

**2. Über die Konstitution des Elektrons;¹⁾
von W. Kaufmann.**

(Hierzu Taf. IV, Figg. 10 u. 11.)

Einleitung.

Im Jahre 1881 wies Hr. J. J. Thomson²⁾ nach, daß ein elektrisch geladener Körper wegen des magnetischen Feldes, das er nach der Maxwell'schen Theorie durch seine Bewegung hervorruft, sich äußeren Kräften gegenüber so verhalten müsse, als sei seine Masse um einen gewissen von der Größe seiner Ladung und seiner Form abhängigen Betrag vergrößert. Nachdem dann im Jahre 1889 O. Heaviside³⁾ die Verzerrung des von einer geladenen Kugel mitgeführten Feldes berechnet hatte, die eintritt, wenn die Geschwindigkeit der bewegten Ladung mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar wird, zeigte Hr. Thomson⁴⁾ ferner, daß bei derartigen Geschwindigkeiten der von ihm angegebene Massenzuwachs nicht mehr konstant sei, sondern mit wachsender Geschwindigkeit zunehme. Die ge-

1) Unter dem gleichen Titel habe ich bereits einen kurzen Auszug dieser mit gütiger Unterstützung der Berliner Akad. d. Wissensch. ausgeführten Untersuchung in den Berl. Ber. 45. p. 949. Nov. 1905 veröffentlicht. Für diejenigen Leser, die sich im wesentlichen nur für das allgemeine Resultat interessieren, bietet die folgende Abhandlung nichts Neues. Sie enthält eine genaue Darstellung der angewandten Versuchsanordnung und im Anhang auch die wichtigsten Messungsprotokolle, um jederzeit eine Nachprüfung der Zahlen und ihrer Fehlergrenzen zu gestatten. Sie enthält ferner eine verbesserte Darstellung der in anderer Form bereits in meinen früheren Veröffentlichungen über den gleichen Gegenstand mitgeteilten Theorie der Bahnkurve. Endlich sind im Anhang noch einige Dinge behandelt, die mir wichtig schienen, die aber im Haupttext untergebracht den Zusammenhang zu sehr gestört hätten. Einige der im Auszuge mitgeteilten Zahlen wiesen bei nochmaliger Nachprüfung noch einige kleine Fehler in der letzten Stelle auf, die hier korrigiert sind.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 11. p. 229. 1881.

3) O. Heaviside, Phil. Mag. April 1889.

4) J. J. Thomson, Rec. Researches p. 21.

... sämtliche träge Masse einer bewegten Ladung müsse also eine Funktion ihrer Geschwindigkeit sein.

... Die Beobachtungen an Kathodenstrahlen ergaben zunächst keine derartige Veränderlichkeit der trägen Masse, was auch nicht weiter auffallen konnte, da die in bequemer Weise erreichbaren Geschwindigkeiten noch zu klein waren, um eine merkbare Massenvermehrung zu bedingen. Der experimentelle Nachweis der Massenveränderlichkeit bei diesen Strahlen gelang erst Hrn. H. Starke¹⁾ einige Zeit, nachdem Verfasser²⁾ durch Beobachtung der β -Strahlen des Radiums die tatsächliche Veränderlichkeit der Masse mit der Geschwindigkeit nachgewiesen hatte.

Die β -Strahlen des Radiums zeigen, wie bekannt, qualitativ dieselben Eigenschaften, wie die Kathodenstrahlen; sie sind magnetisch³⁾ und elektrisch⁴⁾ ablenkbar und führen elektrische Ladung mit sich.

In quantitativer Hinsicht dagegen zeigen sie sich von den Kathodenstrahlen insoweit schon einer rohen Beobachtung gegenüber verschieden, daß sie ein viel größeres Durchdringungsvermögen besitzen, als diese. Da nun das Durchdringungsvermögen der Kathodenstrahlen bekanntlich mit der Geschwindigkeit wächst, so lag die Vermutung nahe, daß die β -Strahlen eine bedeutend höhere Geschwindigkeit besäßen, als die Kathodenstrahlen. Dann war aber auch zu hoffen, daß für die β -Strahlen sich die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit deutlich zeigen würde. Diese Vermutung wurde durch meine im Jahre 1900⁵⁾ ausgeführten, noch ziemlich rohen Messungen bestätigt. Die sehr große Veränderlichkeit der Masse bewies ferner, daß der Anteil an rein elektromagnetischer Masse ein sehr großer, wenn nicht gar überwiegender im Vergleich zu etwaiger mechanischer oder materieller Masse ist. Der Versuch einer Berechnung beider

1) H. Starke, Verh. d. D. Physik. Ges. 5. p. 241. 1903.

2) W. Kaufmann, Gött. Nachr. 1901. Heft 1; 1902. Heft 5; 1903. Heft 3. Phys. Zeitschr. 4. p. 55. 1902.

3) F. Giesel, Wied. Ann. 69. p. 834. 1899; St. Meyer u. E. v. Schweidler, Phys. Zeitschr. 1. p. 90. 1899; H. Becquerel, Compt. rend. 129. p. 996. 1899.

4) H. Becquerel, Compt. rend. 130. p. 819. 1900; E. Dorn, Abb. Nat. Ges. Halle 22. p. 44. 1900.

5) W. Kaufmann, l. c.

Anteile führte zu keinem richtigen Ergebnis, da damals als theoretische Grundlage nur die von Hrn. Searle¹⁾ angegebene Gleichung für die Energie des Elektrons vorlag, aus der sich zwar mittels des Energiegesetzes die „longitudinale“, d. h. die für tangentielle Beschleunigungen in Betracht kommende, nicht aber die „transversale“ Masse berechnen ließ, mit der man es bei der von mir beobachteten elektrischen oder magnetischen Ablenkung senkrecht zur ursprünglichen Bahnrichtung zu tun hat.

Nachdem die Theorie dann von Hrn. M. Abraham²⁾ durch Aufstellung der strengen Formel für die transversale Masse ergänzt worden war, wurden die Versuche von mir mit verbesserter Anordnung wiederholt³⁾, mit dem Ergebnis, daß die Messungsergebnisse durch die Abrahamsche Formel innerhalb der Beobachtungsfehler ausreichend dargestellt werden, daß man also die Masse des Elektrons als rein elektrische Masse betrachten kann.

Bei der Berechnung des Feldes für das rasch bewegte Elektron war von Hrn. Abraham die kinematische Grundannahme gemacht, daß das Feld des Elektrons sich nach außen hin bis ins Unendliche erstreckte, nach innen aber bis zur Oberfläche einer Kugel von konstantem Radius a . Innerhalb dieser Kugel sollte das Feld entweder Null sein (Oberflächenladung), oder nach einem bestimmten Gesetz abnehmen (gleichmäßige Volumenladung). Das Elektron sollte sich also verhalten, wie sich unter Zugrundelegung der Maxwell'schen Gleichungen für den leeren Raum eine starre Kugel verhalten würde, der eine gleichmäßige Oberflächen- oder Volumenladung erteilt ist; mit anderen Worten: es wurde das makroskopische Verhalten einer auf einer bestimmten Fläche oder in einem bestimmten Raume gesetzmäßig verteilten Menge von Elektronen auf das mikroskopische Bild des einzelnen Elektrons formell übertragen. Diese Grundannahme über die Konstitution des Elektrons soll im folgenden als die Theorie des

starren Elektrons

bezeichnet werden.

1) G. Searle, Phil. Mag. (5) 44. p. 340. 1897.

2) M. Abraham, Gött. Nachr. 1902.

3) l. c.

Durch die gute Übereinstimmung meiner Messungen mit dieser Theorie schien die Frage nach der Konstitution des Elektrons zunächst einigermaßen abgeschlossen. Da erschien im Jahre 1904 eine Arbeit von Hrn. H. A. Lorentz¹⁾, in der der Versuch gemacht wurde, durch in bestimmter Weise modifizierte Grundannahmen über das Elektron und auch über die zwischen den materiellen Körperteilchen wirkenden Molekularkräfte die Schwierigkeiten zu beseitigen, die in der Optik bewegter Körper noch immer bestanden. Während nämlich die ursprüngliche Lorentzsche Theorie²⁾ einen Einfluß zweiter Ordnung³⁾ der Erdbewegung auf gewisse optische und elektromagnetische Phänomene ergab, führten alle Versuche, diese Einflüsse experimentell nachzuweisen⁴⁾, bisher stets zu einem negativen Ergebnis, so daß sich schließlich die Überzeugung Bahn brach, daß ein derartiger Einfluß vielleicht prinzipiell überhaupt nicht vorhanden sei, und daß man die Grundgleichungen der Elektrodynamik so zu modifizieren habe, daß die auf irgend ein willkürlich definiertes Koordinatensystem bezogenen „Absolutgeschwindigkeiten“ zwar als Rechnungsgrößen in den Grundgleichungen auftreten konnten, sich aber in den Endresultaten herausheben mußten, so daß die beobachtbaren Größen nur von den ebenfalls direkt beobachtbaren „Relativgeschwindigkeiten“ der ponderablen Körper gegeneinander abhingen.

Hr. Lorentz zeigte nun, daß man zu einem derartigen Resultat gelangen könnte, wenn man annahm, daß die Dimensionen aller physikalischen Körper, *einschließlich ihrer einzelnen Moleküle und der Elektronen*, ihre Gestalt in ganz bestimmter Weise mit der Geschwindigkeit veränderten; es sollten nämlich, wenn q die Geschwindigkeit des Systems, c die Licht-

1) H. A. Lorentz, Versl. Kon. Akad. v. Wet. te Amsterdam. 27. Mai 1904.

2) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie etc. Leiden 1895.

3) Das heißt einen Einfluß, dessen Größe proportional dem quadratischen Verhältnis q^2/c^2 der Erdgeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit ist.

4) Literatur vgl. H. A. Lorentz, „Elektronentheorie“ in der Enzyklopädie d. mathematischen Wissenschaften, sowie die soeben zitierte Arbeit desselben Verfassers.

geschwindigkeit bedeutet, sämtliche Abmessungen in Richtung der Bewegung sich im Verhältnis

$$(1 - q^2/c^2)^{1/2}$$

verkürzen, die Querdimensionen dagegen unverändert bleiben.

Zu dieser geometrischen Grundannahme fügte er noch die physikalische hinzu, daß sämtliche Molekularkräfte sich in derselben Weise mit der Geschwindigkeit ändern, wie elektrostatische Kräfte, und daß die „Massen“ der Mechanik sich ebenso ändern, wie die elektromagnetische Masse des Elektrons.

Aus den genannten Annahmen ergab sich sodann eine völlige Unabhängigkeit aller beobachtbaren Erscheinungen von der Absolutgeschwindigkeit.

