

SAMMLUNG VIEWEG
TAGESFRAGEN AUS DEN GEBIETEN
DER NATURWISSENSCHAFTEN
UND DER TECHNIK

Heft 81

FRANZ WOLF

Die
schnellbewegten Elektronen



Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH



Die „Sammlung Vieweg“ hat sich die Aufgabe gestellt, Wissens- und Forschungsgebiete, Theorien, chemisch-technische Verfahren usw., die im Stadium der Entwicklung stehen, durch zusammenfassende Behandlung unter Befügung der wichtigsten Literaturangaben weiteren Kreisen bekanntzumachen und ihren augenblicklichen Entwicklungsstand zu beleuchten. Sie will dadurch die Orientierung erleichtern und die Richtung zu zeigen suchen, welche die weitere Forschung einzuschlagen hat.

Als Herausgeber der einzelnen Gebiete, auf welche sich die Sammlung Vieweg zunächst erstreckt, sind tätig, und zwar für:

Physik (theoretische und praktische, und mathematische Probleme):

Herr Geh. Reg.-Rat Professor Dr., Dr.-Ing. E. h. **Karl Scheel**, Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Charlottenburg;

Chemie (Allgemeine, Organische und Anorganische Chemie, Physikal. Chemie, Elektrochemie, Technische Chemie, Chemie in ihrer Anwendung auf Künste und Gewerbe, Photochemie, Metallurgie, Bergbau):

Herr Professor Dr. **B. Neumann**, Techn. Hochschule, Breslau;

Technik (Wasser-, Straßen- und Brückenbau, Maschinen- und Elektrotechnik, Schiffsbau, mechanische, physikalische und wirtschaftliche Probleme der Technik):

Herr Professor Dr.-Ing. E. h. **Fritz Emde**, Techn. Hochschule, Stuttgart.

Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

Heft 18. Dr. Erich Hupka: *Die Interferenz der Röntgenstrahlen.*

Heft 19. Prof. Dr. Robert Kremann: *Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen.* Mit 20 Abbildungen. M. 2,50.

Heft 20. Dr. Erik Liebreich: *Rost und Rostschutz.* Mit 22 Abbild. M. 3,25.

Heft 21. Prof. Dr. Bruno Glatzel: *Elektrische Methoden der Momentphotographie.* Mit dem Bild des Verfassers und 51 Abbildungen. M. 4,—.

Heft 22. Prof. Dr. med. et phil. Carl Oppenheimer: *Stoffwechselfermente.* M. 2,50.

Heft 23. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane.* 3. gänzlich umgearb. Auflage, erschien als Bd. 66 unserer Sammlung „Die Wissenschaft“.

Heft 24. Dr. W. Fahrion: *Die Härtung der Fette.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 5 Abbildungen. M. 6,—.

Heft 25. Prof. Dr. A. Wassmuth: *Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik.* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 4,—.

Heft 26. Dr. A. Lipschütz: *Zur allgemeinen Physiologie des Hungers.* Mit 39 Abbildungen. M. 3,—.

Heft 27. Prof. Dr. C. Doelter: *Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine.* Mit 2 Abbildungen. M. 3,—.

Heft 28. Dr. W. Fahrion: *Neuere Gerbemethoden und Gerbethorien.* M. 4,50.

Die schnellbewegten Elektronen

Stand und Entwicklung der heutigen
Kenntnis, mit besonderer Rücksicht auf
die Vorgänge beim radioaktiven Zerfall

Von

Dr. Franz Wolf

Danzig-Langfuhr



Mit 26 Abbildungen

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

Herausgeber dieses Heftes:
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. e. h. Karl Scheel, Berlin

ISBN 978-3-663-06125-0 ISBN 978-3-663-07038-2 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-663-07038-2

A l l e R e c h t e v o r b e h a l t e n

Vorwort.

In unseren Handbüchern über Radiologie ist die Entwicklung der Kenntnis von den schnellbewegten Elektronen nur bis zu einem verhältnismäßig frühen Zeitpunkt niedergelegt. Viel Interessantes ist seit dem Abschluß dieser Werke hinzugekommen, in vielem hat sich unsere Auffassung stark geändert. Was experimentelle Forschung und theoretische Überlegung seither zutage förderten, liegt in Einzelarbeiten zerstreut und ist dem Außenstehenden nur schwer zugänglich.

Es schien mir daher nicht unnütz, vor allem an Hand der experimentellen Ergebnisse und ihres historischen Werdegangs, ein zusammenhängendes Bild von unserer heutigen Vorstellung über diese interessanten Erscheinungen der Physik zu entwerfen. Vielfach gab sich Gelegenheit, auch auf die größeren grundlegenden Fragenkomplexe einzugehen, für die die Erforschung des Wesens der Elektronen nur einen Baustein bildet, und auf noch offene Probleme hinzuweisen, vor denen die Wissenschaft bis jetzt Halt machen mußte. Wenn ich durch Beschreibung der Forschungsmethoden und der wichtigsten theoretischen Gedankengänge dem Studierenden den Weg zum Verständnis moderner physikalischer Vorstellungen erleichtern und dem auf anderen Gebieten beheimateten denkenden Menschen einiges Interesse für unsere Erscheinungen wecken kann, so glaube ich das Hauptziel dieses Büchleins erreicht zu haben. Vielleicht darf ich auch hoffen — vor allem durch die ausführlichen Literaturangaben —, hier und da dem Fachmann einen Dienst zu leisten.

Bezüglich der äußeren Anordnung ist zu sagen, daß alle Abschnitte von Anfang bis zu Ende durchnumeriert sind. Es wird dadurch (oft einfach durch Angabe der Nummer in runden Klammern) ein leichteres Verweisen auf schon besprochene oder zukünftige Stellen ermöglicht. Zum Unterschied hiervon beziehen sich die in den Text eingestreuten Nummern in eckigen Klammern auf die Formeln. Diese tragen der leichteren Auffindbarkeit wegen, soweit sie von Wichtigkeit sind, selbst einfach die in eckige Klammern gesetzte Nummer ihres Abschnitts und werden nötigenfalls innerhalb der einzelnen Abschnitte noch durch Buchstaben a, b usw. unterschieden.

Danzig-Langfuhr, im September 1925.

Franz Wolf.

Inhaltsübersicht.

	Abschnitt Nr.
Einleitung: Erfahrungen und Probleme an Kathodenstrahlen der Entladungsröhre	1— 15
I. Von der Entdeckung der Radioaktivität bis zur Erkenntnis des Wesens der β-Strahlen	16— 26
II. Über die Masse des Elektrons und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit	27— 64
1. Erste Überlegungen über die Elektronenmasse	27— 31
2. Kaufmanns Nachweis der Massenveränderlichkeit	32— 36
3. Verschiedene Hypothesen über das Elektron	37— 42
4. Kaufmanns Versuch einer experimentellen Entscheidung zwischen ihnen	43— 45
5. Einfache Herleitung der gültigen Formeln	46— 52
6. Experimentelle Entscheidung durch Bucherer	53— 58
7. Verfeinerte e/m -Bestimmung durch Wolz	59
8. Erneute sorgfältige Bestätigung durch Neumanns Arbeit und durch Anwendungen	60— 63
9. Einige Formeln und Zahlenwerte	64
III. Über Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Materie	65— 114
1. Übersicht über die Erscheinungen, vor allem über die Absorption; Schwierigkeiten, Fehlerquellen	65— 76
2. Absorptionsuntersuchungen an schnellen Strahlen	77— 86
3. Über die Diffusion.	87— 99
4. Das Atombild auf Grund der Kathodenstrahluntersuchungen	100— 104
5. Von den sekundären Kathodenstrahlen	105— 114
IV. Über die Geschwindigkeit der von radioaktiven Stoffen ausgesandten β-Strahlen	115— 152
1. Erste Erfahrungen aus älteren Versuchen	115— 116
2. v. Baeyers Entdeckung der β -Strahlspektren	117— 124
3. Seine systematischen Untersuchungen an β -strahlenden Stoffen	125— 132
4. Die verfeinerte Methode von Danysz	133— 137
5. Die Arbeiten zur Untersuchung der Geschwindigkeitsverluste.	138— 144

— VI —

	Abschnitt Nr.
6. Ergebnisse der Danyszschen Untersuchungen am aktiven Niederschlag des Radiums	145—147
7. Weitere verfeinerte Messungen an RaB + C	148—150
8. Chadwicks widersprechende Arbeit.	151—152
V. Versuche zur Deutung der β-Strahlspektren	153—186
1. Rutherfords erste Erklärungsversuche	153—156
2. Einiges über die charakteristische Eigenstrahlung der Atome	157—165
3. Die Untersuchungen von Ellis	166—171
4. Die Untersuchungen von Meitner	172—184
5. Ungelöste Probleme	185—186
VI. Über die Abhängigkeit der Kräfte von der Geschwindigkeit	187—190
Literaturverzeichnis	S. 117
Alphabetisches Namen- u. Sachverzeichnis.	S. 122

Einleitung.

1. Mit dem Ende des vorigen Jahrhunderts setzte für die Physik eine Zeit ein, die in bis dahin ungekannt rascher Aufeinanderfolge eine unglaubliche Fülle von Entdeckungen grundlegendster Art zu Tage förderte und dadurch bald ein Bild über den Zusammenhang zwischen Elektrizität und Materie aufrollte, wie es sich noch kurz zuvor wohl niemand hätte träumen lassen. Der Hauptanstoß zu dieser Entwicklung geschah durch die Entdeckung frei bewegter Elektrizität in Form von geschleuderten Kathodenstrahlen, als es gelang, diese aus ihrem Erzeugungsraum heraustreten zu lassen und sie dadurch frei von allen störenden und fälschenden Nebenumständen eingehender Untersuchung zugänglich zu machen*).

2. Schon von 1820 ab hatte Faraday die Erscheinung der Entladungen im Innern luftverdünnter Röhren eingehend untersucht und zwischen positiver Säule, negativem Glimmlicht und dem zwischenliegenden Dunkelraum unterscheiden gelehrt. Doch dauerte es lange, bis W. Hittorf im Jahre 1869 den Vorgang selbst entdeckte²⁾, auf den alle Glimmerscheinungen als Folgen erst zurückzuführen sind, die Kathodenstrahlen, die sich durch das Gasleuchten hindurch von der Kathode aus geradlinig nach allen Seiten ausbreiteten, scharfe Schatten warfen und sich durch magnetische Einwirkung aus ihrer Bahn ablenken ließen. Hittorf schloß, daß sich die Strahlen verhielten wie elektrische Ströme, die aus der Umgebung in die Kathode hineinfließen. Zehn Jahre später wiederholte und erweiterte W. Crookes seine Versuche mit größeren Hilfsmitteln und brachte durch möglichst klare und einfache Behandlung der Erscheinungen, allerdings ohne sich auf Hittorf zu beziehen, zum erstenmal weiteren Kreisen Kenntnis vom Vorhandensein der Kathodenstrahlen, die er als geschleuderte, geladene Gas-

*) Wegen einzelner Literaturnachweise für die folgenden Abschnitte siehe vor allem Lenards Nobelvortrag „Über Kathodenstrahlen“ mit wertvollem historischem Anhang¹⁾.

moleküle auffaßte. Doch konnte das Wesen der Strahlen in Wirklichkeit nicht ergründet werden, solange man sie nicht frei von den Erzeugungsvorgängen beobachtete, sondern bei jedem neuen Versuch die Röhre öffnen und so die Bedingungen ändern mußte, unter denen sie entstehen. Deshalb kamen auch H. Hertz und A. Schuster bei ihren Untersuchungen zu entgegengesetzten Ergebnissen, indem der erste seine Beobachtungen unvereinbar mit der Annahme geschleuderter Gasmoleküle fand, während der andere tatsächlich solche nachweisen zu können glaubte.

3. Als jedoch auf Grund einer Beobachtung von Hertz, wonach die Kathodenstrahlen dünne Metallschichten zu durchsetzen vermögen, im Jahre 1892 es P. Lenard gelang, die Strahlen durch ein dünnes Aluminiumfenster hindurch aus der erzeugenden Röhre in die freie Luft oder einen gesonderten Beobachtungsraum treten zu lassen³⁾, eröffneten sich mit einem Schlage ungezählte Möglichkeiten zur eingehenden, störungsfreien Untersuchung aller ihrer Eigenschaften. Die erste auffallende Erscheinung, die Diffusion in Luft und anderen Gasen zeigte, daß man jedenfalls Vorgänge allerfeinster Art in den Strahlen vor sich hatte, da offenbar für sie die winzigen Körperchen, wie es die Gasmoleküle sind, ähnliche zerstreuende Hindernisse bilden, als für Licht etwa die 10000mal größeren Fettkügelchen, die dieses ablenken und rasch in diffusen Lauf übergehen lassen, wenn man beispielsweise seine Strahlen in hinreichend verdünnte Milch eintreten läßt. Andererseits pflanzten die Kathodenstrahlen sich in vollkommen evakuierten Räumen ungeschwächt und ohne Trübung über meterlange Strecken hin fort, und da weder das Aluminiumfenster beim Hindurchgang versehrt wurde, noch eine Ansammlung von irgendwelchen Gasmolekülen im Versuchsraum zu beobachten war, stand fest, daß es sich hier nicht um materielle Teilchen, sondern — wie beim Licht, das durch luftleere Räume geht — nur um Vorgänge im Äther handeln kann.

4. Wegen ihrer Feinheit war zu erwarten, daß man auch über die Atome, an denen sie sich stoßen, näheren Aufschluß erhalten würde. Die Untersuchung der Diffusion sowie auch der Absorption zeigten tatsächlich bald, daß verschiedene Stoffe sich Kathodenstrahlen gegenüber in nichts mehr unterscheiden als nur durch ihr Gewicht. Gleichgültig, ob ein Körper fest, flüssig oder gasförmig war, die Absorption fand in ihm einfach proportional seiner Masse statt, und ganz so ging es mit der Diffusion. Dies legte den früheren Schluß der mittelalterlichen Alchimisten aufs neue nahe, daß die materiellen Atome im Grunde stets aus demselben Urstoff bestehen,

den sie nur je nach ihrem Gewicht in verschiedener Menge enthalten, und eingehendes Studium des Zusammenwirkens von Atomen und Kathodenstrahlen mußte hier viel neues bringen.

5. Auch dem Wesen der Strahlen selbst kam man bald näher, indem man Hittorfs magnetische Ablenkung zusammen mit der Goldsteinschen „Deflexion“ durch elektrische Felder, die beide schon Hertz diesem selben Zwecke dienstbar zu machen gesucht hatte, in verfeinerter Anordnung auf die Kathodenstrahlen anwandte. Denn nach ihrem Verhalten gegenüber solchen magnetischen und elektrischen Kräften schienen sie aus geschleuderten, negativ geladenen Massen zu bestehen, und man mußte aus dem Grade der Ablenkungen auf ihre Geschwindigkeit und auf die von der Masseneinheit getragene, d. h. auf die „spezifische Ladung“ schließen können.

6. Wenn nämlich ein Teilchen von der Masse m und der Ladung e sich mit der Geschwindigkeit v durch ein homogenes Magnetfeld H bewegt, das senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 1 gerichtet ist, so wirkt auf es, wie auf ein Stromelement nach den Gesetzen der Elektrodynamik, eine Kraft K senkrecht zur Bewegungs- und Feldrichtung (also auf M zu in Abb. 1), die gegeben ist durch:

$$K = H e v.$$

Eine Masse mit konstanter Geschwindigkeit, die einer stets senkrecht zur Bewegungsrichtung wirkenden, konstanten Kraft K unterworfen ist, beschreibt aber nach den Regeln der Mechanik eine Kreisbahn, deren Radius ϱ sich so einstellt, daß die ablenkende Kraft K der bei der Kreisbewegung auftretenden Fliehkraft F gerade das Gleichgewicht hält. Diese ist gegeben durch:

$$F = \frac{m v^2}{\varrho}.$$

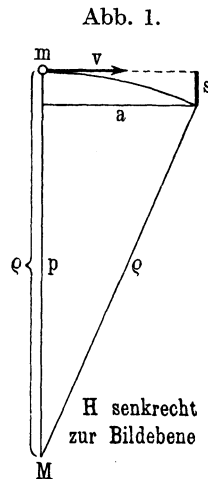
Es muß also sein:

$$H e v = \frac{m v^2}{\varrho},$$

oder

$$H \varrho = \frac{m v}{e}. \quad [6]$$

7. In dem Falle, daß die Richtungen des Feldes und der Bewegung einen von 90° verschiedenen Winkel α miteinander bilden,



läßt sich die Geschwindigkeit v des geladenen Teilchens zerlegen in die Komponenten $v \sin \alpha$ senkrecht zur Feldrichtung und $v \cos \alpha$ parallel zu ihr. Die senkrechte Komponente erfährt eine Ablenkung, sodaß die Kreisbewegung:

$$H \varrho = \frac{mv}{e} \cdot \sin \alpha \quad [7]$$

entsteht, während die andere vom Felde unbeeinflusst bleibt. Es ergibt sich also eine Schraubenlinie auf dem Kreiszyylinder, dessen Querschnitt durch die Gleichung [7] festgelegt ist.

8. Die Ablenkung s , die das Teilchen im einfachsten Falle ebener Bewegung längs des Weges a (Abb. 1) aus seiner ursprünglichen Bahn erfährt, erhält man leicht:

$$s = \varrho - p = \varrho - \varrho \sqrt{1 - \frac{a^2}{\varrho^2}} = \varrho - \varrho \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{a}{\varrho} \right)^2 - \dots \right],$$

also, solange a klein bleibt gegenüber ϱ , wird mit Hilfe von [6] einfach:

$$s = \frac{a^2}{2\varrho} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H a^2}{v}. \quad [8]$$

Man hat also unter der Voraussetzung, daß es sich tatsächlich um geladene Teilchen handelt, die Möglichkeit, aus der beispielsweise mit Hilfe eines Leuchtschirms beobachteten magnetischen Ablenkung s des Kathodenstrahls auf die Größen v und e/m zu schließen.

