Sie muss die Wirkung des genäherten Körpers A auf das Innere des Recipienten gerade aufheben, sie ist also so vertheilt, als wäre das durchstrahlte Vacuum ein Leiter und als wäre sie an der Oberfläche dieses Leiters durch die Influenzwirkung des Körpers A hervorgerufen.

Auch das Verhalten der Strahlen gegen die Anode, welche bei meinen Versuchen nicht in das Vacuum, sondern in das den Recipienten umgebende Öl tauchte, hat ganz denselben Charakter, wenn auch hier die Ablenkung der Strahlen und die Ladung B der Glaswand eine dauernde, stationäre

---

[1] Vergl. Wied. Ann., Bd. 59, S. 266.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

ist, da die Glaswand in halbleitender Verbindung mit der Anode steht.

Die ladende Kraft der Strahlung bewirkt einfach den Ausgleich aller durch einen ausserhalb des Vacuums befindlichen ablenkenden Körper innerhalb des Vacuums bewirkten Potentialdifferenzen. Die ladende Kraft der Strahlung, welche die Selbststreckung der Kathodenstrahlen bewirkt, ist also zweifellos verwandt mit den entladenden Wirkungen, welche Strahlen jeder Art ausüben. Das Ziel des Ausgleiches, der Gleichgewichtszustand, ist jedoch merkwürdigerweise hier nicht dadurch bestimmt, dass alle Potentialdifferenzen innerhalb des Vacuums aufgehoben sind, sondern dadurch, dass eine von der Kathode ausgehende Kraftlinie möglichst gestreckt verläuft. Die Kathodenstrahlen schaffen sich dasjenige elektrostatische Feld selbst, in welchem sie am besten fortkommen. Während nämlich von der Kathode dauernd starke Kräfte ausgehen, vernichtet die Strahlung nicht nur die Kräfte, welche von ausserhalb des Vacuums befindlichen Körpern herrühren, sondern sie vernichtet auch die Kräfte einer Anode, welche in das Vacuum taucht, wie eine solche gewöhnlich vorhanden ist. Der geringe Einfluss einer solchen Anode auf den Verlauf der Strahlen bedarf vor Allem der experimentellen Untersuchung.

Um die Kathodenstrahlen zu veranlassen, zur Anode hinzugehen, um also Anodenstrahlen herzustellen, muss man die Ladung der Glaswand modificiren. Es ist dies in sehr verschiedener Weise möglich, z. B. durch Bestrahlung der Glaswand mit verschiedenen Strahlenarten (Kathodenstrahlen, Licht, Röntgenstrahlen) oder durch Bedecken der Innenseite der Glaswand mit entsprechend geladenen Drahtnetzflächen. Meine Versuche in diesen Richtungen versprechen Erfolg.

Hier will ich nur ein äusserst einfaches Experiment beschreiben, welches diesen Zweck allerdings auf einem ganz speciellen Wege erreicht, welches aber doch sehr anschaulich zeigt, dass die Kathodenstrahlen den negativen elektrischen Kraftlinien folgen.

Am schmalen Ende eines birnförmigen, auf 0·05 *mm* evacuirten Recipienten ist die concave Anode *A* (Fig. 8) eingesetzt, die obere Seite derselben ist mit einer dünnen Schichte

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

einer fluorescirenden Substanz bestrichen.[1] Diese Anode ist unter Zwischenschaltung der 5 *mm* langen Funkenstrecke *F* zur Erde abgeleitet. Die Kathode *K* ist ein Drahtstift, welcher an dem Ende eines längeren Zuleitungsrohres eingesetzt ist, welches bei *m* in ein Stativ gespannt werden kann. Die Kathode *K* sendet helle Kathodenstrahlen aus, die jedoch in dem Glasrohre nicht weit kommen. In dem oberen Theile *AG* des Recipienten jedoch sind, so lange kein Funke bei *F* springt, keine nennenswerthen Potentialunterschiede möglich. Die ganze Glaswand und auch die Anode ladet sich ziemlich gleichmässig negativ. In dem Augenblicke aber, wo ein Funke bei *F* übergeht, wird die Anode *A* auf das Potential Null gebracht, während die ganze Glaswand über *A* noch negativ elektrisch ist. Wenn also jetzt Kathodenstrahlen auftreten, und hiezu sind die Verhältnisse zufolge des lebhaften Funkenstromes bei *F* sehr günstig, so bleibt diesen Strahlen nichts Anderes übrig, als von der Glaswand auszugehen, denn diese allein ist negativ. Thatsächlich geben kräftige Kathodenstrahlen von der ganzen Glaskuppe *G* aus. Dieselben gehen aber nicht geradlinig in der Normale ihres Ausgangspunktes auf der Glaswand fort, sondern sie bilden das in Fig. 8 dargestellte, aus krummlinigen Strahlen bestehende Büschel, welches mit einem schmalen Stiel auf der Anode endet. Diese Strahlen folgen also zweifellos den elektrostatischen Kraftlinien des Feldes (genauer der Maximallinie).

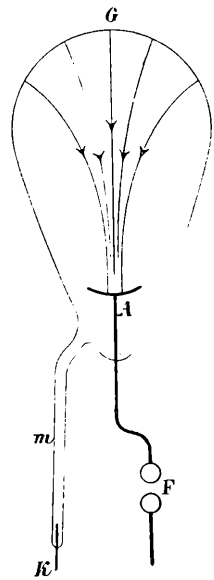

Fig. 8.

Die Glaswand fluorescirt hiebei fast gar nicht. Hingegen fluorescirt die eingefettete Anode lebhaft saphirblau, namentlich in der Fläche von 5 *mm* Durchmesser, in welcher sie von

[1] Ich benütze hiezu ein Fett, welches Kiss in Budapest zum Einfetten der Schliffe liefert und welches unter dem Einflusse der Kathodenstrahlen hell saphirblau luminescirt.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

dem stielförmigen Ende des Strahlenbüschels getroffen wird. Dieser Endpunkt der Kathodenstrahlen hat begreiflicherweise keine sehr bestimmte Lage auf der Anode, sondern zeigt eine zitternde Beweglichkeit, welche in charakteristischem Gegensatze steht zu der grossen Ruhe, welche der Ansatzpunkt von Kathodenstrahlen auf einer Kathode bewahrt.

Diese verkehrten Kathodenstrahlen oder Anodenstrahlen zeigen, da sie gleicher Natur wie die gewöhnlichen Kathodenstrahlen sind, auch die entsprechende magnetische Ablenkbarkeit, d. h. die umgekehrte wie Kathodenstrahlen, die von A als Kathode ausgehen würden. Hiebei wird die Ansatzstelle der Anodenstrahlen auf der Glaswand und ihre Endstelle auf der Anode in demselben Sinne abgelenkt.

Die Anodenstrahlen zeigen ferner die zu erwartende umgekehrte elektrostatische Ablenkbarkeit.

Von Interesse ist auch die Abstossung, welche die Anodenstrahlen erfahren durch die dem Recipienten bis auf 2 *cm* genäherte Hand. Hiebei tritt ein weiteres Büschel von Kathodenstrahlen auf, welches denselben Ursprung auf der Glaswand hat wie die Anodenstrahlen, welches aber gegen die Hand hin verläuft.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, der Gesellschaft zur Förderung deutscher Wissenschaft, Kunst und Literatur in Böhmen auch hier für die Unterstützung meiner experimentellen Arbeiten meinen Dank auszusprechen.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1897

Band/Volume: 106_2a

Autor(en)/Author(s): Jaumann Gustav

Artikel/Article: Über die Interferenz und die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen. 533-550