Es ist nicht zu verkennen, daß diese Beweisführung in einer Hinsicht etwas Unbefriedigendes an sich hat: Es wird mit einer Größe gerechnet, die maßgebend für die Gestalt der Körper sein soll, nämlich der „absoluten Geschwindigkeit“, oder der „Geschwindigkeit relativ zum Lichtäther“, die wir eigentlich gar nicht definieren können, da ja das Resultat der soeben beschriebenen Rechnung derartig ist, daß es keine Mittel gibt diese Geschwindigkeit auch nur durch ein Gedankenexperiment zu bestimmen. Wir können nicht einmal den Betrag der zu einer beobachtbaren Relativgeschwindigkeitsänderung q gehörigen Deformationsänderung angeben, solange wir nicht die Absolutgeschwindigkeit $q_0 + q$ kennen. Denn ist die ursprüngliche Länge eines Körpers l_0 , so wird sie durch q_0 in

$$l = l_0 \left(1 - \frac{q_0^2}{c^2}\right)^{1/2} \text{ deformiert}$$

und durch $q_0 + q$ in

$$l' = l_0 \cdot \left(1 - \frac{(q_0 + q)^2}{c^2}\right)^{1/2}.$$

Die einem beobachtbaren Geschwindigkeitszuwachs entsprechende Längeänderung $\delta l = l' - l$ ist also Funktion nicht bloß von q , sondern auch von q_0 . Da wir nun kein Recht haben anzunehmen, daß unser Fixsternsystem, auf das wir die Bewegung der Erde beziehen, sich gerade in absoluter Ruhe zum Äther befindet, so können wir über die eintretenden Deformationen eigentlich gar nichts aussagen.

Es ist nun sehr bemerkenswert, daß von ganz anderen

Voraussetzungen ausgehend Hr. Einstein¹⁾ jüngst zu Resultaten gelangt, die in ihren *der Beobachtung zugänglichen* Folgerungen mit den Lorentz'schen übereinstimmen, bei denen aber die eben erwähnten Schwierigkeiten erkenntnistheoretischer Art vermieden sind. Hr. Einstein führt das *Prinzip der Relativbewegung*, wenigstens soweit es sich um Translationen handelt, als Postulat ein. Er stellt also den Satz an die Spitze, daß die innerhalb irgend eines starren Systems beobachtbaren physikalischen Erscheinungen unabhängig davon sein müssen, ob das System sich mit samt dem Beobachter relativ zu irgend einem anderen System bewegt. Hieraus ergibt sich sofort durch Anwendung auf die Fortpflanzung des Lichtes eine neue Definition der Zeit und des Begriffs „gleichzeitig“ für zwei räumlich getrennte Punkte, und zwar sind für einen Beobachter in einem System k , das sich relativ zu einem anderen Normalsystem K bewegt, zwei an verschiedenen Punkten erfolgende Ereignisse dann gleichzeitig, wenn für einen in K ruhenden Beobachter zwei Größen gleich werden, die formell identisch sind mit der von Hrn. Lorentz eingeführten „Ortszeit“. Ferner ergibt sich, wenn für einen mitbewegten, also in k ruhenden Beobachter dem obigen Postulat entsprechend alle Eigenschaften, also auch die geometrischen Dimensionen unverändert bleiben, daß dann für einen in K ruhenden Beobachter die von K aus betrachteten „gleichzeitigen“ Abmessungen eines Gebildes gerade in der Weise verändert erscheinen müssen, wie es bei Lorentz als hypothetische Grundannahme eingeführt wird. Ferner wird die völlige Reziprozität aller gefundenen Gesetze, d. h. die Vertauschbarkeit der Systeme K und k , des „ruhenden“ und des „bewegten“ Systems nachgewiesen. Die der Beobachtung zugänglichen Resultate sind also bei beiden Verfassern dieselben; während aber Lorentz nur zeigt, daß seine Hypothesen zu dem verlangten Resultat führen, ohne dadurch auszuschließen, daß auch auf andere Weise dasselbe erreichbar, zeigt Hr. Einstein, daß, wenn man das verlangte Resultat, nämlich das Prinzip der Relativbewegung für die gesamte Physik an die Spitze stelle, dann notwendig die Kinematik des starren

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) 17. p. 891. 1905.

Körpers in der angegebenen Weise verändert werden müsse und daß die Gleichungen der Elektrodynamik¹⁾ die von Hrn. Lorentz und ihm angegebene Form erhalten müssen.

Beide Verfasser geben nun auch die Bewegungsgleichungen für ein in der angegebenen Weise deformiertes Elektron an, die sich von den Abrahamschen Gleichungen sehr wesentlich unterscheiden. Eine Anwendung der Gleichungen auf meine bisherigen Messungen durch Hrn. Lorentz führte zu dem überraschenden Resultat, daß meine Beobachtungen durch sie mit derselben Genauigkeit darstellbar seien, wie durch die Abrahamschen Gleichungen für das starre Elektron.

Es zeigte sich jedoch, daß die Geschwindigkeitswerte, die man den einzelnen von mir gemessenen Kurvenpunkten beilegen mußte, um zu einem Anschluß an die Lorentzsche Formel zu gelangen, um 5—7 Proz. kleiner waren, als sie sich nach der Abrahamschen Formel ergaben. Damit war zugleich ein Weg gegeben, zwischen beiden Theorien zu entscheiden:

Wenn es gelang, die den einzelnen Kurvenpunkten (vgl. w. u.) zugehörigen Geschwindigkeiten unabhängig von der zugrunde gelegten Theorie über das Elektron, direkt aus den Konstanten der Versuchsanordnung — im folgenden als „Apparatkonstanten“ bezeichnet — zu bestimmen, und diese Werte mit denen zu vergleichen, die sich nach der einen oder anderen Theorie aus der Gestalt der photographierten Kurve — aus den „Kurvenkonstanten“ — ergaben, dann konnte der größere oder geringere Grad der Übereinstimmung zwischen den beiden Wertsystemen als Kriterium für die Richtigkeit einer der beiden Theorien dienen. Natürlich schien es von vornherein nicht ausgeschlossen, daß vielleicht auch keine von beiden Theorien genügend genaue Übereinstimmung ergab, oder daß auch noch andere Grundannahmen zu einem befriedigenden Ergebnis führen konnten.

Durch Hrn. Abraham²⁾ wurde darauf hingewiesen, daß die Lorentzsche Deformation des Elektrons eine Arbeit erfordere, so daß man, um nicht mit dem Energiegesetz in Widerspruch zu geraten, eine „innere potentielle Energie“ des

1) Vorausgesetzt, daß für relativ ruhende Körper die Maxwell'schen Gleichungen als gültig angesehen werden.

2) M. Abraham, Theorie der Elektriz. II, Kap. 3. Leipzig 1905.

Elektrons annehmen müsse; eine rein elektromagnetische Begründung der Mechanik des Elektrons und somit auch der Mechanik überhaupt sei demnach als unmöglich erwiesen, falls neue Messungen die Richtigkeit der Lorentzschen Theorie ergeben sollten. Dieser Schluß bliebe natürlich auch dann richtig, wenn man an Stelle der Arbeit einer unbekannt inneren Energie des Elektrons nach Hrn. Poincarés¹⁾ Vorschlag einen ebenso unbekannt universellen äußeren Druck einführt, der die notwendige Kompressionsarbeit am Elektron leistete.

Von diesen Schwierigkeiten frei ist außer der Abraham'schen auch noch eine dritte Grundhypothese über das Elektron, die Hr. Bucherer²⁾ eingeführt hat³⁾; dieser nimmt an, daß das Elektron sich bei *konstantem Volumen* deformiere, und zwar so, daß das Achsenverhältnis des entstehenden Ellipsoides stets dem sogenannten „Heavisideellipsoid“⁴⁾ entspreche. Da dasselbe Achsenverhältnis auch für das Lorentzsche Elektron gilt, so kann man die von Hrn. Bucherer für Masse, Energie und Impuls des Elektrons angegebenen Gleichungen ohne weiteres aus den Lorentzschen ableiten, wenn man an Stelle des unveränderlichen Querdurchmessers a des Elektrons, der als Parameter in den Lorentzschen Gleichungen auftritt, einen von der Geschwindigkeit abhängigen Querdurchmesser einführt, der so zu bemessen ist, daß das Volumen des Ellipsoides gleich dem der ursprünglichen Kugel. Beim Differenzieren nach der Geschwindigkeit — bei der Berechnung der longitudinalen Masse — ist dann natürlich auch die Veränderlichkeit der Querdimensionen mit zu berücksichtigen.

Wenn nun auch wegen der Eindeutigkeit der Beweisführung bei Lorentz und Einstein ohne weiteres klar ist, daß das Bucherersche Elektron die Einflüsse der Absolutgeschwindigkeit nicht in aller Strenge beseitigen kann, so

1) A. Poincaré, Compt. rend. 140. p. 1504. 1905.

2) A. Bucherer, Math. Einführung in d. Elektronentheorie p. 58. Leipzig 1904.

3) Durch Hrn. M. Abraham wurde ich brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß die Deformationsarbeit bei dem Buchererschen Elektron gleich Null ist.

4) d. h., daß $b : a = \sqrt{1 - \beta^2}$, wo $\beta = v/c$.

ist doch von vornherein wahrscheinlich, daß wenigstens die Effekte zweiter Ordnung auch bei diesem wenigstens zum Teil beseitigt werden. Mit der Diskussion dieser Frage ist Hr. Bucherer zurzeit noch beschäftigt. Jedenfalls erschien es angezeigt, auch das Bucherersche Elektron in den Kreis der Betrachtung zu ziehen.

Ich nehme das allgemeine Resultat der im folgenden beschriebenen Messungen gleich hier vorweg:

Die Messungsergebnisse sind mit der Lorentz-Einsteinschen Grundannahme nicht vereinbar. Die Abrahamsche und die Bucherersche Gleichung stellen die Beobachtungsergebnisse gleich gut dar. Eine Entscheidung zwischen beiden durch Messung der transversalen Masse der β -Strahlen erscheint einstweilen als unmöglich.

Abteilung I.

Versuchsordnung bei der Aufnahme der Kurven.

1. *Allgemeines.* Die allgemeine Anordnung zur photographischen Bestimmung der magnetischen und elektrischen Ablenkung der β -Strahlen ist bereits in den früheren Abhandlungen (l. c.) ausführlich beschrieben. Das Grundprinzip besteht in der gleichzeitigen Einwirkung zweier paralleler Felder, eines magnetischen und eines elektrischen, durch die aufeinander senkrechte Ablenkungen hervorgebracht werden. Infolge der Inhomogenität der Strahlung erhält man eine Ablenkungskurve; jeder Punkt der Kurve entspricht einer bestimmten Geschwindigkeit und einer bestimmten Masse des Elektrons. Durch Umkehren des elektrischen Feldes erhält man zwei symmetrische Kurvenäste, deren Mittellinie die Richtung der magnetischen Ablenkung bestimmt.

Die jetzige Versuchsanordnung unterscheidet sich von der früheren bloß dadurch, daß alle Einzelheiten auf die Erzielung größtmöglicher Genauigkeit hin eingerichtet sind. Eine Betrachtung der den verschiedenen Theorien entsprechenden Kurven zeigte, daß diese nur sehr wenig voneinander abweichen¹⁾, und daß deshalb nur eine sehr große Genauigkeit namentlich in der Bestimmung der Apparatdimensionen und der Feldstärken zu

1) Man betrachte die aus den Beobachtungen abgeleitete Kurve in Fig. 11, sowie die nach den hier vorliegenden Theorien berechneten Punkte.

dem erwünschten Ziele einer Entscheidung zwischen den vorliegenden Theorien führen konnte.