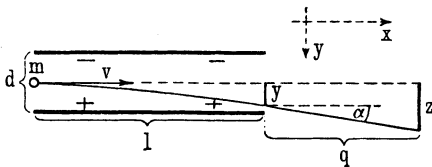
9. Zu ihrer eindeutigen Festlegung gehört freilich noch eine zweite Beziehung, und diese liefert die Ablenkung in einem quer zum Strahl gerichteten elektrischen Felde (Abb. 2). Zwischen den auf die Potentialdifferenz P gebrachten Platten eines Kondensators verhält sich ein mit der Geschwindigkeit v diesen durchfliegendes Teilchen der Masse m und der Ladung e genau wie ein horizontal geworfener Stein unter dem Einfluß der Erdschwere. Es unterliegt einer beschleunigenden Kraft:

$$\frac{P}{d} \cdot e = m b,$$

wonach die Beschleunigung

$$b = \frac{e}{m} \frac{P}{d}$$

Abb. 2.



zum Strahl gerichteten elektrischen Felde (Abb. 2). Zwischen den auf die Potentialdifferenz P gebrachten Platten eines Kondensators verhält sich ein mit der Geschwindigkeit v diesen durchfliegendes Teilchen der Masse m und der Ladung e genau wie ein horizontal geworfener Stein unter dem Einfluß der Erdschwere. Es unterliegt einer beschleunigenden Kraft:

wird. Die Zeit, die zum Durchfliegen des Kondensators gebraucht wird, ist

$$t = \frac{l}{v}.$$

Demnach ergibt sich als Fallweg, d. h. als Ablenkung aus der ursprünglichen Bahn am Kondensatorende:

$$y = \frac{1}{2} b t^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{P l^2}{d v^2}.$$

Falls der Schirm, auf dem die Strahlen beobachtet werden, sich in einer gewissen Entfernung q vom Kondensator befindet, wie dies ja praktisch immer sein muß, so findet man für die dortige Ablenkung:

$$z = y + q \operatorname{tg} \alpha,$$

wo

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{b t}{v} = \frac{e}{m} \frac{P l}{d v^2}$$

ist, also:

$$z = \frac{e}{m} \frac{P l}{d v^2} \left[\frac{l}{2} + q \right]. \quad [9]$$

Beobachtet man also außer der magnetischen Ablenkung s auch eine elektrische z , so ermöglichen die Beziehungen [8] und [9] mit Hilfe der verschiedenen, durch die Anordnung gegebenen Konstanten die Berechnung der Geschwindigkeit v und der spezifischen Ladung e/m der gedachten, bewegten Teilchen.

10. Derartige Ablenkungsversuche verschiedener Forscher ergaben für v den erstaunlichen Wert von etwa $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit*), und e/m wurde über 1000 mal so groß gefunden als beim Wasserstoffion der Elektrolyse, das der kleinste bis dahin bekannte materielle Elektrizitätsträger war. Es konnte sich also bei den Strahlen nur entweder um Atome handeln mit 1000 mal so großer Ladung, als man sie bei der Elektrolyse fand, oder es waren Gebilde mit derselben negativen Elementarladung wie beim Wasserstoffion, deren Trägheit aber unvergleichlich viel geringer war als die aller materiellen Körper. Die Möglichkeit geladener Atome hatten einwandfreie Versuche schon genügend widerlegt. Daher blieb nur die zweite Annahme übrig, daß man in den Kathodenstrahlen etwas ganz neues vor sich hatte, reine Elektrizität frei von Materie, elektrische Ladungen nur im Äther, die sich bewegen wie träge Massen. Zum ersten Male zeigte sich greifbar, worauf schon die Elektrolyse und der Zeemaneffekt hinwies, daß die negative Elektrizität, wo sie

*) Im folgenden sei gelegentlich kurz Lichtgeschwindigkeit = Lg.

auch auftritt, sich atomistisch zusammensetzt aus einzelnen Elementarquanten, „Elektronen“, wie man sie bald nannte, und alle späteren Erfahrungen haben diese Auffassung nur immer bestätigt.

11. Was war nun aber unter der beobachteten Masse dieser Elementarquanten zu verstehen? Sollte man die Elektrizität auffassen als einen wirklichen Stoff, der mit Trägheit und Gewicht begabt ist wie alle materiellen Körper, oder handelte es sich in diesem Widerstreben der Elektronen gegen den Einfluß äußerer Feldkräfte nur um eine Wirkung der bewegten Elektrizität ähnlich der, wie man sie bei den Erscheinungen der Induktion beobachtete? In diesem letzten Falle mußte die Masse bei verschiedener Geschwindigkeit der bewegten Teilchen verschieden groß beobachtet werden, das sagten schon allgemeine theoretische Überlegungen älterer Forscher. Man mußte also suchen, die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zu ändern, und es erschien als eine wertvolle Entdeckung, als man bemerkte, daß dies durch Variieren der Erzeugungsspannung im Entladungsrohr geschehen konnte. Doch zeigte sich hier bald eine enge Beschränkung. Zu langsame Strahlen konnten das Aluminiumfenster nicht mehr durchsetzen, sondern wurden absorbiert, und die zur Erzeugung schnellster Bewegungen nötigen Entladungsspannungen waren so groß, daß ihnen das Glas der Röhren nicht mehr standhielt. Wesentlich über $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit war mit den Mitteln der gewöhnlichen Entladungsröhre nicht hinauszukommen, und dies war noch zu wenig, um dem Wesen der Masse erfolgreich auf die Spur zu gehen.

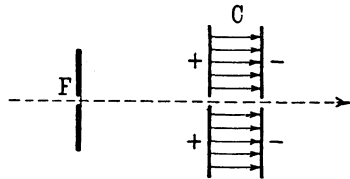
12. Hingegen zeigten die ersten Änderungen der Geschwindigkeit, daß auch Absorption und Diffusion deutlich mit dieser zusammenhängen. Je langsamer die Elektronen flogen, um so merklichere Hindernisse wurden die Atome für sie. Was mußte sich da wohl erst zeigen, wenn es gelang, ganz langsame oder andererseits noch schnellere Strahlen auf sie wirken zu lassen, als man bis dahin zu erzeugen vermochte? Sicherlich konnte man so tiefen Einblick gewinnen in das Wesen des einzelnen Atoms, von dem man bis dahin so gut wie gar nichts wußte. Denn alle Erfahrung über die Atome war bisher stets nur aus ihrem durchschnittlichen Verhalten in der großen Menge in der Materie geschöpft.

13. Bald suchte man auch zu prüfen, ob Elektronen sich in ihrer Bahn beschleunigen oder verzögern lassen wie andere Körper, wenn man in der Bewegungsrichtung selbst Kräfte auf sie einwirken läßt. Dieser Versuch gelang Des Coudres⁴⁾, indem er den

vor dem Aluminiumfenster in freier Luft zur Beobachtung aufgestellten Leuchtschirm abwechselnd negativ und positiv auflud. Das eine Mal wurden die Elektronen so sehr auf ihrer Bahn verzögert, daß die meisten unterwegs stecken blieben, und nur noch wenige auf den Schirm wirken konnten. Im andren Falle beschleunigte sie das elektrische Feld, und sie gelangten in großer Anzahl zum Schirm, sodaß er hell aufleuchtete.

14. Weiter ging in seinen Überlegungen Lenard, der unabhängig hiervon ähnliche, aber quantitative Versuche anstellte⁵). Ein Kathodenstrahl wurde nach Austreten aus dem Aluminiumfenster *F* (Abb. 3) in einer evakuierten Röhre durch das elektrische Feld des Kondensators *C* parallel derKraftrichtung hindurchgeschickt, indem er durch Bohrungen in den Platten senkrecht zu diesen ein- und austrat, um nachher durch besondere elektrische und magnetische Ablenkung auf seine Geschwindigkeit untersucht zu werden. Durch Anlegen verschiedener Spannungen an den Kondensator mußten die Teilchen nach dem gewöhnlichen Galileischen Gesetz:

Abb. 3.



$$\text{Kraft} = \text{Masse} \times \text{Beschleunigung}$$

verzögert oder beschleunigt werden je nach Größe und Richtungssinn der Kraft. Es war nun von höchstem Interesse, quantitativ zu untersuchen, ob dieses Gesetz auch für so große Geschwindigkeiten gilt, wie die Kathodenstrahlen sie besitzen, oder ob sich nicht vielmehr mit steigender Geschwindigkeit ein Mangel an Beschleunigung bemerkbar macht, indem die Kräfte an so schnell bewegten Körpern nicht mehr in ihrer ganzen Größe anzugreifen imstande sind. Jedoch reichten offenbar auch hier wie bei den anderen angedeuteten Fragen die mit der Entladungsröhre erzielbaren Geschwindigkeiten nicht aus, um eine solche Abweichung festzustellen. Das Galileische Gesetz wurde vielmehr in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich gut erfüllt, was nur ein erneuter Beweis für die richtige Auffassung vom Wesen der Kathodenstrahlen gelten konnte.

15. Man kam in allen diesen Problemen nicht weiter, ehe es gelang, nach beiden Seiten hin den Bereich der verfügbaren Geschwindigkeiten zu erweitern. Dies wurde sehr bald auf ganz neuen Wegen erreicht. Einerseits ließ sich die durch beleuchtete Metall-

platten in Luft erregte Leitfähigkeit dadurch erklären, daß auch Licht aus Metallen sehr langsame Kathodenstrahlen ausschleudert, was wir heute als lichtelektrische Wirkung kennen, und diese Strahlen konnte man durch elektrische Felder beschleunigen, ähnlich wie bei dem oben besprochenen Versuch, und ihnen so jede erwünschte Geschwindigkeit bis zu denen der Entladungsröhre künstlich erteilen. Nach der anderen Richtung schnellster Bewegungen hin aber kam unerwartete Hilfe von der Seite der Radioaktivität, als man entdeckte, daß ein Teil der von solchen Stoffen ausgehenden Strahlen, die β -Strahlen, nichts anderes seien als Elektronen in schneller Bewegung. Wie mit ihrer Hilfe bei Verfolgung der aufgerollten Probleme neue weite Ausblicke auf das Wesen der Materie und der Elektrizität gewonnen wurden, sollen die folgenden Ausführungen im einzelnen zeigen.

I. Von der Entdeckung der Radioaktivität bis zur Erkenntnis des Wesens der β -Strahlen.

16. Mit dem Bekanntwerden der Kathodenstrahlen und der noch unverstandenen Röntgenschen Hochfrequenzstrahlung begann bald an vielen Stellen ein mehr oberflächliches, hastiges Suchen nach neuen und neuen Strahlen. Man vermutete einen Zusammenhang zwischen den an den Röhren auftretenden Fluoreszenzerscheinungen und den gefundenen Strahlungen. Daher wurden alle möglichen fluoreszierenden und phosphoreszierenden Körper aufs eifrigste untersucht, und häufig glaubte man tatsächlich, an der Schwärzung einer photographischen Platte die Wirkungen neu entdeckter Strahlen gefunden zu haben. Jedoch war das, wie man bald fand, meist Täuschung infolge ungenügender Vorsicht. Denn lichtempfindliche Platten können auch durch Druck, durch aus Metallen abgegebenes Wasserstoffsperoxyd und viele andere Einflüsse geschwärzt werden.

17. Allein die Strahlen, die H. Becquerel 1896 bei Untersuchung phosphoreszierender Salze des Urans fand, hielten auch sorgfältiger Prüfung stand*). Selbst durch luftdichte Wände von gehöriger Dicke, die also einen chemischen Einfluß ausschlossen, hindurch schwärzten seine Körper, die vorher dem Lichte ausgesetzt wurden, die Platte. Bald zeigte sich, nicht nur die phosphoreszierenden, sondern merkwürdigerweise überhaupt alle Ver-

*) Mehrere Aufsätze in C. R. 122, 1896. Einige weitere Literaturangaben für die nächsten Abschnitte findet man in 6) und 7).

bindungen des Urans, ja das Metall allein, übten die schwärzende Wirkung aus, und selbst dann, wenn sie überhaupt nicht dem Lichte ausgesetzt waren, sondern vielmehr tagelang vorher dunkel lagen. Es war kein Zweifel: Man hatte es hier wirklich mit einer ganz neuen Strahlung zu tun, die nicht mit der Phosphoreszenz zusammenhing, die offenbar vom Uran selbst ausging. Becquerel hatte die Radioaktivität entdeckt. Woher die Strahlung ihre Energie nahm, war vollkommen rätselhaft. Denn die Substanzen behielten ihre strahlende Fähigkeit in ungeschwächtem Maße, auch ohne daß ihnen Licht zugeführt wurde, über Monate und Jahre hinweg. Neben Becquerel selbst zeigten dies P. und S. Curie. Sie benutzten statt der Schwärzung der Platte zum Nachweis der Strahlung deren Fähigkeit, die Luft leitend zu machen. Unter Einwirkung der Strahlen wurden zwischen den Elektroden eines Kondensators Elektrizitätsträger gebildet, deren Menge dadurch bestimmbar ist, daß man den zwischen den aufgeladenen Elektroden durch die Träger bewirkten Sättigungsstrom mißt.

18. Bei solchen quantitativen Messungen fiel es den Curies auf, daß gewisse Substanzen eine größere Aktivität zeigten, als nach ihrem Urangehalt zu erwarten war. Es schien, als enthielten sie außer Uran noch irgend einen anderen strahlenden Körper. Diesen durch chemische Analyse von den übrigen Stoffen zu trennen, erwies sich wegen seiner äußerst geringen Menge als unmöglich. Jedoch mochte es gelingen, ihn dadurch mehr und mehr zu isolieren, daß man sich allein der starken Aktivität als Führerin bei der Zerlegung bediente. Die Curies versuchten dies zusammen mit Bémont, und es gelang ihnen tatsächlich, auf diesem eigenartigen Wege nicht nur einen, sondern zwei neue radioaktive Körper aufzufinden, das Radium und das Polonium. Die Strahlen des Radiums und der in seinem Salze enthaltenen Zerfallsprodukte erwiesen sich als unvergleichlich viel intensiver als die der bis dahin bekannten Körper. Sogar auf dem Leuchtschirm erregten sie lebhafte Fluoreszenz. Daher war gerade diese Entdeckung von besonderer Wichtigkeit für die rasch folgende Erforschung des Wesens der Strahlen aller radioaktiven Körper.

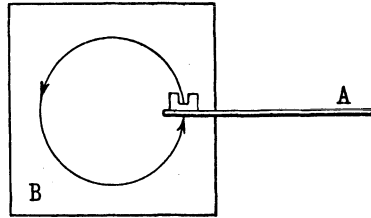
19. Zunächst suchte Becquerel nach Ähnlichkeiten mit dem gewöhnlichen Licht. Es gelang ihm auch, die geradlinige Ausbreitung der radiaktiven Strahlung nachzuweisen. Körper, die für diese undurchlässig waren, entwarfen, wenn nur die Strahlenquelle genügend klein gewählt war, scharfe Schatten auf der dahinter aufgestellten photographischen Platte oder einem Leuchtschirm. Ein

Spalt in undurchlässiger Wand bildete sich auf der Platte als scharfer Streifen ab. Auch Reflexion, Brechung und Polarisation der Strahlen wollte Becquerel bemerkt haben, was jedoch bald durch sorgfältige Versuche mit Hohlspiegeln, Prismen und Turmalinen von E. Rutherford widerlegt wurde. Das war ein grundlegender Unterschied gegenüber dem Licht. Merkwürdig schien auch, daß die Strahlen verschiedener Substanzen in ganz verschiedenem Maße fähig waren, die ihnen in den Weg gestellten Schirme zu durchdringen. So wird die Strahlung des Urans viel leichter absorbiert als die des Thoriums. Radiumsalz sendet Strahlen aus, die nach Durchgang durch 20 mm Blei kaum geschwächt sind, während man die Poloniumstrahlen schon mit einem Blatt Papier völlig abfangen kann. Es mußte sich also um wesentlich verschiedene Strahlen bei den einzelnen radioaktiven Produkten handeln.

20. Der wichtigste Schritt zu ihrer Erkenntnis, vor allem zur Untersuchung der von uns behandelten β -Strahlen war die Entdeckung, daß sich die Strahlen zum Teil durch ein Magnetfeld beeinflussen lassen. J. Elster und H. Geitel bemerkten 1899, daß die durch die Becquerelstrahlen in einem Gase erzeugte Leitfähigkeit durch magnetische Kräfte geändert werde⁸⁾. Sie vermuteten schon, die von ihrer Substanz ausgehenden Strahlen könnten durch den Magnet abgelenkt worden sein, und suchten dies nachzuweisen, indem sie den Strahlengang mit und ohne Magnetfeld mittels eines Leuchtschirms untersuchten. Jedoch zeigte sich merkwürdigerweise kein Einfluß des Feldes. Der Phosphoreszenzpunkt blieb immer an derselben Stelle des Schirmes. Offenbar täuschten hier die nicht abgelenkten α - und γ -Strahlen. Einige Monate später gelang es als erstem F. Giesel in Braunschweig⁹⁾, eine Ablenkung mit dem Leuchtschirm und durch photographische Aufnahmen einwandfrei nachzuweisen. St. Meyer und R. v. Schweidler bestätigten bald¹⁰⁾ die Versuche von Elster und Geitel und konnten außerdem die Bahn der im Magnetfeld abgelenkten Strahlen mittels Leuchtschirmes genauer untersuchen. Sie machten bereits auf die Analogie zum Verhalten der Kathodenstrahlen aufmerksam. Gleichzeitig begann auch Becquerel, die Ablenkungen zu untersuchen, und zwar auf photographischem Wege. Er bemerkte bald, daß nur ein Teil der Strahlungen ablenkbar war. Z. B. gerade alle Poloniumstrahlen, die schon durch ihr geringes Durchdringungsvermögen aufgefallen waren, schienen vom Magnetfeld unbeeinflußt zu bleiben. Es sind dies, wie sich erst viel später zeigte, α -Strahlen, die nur sehr wenig abgelenkt werden.