2. *Der Aufnahmeapparat* (Fig. 1). Der in Fig. 1 in natürlicher Größe abgebildete Apparat¹⁾ bestand im wesentlichen

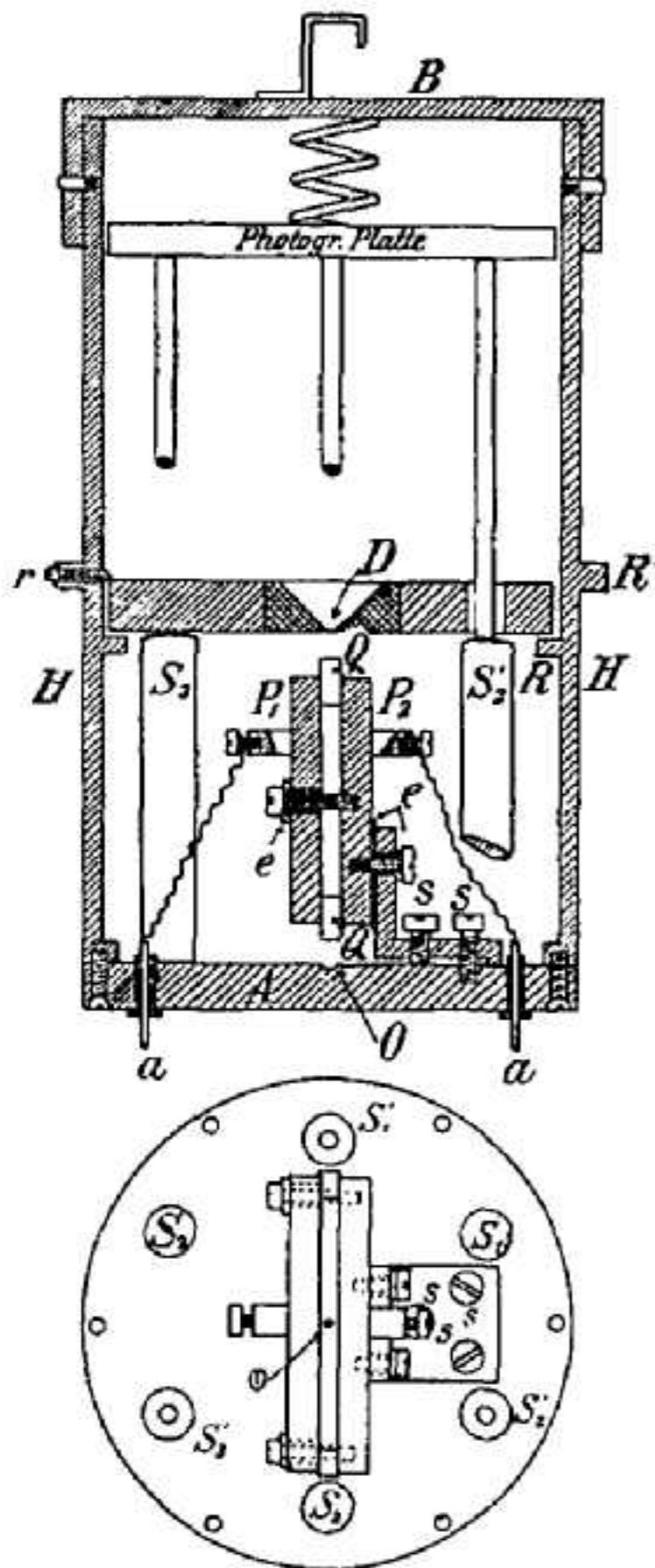


Fig. 1 (nat. Gr.).

wie früher in einem lichtdichten Messinggehäuse *H*, auf dessen Boden *A* in einer kleinen Vertiefung *O* sich das Radiumkörnchen befand. Die von ihm ausgehenden β -Strahlen durchlaufen den Zwischenraum zwischen zwei Kondensatorplatten P_1 und P_2 , treten durch ein Diaphragma *D* von 0,2 mm Durchmesser und fallen dann auf die photographische Platte. Bei der konstruktiven Durchführung des Apparates kam es im wesentlichen darauf an, für absolute Unveränderlichkeit und genaue Meßbarkeit aller in Betracht kommender Dimensionen zu sorgen.

Die Innenfläche der Bodenplatte *A* war optisch eben geschliffen; drei Säulen $S_1 S_2 S_3$ trugen auf ihren leicht abgerundeten Endflächen eine Messingplatte, in deren Mitte das aus Platin hergestellte Diaphragma eingelassen war. Die Unterseite dieser Platte war ebenfalls optisch eben geschliffen. Die abgerundeten oberen Säulenflächen waren so abgeschliffen, daß ihre gemeinsame Tangentialebene mit der Innenfläche von *A* genau parallel war; die Prüfung der Parallelität geschah auf optischem Wege, indem eine planparallele Glasplatte (die bei senkrechter Beleuchtung mit Na-Licht und senkrechter Durchsicht die Haidingerschen Ringe zeigte) an Stelle des Diaphragmas auf die Säulen gelegt und dann mit einem auf ∞

1) Der Apparat wurde von Hrn. Mechaniker M. Wolz in Bonn mit hervorragender Sorgfalt hergestellt.

eingestellten Fernrohr und Gauss'schem Okular von oben visiert wurde. Die Spiegelbilder, von der Glasplatte einerseits und von A andererseits herrührend, fielen vollkommen zusammen. In derselben Weise wurde auch die richtige Justierung der drei Säulen S'_1, S'_2, S'_3 geprüft, die das Diaphragma frei durchsetzend auf ihren Endflächen die photographische Platte trugen. Die Durchbohrung des Diaphragmas war sorgfältig so ausgeführt, daß die konische Öffnung bis genau an die untere Fläche reichte, und kein zylindrisches Stück übrig blieb.¹⁾ Drei Stellschrauben r dienten zur Zentrierung des Diaphragmas.

Zwischen Grundplatte und Diaphragma befand sich der zur Erzeugung des elektrischen Feldes dienende Plattenkondensator, aus zwei optisch ebengeschliffenen Messingplatten bestehend; ihre Entfernung war in völlig unveränderlicher Weise durch vier Quarzplättchen Q festgelegt, die aus einer einzigen parallel zur Achse geschnittenen²⁾ planparallelen Platte hergestellt waren. Als Träger des ganzen Kondensators diente ein Messingwinkel, der durch Zug- und Druckschrauben s derart an der Bodenplatte befestigt war, daß seine Neigung in engen Grenzen verändert werden konnte. Zur Isolation der Platte von dem Träger dienten Zwischenlagen e aus Elfenbein, das in Paraffin ausgekocht war. Ebenso war die Schraube, durch die die beiden Platten zusammengehalten wurden, von P_1 durch Elfenbein isoliert. Die genaue Senkrechtstellung des Kondensators gegen die Grundplatte erfolgte dadurch, daß der Apparat nach Entfernung der Hülse horizontal auf dem Tischchen eines Spektrometers befestigt und der Winkel zwischen den Normalen der Grundplatte und eines der Quarzplättchen mittels Gauss'schen Okulars bestimmt wurde. Das Resultat der Einregulierung war schließlich eine Abweichung von der Senkrechtstellung von nur zwei Bogenminuten nach der Seite der Platte P_2 hin. Die Löcher für die Schrauben s hatten

1) Eine mikroskopische Prüfung ergab, daß eine etwaige Unschärfe der Kante höchstens $\frac{1}{20}$ mm betrug. Dann würde als Diaphragmenebene an Stelle der unteren Fläche der das Diaphragma tragenden Platte eine um $\frac{1}{40}$ mm höhere Fläche zu gelten haben. Der Fehler in den Resultaten infolge dieser Unsicherheit beträgt höchstens 1 Promille.

2) Bei dieser Orientierung ist die Isolationsfähigkeit des Quarzes am besten.

etwas Spielraum, so daß durch kleine Verschiebungen des ganzen Kondensators die Vertiefung O zur Aufnahme des Radiums genau in die Mitte zwischen beide Platten gebracht werden konnte. Da man beim Visieren mit einem Mikroskop von oben gleichzeitig mit O auch seine beiden Spiegelbilder in den Platten sah, so war die Genauigkeit der Einstellung eine ziemlich große. Die Kanten der Platten waren sehr exakt bearbeitet, ihr Krümmungsradius betrug höchstens $\frac{2}{1000}$ mm. Diese Genauigkeit war sehr wichtig, da der Verlauf des elektrischen Feldes an einem 29fach vergrößerten Modell des Kondensators ausgemessen werden sollte.

Die Zuleitung zum Kondensator geschah durch die Drähte aa , die ebenfalls durch Elfenbein isoliert durch den Boden hindurchgeführt waren.

Dicht unter dem Diaphragma, doch ohne dieses zu berühren, befindet sich an der Innenseite der Hülse ein Ring R , der den lichtdichten gegenseitigen Abschluß der beiden Apparat-hälften bewirkt. Er sollte verhindern, daß etwaige leuchtende Entladungen zwischen den Kondensatorplatten die photographische Platte verschleiern. Es konnte höchstens noch

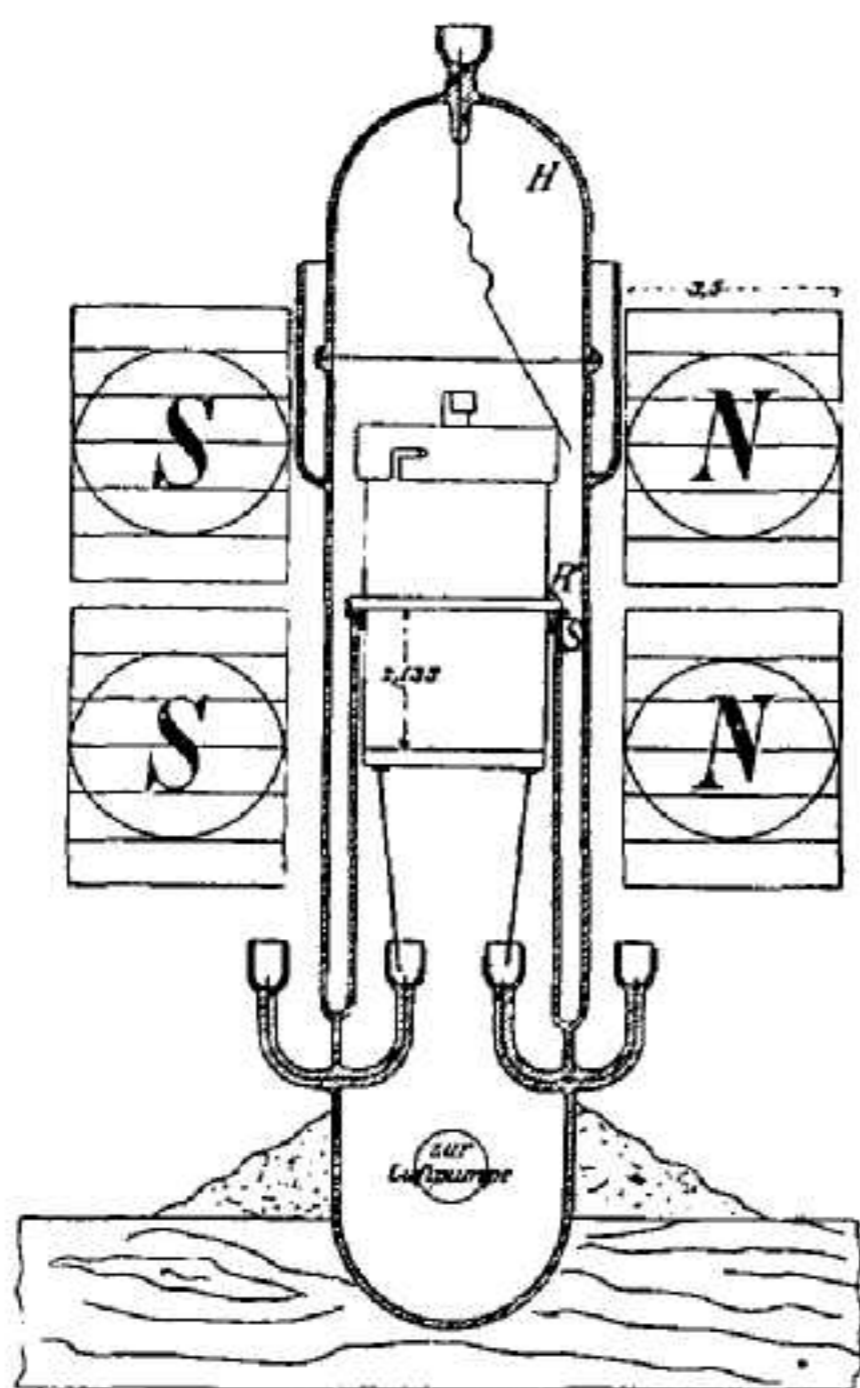


Fig. 2 (nat. Gr.).

Licht durch das Diaphragma selbst dringen. Selbstverständlich wurde nach Möglichkeit darauf gesehen, daß solche Entladungen vermieden wurden. Von einer Einhüllung der Platte in Aluminiumfolie sah ich ab, einmal um keine Unsicherheiten in der Plattenentfernung durch Unebenheiten der Folie hineinzubringen, dann aber auch, um das stärker ablenkbare und absorbierbare Ende des β -Strahlenspektrums ungeschwächt auf die Platte zu bekommen.

Fig. 2 zeigt den Aufnahmeapparat im Innern eines Glasgefäßes zwischen den Polen der zur Erzeugung des magne-

tischen Feldes dienenden Magnete. Der an der Außenseite der Hülle befindliche Ring R' sitzt auf einem Ringe S , der in den Glasapparat eingekittet ist. Die Zuführung zu den Kondensatorplatten und die Ableitung der Hülle zur Erde geschieht durch Vermittelung von Quecksilbernäpfchen. Der ganze Glasapparat ist mittels Gips auf einer Holzplatte befestigt. Zum bequemen Öffnen des Apparates beim Wechseln der Platten dient eine aufgeschliffene glockenförmige Haube H , die durch Quecksilber abgedichtet ist; die bei derartigen Anordnungen meist benutzten konischen Schiffe erwiesen sich als ziemlich unpraktisch, da das Öffnen immer große Schwierigkeiten machte; der sehr schmale ebene Schliff, den ich schließlich anwandte, ließ sich mit Fett nicht dichten; das Hg floß stets hindurch. Die Dichtung gelang jedoch in durchaus sicherer Weise durch Wachs, das auf die vorher erwärmte Glocke aufgestrichen und dann mit dieser angeedrückt wurde; ein leichter seitlicher Druck genügte zum Öffnen nach beendigter Exposition.

3. *Die Magnete.* Zur Erzeugung des Magnetfeldes dienten zwei sehr kräftige Lamellenmagnete von 30 cm Schenkellänge, die einer alten Stöhrerschen magnetelektrischen Maschine entnommen waren. Es braucht kaum besonders betont zu werden, daß die Benutzung permanenter Magnete von genügender Stärke einen großen Vorteil vor der Anwendung von Elektromagneten bietet, da alle Schwierigkeiten wegen der tagelangen Konstanthaltung des Erregungsstromes wegfallen. Nachdem eine rohe Bestimmung genügende Feldstärke ergeben hatte (ca. 140 Gauss, vgl. w. u. p. 513) wurde mittels Eisenfeilicht die Stelle maximaler Feldstärke, also auch größter Homogenität aufgesucht¹⁾ und durch einen Querstrich auf der oberen Fläche markiert. Dann wurden die auf einem Holzklotz unverrückbar befestigten Magnete auf einer großen in die Wand eingemauerten Marmorplatte (die überhaupt für alle Versuche und Messungen als Tisch diente) aufgestellt, und durch geeignete Anschläge dafür gesorgt, daß der Aufnahmeapparat ohne langes Probieren immer in dieselbe Stellung zum

1) Die sich bildenden Feilspanketten rutschten auf der Papierunterlage bei leichter Erschütterung nach der Stelle größter Feldstärke zusammen.

Magneten gebracht werden konnte; die Stellung war derart, daß das unabgelenkte Strahlenbündel, d. h. eine durch Radiumkorn und Diaphragma gezogene Gerade immer längs des Bereiches maximaler Feldstärke verlief.

Da das Feld von seinem Maximum nach den nahe gelegenen Schenkelenden viel rascher abfiel, als nach innen hin, so wurde die Pollage so gewählt, daß die Strahlen nach innen hin abgelenkt wurden, daß also für verschieden stark abgelenkte Strahlen die Feldstärke in gleicher Höhe merklich dieselbe war.

4. *Das elektrische Feld* (Fig. 3). Zur Erzeugung des elektrischen Feldes diente eine Akkumulatorenbatterie von

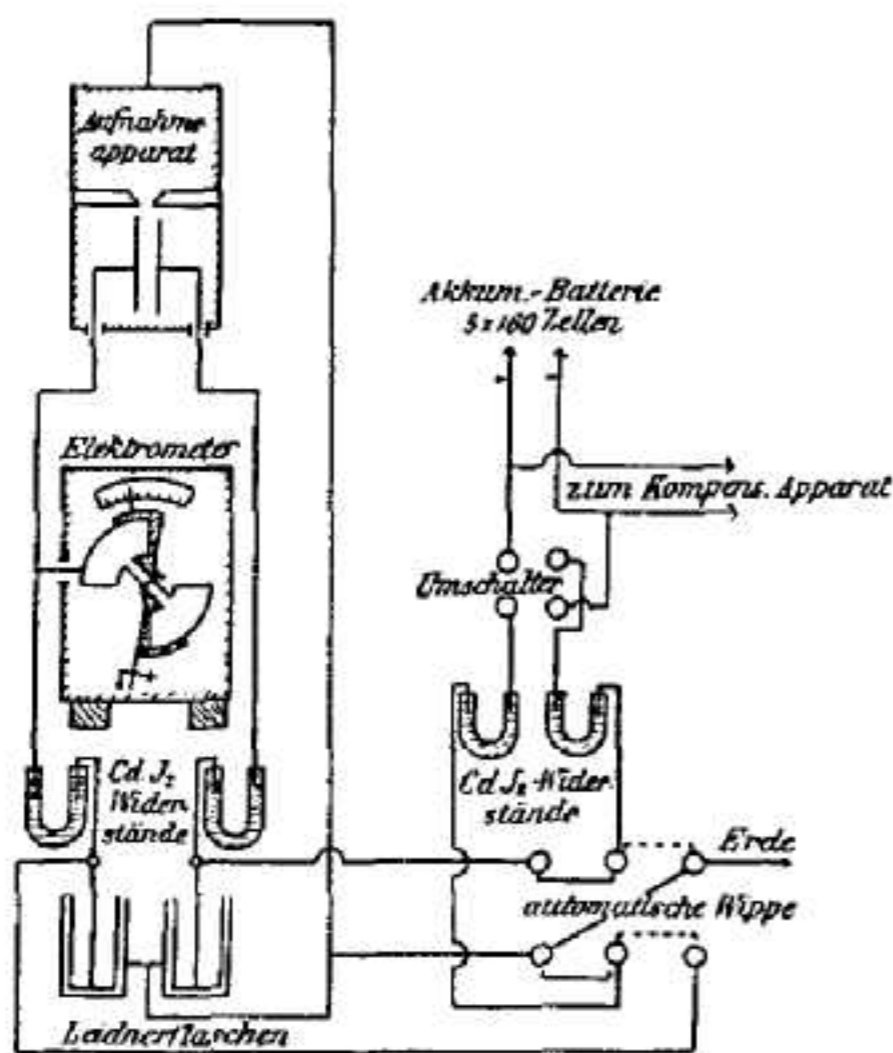


Fig. 3.

Bornhäuser in Ilmenau, aus 800 Zellen bestehend, die in Gruppen zu je 160 entweder parallel oder in Serie geschaltet werden konnten. Von der Batterie führte eine Leitung zu einem Kompensationsapparat, mittels dessen die Spannung der parallelgeschalteten Batterie vor und nach jeder Aufnahme mit der eines Westonnormalelementes verglichen werden konnte. Das Normalelement war in der Physikal.-Technischen Reichsanstalt geprüft. Die Leitung zum Apparat führte zunächst

durch einen Umschalter, dann durch zwei Jodkadmiumwiderstände zum Schutze gegen Kurzschlüsse und weiter zu einer automatischen Wippe. Diese Wippe hatte den Zweck, die verfügbare Spannung am Apparat auf den doppelten Wert der Batteriespannung zu bringen. Die beiden Schaltungen der Wippe sind aus der Figur erkenntlich. Die aus sehr leichtem Draht und einem dünnen Glasröhrchen hergestellte Wippe war an der Pendelachse einer Schwarzwälder Uhr befestigt, so daß die Lage der Kontaktbügel jede halbe Sekunde wechselte. Durch die Wippe wurde von zwei Leidener Flaschen, deren äußere Belegungen geerdet waren, die eine jede Sekunde auf $+V$,

die andere auf $-V$ aufgeladen, wenn V die Spannung der Batterie. ¹⁾

Von den Leidener Flaschen führten dann die Leitungen durch zwei weitere CdJ_2 -Widerstände zum Apparat. Ein mit eingeschaltetes Kelvinsches Elektrometer diente nur zur Kontrolle etwaiger Störungen, nicht aber zur eigentlichen Spannungsmessung. Die Hülle des Apparates war etets zur Erde abgeleitet.

5. *Die Luftpumpe.* Um unnötige diffuse Zerstreung der Strahlen sowie Funkenübergang zwischen den dicht aneinandergedrängten Teilen des Apparates zu vermeiden, mußte das Ganze evakuiert werden; möglichste Schnelligkeit des Evakuierens bis zum Aufhören der Entladungsmöglichkeit durch den Apparat hindurch, wurde erreicht durch Kombination einer zweistiefligen Fleussschen Ölpumpe zum Vorpumpen mit einer vom Verfasser konstruierten rotierenden Hg-Pumpe ²⁾ zum Auspumpen des Restes.