21. Becquerel verwandte für seine Untersuchungen¹¹⁾ folgendes Verfahren (Abb. 4): Eine photographische Platte *A* wurde mit der Schicht nach unten in einem homogenen Magnetfeld angebracht, dessen Kraftlinien senkrecht zur Ebene unserer Abbildung gerichtet waren. Darüber kam, möglichst nahe dem Plattenrand in einem engen Bleiklötzchen eingelassen, das aktive Radiumpräparat zu stehen. Die vertikal nach oben austretenden Strahlen wurden nun vom Felde derart abgelenkt, daß sie auf geschlossenen Bahnen bis auf die Schicht der Platte unterhalb des Präparats gelangten und dort einen schwarzen Fleck erzeugten. Die Form der Bahnen

Abb. 4.

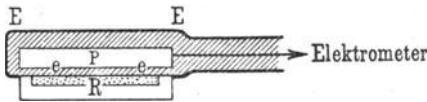


konnte selbst sehr schön dadurch nachgewiesen werden, daß man eine photographische Platte in der Stellung *B* anbrachte, sodaß die Strahlen streifend auf die Schicht fielen: Es entstanden Kreise. Da also das ganze Verhalten der abgelenkten Strahlen, auch dem Sinne der Ablenkung nach, mit dem der Kathodenstrahlen übereinstimmte, lag es nahe, quantitative Vergleiche zu ziehen. Trotz ziemlicher Verwaschenheit der Aufnahmen konnte Becquerel annähernd einen mittleren Radius ϱ der von den Strahlen durchlaufenen Kreise bestimmen. Es ergab sich zusammen mit der verwandten Feldstärke H für das Produkt $H\varrho$ der ungefähre Wert von $1500 \text{ Gauß} \times \text{cm}$, der mit den bei Kathodenstrahlenuntersuchungen gefundenen Zahlen der Größenordnung nach übereinstimmt. Wegen Gleichung [6] war damit gezeigt, daß die Radiumstrahlen, falls sie etwas ähnliches wären wie die Kathodenstrahlen, mit diesen im Werte von $\frac{mv}{e}$ angenähert übereinstimmen.

22. Über die Größen v und e/m selbst ließ sich freilich noch nichts aussagen. Es mußte erst versucht werden, analog wie bei Kathodenstrahlen auch hier Ablenkungen in einem quergerichteten elektrischen Felde auszuführen. Daß solche möglich seien, machten die neuesten Beobachtungen von P. und S. Curie wahrscheinlich. Diesen gelang es nämlich, zu zeigen¹²⁾, daß die durch den Magnet ablenkbaren Strahlen des Radiums negative Elektrizität mit sich führen und außerdem imstande sind, diese beim Durchgang durch Metall- und Isolatorschichten festzuhalten. Um die entladende Wirkung leitend gemachter Luft auszuschalten, wurden alle Teile unter Luftabschluß

vollkommen in isolierendes Material eingebettet, wie in Abb. 5. R bedeutet das in einer Bleischale befindliche Radiumpräparat, ihm gegenüber liegt die mit dem Elektrometer verbundene Platte P , die vollkommen von Ebonit umgeben ist. Das ganze befindet sich in einem geerdeten Metallgehäuse E , das zwischen Präparat und Platte eine nur 0,01 mm dicke Aluminiumwand besitzt. Diese sollte

Abb. 5.

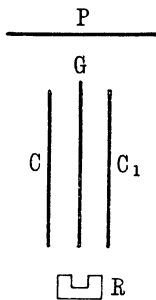


verhindern, daß die fast unablenkbare α -Strahlung, deren geringe Durchdringungsfähigkeit man auch beim Radium schon kennengelernt hatte, mit auf

das Elektrometer wirkt. Die ablenkbaren Strahlen durchdrangen, ohne ihre Ladung zu verlieren, diese Folie und die noch folgende Ebonitschicht e von 0,3 mm Dicke und luden die Platte P negativ auf. Sie stimmten also auch in dieser Hinsicht mit den Kathodenstrahlen überein. Daß die noch unerkannte γ -Strahlung mit hindurchging, störte den Versuch im Wesen nicht.

23. Daraufhin versuchte Becquerel alsbald, die Strahlen auch der Wirkung eines quer zur Strahlrichtung liegenden elektrischen Feldes zu unterwerfen¹³⁾. Er ließ die Strahlen des Präparats R

Abb. 6.



(Abb. 6) zwischen den Platten CC_1 eines Kondensators hindurch auf die photographische Platte P wirken. Die zu CC_1 parallele Glimmerplatte G entwarf dabei auf P als Schatten einen scharfen Strich, wenn kein elektrisches Feld wirkte. Wurde aber Spannung angelegt, so beschrieben die Strahlen tatsächlich in der erwarteten Richtung krumme Bahnen, und der Schatten von G wurde stark verbreitert. Es war freilich nicht leicht, aus dieser Verbreiterung auf die Größe der Ablenkung zu schließen. Außerdem wurde bei diesen Aufnahmen die Unschärfe ebenso schlimm und

störend als früher bei den Magnetfeldversuchen. Dies kommt einmal von der schlecht definierten Richtung der Strahlen, dann aber auch daher, daß das Bündel sich offenbar aus ungleich ablenkbaren Strahlen zusammensetzt, also falls es sich um Kathodenstrahlen handelte, aus Teilchen verschiedener Geschwindigkeit. Wollte man daher überhaupt richtige Werte v und e/m aus dem elektrischen und magnetischen Versuch berechnen, so durfte man von zwei solchen Aufnahmen nur diejenigen Ab-

lenkungen zusammennehmen, die streng von derselben Strahlenart hervorgerufen waren.

24. Solche suchte Becquerel auf folgende Weise ausfindig zu machen: Er wiederholte seine Aufnahmen im elektrischen und im Magnetfeld, indem er jetzt in den Strahlengang in beiden Fällen eine gleiche absorbierende Aluminiumschicht einfügte. Dadurch wurden jeweils die am stärksten abgelenkten Strahlen aufgehalten, und es war anzunehmen, daß diejenigen Strahlen, die eben noch die Schicht zu durchdringen vermochten, auf beiden Aufnahmen dieselben seien. Aus solchen zusammengehörigen Ablenkungen berechnete er mittels der Beziehungen [6] und [9] als ungefähre Mittelwerte:

$$v = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} = 0,53 \text{ Lg.}; \quad \frac{e}{m} = 10^7 \text{ elmag. Einh.},$$

die mit den für Kathodenstrahlen gefundenen Zahlen der Größenordnung nach übereinstimmen. Es war jedoch zu sehen, daß die Geschwindigkeit eines großen Teiles der aufgenommenen Strahlen die der Kathodenstrahlen wesentlich überstieg und sich schon der Lichtgeschwindigkeit näherte.

25. Zur selben Zeit gelang unabhängig davon E. Dorn in Halle der Nachweis der elektrischen Ablenkbarkeit radioaktiver Strahlen¹⁴⁾ mit fast derselben einfachen Anordnung wie der Becquerels. Er verwandte nur statt photographischer Platten einen Leuchtschirm. Auch aus seinen Ergebnissen geht unzweifelhaft hervor, daß es sich um bedeutend größere Geschwindigkeiten handelt als bei Kathodenstrahlen.

26. Mit diesen Arbeiten Becquerels, der Curies und Dorns trat das Wesen des im Magnetfeld stark ablenkbaren Teiles der radioaktiven Strahlen klar hervor. Während die α - und γ -Strahlen erst viel später erklärt wurden, erkannte man in den β -Strahlen, wie sie nach Rutherford's Bezeichnung heute allgemein heißen, einfach Kathodenstrahlen. Denn sie stimmen mit diesen in der magnetischen und elektrischen Ablenkbarkeit und in ihrer negativen Ladung, die sie durch materielle Schichten hindurch zu befördern imstande sind, also in allen charakteristischen Merkmalen vollkommen überein. Jedoch zeichnen sie sich vor den bisher bekannten Kathodenstrahlen durch ihre ungeheuerere Geschwindigkeit aus. Was man mit keiner Entladungsröhre bis dahin vermochte, das leisten die radioaktiven Substanzen ganz von selbst: Sie schleudern Elektronen aus, die sich zum Teil fast mit voller Lichtgeschwindig-

keit bewegen. Nun hatte man mit einem Male die Mittel in der Hand, das Wesen der Elektronenmasse zu ergründen, die Dynamik schnellster Bewegung zu studieren und die Erfahrungen über den Aufbau der Materie zu erweitern.

II. Über die Masse des Elektrons und ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

27. Der Gedanke Maxwells, der die hemmenden Wirkungen der Selbstinduktion bei elektrischen Strömen mit der kinetischen Energie bewegter träger Massen verglich, führte im Jahre 1881 J. J. Thomson zu dem Satze*), auch ein elektrisch geladener, bewegter Körper müsse infolge des Magnetfeldes, das er um sich her erzeugt, eine andere lebendige Kraft zeigen als in ungeladenem Zustand, d. h. er müsse sich äußeren Kräften gegenüber verhalten, als sei seine Masse um einen gewissen Betrag vergrößert. Man kann sich dies auf folgende Weise klar machen: Ein Körper mit der Ladung e , der sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, erzeugt ein Magnetfeld um sich, dessen Stärke in einem Punkte P nach dem Biot-Savartschen Gesetz gegeben ist durch

$$H = \frac{ev \sin \alpha}{r^2}, \quad [27 a]$$

wenn r den Abstand des Punktes P vom geladenen Körper und α den Winkel bedeutet, den r mit der Bewegungsrichtung bildet. Andererseits ist die Energie, die durch ein Magnetfeld von der Stärke H in einem Volumenelement $d\omega$ des leeren Raumes aufgehäuft wird, gleich $\frac{H^2}{8\pi} d\omega$. Betrachtet man den geladenen Körper als Kugel mit dem Radius a , so erhält man die gesamte magnetische Energie des Feldes, das er bei seiner Bewegung um sich her erzeugt,

durch das Integral $\int_a^\infty \frac{H^2}{8\pi} d\omega$, woraus man mit Benutzung von [27 a] berechnet:

$$\int_a^\infty \frac{H^2}{8\pi} d\omega = \frac{e^2}{3a} v^2. \quad [27 b]$$

*) Phil. Mag. 11, 229, 1881; vgl. hierzu auch ¹⁵⁾.

Zusammen mit ihrer gewöhnlichen kinetischen Energie $\frac{1}{2} m v^2$ (m Masse) besitzt also unsere bewegte Kugel wegen des Magnetfeldes die Gesamtenergie:

$$\frac{1}{2} m v^2 + \frac{e^2}{3a} \cdot v^2, \text{ oder anders geschrieben } \frac{1}{2} \left(m + \frac{2e^2}{3a} \right) v^2.$$

Sie muß sich also bewegen wie ein Körper mit der größeren Masse $m + \frac{2e^2}{3a}$. Die scheinbare Massenzunahme $\frac{2e^2}{3a}$, die rein elektromagnetischen Ursprungs ist, gilt aber in dieser Größe nur dann, wenn das die Kugel umgebende Feld keine besonderen Eigenschaften aufweist, für die die Formel [27a] nicht mehr gelten würde.

28. Nun hat um 1888 Heaviside*) Untersuchungen darüber angestellt, welche Form das elektromagnetische Feld geladener Körper annimmt, wenn ihre Geschwindigkeit der des Lichtes nahe kommt. Während sehr langsamer Bewegungen verlaufen ja z. B. von einer Kugel die elektrischen Kraftlinien, da sie sich verhalten wie gespannte Fäden, die sich gegenseitig drängen, nach allen Seiten hin gleichmäßig verteilt radial auseinander, die magnetischen bilden Kreise um die Flugbahn als Achse. Elektrische und magnetische Kraft sind so verteilt, daß die Feldstärke ringsum mit dem umgekehrten Quadrat der Entfernung vom Kugelmittelpunkt abnimmt. Anderes fand Heaviside bei Bewegungen, deren Geschwindigkeit von der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit wird. Zwar gehen auch dann noch die elektrischen Kraftlinien geradlinig von der Kugel aus, jedoch nicht gleichmäßig nach allen Richtungen, sondern sie häufen sich mehr und mehr gegen die Ebene hin, die auf der Bewegungsrichtung senkrecht steht. Da die magnetischen Kraftlinien immer durch Bewegung elektrischer erzeugt werden, so rücken auch sie gegen diese Äquatorebene der Kugel hin. Wir erhalten also um den Körper herum in der Äquatorebene eine Vergrößerung, in der Bewegungsrichtung dagegen eine Verminderung der elektromagnetischen Kraft. Sucht man die Orte, längs denen die Feldstärke den gleichen Betrag hat, so findet man Flächen wie abgeplattete Rotationsellipsoide mit der Kugel im Mittelpunkt, deren kurze Achsen in die Bewegungsrichtung fallen, und zwar werden die Ellipsoide immer flacher, je mehr die Geschwindigkeit wächst. Bei Lichtgeschwindigkeit selbst müßte das

*) Phil. Mag. 25, 26.

ganze elektrische und magnetische Feld völlig in die Äquatorebene der bewegten Kugel fallen.

29. Es läßt sich denken, daß zu derartigen Verzerrungen elektromagnetischer Felder aus ihrer durch die gewöhnlichen Eigenschaften der Kraftlinien bedingten natürlichen Form heraus abermals Energie erforderlich ist. Eine Kugel enthält also, wenn das sie umgebende Feld infolge der raschen Bewegung verzerrt ist, noch mehr Energie in diesem Felde aufgespeichert, als ihrer Geschwindigkeit v nach Formel [27 b] entspricht. Folge ist, daß der Ausdruck der scheinbaren Masse $\frac{2e^2}{3a}$ für große Geschwindigkeiten nicht erhalten bleiben kann. Vielmehr muß dieses Glied, das durch die im Magnetfeld aufgespeicherte Energie bedingt ist, mehr und mehr wachsen, je größer die Verzerrung des Feldes mit zunehmender Geschwindigkeit der bewegten Kugel ist. Mit anderen Worten, die durch die Energie des bewegten elektromagnetischen Feldes bewirkte scheinbare Masse muß eine Funktion der Geschwindigkeit sein und mit dieser wachsen. Ein sehr rasch bewegter geladener Körper muß jeder Bewegungsänderung eine größere Trägheit entgegensetzen, als wenn er nur langsam bewegt würde. Es war auch zu erwarten wegen der ungleichen Größe des elektromagnetischen Feldes in der Bewegungsrichtung und senkrecht dazu, daß diese Trägheit gegen Bewegungsänderungen in den beiden Richtungen verschieden groß ist, daß der Körper also einen anderen Widerstand bietet, wenn er tangential beschleunigt werden soll, als wenn durch eine Kraft quer zur Bewegung nur seine Richtung geändert wird. Man hatte deshalb zwischen einer longitudinalen scheinbaren Masse in der Bewegungsrichtung und einer transversalen senkrecht dazu zu unterscheiden.

30. Es war nun von höchstem Interesse, diese Hypothesen, die vor allem von Heaviside, dann auch von J. J. Thomson und G. F. C. Searle*) zum Teil in quantitative Form gebracht waren, mit der Wirklichkeit zu vergleichen. Die beste Gelegenheit dazu schienen die Kathodenstrahlen zu bieten, von denen man ja wußte, daß sie aus feinsten Teilchen bewegter negativer Elektrizität bestehen. Es war, wie wir sahen, nicht möglich gewesen, irgend einen materiellen Kern von Atomgröße an ihnen nachzuweisen, vielmehr mußten sie Vorgänge im Äther, freie geschleuderte Elektrizität, vielleicht gänzlich ohne Materie sein und besaßen nur eine Masse, die sich mehr als 1000mal so klein ergab als die der Wasserstoff-

*) Phil. Mag. 44.

atome. Dagegen war ihre Ladung von der gleichen Größe wie bei den H-Ionen der Elektrolyse, also ungeheuer groß für die winzige Masse, von der sie vielleicht getragen wurde. Da war es doch gut möglich, daß die durch das Magnetfeld der bewegten Ladung erzeugte scheinbare Masse sich von derselben Größenordnung zeigte wie eine möglicherweise vorhandene materielle, oder aber daß sie wenigstens, da sie doch mit der Geschwindigkeit wachsen mußte, durch genügende Steigerung der Geschwindigkeit neben der materiellen Masse nachweisbar wurde. Ja man vermutete sogar, überhaupt die ganze an den Elektronen der Kathodenstrahlen festgestellte Masse könnte nur Wirkung ihres elektromagnetischen Feldes, also nur scheinbare Masse sein, während wirkliche überhaupt nicht vorhanden wäre.

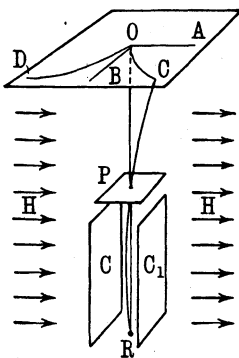
31. Demnach müßte die negative Elektrizität nicht als ein besonderer, mit Trägheit begabter Stoff, sondern nur als ein Zustand aufgefaßt werden, der sich bemerkbar macht allein durch die Wirkungen der elektromagnetischen Kraftfelder in der Umgebung. Man bliebe dann ganz im Einklang mit Maxwell, der es aufgegeben hatte, die Elektrizität selbst in Betracht zu ziehen, sondern sich nur mehr mit den der Beobachtung zugänglichen elektrischen Kräften im umgebenden Raume beschäftigte. Über alle diese Fragen konnte nur der Versuch entscheiden. Gelang es, eine Veränderlichkeit der Elektronenmasse mit der Geschwindigkeit nachzuweisen und das Gesetz festzustellen, nach dem diese Änderung stattfindet, so mußte es rechnerisch leicht gelingen, den Anteil der veränderlichen elektromagnetischen von der konstanten materiellen Masse des Elektrons zu trennen, bzw. festzustellen, ob überhaupt wägbare Masse vorhanden ist oder nicht.