Im allgemeinen wurde etwa 25—30 Min. nach dem Beginn des Pumpens das Feld angelegt, nachdem Vorversuche gezeigt hatten, daß 10—15 Min. zum Auspumpen eben ausreichten. Die Hinzufügung einer Sicherheitsfrist war nötig, da etwaige innere Entladungen, wenn auch durch die Widerstände stark abgeschwächt und nur durch das Diaphragma die Platte belichtend, doch bei mehrmaliger Wiederholung deutliche Schleier und Streifen hervorriefen. Auch nach dem Anlegen des Feldes wurde noch weiter gepumpt, um die von den Wänden sich langsam lösenden Gasreste zu entfernen. Die Gesamtpumpdauer am Beginn des Versuches etwa betrug 1—2 Stunden. Während der 40—48 Stunden dauernden Aufnahme wurde meist nur noch einmal kurze Zeit nachgepumpt.

6. *Die photographischen Platten.* Die photographischen Platten wurden für mich von der Plattenfabrik Dr. Schleussner in Frankfurt aus bestem Spiegelglas gegossen und gleich in der Fabrik in runde Scheiben zerschnitten. Da bei meinen früheren Versuchen die Schicht sich im Vakuum infolge der scharfen Austrocknung stets vom Glase löste und zerriß, so

1) Über den Einfluß von Isolationsfehlern vgl. p. 516.

2) W. Kaufmann, Zeitschr. f. Instrumentenk. 25. p. 129. 1905.

hatte ich um besondere Sorgfalt bei der Herstellung gebeten, um die Schicht möglichst festhaftend zu machen. Der Erfolg entsprach leider nicht ganz den Erwartungen; die Schicht löste sich jetzt nicht mehr vom Glase ab, sondern riß beim Platzen ganze Splitter aus der Glasoberfläche mit heraus. Glücklicherweise geschah das Zerreißen meist nur in der Nähe des Randes, so daß nur selten einmal ein Riß durch die Kurve hindurchging. Über ein etwaiges Verziehen der photographischen Schicht und somit der Kurven vgl. w. u. p. 523.

Zur Entwicklung diente stark verdünnter Glycinentwickler.

7. *Strahlungsquelle.* Strahlungsquelle war ein Körnchen reines Radiumbromid von Buchler & Co. in Braunschweig. Es wurde in der kleinen Vertiefung in der Mitte der Bodenplatte befestigt, indem man eine Spur Wachs auf der angewärmten Platte zerfließen ließ, und dann rasch das Körnchen in seine richtige Lage brachte. Nach dem Erkalten haftete es fest, so daß der Apparat beliebig bewegt und geneigt werden konnte. Über die Größenverhältnisse und die Lage des Körnchens zum Apparat vgl. w. u. p. 507.

Abteilung II.

Meßmethoden und Messungsergebnisse.

Ich teile hier nur die Messungsergebnisse mit. Die Messungsprotokolle mit den abgelesenen Einzelzahlen sind, soweit sie für die Beurteilung der erreichten bez. erreichbaren Genauigkeit von Interesse, im Anhang mitgeteilt.

1. *Dimensionen des Aufnahmeapparates* (Fig. 4). Für die Berechnung der Kurven kommen folgende geometrische Größen in Betracht:

a) Die Entfernung vom Boden des Apparates bis zum Diaphragma $B' C$. b) Die Entfernung vom Diaphragma bis zur photographischen Schicht $A' B'$. c) Die Höhe der Kondensatorplatten $D E$. d) Der Abstand des oberen und unteren Randes der Kondensatorplatten vom Diaphragma bez. vom Boden $D B'$ und $E C$. e) Der Abstand der Kondensatorplatten. f) Die Größe und Lage des Radiumkörnchens. g) Die Lage des Apparates bezüglich des Magnetfeldes.

Zur Ausmessung wurde teils ein Zeisscher Dickenmesser, teils ein Zeisscher Komparator nach Abbé verwandt. Der Dickenmesser war mir von der Firma Zeiss freundlichst zur Verfügung gestellt, wofür ich auch hier meinen besten Dank ausspreche.

Um die beiden unter a) und b) genannten Entfernungen zu messen, wurde die bereits erwähnte (p. 496) planparallele Glasplatte (deren Umriß in der Figur gestrichelt angedeutet ist) einmal auf die Säulen S , dann auf die Säulen S' gelegt und mit dem Dickenmesser die Entfernung der Oberfläche der Glasplatte vom Boden bestimmt. Da sich in den beiden Fällen die Oberfläche der Glasplatte in A und B (Fig. 3) befand, so ergaben die gefundenen Einstellungen die Entfernung $A'-B'$ direkt gleich $A-B$. Die Entfernung $B'-C$ dagegen aus $B-C$ durch Abzug der gemessenen Dicke der Platte.

Die Konstruktion des Apparates erlaubte es, wie leicht zu sehen, nicht, die Entfernungen direkt in der Mittellinie des Apparates zu messen. Andererseits konnte die Messung in der Mitte trotz der genauen Parallelität der oberen Bodenfläche c mit den Oberflächen der Säulen nicht durch einzelne Messungen am Rande ersetzt werden, weil die untere Grundfläche F , mit der der Apparat auf der Grundplatte des Dickenmessers aufstand, nicht genau parallel zu C war. Es wurde deshalb die Lage von C zunächst durch Messung an fünf Punkten C_1 bis C_5 bestimmt; ein nicht zugänglicher sechster Punkt C_6 konnte wegen der genauen Ebenheit der Fläche leicht berechnet werden. Aus C_1 bis C_6 ergab sich die Höhe der Mitte C_0 durch Rechnung.

In der Ebene B wurde sodann an drei Punkten B_1, B_2, B_3

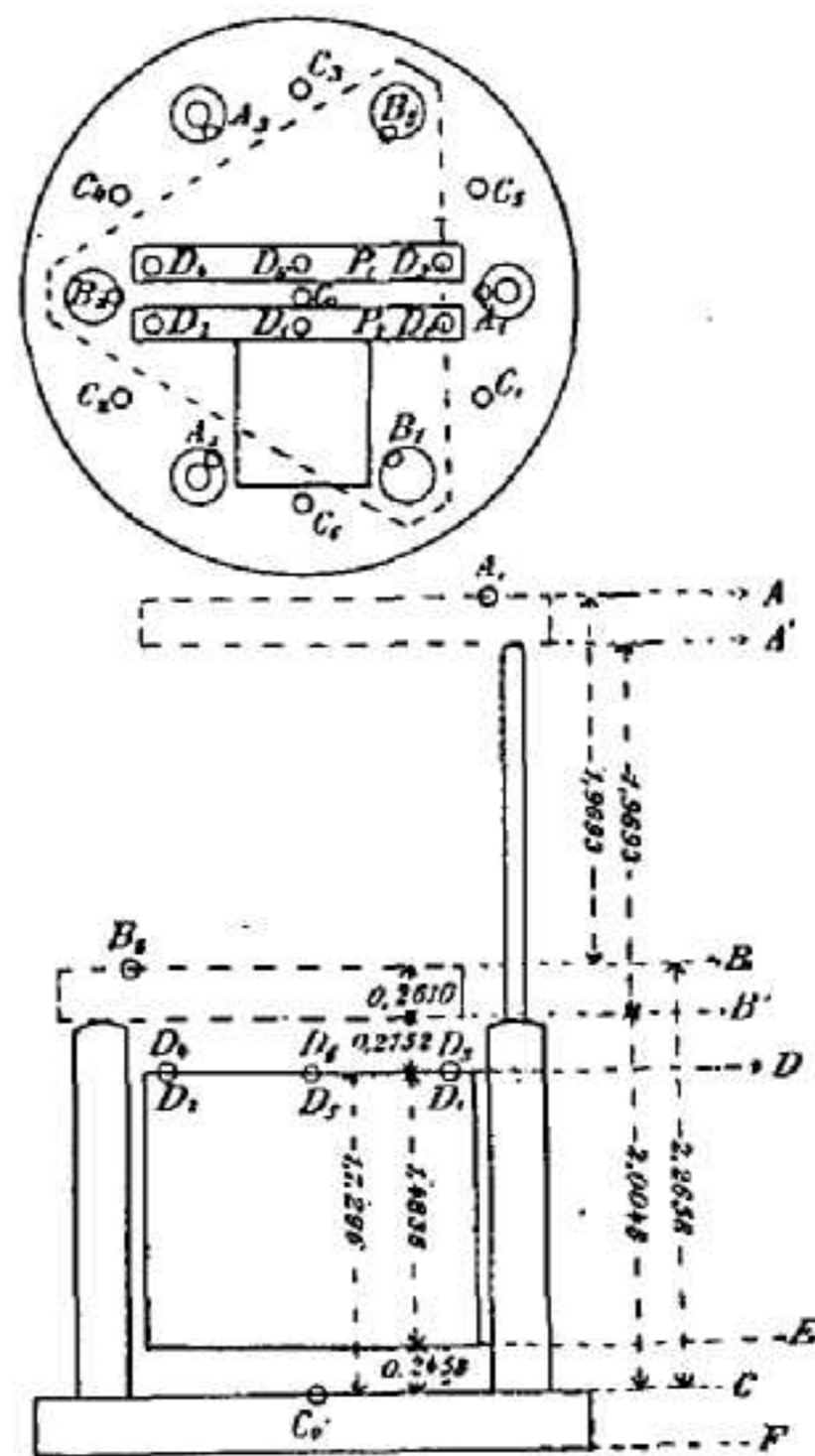


Fig. 4 (nat. Gr.).

gemessen, deren Projektionen auf C in der Mitte zwischen je zwei Punkten C lagen, so daß man erhielt:

$$B - C = B_1 - (C_1 + C_6)/2 \text{ etc.}$$

In ähnlicher Weise wurde auch in der Ebene A verfahren. Durch Messung an je drei Punkten wurde die Höhe der Oberkanten D der Kondensatorplatten über der Grundfläche bestimmt; und zwar wurden die Punkte D_4 und D_2 auf $(C_2 + C_4)/2$, die Punkte D_1 und D_3 auf $(C_1 + C_5)/2$, die Punkte D_5 und D_6 auf C_0 bezogen.

Die Höhe $D - E$ der Platten wurde mittels des Komparators bei horizontaler Lage des Apparates gemessen.

Die Skala beider Meßinstrumente war in $1/5$ mm eingeteilt; ein Okularmikrometer im Ablesemikroskop mit verschiebbarem Doppelfaden gab an seiner Schraubentrommel die $1/1000$ mm. Die Differenzen bei mehrmaliger Einstellung auf denselben Punkt blieben stets unter $1/1000$, so daß die folgenden Zahlen sämtlich, was *zufällige* Fehler anbetrifft, auf $1/1000$ mm genau sind. Messungsprotokolle vgl. Anhang p. 543.

Die Messungsergebnisse sind:

$$A' - B' = 1,9693 \text{ cm}$$

$$B' - C = 2,0048$$

$$D - C = 1,7296$$

$$D - E = 1,4838$$

Die Abstände $B' - D$ und $E - C$ ergeben sich leicht durch Subtraktion.

Weitaus die größten Schwierigkeiten bot eine genaue Messung des Abstandes der Platten.

Die Dicke der Quarzstückchen war bereits in der Zeiss'schen Fabrik, die die Verfertigung übernommen hatte, gemessen und zu $0,1242 \text{ cm} \pm 0,0001$ gefunden worden.

Wenn nun auch das Einschieben der Quarzplättchen zwischen die Kondensatorplatten mit größter Vorsicht und Sauberkeit geschah, so schien es mir doch nicht unbedingt sicher, daß nicht kleine Staubteilchen mit hineingelangen und den Abstand vergrößerten. Es wurde deshalb der Versuch gemacht, den Abstand der Kondensatorplatten am fertig montierten Apparat zu messen. Leider gelang es nicht, diese Messung

mit der wünschenswerten Genauigkeit auszuführen. Ich versuchte so vorzugehen, daß ich ein kleines Glaskügelchen von etwa 1 mm Durchmesser an einem feinen Stiel so zwischen die Platten brachte, daß man im Mikroskop des Komparators sowohl das Kügelchen selbst, das frei zwischen den Platten schwebte, als auch seine beiden Spiegelbilder in den Kondensatorplatten sah. Als Abstand der Platten sollte dann der Abstand zwischen den beiderseitigen Halbierungslinien zwischen Kugel und Spiegelbild dienen. Es zeigte sich bald, daß hier eigentümliche Kollimationsfehler auftreten. Der unsymmetrische Strahlengang im Mikroskop, das sowohl von der Kugel selbst, als auch von ihren Spiegelbildern stets nur durch die eine Hälfte des Objektivs Strahlen hindurchläßt, bewirkt bei dem geringsten Kollimationsfehler eine Seitenverschiebung des Bildes, die zu Fehlern Veranlassung gibt. Auch eine Anwendung der Kundtschen Kollimationsmethode¹⁾ konnte den Fehler nur teilweise verbessern.

Es wurden im ganzen 24 Messungsreihen von je zehn Einzeleinstellungen gemacht. Während innerhalb jeder Reihe die Abweichungen meist weniger als ein Mikron betrug, gingen die Abweichungen der Mittelwerte der Reihen bis zu einem Maximum von -13 bez. $+7$ Mikron. Das Mittel sämtlicher Reihen ergab sich zu:

$$0,1243 \text{ cm} \pm 0,0001 \text{ (mittl. Fehler).}$$

Ich zog es schließlich vor, den Zeisschen Wert 0,1242 den weiteren Rechnungen zugrunde zu legen. Genaue mikroskopische Betrachtung der Berührungslinie zwischen Quarzplatte und Kondensatorplatte zeigte jedenfalls, daß der etwaige Zwischenraum nicht größer als einige Mikron sein konnte, daß also der Wert des Plattenabstandes und somit auch des elektrischen Feldes jedenfalls auf etwa 2 Promille sicher ist.

Die Größe und Lage des Radiumkornes zeigt Fig. 5 in Aufriß und Grundriß. Der Grundriß ist bloß nach Augenmaß gezeichnet, wobei der Rand der kreisförmigen Vertiefung, in der das Radium lag, als Maße diente. Die Lage der Ecken im Aufriß ist mittels Komparators gemessen. Wie man leicht sieht, ist das Körnchen ein etwas unregelmäßig gestalteter Splitter einer Kristallnadel, den man jedoch in genügender

1) A. Kundt, Wied. Ann. 34. 1888.

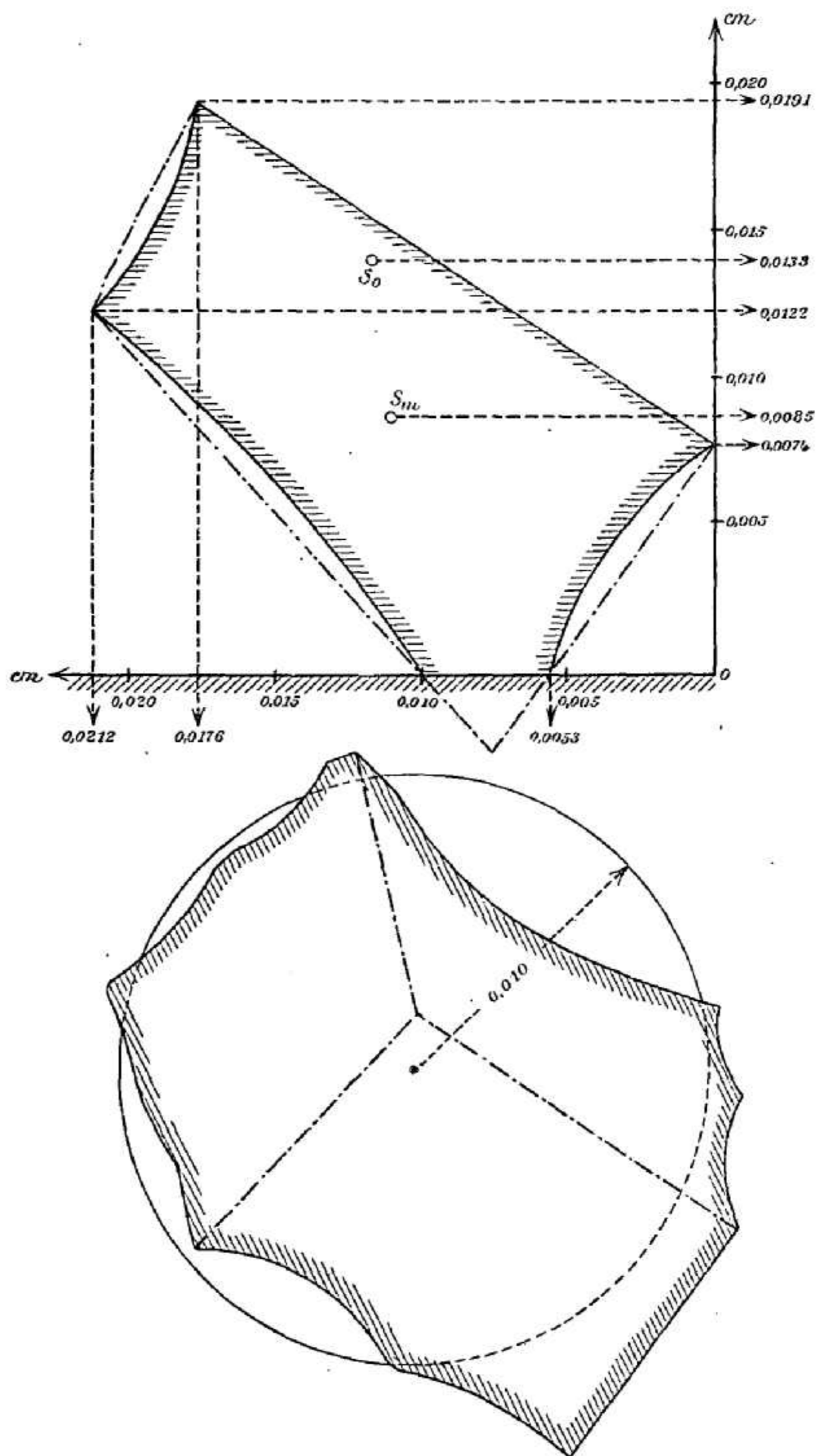


Fig. 5.

Annäherung als ein rechtwinkliges Parallelepipèd betrachten kann. In der Grundrißzeichnung sind die nicht direkt sichtbaren Kanten strichpunktiert angedeutet. Ferner sind durch strichpunktierte Gerade im Aufriß die etwas krummen Kanten zu Geraden ergänzt.

Für dieses etwas idealisierte Kristallfragment wurde die Höhe des Schwerpunktes der gesamten Masse und der nach oben gewandten Oberfläche berechnet.

Nimmt man an, daß die β -Strahlen ohne merkliche Absorption von der ganzen Masse emittiert werden, dann käme als Ort der Strahlungsquelle für die Berechnung der Kurven der Massenschwerpunkt S_m in Betracht. Im Falle sehr starker Absorption der Strahlen in dem Kristall käme dagegen als strahlend nur die Oberfläche in Betracht und als Strahlungsquelle wäre der Schwerpunkt S_0 der nach oben gewandten Oberfläche anzunehmen.

Für die Höhenlage der Schwerpunkte ergab sich:

$$S_m = 0,0085 \text{ cm}$$

$$S_0 = 0,0138$$

Als mittlere Lage für den Ausgangspunkt der Strahlen hat also jedenfalls ein Punkt zwischen diesen beiden Grenzen zu gelten. Nimmt man das arithmetische Mittel aus beiden:

$$x_0 = 0,0111 \text{ cm,}$$

so ist der begangene Fehler jedenfalls kleiner als

$$(0,0138 - 0,0085)/2 = 0,0026 \text{ cm,}$$

d. i. $\frac{1}{1000}$ der Bahn vom Radium bis zum Diaphragma.

Die Orientierung des Apparates im Magnetfeld ist durch die Entfernung von der Unterfläche des Ringes R' (Fig. 2) von der Grundfläche C bestimmt, die 2,113 cm beträgt.

Die Parallelität der elektrischen und magnetischen Feldrichtung wurde folgendermaßen bestimmt und kontrolliert:

An der Außenwand der zylindrischen Hülle des Apparates war ein feiner senkrechter Strich angebracht, und an dem Glasgefäß in dazu passender Höhe eine Papierskala. Nachdem der Apparat ohne Deckel und Diaphragma eingesetzt war, wurde durch Drehen des Apparates die Ebene der Kondensatorplatten nach Augenmaß parallel einem längs der

der Mittellinie der Magnete ausgespannten Faden gemacht, und dann die Stellung des als Marke dienenden Striches an der Skala abgelesen. Bei den Versuchen wurde dann stets der Apparat so eingesetzt, daß die Marke an dieselbe Stelle der Skala kam. Die Stellung des Apparates konnte leicht auf etwa 1° genau konstant gehalten werden. Die Unsicherheit des Einvisierens der Kondensatorplatten beträgt etwa 2° . Bei einem maximalen Winkelfehler von $2 + 1 = 3^\circ$ beträgt der relative Fehler in der dem elektrischen Felde parallelen Komponente des magnetischen Feldes erst $1 - \cos 3^\circ = 0,0014$. Erst bei 5° Winkelfehler würde der Fehler des magnetischen Feldes $\frac{1}{2}$ Proz. betragen.

2. *Verlauf des magnetischen Feldes.* Die Messung des magnetischen Feldes zerfiel in zwei Teile, die relative und die absolute Feldmessung. Der relative Verlauf des Feldes längs der Strahlenbahn wurde mit einer kleinen Probespule bestimmt, die an beliebigen Punkten der Strahlenbahn um 180° gedreht werden konnte, und mit einem ballistischen Galvanometer verbunden war.