32. Wir sahen auch schon, daß eine derartige Veränderlichkeit der Masse an gewöhnlichen Kathodenstrahlen nicht nachgewiesen wurde. Dies war dadurch erklärlich, daß die erreichbaren Geschwindigkeiten möglicherweise noch zu klein waren, um eine merkliche Massenzunahme zu bedingen. Da unternahm es im Jahre 1900 W. Kaufmann auf die neuesten Ergebnisse hin, die die Erforschung der β -Strahlen der Radiumsalze gebracht hatte, diese zur Prüfung der Fragen heranzuziehen. Im Prinzip ging er genau wie Becquerel einfach darauf aus, die Geschwindigkeit v und die spezifische Ladung e/m der schnell bewegten Teilchen zu bestimmen. Da e bekannt war, konnte man so die bei der Geschwindigkeit v wirksame Masse m berechnen. Freilich mußten die Messungen jetzt mit unvergleichlich viel größerer Genauigkeit angestellt werden als

früher, um überhaupt Schlüsse von solcher Feinheit und Tragweite zuzulassen, wie Kaufmann sie beabsichtigte.

33. Die wesentlichen Teile seiner Anordnung sind in Abb. 7 wiedergegeben. Als Strahlungsquelle wird ein sehr kleines Körnchen eines Radiumsalzes R verwendet, das seine β -Partikel zwischen den Platten CC_1 eines Kondensators hindurch auf eine Platinplatte P sendet. Diese läßt durch ein wenige Zehntelmillimeter weites Loch, wenn kein Feld wirkt, nur ein feines, geradliniges Strahlenbündel nach O auf eine photographische Platte gelangen, wo eine punktförmige Schwärzung hervorgerufen wird. Legt man jedoch mittels einer großen Akkumulatorenbatterie Spannung an CC_1 , so beschreiben die Elektronen innerhalb des Kondensators krumme Bahnen; können also nur schief zur Richtung RO bei P austreten.

Abb. 7.



Sie gelangen so, von da aus geradlinig weiterfliegend, jetzt an Stellen der Platte, die um so mehr von O beispielsweise gegen A verschoben sind, je stärker die Ablenkung auf ein Teilchen wirkte. Wir sahen aber bereits früher (24), daß die von radioaktiven Stoffen ausgehenden β -Strahlen sich aus ganz verschieden stark ablenkbaren Elektronen, also aus solchen aller möglicher Geschwindigkeiten zusammensetzen. Die Folge ist, daß die ohne Feld sämtlich nach O gelangenden Strahlen durch das Feld auf eine ganze Strecke OA auseinandergezogen werden.

Die langsamsten treffen nach A , die schnellsten nahe nach O . Läßt man statt des elektrischen ein Magnetfeld wirken, dessen Kraftlinien — parallel den elektrischen — die Richtung HH haben, so werden die Strahlen senkrecht zur Richtung OA jetzt gegen B hin abgelenkt und verursachen wieder genau wie oben infolge ihrer verschiedenen Geschwindigkeiten einen ganzen schwarzen Streifen OB . Wirken aber beide Felder zugleich, so werden die Elektronen gleichzeitig in den Richtungen OA und OB beeinflußt, erzeugen also eine gewisse dazwischenliegende Kurve OC .

34. Jedem Kurvenpunkt entspricht eine ganz bestimmte Geschwindigkeit des Strahles. Man kann auf der Platte ausmessen, wie weit dieser vom Magnetfeld und wie weit er durch das elektrische abgelenkt wurde. Magnetische und elektrische Ablenkung werden also gleichzeitig am selben Strahl bei derselben Aufnahme durch-

geführt, v und e/m sind damit sofort berechenbar, sobald man die in den Formeln auftretenden Apparatdimensionen und Feldstärken kennt, wozu natürlich äußerst sorgfältige Bestimmungen nötig sind. Um die Sicherheit der Ausmessung der Aufnahmen zu erhöhen, wurde in Wirklichkeit die Richtung des elektrischen Feldes nach Ablauf der einfachen Expositionszeit umgekehrt, sodaß auf der Platte eine zweite Kurve OD entstand. Man erhielt dann die elektrische Ablenkung genauer, wenn man den Abstand eines Kurvenpunktes von dem ihm entsprechenden Punkt auf der anderen Kurve halbierte. Was bei Becquerel ein großer Nachteil war und die genaue Messung dort überhaupt unmöglich machte, die Mannigfaltigkeit der ausgesandten Geschwindigkeiten, das wurde hier in einen Vorteil verwandelt. Man konnte an der aufgenommenen Kurve Punkt für Punkt ausmessen und sich so aus einem einzigen Versuch heraus gleichzeitig für alle möglichen überhaupt vorkommenden Geschwindigkeiten die zugehörigen Ablenkungswerte verschaffen. Aus einer einzigen Aufnahme war also schon e/m als Funktion von v bestimmbar.

35. Die ganze beschriebene Anordnung war nur so groß, daß die Strahlen einen Weg von etwa 4 cm durchliefen. Sie wurde in einem Glasgefäß untergebracht, das sich evakuieren ließ, um Störungen des elektrischen Feldes durch leitfähig gemachte Luft und zugleich Diffusion der Strahlen zu vermeiden. Das Glasgefäß befand sich zwischen den Polen eines großen Elektromagnets, der die magnetische Ablenkung besorgte.

36. Die ersten Aufnahmen Kaufmanns¹⁶⁾ zeigten, daß die Geschwindigkeit der schnellsten noch meßbaren Strahlen nur wenig hinter der Lichtgeschwindigkeit zurückbleibt, und e/m nahm in dem beobachteten Gebiet tatsächlich beträchtlich ab. Beispielsweise ergab sich

für $v = 2,36 \cdot 10^{10}$ cm/sec oder $\beta = 0,787$ Lg. der Wert

$$\frac{e}{m} = 1,31 \cdot 10^7 \text{ elmag. Einh.,}$$

für $v = 2,59 \cdot 10^{10}$ cm/sec oder $\beta = 0,864$ Lg. der Wert

$$\frac{e}{m} = 0,97 \cdot 10^7 \text{ elmag. Einh.,}$$

für $v = 2,83 \cdot 10^{10}$ cm/sec oder $\beta = 0,943$ Lg. der Wert

$$\frac{e}{m} = 0,63 \cdot 10^7 \text{ elmag. Einh.,}$$

wo zur Abkürzung wie auch oft in der Folge für den Quotienten:

$$\frac{\text{Geschwindigkeit des Elektrons}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}} = \frac{v}{c} = \beta$$

gesetzt ist. D. h., da e als konstant zu betrachten ist, daß die Masse tatsächlich mit der Geschwindigkeit wächst, daß also mindestens ein beträchtlicher Teil davon elektromagnetischer Natur sein muß. Kaufmann versuchte auch gleich, das Größenverhältnis der wirklichen zu derjenigen scheinbaren Masse zu berechnen, die sich aus seinen Versuchen nach einer Formel von Searle für langsamste Bewegungen herleiten ließ. Er fand, daß die scheinbare Masse dann von derselben Größenordnung sei wie die wirkliche, während sie bei großen Geschwindigkeiten diese sogar bedeutend übertreffe. Freilich waren derartige Berechnungen abhängig von den speziellen Annahmen, die Searle ursprünglich über das Elektron bei der Herleitung seiner Formeln gemacht hatte. Er stellte es sich als Kugel vor, auf deren Oberfläche die Ladung in unendlich dünner Schicht verteilt ist. Sicher konnten aber andere Annahmen über das Elektron zu anderen Formeln führen, die die wirkliche Masse gegenüber der scheinbaren womöglich ganz zum Verschwinden brachten. Es fehlte nur bisher an deren rechnerischer Durchführung.

37. In diesem Sinne unternahm es im Jahre 1902 M. Abraham^{17) 18)}, die ganzen Gesetze schneller Bewegungen, die bis jetzt auch für die Annahme der Oberflächenladung nur teilweise vorlagen, auf rein elektromagnetischer Grundlage, also ohne Annahme einer konstanten materiellen Masse, nach Maxwell'schen Vorstellungen für ein kugelförmiges Elektron im Zusammenhang herzuleiten, und zwar außer für den Fall, daß es seine Ladung nur auf der Oberfläche trägt, auch für ein solches mit gleichförmiger Volumenladung. Beide Formelsysteme zeigten sich als identisch bis auf den konstanten Faktor $6/5$, der im letzten Falle hinzutritt. Die Abhängigkeit der durch das elektromagnetische Feld bedingten Masse des Elektrons von der Geschwindigkeit kommt, wie wir erwarteten, zum Ausdruck durch zwei Gleichungen:

$$\begin{array}{l} \text{Die longitudinale Masse ist } m_s = m_0 \cdot \chi(\beta), \\ \text{die transversale } m_r = m_0 \cdot \psi(\beta), \end{array}$$

wenn m_0 den Grenzwert der elektromagnetischen Masse bei beliebig kleinen Geschwindigkeiten, die sogenannte „Ruhmasse“ bedeutet. Im Falle der Volumenladung ist diese $6/5$ mal so groß, als wenn man sich das Elektron nur in unendlich dünner Schicht auf der

Oberfläche geladen vorstellt. χ und ψ sind komplizierte Funktionen von β :

$$\chi(\beta) = \frac{3}{4} \frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{1}{\beta} \lg \frac{1+\beta}{1-\beta} + \frac{2}{1-\beta^2} \right\},$$

$$\psi(\beta) = \frac{3}{4} \frac{1}{\beta^2} \left\{ \frac{1+\beta^2}{2\beta} \lg \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1 \right\},$$

die leichter zu übersehen sind, wenn man sie in (für $\beta < 1$ konvergente) Reihen entwickelt. Damit wird sofort:

$$m_s = m_0 \left\{ 1 + \frac{6}{5} \beta^2 + \frac{9}{7} \beta^4 + \frac{12}{9} \beta^6 + \dots \right\},$$

$$m_r = m_0 \left\{ 1 + \frac{6}{3 \cdot 5} \beta^2 + \frac{9}{5 \cdot 7} \beta^4 + \frac{12}{7 \cdot 9} \beta^6 + \dots \right\} \quad [37]$$

Die longitudinale Masse ist also bei rascher Bewegung stets größer als die transversale. Bei kleinen Geschwindigkeiten nähern sich beide demselben Grenzwert m_0 .

38. Abraham bemerkte auch bei seinen Untersuchungen, daß die Formel, die Kaufmann von Searle übernommen hatte, überhaupt nur für die longitudinale Beschleunigung galt, während bei den Kaufmannschen Versuchen ja Ablenkungen, also Beschleunigungen quer zur Bewegungsrichtung stattfanden, weshalb nur mit der transversalen Masse gerechnet werden durfte. Daraufhin prüfte Kaufmann nochmals seine Ergebnisse mit Hilfe der Abrahamschen Formeln¹⁹⁾ und fügte selbst neue Messungen hinzu^{20) 21)}. Jetzt zeigte sich, daß die beobachtete Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit durch die für rein elektromagnetische Masse geltende Formel [37] so gut dargestellt wurde, als dies im Hinblick auf die Meßgenauigkeit überhaupt möglich war. Eine Abweichung, die man auf eine konstante wirkliche Masse hätte werfen können, blieb nicht übrig. Es schien daher kein Zweifel mehr: Die ganze Trägheit des Elektrons mußte rein elektromagnetischer Natur sein. Die Frage schien hiermit abschließend beantwortet zu sein.

39. Da veröffentlichte 1904 H. A. Lorentz eine Arbeit*), in der der Versuch gemacht wird, die großen Schwierigkeiten zu beheben, die sich der Erklärung des Mißlingens des Michelsonschen und ähnlicher Versuche entgegenstellten. Dazu machte er die Annahme, daß sämtliche bewegten Körper eine mit wachsender Ge-

*) Versl. Akad. Amsterdam 1904, S. 809.

schwindigkeit wachsende Kontraktion in ihrer Bewegungsrichtung erleiden. Hat z. B. ein Körper parallel zur Bewegungsrichtung ursprünglich die Dicke a_0 , so soll diese bei der Geschwindigkeit β auf den Betrag:

$$a = a_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

zusammenschrumpfen, während die Abmessungen quer zur Bewegungsrichtung dieselben bleiben wie in Ruhe. Selbstverständlich darf nun auch das Elektron nicht mehr als starre Kugel betrachtet werden wie nach der bisherigen Vorstellung, sondern es muß sich mehr und mehr abspalten zu einem Ellipsoid, je rascher seine Bewegung wird. Dann ist aber, worauf Abraham hinwies²²⁾, außer zur Erzeugung des elektromagnetischen Feldes auch noch zur Überwindung der elektrischen Kräfte, mit denen sich die Volumenelemente im Innern des Elektrons abstoßen, bei der Verformung Arbeit erforderlich. Man muß also, um mit dem Energieprinzip in Einklang zu bleiben, dem bewegten Elektron von Lorentz außer der im äußeren Felde enthaltenen elektromagnetischen Energie noch eine gewisse innere potentielle Energie zuschreiben, die um so größer wird, je weiter die Abplattung getrieben ist. In diesem Falle hängt also auch die scheinbare Masse des Elektrons nicht nur von der elektromagnetischen, sondern mit von der Deformationsenergie ab. Sie kann hier also nicht als rein elektromagnetischen Ursprungs betrachtet werden. Eine konstante mechanische Masse aber legt auch Lorentz seinem Elektron nicht bei. Mit solchen Bedingungen gelangt er zu Formeln, die von den Abrahamschen wesentlich verschieden sind. Für die scheinbare Masse gelten jetzt die beiden Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} m_s &= \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2^3}}, \\ m_r &= \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \end{aligned} \right\} \quad [39]$$

die viel einfacher sind als die des starren Elektrons.

40. Zu denselben Ausdrücken kam übrigens auch bald A. Einstein, der ohne spezielle Annahmen über das Elektron das Prinzip der Relativität aller Bewegungen in seine Rechnungen einführte, ebenfalls in der Absicht, die bei optischen und elektrischen Versuchen zum Nachweis einer Absolutbewegung im Äther sich ergebenden Schwierigkeiten zum Verschwinden zu bringen*).

*) Ann. d. Phys. 17, 891, 1905.

41. Eine Anwendung dieser Gleichungen auf die bisherigen Kaufmannschen Messungen durch Lorentz führte zu dem überraschenden Ergebnis, daß die Beobachtungen durch sie mit derselben Genauigkeit darstellbar seien wie durch die Abrahamschen Gleichungen für das starre Elektron. Ein Unterschied bestand nur darin, daß die Geschwindigkeitswerte β für ein und denselben Punkt der photographischen Kurve sich nach Lorentz etwas kleiner ergaben. Kaufmann hatte nämlich, um Fehler bei der Bestimmung der Apparatkonstanten zu umgehen, zuletzt seine Aufnahmen stets in der Weise ausgewertet, daß er aus seinen Messungen erst die Gleichung der photographischen Kurve herleitete und dann die Geschwindigkeit daraus rückwärts mit Hilfe der theoretischen Formel ausrechnete. Zur Entscheidung zwischen den fraglichen Hypothesen mußten nun aber notwendig doch die Apparatkonstanten selbst mit in die Rechnung gezogen und die Geschwindigkeit unmittelbar bestimmt werden. Dann konnte man vergleichen, wie weit die photographischen Kurvenpunkte bei bestimmter Geschwindigkeit von den nach den einzelnen Hypothesen theoretisch berechneten Punkten abwichen, d. h. wie gut beobachtete und berechnete Kurve miteinander übereinstimmten. Die Geringfügigkeit der Unterschiede in den nach beiden Hypothesen berechneten β -Werten zeigte jedoch schon, daß nur Beobachtungen eine Entscheidung bringen konnten, die mit noch viel größerer Genauigkeit durchgeführt waren als die früheren.

42. Überdies war inzwischen eine dritte Grundannahme über das Elektron von A. Bucherer aufgestellt und rechnerisch behandelt²³⁾. Diese forderte, das Elektron solle sich bei konstantem Volumen deformieren, derart, daß unter Abplattung in der Bewegungsrichtung die Abmessungen senkrecht dazu in entsprechendem Maße wachsen. Abraham konnte zeigen²²⁾, daß im diesem Falle im Gegensatz zum Lorentzschen Elektron keine besondere Arbeit zur Deformation nötig ist, daß man vielmehr hier die scheinbare Masse rein elektromagnetisch auffassen kann. Wirkliche Masse wird auch beim Buchererschen Elektron nicht angenommen. Die Gleichungen für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit lauten in diesem Falle:

$$\left. \begin{aligned} m_s &= m_0 \frac{1 - \frac{1}{3}\beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ m_r &= m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad [42]$$

43. Um also durch Versuche zwischen diesen drei Hypothesen zu entscheiden, nahm Kaufmann jetzt seine Arbeiten zum dritten Male auf²⁴⁾ ²⁵⁾. Die Anordnung war die gleiche wie früher. Nur wurden alle Apparateile mit der größten Präzision neu hergestellt und vielfach verfeinert. Auch die Streuung der Kraftlinien am Rande des Kondensators, die das Feld etwas inhomogen macht, blieb jetzt nicht ununtersucht, und der früher verwandte Elektromagnet wurde zur Erhöhung der Konstanz des magnetischen Feldes durch einen großen permanenten Magnet ersetzt. Die benutzten photographischen Platten waren auf Spiegelglas gegossen. Alle erforderlichen Eichungen und Messungen an Apparat und Feldern sowie die Auswertung der Aufnahmen geschahen nach genauesten Methoden mit aller erdenklichen Sorgfalt. Die neuen Versuche ergaben, daß die Abrahamsche und die Bucherersche Gleichung die erhaltenen Aufnahmen gleich gut darstellen, während die nach Lorentz errechneten Punkte etwas, wenn auch nur wenig mehr von der photographischen Kurve ablagen. Die Versuche sprachen also immerhin gegen die Richtigkeit der Lorentzschen und damit auch der Einsteinschen Auffassung. Zwischen Abraham und Bucherer zu entscheiden, schien einstweilen wegen des geringen Unterschiedes unmöglich.

44. Durch die sehr angenäherte Übereinstimmung aller drei Hypothesen mit dem Experiment war jedoch hiermit, da ja alle drei die Masse als nicht materiell auffassen, noch einmal sicher gezeigt — und dies ist unabhängig davon, welche Annahme sich endgültig als richtig erwies, bis heute geltend geblieben —, daß ein materieller Anteil an der Masse des Elektrons nicht nachweisbar ist. Außerdem lieferten die Kaufmannschen Arbeiten, obwohl wir heute wissen, daß ihre Entscheidung zwischen den Hypothesen nicht zutrifft, eine Fülle wertvollen Zahlenmaterials über die β -Strahlen. Viel sicherer als früher war jetzt gezeigt, daß ihre Geschwindigkeiten tatsächlich bis nahe an die des Lichtes heranreichen. Außerdem konnte man nun die bei den β -Strahlen gefundene spezifische Ladung e/m mittels der von den Theoretikern gegebenen Formeln auf langsamste Geschwindigkeiten umrechnen und das so erhaltene e/m_0 vergleichen mit dem aus Kathodenstrahluntersuchungen hergeleiteten Wert. Dadurch ergab sich eine volle Bestätigung der Auffassung von der Kathodenstrahlennatur der β -Strahlung.

45. Daß Kaufmanns Messungen den wirklich geltenden Formelzusammenhang nicht mit Sicherheit festzustellen vermochten,

liegt wohl hauptsächlich in der angewandten Methode. Denn einmal waren die photographischen Kurven an und für sich stets sehr klein. Dazu durfte man, sollten die Aufnahmen nicht gar zu lichtschwach werden, mit der Öffnung des Diaphragmas P (33. Abb. 7) unter ein gewisses Maß nicht herabgehen. Die Bilder wurden also, da auch das Radiumkörnchen R nicht streng punktförmig war, stets etwas unscharf, worunter die Meßgenauigkeit litt. Außerdem zeigten sich später²⁶⁾ 27) auch einige spezielle Bedenken gegen die Zuverlässigkeit der Feldmessungen und anderes, was möglicherweise zu kleinen Fehlern Anlaß gegeben haben mochte. Heute wissen wir bestimmt, daß nicht die Abrahamschen oder Bucherer'schen, sondern die Lorentz'schen Formeln [39] den Zusammenhang der Masse mit der Geschwindigkeit übereinstimmend mit der Erfahrung darstellen. Demnach läßt sich die Elektronenmasse nicht ganz auf rein elektromagnetischem Wege erklären.

46. Diese Tatsache sollte allerdings nicht, wie es oft geschieht, als „Beweis“ für die Richtigkeit der Relativitätstheorie angesehen werden. Denn wenn auch die Formeln aus ihr gefolgert werden können, so lassen sie sich doch auch ohne jeden Zusammenhang mit relativistischen Grundsätzen auf anderem Wege gewinnen. Eine sehr einfache Herleitung nur mit Benutzung alter, gut geprüfter Grundsätze ergibt sich aus Betrachtungen über die Energieverhältnisse bei der Hohlraumstrahlung bewegter Körper, die F. Hasenöhrl 1904 veröffentlichte²⁸⁾. Die dort verfolgten Gedankengänge und die daraus sich ergebende Entwicklung der Gleichungen [39] finden sich in einfacher Form dargestellt in Lenards „Äther und Uräther“²⁹⁾.

47. Ausgehend nämlich vom Lichtdruck, der aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt und auch experimentell nachgewiesen ist, kam Hasenöhrl als erster zu dem Ergebnis, daß jedes Lichtquant von der Energie E auch eine — wenn auch kleine — Masse m besitzen muß, die gegeben ist durch die Gleichung:

$$m = \frac{E}{c^2}, \quad [47]$$

c soll hier wie früher die Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Macht man nun die durch viele Überlegungen gestützte Voraussetzung²⁹⁾, daß Masse ebensowenig neu geschaffen oder vernichtet werden kann wie Energie, so muß die dem Lichtquant anhaftende Masse nach dessen Absorption und Umwandlung seiner Energie in irgendwelche andere Formen stets bei dieser Energie in ihrer ursprünglichen

Größe unverändert erhalten bleiben. Dies führt zu der Vorstellung, daß überhaupt jede Energie E , gleichgültig in welcher Form sie auch auftritt, Masse besitzt, und die Größe dieser Masse wird ganz allgemein gegeben durch die obige Gleichung [47]. Man möchte heute sogar der Masse einer jeden Energie auch eine ihr proportionale Schwere, d. h. ein Gewicht zuschreiben. Vor allem weisen auf diesen Zusammenhang Zeemans Versuche mit Uranpendeln*) hin, die auch bei diesem Stoffe eine strenge Proportionalität von Masse und Gewicht ergaben. Dies ist nur dann möglich, wenn die Masse der ungeheueren Energiemengen, die dem Uran innewohnen, gleichzeitig schwer ist.

48. Wenn nun tatsächlich jede Energieform die durch Gleichung [47] dargestellte Masse besitzt, so muß man insbesondere aller kinetischen Energie Masse zuschreiben. Je größer die Geschwindigkeit eines beliebigen Körpers wird, um so mehr wächst seine kinetische Energie, also muß auch seine Masse zunehmen. Bei einem geladenen Körper wird die Masse außerdem vergrößert durch die mit der Geschwindigkeit sich steigernde Energie in seinem elektromagnetischen Felde. Wir kommen hier also ebenfalls zu einer Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, und zwar auch bei nicht geladenen Körpern wegen der in der gewöhnlichen lebendigen Kraft enthaltenen Masse.

49. Das Gesetz, nach dem jede beliebige Masse durch Steigerung der Energie mit der Geschwindigkeit sich ändert, findet man leicht²⁹⁾, wenn man allgemein die Arbeit dE einer Kraft K betrachtet, die diese bei Beschleunigung einer Masse m längs des Weges $ds = v dt$ leistet. ds soll dabei mit der Kraftrichtung zusammenfallen. Man ermittelt die Energie, die dem bewegten Körper neu zugeführt wird, und ersetzt diese dann durch die ihr nach Gleichung [47] zukommende Masse. Mit Rücksicht auf späteres (187 u. f.) wollen wir gleich jetzt auch die Kraft als Funktion der Geschwindigkeit auffassen, indem wir schreiben:

$$K = K_0 f(v).$$

Dann ist nach der Definition der Arbeit:

$$dE = K ds = K_0 f(v) v dt.$$

Da nach Gleichung [47]

$$dE = c^2 dm$$

*) Versl. Akad. Amsterdam 1919.

ist, können wir die der hinzugekommenen Energie entsprechende Masse einführen, erhalten also:

$$c^2 dm = K_0 f(v) v dt. \quad [49 a]$$

Um auch die Kraft $K_0 f(v)$ allein durch Masse und Geschwindigkeit auszudrücken, ziehen wir das Galileische Grundgesetz:

$$K = m \frac{dv}{dt}$$

heran, das für den Fall, daß m mit der Geschwindigkeit veränderlich ist, wie schon Newton fand, die erweiterte Form annimmt:

$$K = \frac{d(mv)}{dt}, \text{ oder bei uns: } K_0 f(v) = v \frac{dm}{dv} \frac{dv}{dt} + m \frac{dv}{dt}. \quad [49 b]$$

Damit entsteht aus Gleichung [49 a]:

$$v^2 dm + m v dv = c^2 dm$$

als Differentialgleichung für den gesuchten Zusammenhang zwischen m und v . Die Integration ist leicht möglich durch Trennung der Variablen und ergibt:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad [49 c]$$

m_0 bedeutet dabei den Grenzwert der Masse bei der Geschwindigkeit $v = 0$.

50. Wir sind so zu derselben Formel gelangt, die Lorentz für die transversale Masse des Elektrons berechnet. Nach den hier entwickelten Anschauungen gibt diese jedoch die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit ganz allgemein. Wie dann der Ausdruck für die longitudinale Masse zu verstehen ist, zeigt folgende Überlegung: Wird z. B. das Elektron einer Kraft K unterworfen nach Maßgabe der Galileischen Gleichung (49 b), so fällt die Beschleunigung:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{m + v \frac{dm}{dv}} \quad [50]$$

verschieden aus, je nachdem die Kraft in der Bewegungsrichtung wirkt oder senkrecht dazu. Es darf nämlich in dem Galileischen Gesetz v immer nur als Komponente der Geschwindigkeit in der Richtung betrachtet werden, in der die Kraft wirkt. Diese ist aber im Falle senkrecht zur Bewegung gerichteter Kraft praktisch gleich

Null, sodaß in den Nenner der rechten Seite von [50] überhaupt keine Änderung der Masse eingeht. Deshalb enthält [50] in diesem Falle einfach den aus [49c] folgenden Ausdruck für m , der früher transversale Masse heißt. Greift die Kraft aber in der Bewegungsrichtung an, so ist v die volle Strahlgeschwindigkeit. Das zweite Glied des Nenners von [50] bleibt bestehen, und die Masse muß sich mit der Geschwindigkeit ständig ändern. Es ergibt sich so mit Gleichung [49c]:

$$m + v \frac{dm}{dv} = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} + m_0 v \frac{v}{c^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/2} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Also tritt jetzt in den Nenner von [50] gerade der Ausdruck, der im früheren Sprachgebrauch longitudinale Masse genannt wird.

51. Wir sind so unter Vermeidung jeglicher willkürlicher Annahmen über die spezielle Gestalt und Ladungsverteilung des Elektrons, und ohne ihm auch eine besondere materielle Masse zuzuschreiben zu müssen, allein auf Grund der Vorstellung, daß jede Energie die durch [47] bestimmte Masse besitzt, auf einfachstem Wege zu denselben Zusammenhängen gelangt, die zuerst Lorentz mit Hilfe seiner Kontraktionshypothese fand.

52. Da nach [47] die Energie des ruhenden Elektrons $m_0 c^2$ und die des bewegten gleich mc^2 ist, läßt sich nun auch seine kinetische Energie E sehr einfach angeben durch die Differenz beider Größen. Demnach wird:

$$E = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\}. \quad [52]$$

53. Der experimentelle Nachweis für die Gültigkeit der Formel [49c] an Stelle der Abrahamschen und Buchererschen wurde zuerst 1908 von Bucherer selbst geliefert^{27) 30)}. Das Prinzip seiner Versuche weicht von dem Kaufmannschen dadurch ab, daß das ablenkende elektrische und magnetische Feld hier aufeinander senkrecht stehen, während sie bei Kaufmann beide parallel gerichtet waren (33). Die β -Strahlen eines punktförmigen Radiumsalzkörnchens R (Abb. 8) durchfliegen das Feld F eines Kondensators, der durch zwei versilberte Planglasplatten im Abstand von nur etwa $\frac{1}{4}$ mm dargestellt wird. Er befindet sich in einem homogenen Magnetfeld von der Stärke H , dessen Kraftlinien senkrecht zu denen des elektrischen Feldes gerichtet sind. Das elektrische Feld übt dann auf senkrecht zu beiden Richtungen mit der Ge-

schwindigkeit v bewegte Elektronen die Kraft eF , das magnetische die Kraft evH aus. Ist der Sinn der Felder richtig gewählt, so wirken beide auf das Elektron in entgegengesetzter Richtung ablenkend. Die resultierende Kraft ist:

$$K = eF - evH.$$

Je nachdem das erste oder zweite Glied überwiegt, werden also die Strahlen nach der einen oder anderen Seite hin abgelenkt und treffen auf eine Kondensatorplatte. Nur diejenigen Elektronen bewegen sich geradlinig ungehemmt fort, für die beide Kräfte sich aufheben, für die also

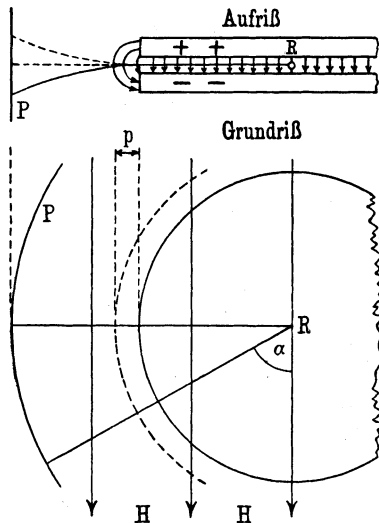
$$eF = evH, \quad [53]$$

d. h.

$$v = \frac{F}{H}$$

ist. Nur Strahlen dieser einen bestimmten Geschwindigkeit, die sog. „kompensierten Strahlen“, können den Kondensator verlassen und bleiben danach allein der magnetischen Ablenkung unterworfen, gelangen also auf kreisförmiger Bahn zu einem photographischen Film P , der die Größe der Ablenkung zu fixieren hat.

Abb. 8.



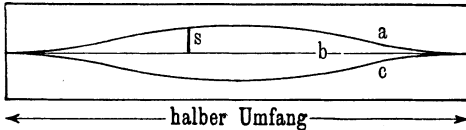
54. Ursprünglich war es Bucherer vor allem darum zu tun, die Gültigkeit seiner eigenen Formeln [42] zu prüfen, die, wie die Rechnung zeigte, dadurch erwiesen werden konnte, daß man die Ablenkung von schief gegen das Magnetfeld fliegenden Elektronen untersuchte. Zu diesem Zwecke hatten die Kondensatorplatten kreisrunde Form und waren angebracht in der Mitte einer etwas weiteren, evakuierbaren, zylindrischen Büchse, längs deren Innenwand ein lichtempfindlicher Filmstreifen durch bandförmige Federn festgehalten wurde. Das ganze lag in einem großen Solenoid, das das magnetische Feld zu erzeugen hatte. Im Innern des Kondensators, genau in der Mitte, lag das Radiumkörnchen. Also konnten die von ihm ausgehenden Strahlen das elektrische Feld unter allen Winkeln α gegen die Richtung der magnetischen Kraftlinien durch-

laufen. Da für die Ablenkung nur die senkrecht zum Strahl wirkende magnetische Feldkomponente $H \sin \alpha$ in Betracht kommt, so wirkt für jede Strahlrichtung eine andere magnetische Kraft. Also kann die Gleichung [53], die jetzt die Form erhält:

$$eF = evH \sin \alpha,$$

in verschiedenen Richtungen α auch nur für verschiedene Werte v erfüllt sein. D. h., es treten nebeneinander aus dem Kondensator kompensierte Strahlen mit anderen und anderen Geschwindigkeiten aus. Außerhalb werden sie dann je nach ihrer Geschwindigkeit viel oder wenig vom Magnetfeld abgelenkt, erzeugen also auf dem längs der Büchsenwand ausgespannten Film eine Kurve von der

Abb. 9.



Form der Linie a in Abb. 9. b bedeutet dort die durch die unabgelenkte γ -Strahlung erzeugte Linie und c das Abbild der β -Strahlen, wenn beide Feldrichtungen

umgekehrt wurden, was zur Erhöhung der Genauigkeit stets geschah. Übrigens entsteht nur auf dem halben Umfang der Büchse bei diesem Verfahren ein Bild. Auf der anderen Seite werden die Strahlen vom elektrischen und Magnetfeld in gleichem Sinne abgelenkt, bleiben also alle im Kondensator hängen.

55. Man erhält also auch hier, ähnlich wie bei der Kaufmannschen Anordnung, mit einer einzigen Aufnahme eine stetige Zerlegung der Strahlung in alle möglichen Geschwindigkeiten mit den zugehörigen Ablenkungen. Kleinste Ablenkungen entsprechen schnellsten Strahlen, größere langsamen. Der Unterschied ist der, daß bei Kaufmann alle überhaupt vorhandenen Strahlen zur Aufnahme gelangten, während hier nur diejenigen oberhalb einer bestimmten Grenzgeschwindigkeit Verwendung finden, die gegeben ist durch:

$$v_0 = \frac{F}{H \sin 90^\circ},$$

also von den für jede Aufnahme festen Feldstärken abhängt. Die Geschwindigkeit eines in beliebiger Richtung α austretenden Strahles ergibt sich durch:

$$v = \frac{F}{H \sin \alpha}.$$

Mit Hilfe der auf dem Film (Abb. 9) abgemessenen zugehörigen Ablenkung s erhält man dann nach Formel [8] das für diese Geschwindigkeit geltende Verhältnis e/m der spezifischen Ladung. Es ist also auch hier aus einer einzigen Aufnahme schon e/m als Funktion von v erhältlich.

56. Wir bemerken von vornherein, daß die Untersuchung schief gegen das Magnetfeld fliegender Elektronen bei den ersten Aufnahmen bewies, daß die Buchererschen Formeln mit der Wirklichkeit nicht vereinbar sind, weshalb wir auf eine nähere Auseinandersetzung der Theorie schief fliegender Strahlen nicht einzugehen brauchen. Denn um nun noch zwischen Abraham und Lorentz zu entscheiden, verzichtete Bucherer im Interesse der Genauigkeit auf die weniger abgelenkten, durch schiefe Strahlen erzeugten Teile seiner Kurven. Vielmehr verschaffte er sich durch gesonderte Aufnahmen bei verschiedenen Feldstärken immer nur aus den maximalen Ablenkungen, die durch senkrecht zum Magnetfeld fliegende Strahlen entstehen, allmählich eine Reihe zusammengehörender v - und e/m -Werte, die so viel zuverlässiger als aus einer einzigen ganzen Kurve zu erhalten waren. Um nun zwischen den fraglichen Auffassungen zu entscheiden, mußte jeder e/m -Wert einerseits nach der Abrahamschen, andererseits nach der Lorentzschen Formel auf den Grenzwert e/m_0 für langsamste Geschwindigkeiten umgerechnet werden. Dann war offenbar diejenige Hypothese die richtige, für die sich e/m_0 als wirklich konstant erwies, gleichgültig von welcher Geschwindigkeit der Wert auch hergeleitet war.