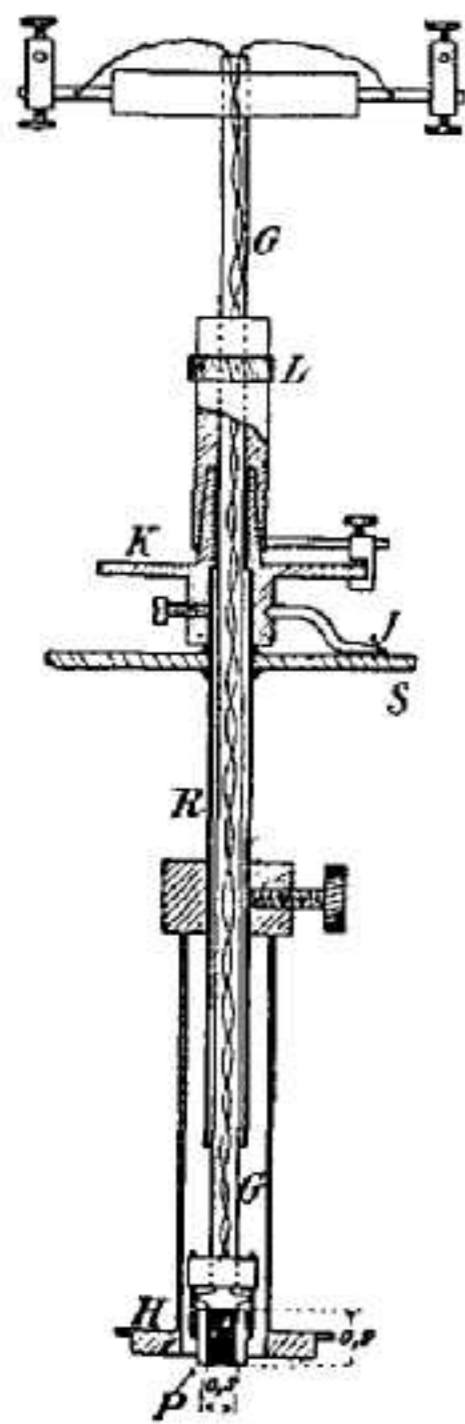


Fig. 6

($\frac{1}{8}$ nat. Gr.).

Fig. 6 zeigt den zur Verschiebung und Drehung der Probespule dienenden Apparat. Er besteht aus einer Hülle H , die mit ihrem unteren Ende genau auf den Ring S (Fig. 2) paßt, auf dem während der Exposition der Aufnahmeapparat ruht.

In dieser Hülle ist eine mit einer Millimeterteilung versehene Messingröhre R verschiebbar und in beliebiger Höhe feststellbar. Mit R ist an ihrem oberen Ende eine mit Teilkreis versehene Scheibe S fest verbunden und darüber drehbar und feststellbar ein Kopf K , auf dem wiederum eine Handhabe L drehbar aufgeschliffen ist. An K befindliche Anschläge begrenzen die mögliche Drehung von L auf genau 180° .

Eine mit L fest verbundene und einige Zentimeter nach oben herausragende Glasröhre G erstreckt sich durch den ganzen Apparat nach unten, und trägt an ihrem unteren

Ende die Probespule P , die aus 0,1 mm dickem Draht gewunden ist; die Zuleitungen gehen miteinander verseilt durch die Röhre zu zwei am oberen Ende befestigten Klemmschrauben.

Nachdem der Apparat eingesetzt war, wurde zuerst das richtige Azimut der Spulenwindungsebene — genau senkrecht zur Feldrichtung — durch Ausprobieren gefunden. Man bestimmte zu diesem Zwecke für verschiedene Stellungen des mit K verbundenen Index J auf der Teilscheibe S den beim Drehen der Spule um 180° entstehenden ballistischen Ausschlag, und fand durch Rechnung diejenige Stellung, für die der Ausschlag ein Maximum. Die genaue Parallelverschiebung des Apparates bei Einstellung in verschiedene Höhen wurde dann dadurch bewirkt, daß ein Senkel dicht neben dem Teilkreis aufgehängt wurde, und jedesmal der Teilkreis sorgfältig in gleiche Stellung bezüglich des Senkelfadens gebracht wurde.

In jeder Höhenlage der Spule wurden drei bis acht Einzelmessungen gemacht, bei denen die Ausschläge des Galvanometers höchstens um $\frac{1}{2}$ Skt. vom Mittelwert abwichen. Da die Ausschläge etwa 450 Skt. betragen, so ist relative Genauigkeit ca. 2 Promille. Die Höhen sind bei der Messung zunächst durch die Skala am Apparat bestimmt. Eine einfache Umrechnung gestattet die Beziehung auf den Punkt C_0 des Aufnahmeapparates als Nullpunkt.

Folgende Tabelle enthält den relativen Feldverlauf von dem eben genannten Nullpunkt aus gerechnet:

Tabelle I.

Relatives Magnetfeld.

x_{cm}	$H_{\text{rel.}}$	x_{cm}	$H_{\text{rel.}}$	x_{cm}	$H_{\text{rel.}}$
-1,0	434,5	1,0	467,5	3,0	459,0
-0,5	450,5	1,5	468,0	3,5	455,0
0,0	460,0	2,0	466,0	4,0	450,5
0,5	466,0	2,5	462,5	4,5	444,0

Man sieht aus der Tabelle, daß das Feld in dem für die Versuche in Betracht kommenden Bereich, d. h. von $x = 0$ bis $x = 4$ sehr homogen ist. Die extremen Werte 468 und 450,5 unterscheiden sich nur um 4 Proz., die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt also etwa 2 Proz.

Es wurden ferner einige Messungen gemacht, bei denen der Apparat aus der Normalstellung um 5 mm nach innen, d. h. in Richtung der magnetischen Ablenkung der Strahlen verschoben war. Es ergab sich für $x = 0$ eine Abnahme von 0,5 und für $x = 3$ eine Zunahme von 1 Skt. Das Feld längs der abgelenkten Strahlenbahn ist also von dem Felde längs der unabgelenkten Bahn höchstens stellenweise um 2 Promille verschieden.

Die absolute Feldmessung wurde mittels der in Fig. 7 schematisch dargestellten Anordnung ausgeführt. Es sollte

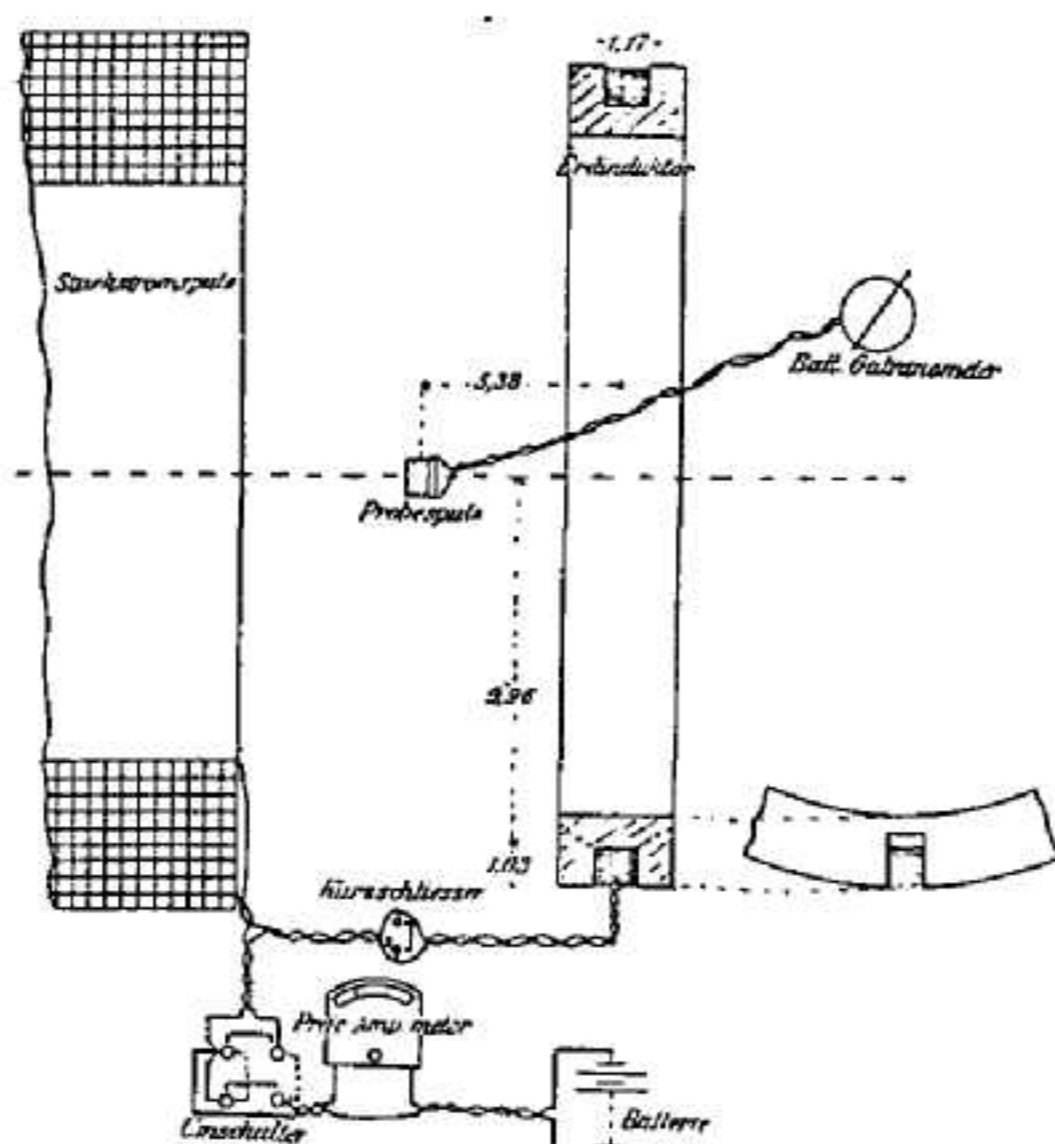


Fig. 7.

der Apparat mit der Probenspule, ohne an seinen Zuleitungen etwas zu ändern, aus dem Felde des Magneten in das Feld einer genau ausgemessenen stromdurchflossenen Drahtspule gebracht werden.

Es stand mir zu diesem Zwecke ein Erdinduktor von Hartmann und Braun zur Verfügung, dessen Wickelung aus 100 sehr sorgfältig auf einem Mahagonirahmen gewundenen Windungen bestand.

An vier um je einen rechten Winkel voneinander entfernten Stellen des Umfanges waren Aussparungen in dem Rahmen angebracht, so daß man auch den inneren Durchmesser der Windungsfläche messen konnte.

Die für die Messung in Betracht kommenden Dimensionen der Spule sind in der Figur angegeben; sie wurden mittels eines einfachen Maßstabes gemessen, der durch Vergleich mit einem Normalmaßstab als auf etwa $\frac{1}{3000}$ richtig befunden war.