57. Auch Bucherer widmete der Bestimmung der nötigen Apparatdimensionen und Feldstärken die allergrößte Sorgfalt. Die Untersuchung der Frage, in welcher Weise die Streuung der Kraftlinien am Kondensatorrand die Bahn der Elektronen beeinflusst, ergab, daß man die Verhältnisse so auffassen kann, als sei der Radius des Kondensators um eine kleine Strecke p vergrößert (Abb. 8), derart, daß an diesem gedachten Rande die Feldstärke plötzlich auf Null herabsinkt. Es gelang, auf theoretischem Wege die Größe dieser Strecke p aus den Kondensatordimensionen zu bestimmen. Sorgfältige Überlegung erforderte auch die Frage, ob Strahlen, deren Geschwindigkeit nur wenig von der kompensierten abweicht, nicht auch noch in größerer Menge zum Film gelangen und die Aufnahme fälschen könnten. Geometrische Betrachtungen führten jedoch zu der Überzeugung, daß ein bemerkenswerter Einfluß solcher nichtkompensierter Strahlen nicht möglich ist. Das Ergebnis der Untersuchungen ist uns schon bekannt: Die nach

Formel [49c] berechneten Werte e/m_0 erwiesen sich in dem untersuchten Gebiet zwischen $\beta = 0,38$ und $0,68$ Lichtgeschwindigkeit als konstant, während die mit Hilfe der Abrahamschen Formel erhaltenen mit der wachsenden Geschwindigkeit, aus der sie gewonnen waren, eine starke Abnahme zeigten. Damit wurde die Hypothese des starren Elektrons widerlegt. Als wahrscheinlichster Wert für die nach Lorentz berechnete spezifische Ladung bei kleinsten Geschwindigkeiten ergab sich $e/m_0 = 1,763 \cdot 10^7$ elektromagnetische Einheiten.

58. Wenn auch vielleicht nicht jegliche Spur von nichtkompensierten Strahlen fehlte, so waren Bucherers Erwägungen doch sicher darin bindend, daß eine Beseitigung etwaiger Störungen durch sie unmöglich das Ergebnis der Arbeit umkehren, also statt der Lorentzschen die Abrahamschen e/m_0 -Werte konstant machen konnte. Dazu erschien deren tatsächlich beobachteter Gang mit der Geschwindigkeit viel zu groß. Trotzdem suchte A. Bestelmeyer längere Zeit den Buchererschen Ergebnissen die Beweiskraft abzuspochen*). Er vermutete, es könnten die nichtkompensierten Strahlen doch den überwiegenden Betrag der Gesamtstrahlung ausmachen und so, wenn ihre Geschwindigkeiten sich nicht gleichmäßig um die der kompensierten Strahlen verteilten, die photographische Kurve etwas verschieben. Zur Untersuchung solcher Einflüsse verlangte er genaueste Prüfung der vom Radiumpräparat bei verschiedenen Geschwindigkeiten ausgesandten β -Strahlenintensität. Um damit die Aufnahmen korrigieren zu können, war aber weiter die Kenntnis der Abhängigkeit der Plattenschwärzung von der Belichtungszeit bei jeder einzelnen Strahlgeschwindigkeit nötig. Man kam so zu in der Praxis kaum überwindbaren Schwierigkeiten. Daher versuchte später G. Neumann, die Möglichkeit einer Fälschung durch nichtkompensierte Strahlen auf anderem Wege zu beurteilen, und er dürfte, wie wir noch sehen werden (61), wohl zum richtigen Ergebnis gelangt sein.

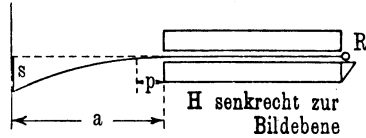
59. Ein weiterer, viel mehr begründeter Einwurf Bestelmeyers war der, daß wenige Beobachtungen eines einzigen Forschers nicht als ausreichend betrachtet werden dürfen, um eine so wichtige Frage, wie die der Grundlage der Elektronentheorie, ja sogar der ganzen Mechanik, endgültig zu entscheiden. Um dem zu entsprechen, ließ Bucherer durch K. Wolz eine größere Reihe neuer Versuche nach demselben Prinzip durchführen³⁴). Nur wurde jetzt, da es

*) Diskussion zu ²⁷); außerdem ³¹), ³²), ³³).

nicht mehr auf schief fliegende Strahlen ankam, der kreisförmige Kondensator durch einen rechteckigen ersetzt, dessen Längsrichtung auf den Magnetkraftlinien senkrecht stand (Abb. 10). Auf der einen Schmalseite unmittelbar am Rande war das Radiumsalzkörnchen *R* angebracht. Dann gelangten nur die Strahlen zur Aufnahme, die

Abb. 10.

durch den Kondensator hindurch senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien verliefen und daher nach Austritt am stärksten abgelenkt wurden. An Stelle von Films konnten jetzt Platten verwandt werden. Zur Erhöhung der



Genauigkeit suchte Wolz die Größe der von Bucherer nur berechneten Kondensatorrandkorrektur *p* experimentell zu bestimmen. Er machte dazu bei bestimmtem Abstand a_1 der Platte vom Kondensator eine erste Aufnahme und erhielt dafür mit Hilfe der aus

$$v = \frac{F}{H}$$

berechneten Geschwindigkeit nach Gleichung [8] die Beziehung:

$$s_1 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{(a_1 - p)^2 H}{v}$$

Eine zweite Aufnahme in anderem Abstand a_2 unter sonst gleichen Bedingungen ergab eine zweite Gleichung:

$$s_2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{(a_2 - p)^2 H}{v}$$

Da s_1 und s_2 auf den Platten ausmeßbar waren, hatte man also zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten *p* und e/m . Auf diese Weise erzielte Wolz Werte für die spezifische Ladung, die wohl noch etwas sicherer waren als die von Bucherer. Es ergab sich, aus dem Bereich zwischen $\beta = 0,5$ und $0,7$ Lichtgeschwindigkeit umgerechnet auf langsamste Geschwindigkeiten, nach der Lorentzschen Formel gute Konstanz von e/m_0 . Deshalb wurden die nach Abraham folgenden e/m_0 -Werte gar nicht mehr bestimmt. Als wahrscheinlichsten Wert gibt Wolz an $e/m_0 = 1,7674 \cdot 10^7$ elektromagnetische Einheiten.

60. Erst vier Jahre später, 1913, unternahm G. Neumann noch einmal einen unmittelbaren, mit aller erdenklichen Schärfe und Sorgfalt durchgeführten Vergleich der Abraham'schen und

Lorentzschen Hypothese^{35) 36)}. Zur Anwendung kam wieder die Wolzsche Methode. Jedoch ließ Neumann, nachdem er mit der alten Anordnung, die ihm zur Verfügung stand, nur einige orientierende Versuche gemacht hatte, den größten Teil der Apparate auf Grund gesammelter Erfahrungen in verbesserter Form neu herstellen. Ausmessungen und Eichungen geschahen nach zuverlässigsten modernen Methoden. Die Kondensatorrandkorrektion p konnte auf gleiche Weise wie bei Wolz hier deshalb noch zuverlässiger bestimmt werden, da die Anzahl der Aufnahmen sehr gesteigert war. Aus 55 Versuchen, über die in allen Einzelheiten Protokoll geführt ist, konnten 26 zuverlässige e/m -Werte bei verschiedenen Geschwindigkeiten im Gebiet zwischen $\beta = 0,39$ und $0,81$ Lichtgeschwindigkeit gewonnen werden. Ihre Umrechnung auf langsamste Geschwindigkeiten ergab nach der Lorentzschen Formel konstante Werte, nach Abraham aber solche, die mit wachsender Geschwindigkeit wieder eine starke systematische Abnahme zeigten. Diese Ergebnisse bestätigten also völlig Bucherers Schluß, daß die Kugelhypothese nicht mit der Erfahrung vereinbar ist.

61. Die Frage, wie weit die nichtkompensierten Strahlen die Ergebnisse gefälscht haben konnten, erledigte Neumann dadurch, daß er berechnete, wie groß eine durch sie verursachte Linienverschiebung auf der Platte sein mußte, um das Ergebnis der Arbeit umzustoßen, um also Konstanz der nach Abraham berechneten Werte zu ergeben. Es fanden sich je nach der Geschwindigkeit Werte von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{2}$ mm, um die die Schwärzungsmaxima verschoben sein mußten. Solche Verschiebungen konnten aber — wenigstens bei mittleren und kleinen Geschwindigkeiten — auf den Aufnahmen unmöglich stattgefunden haben, da sie so klar und scharf waren, daß das Intensitätsmaximum sicher auf $\frac{1}{100}$ mm genau bestimmt werden konnte. Hingegen waren die mit schnellen Strahlen oberhalb $\beta = 0,7$ Lichtgeschwindigkeit erzielten Aufnahmen viel verwaschener, sodaß dort möglicherweise die nichtkompensierten Strahlen kleine Täuschungen bewirkt haben mochten. Darauf deutete auch ein geringes Ansteigen der Lorentzschen e/m_0 -Werte in diesem Gebiet hin, das so erklärlich wurde, deshalb aber längst nicht imstande war, die Ergebnisse umzuwerfen. Schließlich untersuchte Neumann auch den Einfluß, den alle übrigen erdenklichen Fehlerquellen auf das Resultat ausgeübt haben konnten, und gelangte zu dem überzeugenden Schluß, daß kein Fehler, der durch Unvollkommenheiten bei irgendwelchen Eichungen

möglicherweise unterlaufen war, die Endwerte so stark beeinflussen konnte, daß dadurch die Lorentz'schen Formeln ungültig und die Abrahamschen wieder gerechtfertigt würden. Nicht zum wenigsten wird dies dadurch gestützt, daß der sich nebenher ergebende Wert für e/m_0 , der ja nicht das eigentliche Ziel der Arbeit war, ausgezeichnet mit dem auf allen möglichen anderen Wegen von anderen Forschern gefundenen übereinstimmt. Neumann erhielt $e/m_0 = 1,765 \cdot 10^7$ elemag. Einheiten.

62. Die Bestimmung der spezifischen Ladung e/m_0 von extrem langsam bewegten Elektronen, einer physikalischen Konstanten von großer praktischer und theoretischer Wichtigkeit, war der Gegenstand sehr zahlreicher Untersuchungen^{37) 38)}. Man ermittelte sie an Elektronen aller möglicher Geschwindigkeiten, die auf alle erdenkliche Weise erzeugt waren, so z. B. im Kathodenstrahlrohr, auf lichtelektrischem Wege, oder durch radioaktiven Zerfall, wie wir gerade sahen. Ja es gelang mit Hilfe der magnetischen Aufspaltung der Spektrallinien beim Zeemaneffekt, sie an solchen Elektronen zu berechnen, die auf ihren Quantenbahnen im Atomverband sich bewegen und durch Springen von einem auf einen anderen Ring Lichtwellen aussenden. Alle Versuche führten zu nahe der gleichen Größe. Man betrachtet heute als wahrscheinlichsten Wert die Zahl:

$$\frac{e}{m_0} = 1,769 \cdot 10^7 \text{ elemag. Einh.},$$

die auf wenige Promille genau sein dürfte.

63. Die Formel:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad [63 \text{ a}]$$

und die daraus sich ergebende für die kinetische Energie:

$$E = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \quad [63 \text{ b}]$$

wird außer durch die grundlegenden Arbeiten von Bucherer und Neumann ferner gestützt durch zahlreiche quantitative Untersuchungen, die Lenard mit ihrer Hilfe über die Energieverhältnisse an schnellsten Strahlen ausführen konnte³⁹⁾, ohne je auf Widersprüche mit der Erfahrung zu stoßen; und weiter durch die Berechnung der Feinstruktur von Spektrallinien, die A. Sommerfeld mit ihnen an Atommodellen durchführte⁴⁰⁾, und die von K. Glitscher

an Hand experimenteller Erfahrungen gut bestätigt wurde⁴¹⁾. Daher können die Formeln durchaus als gesichert betrachtet werden.

64. Gemäß Gleichung [63 b] könnte man die kinetische Energie eines Elektrons unmittelbar als Maß für seine Geschwindigkeit benutzen. Dies geschieht in der Praxis allerdings selten. Häufiger wird statt der Energie in Erg als Maß für die Geschwindigkeit dasjenige Potentialgefälle P in Volt angegeben, bei dessen Durchlaufen das Elektron die beobachtete Energie E erhalten würde. Wenn auf einem Wege von der Länge l die Potentialdifferenz P auf das Elektron einwirkt, so wird dessen Energie:

$$E = \frac{P}{l} e l = e P.$$

Also erhält man für die „Voltgeschwindigkeit“:

$$\begin{aligned} P &= \frac{c^2 m_0}{e} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \text{ elmag. Einh.}, \\ &= \frac{c^2 m_0}{10^9 e} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \text{ Volt.} \end{aligned}$$

Mit den Zahlenwerten:

$$\begin{aligned} c &= 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}, & \frac{e}{m_0} &= 1,769 \cdot 10^7 \text{ elmag. Einh.}, \\ m_0 &= 0,8994 \cdot 10^{-27} \text{ gr}, & e &= 1,5907 \cdot 10^{-20} \text{ elmag. Einh.} \end{aligned}$$

gehen die Formeln für die Energie bzw. die Voltgeschwindigkeit über in die folgenden:

$$E = 8,095 \cdot 10^{-7} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \text{ Erg.} \quad [64 \text{ a}]$$

$$P = 5,089 \cdot 10^5 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \text{ Volt.} \quad [64 \text{ b}]$$

Die Umrechnung von Voltgeschwindigkeit in Energie vermittelt die Gleichung $E = e P$. Demnach wird, falls man P in Volt einsetzt:

$$E = 1,5907 \cdot 10^{-12} \cdot P \text{ Erg.}$$

Die hier folgende Tabelle enthält einige Zahlenwerte, die diese Zusammenhänge erläutern mögen. (Vgl. dazu auch Abschnitt 122 nebst Anmerkung.)

v cm/sec	β Lg	$H \rho$ Gauß . cm	P Volt	E Erg
$0,15 \cdot 10^{10}$	0,05	85	$0,64 \cdot 10^3$	$0,010 \cdot 10^{-7}$
$0,30 \cdot 10^{10}$	0,10	170	$2,56 \cdot 10^3$	$0,041 \cdot 10^{-7}$
$0,60 \cdot 10^{10}$	0,20	346	$10,5 \cdot 10^3$	$0,167 \cdot 10^{-7}$
$0,90 \cdot 10^{10}$	0,30	533	$24,7 \cdot 10^3$	$0,393 \cdot 10^{-7}$
$1,20 \cdot 10^{10}$	0,40	740	$46,5 \cdot 10^3$	$0,740 \cdot 10^{-7}$
$1,50 \cdot 10^{10}$	0,50	979	$79,1 \cdot 10^3$	$1,26 \cdot 10^{-7}$
$1,80 \cdot 10^{10}$	0,60	1 270	$128 \cdot 10^3$	$2,04 \cdot 10^{-7}$
$2,10 \cdot 10^{10}$	0,70	1 660	$203 \cdot 10^3$	$3,23 \cdot 10^{-7}$
$2,40 \cdot 10^{10}$	0,80	2 260	$342 \cdot 10^3$	$5,44 \cdot 10^{-7}$
$2,55 \cdot 10^{10}$	0,85	2 740	$459 \cdot 10^3$	$7,30 \cdot 10^{-7}$
$2,70 \cdot 10^{10}$	0,90	3 500	$662 \cdot 10^3$	$10,5 \cdot 10^{-7}$
$2,82 \cdot 10^{10}$	0,94	4 670	$986 \cdot 10^3$	$15,7 \cdot 10^{-7}$
$2,88 \cdot 10^{10}$	0,96	5 810	$1310 \cdot 10^3$	$20,8 \cdot 10^{-7}$
$2,94 \cdot 10^{10}$	0,98	8 350	$2060 \cdot 10^3$	$32,8 \cdot 10^{-7}$
$2,97 \cdot 10^{10}$	0,99	11 900	$3110 \cdot 10^3$	$49,5 \cdot 10^{-7}$

III. Über Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Materie.

65. Fast früher noch als die Erfahrung über die Masse der Elektronen entwickelten sich auch schon die Vorstellungen über die gegenseitigen Einwirkungen von Materie und Kathodenstrahlen, und es wurden geradezu zahllose Untersuchungen zum eingehenden Studium dieser Vorgänge unternommen. Aber nur verhältnismäßig wenige von ihnen haben zu Ergebnissen geführt, die sich in der Folgezeit als einwandfrei und für weitere Forschung brauchbar erwiesen. Bei solchen Arbeiten besteht nämlich die große Schwierigkeit, daß die einzelnen zu beobachtenden Vorgänge niemals getrennt voneinander, sondern stets nur gleichzeitig und vermischt auftreten. So finden in materiellen Medien immer Absorption und Geschwindigkeitsverluste gemeinsam statt. Dazu werden die Strahlen beim Durchgang durch die entgegengestellten Stoffe zerstreut und abgelenkt, so daß sie im Innern dickerer Schichten die gewundensten Bahnen zurücklegen können, während man den Ein- und Austritt möglicherweise in derselben Richtung beobachtet und meint, es sei nur die kürzeste Verbindung, die gerade Linie, in der Schicht durchlaufen worden. Im allgemeinen bildet sich, auch wenn ein Bündel anfangs paralleler Strahlen in die materielle Schicht eindringt, sehr bald infolge dieser Diffusionswirkungen ein gewisser Normalzustand des Strahlens auf unregelmäßig gewundenen Bahnen aus, den wir nach Lenard „Normallauf“ oder „Normalfall“ nennen³⁹). Mit

diesem hat man es allermeistens zu tun, wenn Kathodenstrahlen in materiellen Medien laufen. Oft häufen sich aber die Ablenkungen im Innern auch so sehr, daß viele Teilchen ohne großen Geschwindigkeitsverlust auf der Eintrittsseite wieder herauskommen, „rückdiffundieren“, wie man sagt, und dadurch, falls auf der Austrittsseite beobachtet wird, dort den Anschein erwecken, als seien sie absorbiert worden. Dieser Vorgang erstreckt sich allerdings nur auf Elektronen, die anfänglich nicht zu tief in die Schicht eingedrungen sind. Für Teilchen, die in größerer Tiefe erst ihre Richtung umkehren, wird der Weg zurück bis zur Eintrittsoberfläche zu groß. Sie bleiben vorher im Medium stecken, werden absorbiert. Man kann daher geradezu von einer gewissen „Rückdiffusionsdicke“ sprechen, d. h. von einer Tiefe der Schicht, jenseits deren kein merklicher Beitrag mehr zu der rückwärts wieder austretenden Strahlung geliefert wird. Eine andere Erschwerung bei der Beobachtung bildet die sogenannte „Sekundärstrahlung“. Dies sind von hindurchgehenden Teilchen des ursprünglichen Strahles aus den Atomen der materiellen Schicht frei gemachte neue Elektronen, die nach Austritt aus dem Medium bei ungenügender Vorsicht leicht mit den ursprünglichen verwechselt werden und so die Ergebnisse fälschen.

66. Viele mangelhafte, sich zum Teil völlig widersprechende Arbeiten sind auf solche Weise entstanden und haben die richtige Entwicklung der Vorstellungen sehr gehemmt und vielfache Verwirrung hervorgerufen. Man muß deshalb bei der Benutzung aller derartigen Mitteilungen scharf prüfen, ob sie nicht durch mangelnde Vorsicht gefälscht und deshalb überhaupt unbrauchbar sind. Nur durch die sorgfältigsten Vorsichtsmaßnahmen und sehr zahlreiche Beobachtungen, die unter weitgehendster Veränderung der Versuchsbedingungen angestellt werden, ist es überhaupt möglich, sich ein zutreffendes Bild von den Einzelvorgängen zu machen und ihre Gesetze quantitativ zu ermitteln.

67. Man hat neuerdings überhaupt darauf verzichtet, die möglichen Vorgänge, die beim Durchgang eines Strahlenbündels durch materielle Schichten im einzelnen auftreten können, zu verfolgen und voneinander zu trennen. Man unterschied bewußt nicht mehr zwischen Diffusion und Absorption, sondern suchte alle äußerlich beobachtbaren Erscheinungen insgesamt nur zurückzuführen auf verschiedenerlei „Zusammenstöße“ des einzelnen Elektrons mit dem Atom, wobei das von N. Bohr hauptsächlich zur Beschreibung optischer Erfahrungen entworfene Bild des Atoms wesentlich benutzt wurde. Einen Vergleich zwischen den bei dieser Betrachtungsweise

auf tretenden Begriffen und denen, die dem oben beschrifteten Wege der Untersuchung eigen sind, findet man in dem Bericht von R. Minkowski und H. Sponer⁴²⁾. Wenn schon die Bezeichnung „Stoß“ nicht sehr glücklich gewählt ist und verwirrend wirken kann, da es sich in Wirklichkeit, wie wir sehen werden, stets nur um Äußerungen von Kraftfeldern handelt, so möchten wir vor allem deshalb im folgenden dieser summarischen Betrachtungsweise nicht nachgehen, da hier ein Überblick über die tatsächlichen Einzelvorgänge gegeben werden soll, die man beim Durchgang von Elektronen durch Materie hat feststellen können. Wir halten uns deshalb bei diesen Erscheinungen im wesentlichen an die ins einzelne gehende Darstellung von Lenard in dem Buche „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten“³⁹⁾.

68. Schon 1895 hatte dieser Forscher in seinen ersten eingehenden Untersuchungen über die Absorption der Kathodenstrahlen mittlerer Geschwindigkeit⁴³⁾ gefunden, daß die Intensität von Strahlen einheitlicher Geschwindigkeit bei wachsender Dicke der durchsetzten Schicht sehr genau nach einem Exponentialgesetz abnimmt. Unter Intensität ist hier stets die Elektronenzahl der Strahlung verstanden, die in der Sekunde durch ein Quadratcentimeter senkrecht hindurchgeht. Wenn demnach ein Strahl von der ursprünglichen Intensität J_0 ein materielles Medium durchläuft, so sinkt nach diesem Gesetz die Intensität längs des Weges x herab auf den Wert:

$$J = J_0 e^{-\alpha x}. \quad [68]$$

Dabei ist α eine den betreffenden Stoff charakterisierende Konstante, die deshalb „Absorptionsvermögen“ des Stoffes, daneben auch „Absorptionskoeffizient“ der Strahlen genannt wurde. Da der Potenzexponent zusammengenommen eine reine Zahl sein muß, so kommt α die Dimension einer reziproken Länge, also cm^{-1} zu.

69. Das Exponentialgesetz hat sich auch späterhin bei weiteren Untersuchungen über die Absorption in allen möglichen Stoffen und bei vielfach variierter Geschwindigkeit gut bestätigt. Trotzdem bildete sich nebenher infolge mangelnder Sorgfalt bei Versuchen auch eine Reihe von anderen Auffassungen über den Vorgang aus, die meist die verschiedenen, streng zu trennenden Erscheinungen, besonders den Geschwindigkeitsverlust mit der Absorption durcheinander warfen. Schreibt man das Exponentialgesetz in Differentialform, also:

$$dJ = -J \alpha dx,$$

so besagt es einfach, daß auf gleichen Wegstücken stets gleiche Bruchteile der zuvor vorhandenen Intensität verloren gehen. Dies kann nach unserer Festlegung des Begriffs „Intensität“ nur so verstanden werden, daß auf gleichen Wegen stets derselbe Bruchteil von Elektronen völlig aus dem Strahl ausscheidet, indem diese von den Atomen festgehalten werden. Die Absorption besteht demnach in einer plötzlichen Reduktion der Geschwindigkeit des Strahlelektrons zu ungeordneter Bewegung von höchstens molekularer Größenordnung. Von einer zunehmenden Hemmung durch allmählichen Geschwindigkeitsverlust und ähnlichen Vorstellungen kann aber nicht die Rede sein. Es ist tatsächlich nie ein Übergang beobachtet worden zwischen wirklicher Absorption und dem Vorgang des Geschwindigkeitsverlustes, bei dem jedes Elektron nur um einen verhältnismäßig geringen, bei bestimmter Geschwindigkeit und Schichtdicke immer ungefähr gleich großen Betrag verlangsamt wird.

70. Ebenso falsch ist das „lineare Absorptionsgesetz“, zu dem W. Wilson auf Grund seiner Beobachtungen an schnellsten β -Strahlen gelangt⁴⁴). Er versucht dabei überhaupt nicht, sich vom Absorptionsvorgang ein Bild zu machen, das mit unseren allgemeinen Vorstellungen vereinbar ist, sondern teilt, ohne die Möglichkeit unberücksichtigter Fehlerquellen in Betracht zu ziehen, als Absorptionsbeobachtungen das mit, was die Messungen ihm liefern. Demnach soll die Intensität von Strahlen homogener Geschwindigkeit, anstatt exponentiell, linear mit der durchlaufenen Schichtdicke x abfallen, also einfach $J = k(a - x)$ sein, wo a die Dicke derjenigen Schicht bedeutet, in der alle Elektronen absorbiert sein sollten. Dieses unwahrscheinliche Ergebnis ist vor allem auf das angewandte Intensitätsmeßverfahren durch die in Luft gebildete Trägerzahl zurückzuführen, dessen Benutzung zwar bei großen Geschwindigkeiten bequem ist, das in Wirklichkeit aber überhaupt nicht die Intensität der untersuchten Strahlen, sondern die der unter wechselnden Bedingungen ganz verschieden ausfallenden Sekundärstrahlung mißt. Daß Wilsons Ergebnisse zu solcher Verbreitung gelangten, daß sie sogar in das Rutherfordsche Buch über Radioaktivität⁶) übernommen wurden, ist um so sonderbarer, als der Autor bald danach selbst das Wesen der Sekundärstrahlung untersuchte, die zuvor, ohne daß er es merkte, seine Messungen gefälscht hatte (vgl. 109).

71. Auf seiner Bahn durch den mit Luft erfüllten Meßkondensator schleudert nämlich das Strahlelektron gelegentlich aus den

Gasmolekülen je nach dem zufälligen Zusammentreffen sekundäre Elektronen heraus, wodurch positive und negative Elektrizitätsträger gebildet werden (vgl. 106 u. f.). Treibt man diese durch ein genügend starkes elektrisches Feld an die Kondensatorelektroden, so läßt sich ihre Ladung mit dem Elektrometer bestimmen. Wenn jeder primäre Strahl auf seiner Bahn stets dieselbe Zahl von Sekundärelektronen erzeugt, so erhielt man damit tatsächlich die Möglichkeit, auf die Anzahl, d. h. die Intensität der primären Strahlen unmittelbar zu schließen, da die gemessene Elektrizitätsmenge der primären Intensität stets proportional würde. Genaue Untersuchung des Erzeugungsvorgangs von Sekundärstrahlen hat aber gezeigt (108 u. f.), daß die ausgelöste Elektronenmenge eine Funktion der Primärgeschwindigkeit ist, und diese bleibt bei Absorptionsuntersuchungen selbst nie konstant, da die Strahlen ja beim Durchsetzen der Meßschicht, wie in allen materiellen Medien, gewisse Geschwindigkeitsverluste erleiden müssen. Man erhält also bei wechselnder Dicke der untersuchten Schicht verschieden große Verzögerungen der in die Luftleitungskammer tretenden Strahlen, und schon dadurch ändert sich, selbst wenn die Primärintensität nicht durch Absorption verringert wäre, die erzeugte Sekundärelektronen- und Trägerzahl, die das Elektrometer anzeigt. Man berechnet also infolge der veränderlichen Sekundärmenge aus verschiedenen Dicken der Meßschicht fälschlich andere und andere Werte des Absorptionsvermögens, da nicht die wahre, sondern eine kompliziert mit ihr zusammenhängende, sogenannte „Scheinintensität“ der Strahlen gemessen wird.

72. Um auf wahre Intensitäten zu kommen, muß die genaue Abhängigkeit der Sekundärelektronenmenge von der Primärgeschwindigkeit und andererseits die Größe der Geschwindigkeitsverluste genau bekannt sein, die die Primärstrahlen beim Durchgang durch die Meßschicht erleiden. Lenard gibt in dem erwähnten Buche³⁹⁾ den Weg an, wie man mittels dieser Daten die mit dem Luftleitungsverfahren gemessenen Größen umrechnen muß, um sie fehlerfrei zu machen. Wesentlich dabei ist, daß diese Korrekturen auch abhängig sind von den Größenverhältnissen des Trägerkondensators. Denn ist dieser nur kurz, so erleiden die durchgehenden Strahlen keine wesentliche Verzögerung in ihm, erzeugen also überall auf der ganzen Bahn Sekundärelektronen in einheitlicher Anzahl. In einem tiefen Kondensator aber wird die Strahlgeschwindigkeit allmählich durch die Luft merklich reduziert, und mit ihr ändert sich von Ort zu Ort die Zahl der ausgelösten Sekundärstrahlen. Da man

diesen Verhältnissen Rechnung tragen muß, ist es überhaupt nur möglich, solche Arbeiten nachträglich quantitativ zu verwerten, bei denen der benutzte Meßkondensator genau beschrieben ist, und erst nach Anbringen der erforderlichen Korrekturen sind die nach der sehr bequemen Luftleitungsmethode erhaltenen Messungen verschiedener Beobachter miteinander vergleichbar. Alle diese Schwierigkeiten fallen aber überhaupt weg, wenn man einen Vakuumkäfig oder andere fehlerfreie Methoden verwendet zur unmittelbaren Messung der Strahlelektronenmenge selbst.

73. Sehr bald nach den ersten Versuchen über die Absorption zeigte es sich, daß der Koeffizient α eines Mediums nicht für alle Strahlgeschwindigkeiten derselbe bleibt. Er hängt vielmehr stark von der Geschwindigkeit ab, derart, daß eine materielle Schicht die Strahlen um so weniger absorbiert, je rascher sie hindurchgehen. α nimmt also mit wachsender Strahlgeschwindigkeit ab. Die ersten Zahlenwerte hierzu wurden auf dem Gebiet schneller Strahlen 1899 von E. Rutherford⁴⁵⁾ mitgeteilt, und 1900 folgten weitere von R. J. Strutt⁴⁶⁾. Sie waren mehr als 1000mal so klein als die vorher von Lenard bei mittleren Geschwindigkeiten gefundenen. Umgekehrt erhielt dieser selbst 1903 bei der Untersuchung langsamster, lichtelektrisch ausgelöster Strahlen noch unvergleichlich viel größere Werte⁴⁷⁾ als in seiner ersten Arbeit. Es ergab sich damit das Bedürfnis, die genaue Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Strahlgeschwindigkeit kennen zu lernen und zwar, wenn man die Erscheinungen wirklich beherrschen wollte, für jeden Stoff.

74. In dieser letzten Frage half allerdings, solange es sich nicht um große Feinheiten handelte, zunächst das Gesetz der Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption, das Lenard gleich zu Anfang seiner Untersuchungen fand⁴³⁾. Demnach ist das Absorptionsvermögen aller Stoffe annähernd proportional ihrer Dichte D , oder das Verhältnis α/D bleibt bei bestimmter Strahlgeschwindigkeit für alle Körper dasselbe. Kennt man also nur erst einmal das Absorptionsvermögen irgend eines Stoffes in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit, so kann man daraus durch Division mit der Dichte sich dasjenige der Masseneinheit, α/D , als Funktion der Geschwindigkeit berechnen, und hieraus läßt sich nach dem Proportionalitätsgesetz dann auch die Absorption in anderen Körpern durch Multiplikation mit deren Dichte leicht in Annäherung voraussagen. Wie die Untersuchungen der Folgezeit zeigten, stimmen die aus Aluminium und Luft hergeleiteten α/D -Werte vollkommen mit-

einander überein, andere Stoffe dagegen weisen mancherlei Abweichungen von der strengen Proportionalität auf. Es lag deshalb nahe, aus Beobachtungen an Aluminium und Luft mit möglichster Sorgfalt das Absorptionsvermögen der Dichteinheit als Funktion der Geschwindigkeit darzustellen. Dann konnte man jederzeit die Absorption in beliebigen Körpern mittels der Massenproportionalität daraus angenähert berechnen. Für feinere Zwecke waren ferner noch die Abweichungen der einzelnen Stoffe hiervon durch besondere Untersuchungen zu bestimmen. Durch Lösung dieser beiden Aufgaben mußten alle Absorptionerscheinungen in jedem Körper und bei beliebiger Geschwindigkeit quantitativ beherrschbar werden.

75. Daß zunächst das Proportionalitätsgesetz auch für die größten Geschwindigkeiten gelte, ging schon aus den genannten Untersuchungen von Rutherford und von Strutt hervor, die es mit von radioaktiven Präparaten ausgehenden Strahlen bei Gasen und festen Körpern bestätigen konnten. Trotzdem glaubte bedeutend später J. A. Crowther, die alte Erfahrung durch neue Versuche mit schnellen Strahlen widerlegen zu können⁴⁶⁾, aus denen sich zu ergeben schien, daß bei festen Körpern, wenn man sie nach dem natürlichen System der Elemente ordnet, die Größe des Absorptionskoeffizienten periodische Regelmäßigkeiten zeigt. Da die Messungen aber mit der Luftleitungsmethode geschahen, und sonstige Fehlerquellen unberücksichtigt blieben, entbehrt dieses Ergebnis jeder festen Grundlage. Vielmehr wurde die angenäherte Massenproportionalität auch späterhin in zahlreichen Fällen bestätigt und die nur kleine Abweichung der einzelnen Stoffe eingehend untersucht.

76. Schon 1903 konnte Lenard⁴⁷⁾ für das ganze Intervall von $\beta = 0$ bis 1 in groben Zügen den Verlauf der a/D -Kurve mit der Geschwindigkeit entwerfen, den die Messungen der folgenden Jahre erst genauer festlegen sollten: Während bei den schnellen Strahlen eines Radiumpräparats für den Absorptionskoeffizienten der Dichteinheit nur der kleine Wert von etwa $5 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ gefunden wurde, der übrigens mit dem von Strutt gegebenen Mittelwert von 5,3 recht gut übereinstimmt, wächst er für Strahlen der gewöhnlichen Entladungsröhre bereits auf etwa 3000 an, um bei langsamsten Geschwindigkeiten bis über $10^7 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ zu steigen. Die Zunahme geht allerdings nicht unbegrenzt weiter, wenn die Geschwindigkeit auf Null herabsinkt, sondern a/D strebt schließlich einem gewissen Grenzwert zu. Wenn auch bei dieser Untersuchung alle Sorgfalt zur Beseitigung von Fehlerquellen angewandt war.

so erlaubten die damaligen Mittel doch eine genaue Bestimmung der Geschwindigkeiten, die als Abszissen zu den gemessenen Absorptionsvermögen in einem Diagramm nötig wären, nicht mit der erforderlichen Schärfe. Besonders die Geschwindigkeit der vom Radium ausgehenden Strahlung war damals erst nur ganz ungefähr bekannt und nachträglich auch nicht mehr zu ermitteln. Die Beobachtungen an langsamen Strahlen konnten jedoch durch spätere Korrektur der Geschwindigkeitsangaben noch brauchbar gemacht werden.

77. Die ersten gut verwendbaren Werte zur quantitativen Festlegung von α/D als Funktion der Geschwindigkeit stammen im Gebiet schneller Strahlen von H. W. Schmidt aus den Jahren 1907 und 1909⁴⁹⁾⁵⁰⁾. Dieser benutzte als Strahlungsquelle ein Präparat von Uran X, das in dünner Schicht ausgebreitet war auf einer 8 cm großen Kreisscheibe aus nur etwa 0,01 mm dickem Aluminium. Mit der aktivierten Seite nach unten war diese nahe über der unbedeckten Öffnung eines Trägerbildungskondensators angebracht, der in Verbindung mit einem empfindlichen Elektroskop als Intensitätsmeßmittel diente. Man muß daher nach den früheren Überlegungen (72) die Ergebnisse der Arbeiten, falls sie allgemein vergleichbar sein sollen, erst auf wahre Intensitäten umrechnen. Dadurch werden weitgehende Schlüsse, die Schmidt aus seinen Absorptions- und Diffusionsmessungen (95) über Gesetzmäßigkeiten bei Atomgewicht und Atombau zog, hinfällig. Zwischen Präparat und Meßkammer konnten verschiedene Bleche von Aluminium eingeschoben werden, dessen Absorptionsvermögen zuerst untersucht wurde. Dasjenige der Dichteinheit war dann ja berechenbar.