Es war erwünscht, um unabhängig von der genauen Proportionalität der ballistischen Ausschläge mit der Feldstärke (die übrigens ziemlich genau vorhanden war) zu sein, das Feld der Spule annähernd gleich dem Felde des Magneten zu machen. Da jedoch die nur etwa $\frac{3}{4}$ mm dicken Drähte

des Erdinduktors den hierzu nötigen Strom von etwa 34 Amp. nicht lange genug aushielten, um einen Umkehrpunkt der langsam schwingenden Galvanometerspule zu bestimmen, so wurde zunächst das Feld des Erdinduktors gegen eine dickdrähtige Starkstromspule kompensiert. Es wurde derselbe Strom durch Erdinduktor und Starkstromspule hintereinander geschickt, und die gegenseitige Stellung so einreguliert, daß in der Probespule beim Schließen des Stromes kein merkbarer Induktionsstoß entstand. Da hierzu der Strom nur etwa 1—2 Sekunden geschlossen werden brauchte, so konnte die Bestimmung mit Strömen von etwa 25 Amp. ohne Gefahr für den Erdinduktor ausgeführt werden. Dann erst wurde durch einen Schlüssel der Erdinduktor kurz geschlossen und der Ausschlag beobachtet, der beim Kommutieren des Stromes der Starkstromspule im Galvanometer entstand. Sämtliche Leitungen waren, wie in der Figur angedeutet, sorgfältig verseilt, um fremde Felder auszuschließen. Zur Strommessung diente ein Präzisionsampèremeter von Siemens & Halske, dessen Angaben mittels eines Kompensationsapparates auf ein Normalohm und ein Westonsches Normalelement bezogen wurden. Der gefundene Skalenfehler des Instrumentes war nicht ganz unbedeutend. Der Temperaturkoeffizient des Instrumentes wurde berücksichtigt.

Unmittelbar nach der Messung des ballistischen Ausschlages beim Drehen der Probespule im Felde des Magneten bei einem willkürlich gewählten x wurde die Messung im Felde der Stromspule ausgeführt, wobei die Stromstärke so gewählt wurde, daß das Feld der Spule dem Felde des Magneten möglichst nahekam.

Der Abstand der Skala des ballistischen Galvanometers bei diesen Versuchen war aus versuchstechnischen Gründen viel geringer als bei den relativen Feldmessungen, so daß die Ausschläge mit den früheren nicht vergleichbar sind.

Als Mittel aus elf Einzelmessungen ergab sich für $x = 1,0$ der ballistische Ausschlag im Felde des Magneten (auf ∞ kleine Bögen reduziert):

$$n = 95,3 \pm 0,04 \text{ (mittl. Fehler) } [= 95,3 \cdot (1 \pm 0,4/1000)].$$

Im Felde der Stromspule ergaben sechs Messungen als

Verhältnis von Ausschlag N zur Stromstärke J im Durchschnitt:

$$N/J = 2,786 \pm 0,007 \text{ (mittl. Fehler)}$$

$$[= 2,787 \cdot (1 \pm 2/1000)].$$

Daß der relative mittlere Fehler bei diesen Messungen soviel größer ist, als bei den Messungen im Felde des Magneten, liegt an der Veränderlichkeit des Stromes. Die stärksten Ströme, die ich mit der Akkumulatorenbatterie des Institutes in meinem Arbeitszimmer erhalten konnte, betrug etwa 33 Amp., womit ein Ausschlag von rund 91 Skt. erhalten wurde. Die bei dieser Belastung eintretende Erhitzung der Leitungen genügte, um ein ziemlich rasches Abfallen des Stromes zu bewirken. Es wurde deshalb so verfahren, daß ich selbst im Augenblicke des Kommutierens nur den Galvanometerausschlag beobachtete, während ein Hilfsbeobachter¹⁾ auf Kommando unmittelbar vor und nach dem Kommutieren das Ampèremeter ablas. Das Mittel aus beiden Ablesungen wurde dann als kommutierter Strom betrachtet.

Um ein Feld gleich dem des Magneten im Punkte $x = 1$ zu erzeugen, ist also ein Spulenstrom, bez. ein Strom im Erdinduktor nötig von der Stärke:

$$J = 95,3/2,787 = 34,19 \text{ Amp.} \pm 0,08$$

$$[= 34,19 \cdot (1 \pm 2,3/1000)].$$

Es sei r der mittlere Windungsradius des Erdinduktors, a der Abstand der Mitte der Probespule von der mittleren Windungsebene des Induktors, n seine Windungszahl, dann ist die Feldstärke eines den Erdinduktor durchfließenden Stromes J am Orte der Probespule gleich:

$$H = \frac{0,2 \pi n J r^2}{(r^2 + a^2)^{3/2}} \cdot 2)$$

1) Hr. cand. math. Hofmann war so freundlich, mich bei diesen Messungen zu unterstützen.

2) Die Korrektion wegen des endlichen Windungsquerschnittes des Erdinduktors beträgt nur $-1/2400$; die Korrektion wegen der Inhomogenität des Erdinduktorfeldes im Querschnitt der Probespule etwa $+1/800$, so daß im ganzen die Gleichung für H höchstens um $1/1200$ falsch ist.
Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys. p. 359. Leipzig 1901).

Nun ist (vgl. die in Fig. 7 eingeschriebenen Maßzahlen):

$$\begin{aligned} r &= 9,96 + 1,03/2 = 10,47 \pm 0,02, \\ a &= 5,38 \pm 0,02, \\ n &= 100 \\ J &= 34,19 \pm 0,08. \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich:

$$H = 144,0 \text{ Gauss} \pm 0,9 \quad [= 144,0 \cdot (1 \pm 6,3/1000)].$$

Die relative Feldmessung hatte für $x = 1$ ergeben: $H_{\text{rel.}} = 467,5$. Das absolute Feld wird also aus dem relativen erhalten durch Multiplikation mit $144,0/467,5 = 0,3080$.

Somit ergibt sich folgende Tabelle für den Verlauf von H :

Tabelle II.

Absolute Werte des magnetischen Feldes.

x	$H_{\text{beob.}}$	$H_{\text{ber.}}$	Diff.
0,0	141,7	141,7	0
0,5	143,5	143,2	+ 0,3
1,0	144,0	144,0	0
1,5	144,2	144,0	+ 0,2
2,0	143,5	143,5	0
2,5	142,5	142,6	- 0,1
3,0	141,4	141,4	0
3,5	140,2	140,2	0
4,0	138,8	138,9	- 0,1

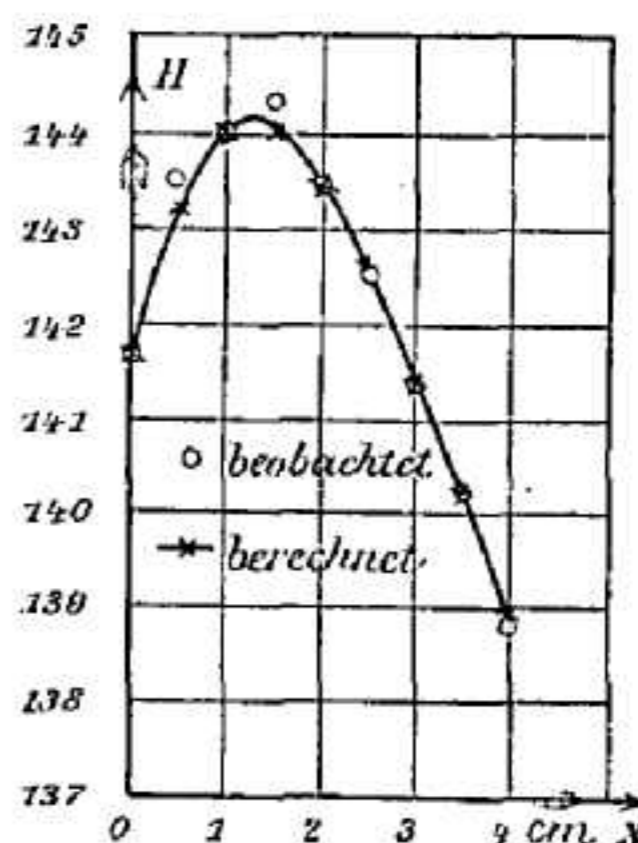


Fig. 8.

Die Werte unter $H_{\text{ber.}}$ sind nach der empirischen Gleichung:

$$H = 141,7 + 4,1 \cdot x - 2,0 \cdot x^2 + 0,2 \cdot x^3$$

erhalten. Diese Gleichung wird weiter unten zur Ermittlung des „Feldintegrals“ (vgl. p. 525 und Anhang p. 543) benutzt. Fig. 8 stellt den Feldverlauf graphisch dar.

3. *Verlauf des elektrischen Feldes.* Um den relativen Verlauf des elektrischen Feldes zu bestimmen, wurde aus versilberten Spiegelglasplatten eine Kopie der oberen Hälfte des Kondensators und des darüber befindlichen Diaphragmas in 29-facher Vergrößerung hergestellt. Oberhalb des Diaphragmas, das in der Vergrößerung einen Durchmesser von etwa 6 mm hatte, befand sich eine Messingröhre, an deren oberen Ende ein Torsionskopf angebracht war. Der Torsionskopf trug, in

senkrechter Richtung verschiebbar, eine mit Millimeterskala versehene Messingstange, von deren unterem Ende an einem etwa 20 cm langen, 0,05 mm dicken Platindraht ein kleines Spiegelchen herabhing. Das aus reinem Silber bestehende Spiegelchen hatte 5 mm Durchmesser und besaß unter dem alleinigen Einfluß der Torsionskraft des Platindrahtes eine Schwingungsdauer von etwa 10 Sek. Wurden dagegen, wenn die Spiegelebene in der Ruhelage senkrecht zu den Kondensatorplatten stand, die Platten auf + 320 und - 320 Volt geladen, während der Spiegel zur Erde abgeleitet war, so trat infolge der Influenzwirkung auf den Spiegel noch eine Richtkraft des elektrischen Feldes hinzu, und die Schwingungsdauer sank in dem homogenen Teil des Feldes zwischen den Platten auf etwa 6,7 Sek. Es wurden stets die während etwa 3 Min. ausgeführten Schwingungen gezählt. Wenn sich der Spiegel in der Nähe des Diaphragmas befand, also an Orten sehr geringer Feldstärke, so konnte durch Verdoppelung der angewandten Spannung doch noch eine genügend kräftige Wirkung erreicht werden. Die Zeiten wurden mittels einer Stopuhr bestimmt; wobei der Fehler der Zeitbestimmung zirka 0,4 Sek. beträgt; bei einer Beobachtungsdauer von 180 Sek. ist der Fehler also für die Schwingungsdauer ohne Feld auf $0,4 \cdot 20/180 = 0,04$ Sek. für die Schwingungsdauer im Feld auf $0,4 \cdot 6,7/180 = 0,015$ Sek. zu schätzen.

Ist t_0 die Schwingungsdauer ohne, t dieselbe mit Feld, V die angelegte Spannung, k eine Apparatkonstante, so ist das Feld F für die Spannungsdifferenz 1 der Platten gegeben durch:

$$F^2 = \frac{k}{V^2} (1/t^2 - 1/t_0^2).$$

Da im allgemeinen das zweite Klammerglied klein gegen das erste ist, so kann man den relativen Fehler von F gleich dem relativen Fehler von t setzen, also gleich $0,015/6,7 = 2,2$ Promille. Zwischen den Platten bis dicht an den Rand ergeben Theorie und Experiment in Übereinstimmung praktisch konstantes Feld. In diesem Bereiche kann man den Absolutwert des Feldes aus Plattenabstand und der während der Aufnahmedauer fortlaufend kontrollierten mittleren Potentialdifferenz berechnen. Als Fehlerquelle kommt hier nur der etwaige Fehler in der