78. Die Messungen geschahen nach der zuerst von A. Becker mit großem Vorteil zur Beseitigung von Fehlerquellen eingeführten „Methode der benachbarten Dicken“⁵¹⁾. Diese besteht darin, daß man zu einer ständig vorgeschalteten absorbierenden Schicht noch eine dünne weitere, die sogenannte „Meßschicht“, hinzufügt. Mit und ohne diese werden zwei verschiedene Intensitäten, also auch zwei Gleichungen:

$$J_1 = J_0 e^{-\alpha x_1} \quad \text{und} \quad J_2 = J_0 e^{-\alpha x_2}$$

erhalten, aus denen sich J_0 beseitigen und α für die in der Meßschicht gültige Strahlgeschwindigkeit berechnen läßt. Das Verfahren kann zur Erhöhung der Genauigkeit durch Hinzufügen weiterer Schichten so lange wiederholt werden, als die abnehmende Strahlenintensität es zuläßt. Freilich erleiden die Elektronen beim Durchgang durch dickere und dickere Schichten immer größere Verzögerungen, und

es entsteht deshalb in jeder neuen Meßschicht eine neue, geringere Geschwindigkeit, die ein größeres Absorptionsvermögen nach sich zieht. Um also die zu den einzelnen gemessenen α -Werten gehörigen Geschwindigkeiten ermitteln zu können, ist eine genaue Kenntnis der Geschwindigkeitsabnahme in materiellen Medien vorauszusetzen. Es liegen heute, was wir erst später besprechen können (138 u. f.), hierzu ausreichende Angaben vor, die es gestatten, die früheren, doch unsicheren Geschwindigkeitswerte nachträglich zu korrigieren.

79. Gegenüber dieser Schwierigkeit besitzt das Verfahren benachbarter Dicken aber den großen Vorzug, gleichzeitig mehrere gefährliche Fehlerquellen unschädlich zu machen. Einmal bewirkt die ständige Vorschaltung einer größeren Schichtdicke, daß die auf der Eintrittseite rückdiffundierenden Elektronen dem Strahl stets in gleicher Anzahl verloren gehen, gleichgültig ob noch eine Meßschicht folgt oder nicht. Würde man statt dessen einmal überhaupt ohne absorbierendes Medium und dann mit solchem die Strahlintensität messen, so erhielte man zuerst die gesamte ursprüngliche Elektronenzahl, das andere Mal aber nur die Menge derjenigen, die weder durch Absorption noch durch Rückdiffusion verloren gingen, und es wäre unmöglich, diese beiden Erscheinungen von einander zu trennen. Beobachtet man jedoch mit einer ständig vorgeschalteten Schicht, in der die Rückdiffusion sich bereits vollkommen auswirken kann, so erhält man in dem Unterschied der Elektronenmengen, die mit und ohne hinzugefügte Meßschicht sich ergeben, ein ungefälschtes Maß für die Zahl der allein durch Absorption in der Meßschicht verlorengegangenen Teilchen.

80. Die ständige Vorschaltung einer dickeren Schicht hat auch großen Nutzen in dem Falle, daß die verwendete Strahlung nicht von einheitlicher Geschwindigkeit ist. Denn die langsamen Elektronen werden ja stärker absorbiert als schnelle, weshalb sie durch genügende Schichtdicke vollkommen aufgehalten werden können, während der schnellste Anteil der Strahlung, gewissermaßen filtriert, weiterläuft. Gerade dem von Schmidt benutzten Uran X kommt dieser Vorzug sehr zustatten, da dessen Strahlung, wie erst spätere Untersuchungen zeigten (127), sich aus ganz verschiedenen Geschwindigkeiten zusammensetzt. Endlich verbürgt die Dicke der ständigen Schicht auch die Sicherheit, daß die Strahlen bereits zum Normallauf gelangt sind, bei dem die Absorption stets untersucht werden soll (vgl. 90), und sie verhütet, daß möglicherweise ausgelöste Sekundärelektronen mitgemessen werden. Denn solche

haben meist nur geringe Geschwindigkeit, werden also rasch in der Schutzschicht absorbiert.

81. Interessant ist der Gang, den die Werte des so gemessenen Absorptionskoeffizienten zeigten, wenn Schmidt auch von ganz dünnen Schichten zu immer dickeren fortschritt. Zuerst nahm α mit wachsender Schichtdicke ab, durchlief dann ein Minimum, um schließlich wieder fort und fort anzusteigen. Man erkennt in dem anfänglichen Abfall das Verschwinden der in der inhomogenen Uran X-Strahlung enthaltenen langsamen Teile, für die zuerst α größer gemessen wurde. Außerdem kam anfänglich noch ein Teil der später rückdiffundierenden Elektronen mit zur Beobachtung, wodurch beim Einfügen der ersten dünnen Schichten zunächst ein größerer Verlust an gemessenen Teilchen entstand, als ihn allein die Absorption hervorgerufen hätte. So wurde α ganz zu Anfang scheinbar vergrößert. Das spätere Ansteigen der α -Werte rührte daher, daß mit wachsender Schichtdicke die Strahlgeschwindigkeit abnahm, wodurch das Absorptionsvermögen in der Tat größer werden muß. Man sieht demnach, daß die Schutzschicht genügende Dicken erst dann erreicht, wenn die α -Werte ihr Minimum schon überschritten haben. Denn dann erst wirken Rückdiffusion und Inhomogenität der Strahlen nicht mehr fälschend mit. Die ermittelten Absorptionswerte werden also überhaupt um so sicherer, je dickere Schichten man verwendet.

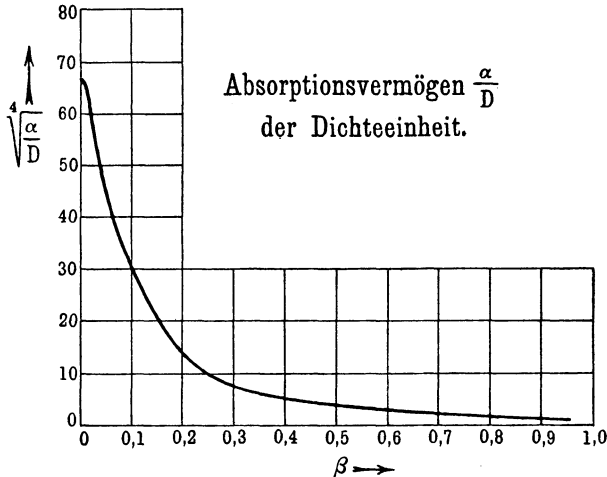
82. Ganz entsprechende Überlegungen gelten auch für die Arbeit von E. Friman aus dem Jahre 1914, der die Absorption bei schnellsten Strahlen ebenfalls in einwandfreier Weise untersuchte⁵²). Wieder diente ein auf scheibenförmiger Fläche ausgebreitetes Uran X-Präparat als Strahlungsquelle und zur Intensitätsmessung ebenfalls ein Luftleitungskondensator, in diesem Falle in Verbindung mit einem hochempfindlichen Binantenelektrometer. Hier war Luft das absorbierende Medium. Die Methode der benachbarten Dicken konnte deshalb einfach dadurch verwirklicht werden, daß man den Abstand zwischen Präparat und Kondensator in geeigneten Schritten änderte. Es wurden Entfernungen zwischen 20 und 90 cm angewandt. Der zwischenliegende Strahlenweg war bei den Hauptversuchen nicht von einem Gehäuse umgeben, sondern völlig frei, da ein solches nur zur Auslösung von Wellen- und sekundären Kathodenstrahlen Anlaß gegeben hätte. In der Luft etwa erzeugte Sekundärstrahlen wurden durch eine dünne Aluminiumfolie am Eingang zum Meßkondensator abgefangen. In späteren Versuchen kam die Methode der benachbarten Dicken auch dadurch

zur Anwendung, daß der Druck der nunmehr doch von einem Rohr umgebenen Luft in weiten Grenzen variiert wurde. Dabei gab sich Gelegenheit, die Einwirkung der in den Wänden entstehenden Sekundärstrahlen zu studieren. Überhaupt ist die Arbeit dadurch wertvoll, daß sie zum ersten Male mit allergrößter Sorgfalt sämtliche überhaupt denkbaren Fehlerquellen, von denen wir ja auch hier die wichtigsten berührten, eingehend untersuchte und aus den Ergebnissen nach Möglichkeit ausschaltete. Die durch die Luftleitungsmethode bedingten Fehler sind allerdings nicht beseitigt.

83. Deshalb hat Lenard gleichzeitig mit den Schmidtschen Resultaten auch die von Friman erst auf den Fall wahrer Intensitäten umgerechnet, um sie im „Quantitativen über Kathodenstrahlen“ zuerst 1918 in einheitlichem Zusammenhang mit den Absorptionsbeobachtungen an langsameren Strahlen darstellen zu können. Die hierbei erforderliche Kenntnis der Strahlgeschwindigkeit des Urans X gewann er aus den noch später eingehend zu besprechenden Untersuchungen v. Baeyers (125 u. f.). Mit Hilfe der ebenfalls im „Quantitativen“ dargestellten Kenntnis von den Geschwindigkeitsverlusten, auf die wir in 138 u. f. zurückkommen, war es dann auch möglich, die einzelnen Strahlgeschwindigkeiten zu bestimmen, die zu den bei verschiedener Schichtdicke erhaltenen α -Werten gehören, so daß man in einem Diagramm zu diesen Geschwindigkeitswerten als Abszissen die zugehörigen Absorptionsvermögen, nachdem sie noch durch entsprechende Division auf die Dichteeinheit reduziert waren, als Ordinaten auftragen konnte. So ergaben sich zur Festlegung von a/D als Funktion der Geschwindigkeit einige Punkte in der Gegend von $\beta = 0,9$ Lichtgeschwindigkeit, mit denen auch die früher erwähnten Angaben der ersten Arbeiten angenähert übereinstimmen. Weitere Punkte zur Festlegung einer zusammenhängenden a/D -Kurve lieferte eine Arbeit von A. Becker, der bei Absorptionsmessungen in Luft verschiedenen Druckes mit der gewöhnlichen Entladungsröhre bis zu der erheblichen Geschwindigkeit von etwa $\beta = 0,5$ Lichtgeschwindigkeit vordrang⁵³⁾. Daran an schließt sich nach der langsameren Seite hin bis zu den lichtelektrisch erzeugten Strahlen eine ganze Reihe von brauchbaren Werten. Alle Punkte zusammengenommen reichen gerade aus, um in guter erster Annäherung eine glatt verlaufende Kurve durch das ganze Geschwindigkeitsgebiet von der Ruhe bis nahe Lichtgeschwindigkeit hindurchzulegen. (Vgl. die Kurve auf folg. Seite. Um sie in ihrem ganzen Verlauf ohne Maßstabsänderung auf einmal darstellen zu können, ist — abweichend von 39) — nicht a/D selbst.

sondern $\sqrt[4]{\frac{\alpha}{D}}$ aufgetragen. Man hat demnach die abgelesenen Ordinatenwerte in die vierte Potenz zu erheben, um α/D zu erhalten.)

Abb. 11.



84. Der zuerst 1903 in großen Zügen schon aufgefundene Verlauf, nach dem die α/D -Werte von sehr kleinen Beträgen rasch immer steiler anwachsen, wenn die Strahlgeschwindigkeit abnimmt, um bei langsamster Bewegung schließlich einem sehr großen Grenzwert zuzustreben, findet sich in dieser quantitativen Bearbeitung aller inzwischen neu hinzugekommenen brauchbaren Untersuchungen vollkommen bestätigt. Unsere Kenntnis vom Absorptionsvermögen der Dichteinheit als Funktion der Geschwindigkeit kann daher in der Hauptsache als gut festgelegt betrachtet werden*).

85. Die Abweichungen von der Massenproportionalität, die man kennen muß, wenn man aus obigen Kurven auf das Verhalten einzelner bestimmter Körper genauere Schlüsse ziehen will, sind schon für viele Stoffe in allen Geschwindigkeitsgebieten untersucht worden. Bei langsamsten Strahlen fand Lenard starke Unregelmäßigkeiten⁴⁷⁾. Je nach der Größe der Moleküle und der freien

*) Ein hiervon verschiedenes Verhalten wurde neuerdings von C. Ramsauer bei den Edelgasen entdeckt^{54) 42)}. Dort erreicht α/D bei einer Geschwindigkeit von wenigen Volt ein Maximum, um für noch langsamere Bewegungen — offenbar gegen Null strebend — wieder abzunehmen.

Weglänge, die dazwischen für die Elektronen übrigbleibt, verhält sich jeder Stoff individuell. Bei mittleren Geschwindigkeiten dagegen lassen Untersuchungen von A. Becker^{51) 55)} und J. Silbermann⁵⁶⁾ bereits Gesetzmäßigkeiten in den Abweichungen erkennen. Bei allen nichtmetallischen Elementen wächst, wenn man sie nach dem periodischen System ordnet, das Absorptionsvermögen rascher an, als nach dem Proportionalitätsgesetz allein infolge des zunehmenden Atomgewichts zu erwarten wäre. Die metallischen Elemente bilden jedoch zum Teil Ausnahmen hiervon, besonders der Wasserstoff ist bemerkenswert, der umgekehrt trotz des geringsten Gewichts fast doppelt soviel absorbiert, als seiner Masse entspricht. Die Regelmäßigkeit in den Abweichungen von der Proportionalität tritt deutlicher hervor bei größten Geschwindigkeiten, wo entsprechende Versuche von H. W. Schmidt an festen Körpern⁴⁹⁾ und Flüssigkeiten⁵⁷⁾ und von Friman an Gasen und Dämpfen⁵²⁾ mit den schon früher beschriebenen Anordnungen durchgeführt wurden. In diesem Geschwindigkeitsgebiet nimmt das Absorptionsvermögen fast aller Elemente, auch der Metalle, rascher zu, als dem wachsenden Atomgewicht entspricht. Die Frage, wie weit dieses Ansteigen von α/D möglicherweise eine Wirkung der in schwereren Körpern zunehmenden Diffusion ist, können wir erst später beantworten (97).

86. Bemerkenswert ist noch die übereinstimmende Feststellung aller Beobachter, daß die Absorption bei aus mehreren Elementen zusammengesetzten chemischen Verbindungen sich genau nach den Bestandteilen richtet, aber unabhängig davon ist, in welcher Anordnung diese sich zu Molekülen gruppieren. Bei der Kathodenstrahlabsorption wirken also auch in der Verbindung die Atome stets als solche einzeln auf die Strahlteilchen, und man kann daher, wenn man die Absorptionsvermögen der Bestandteile kennt, auch leicht nach dem Mengenverhältnis, in dem sie im Molekül vorkommen, den α -Wert für eine Verbindung vorausberechnen.

87. Eine weitere wichtige Erscheinung, die wir im vergangenen schon mehrfach streifen mußten, ist die Trübung oder Diffusion, die die Kathodenstrahlen erleiden, wenn sie durch materielle Körper hindurchgehen. Die Grundzüge dieser Erscheinung wurden von Lenard vor allem an Gasen in seinen frühesten Untersuchungen mit mittelschnellen Strahlen bereits 1893 und 1895 erkannt^{3) 43)} und gaben die ersten sicheren Aufschlüsse über das Wesen der Elektronen sowohl als der von ihnen getroffenen Atome. Demnach erleiden die Strahlen auf ihrem Wege durch materielle Medien fortwährend sehr kleine, unregelmäßige Ablenkungen aus ihrer bis-

herigen Bahnrichtung, die sich mit der Zeit aber doch so sehr häufen, daß ein anfangs paralleles Strahlenbündel allmählich in vollkommen diffusen Verlauf übergeht. Die kinetische Gastheorie zeigt nun, daß die freie Weglänge zwischen den einzelnen Molekülen auch in stark verdünnten Gasen noch sehr klein bleibt. Bei Wasserstoff von 40 mm Druck beträgt sie z. B. nur 0,02 mm. Dagegen werden an parallel eintretenden Kathodenstrahlen in diesem Gase erst nach 10 cm langer Bahn die ersten Spuren einer Trübung wahrgenommen. Diese kann also unmöglich infolge richtiger Reflexionen an den Gasmolekülen entstehen, wie man sie aus der kinetischen Theorie zu betrachten gewohnt ist. Vielmehr muß man annehmen, daß die Elektronen auf ihrer Bahn Tausende von Gasmolekülen quer durchlaufen, ehe die erste Spur einer Bahnkrümmung bemerkbar wird. Die Diffusion ist demnach das Ergebnis von zahlreichen Atomburchquerungen, bei denen die Strahlteilchen im Einzelfall meist nur äußerst geringe Ablenkungen erfahren.

88. Bei diesen ältesten Untersuchungen konnte auch bereits festgestellt werden, daß der Trübungsvorgang von der Strahlgeschwindigkeit abhängig ist, derart, daß der Lauf in immer stärkerem Maße diffus wurde, je langsamer die benutzten Strahlen waren. Auch die Dichte der Gase, in denen die Diffusion untersucht wurde, zeigte entscheidenden Einfluß auf den Vorgang. Die mit dem Phosphoreszenzschirm beobachtete Verbreiterung eines anfänglich parallelen Strahlenbündels blieb der Dichte des Gases immer proportional, sodaß also schwere Gase eine starke, leichte dagegen geringe Trübung hervorriefen. Man hat hier genau dieselbe Massenproportionalität wie bei der Absorption, nur mit dem Unterschied, daß Abweichungen davon bei der Diffusion nicht beobachtet wurden. Das Proportionalitätsgesetz scheint hier genauer zu gelten.

89. Zur scharfen Unterscheidung der einzelnen Erscheinungsformen führen wir mit Lenard einige charakteristische Begriffe ein³⁹⁾, die wir zum Teil schon früher streiften: Treten ursprünglich gleichgerichtete Strahlen in ein zerstreues Medium ein, so bleibt ihre Ordnung, der sogenannte „Parallellauf“ oder „Parallelfall“, zunächst bis zu einer gewissen Schichtdicke, der „Parallelfalldicke“, fast unverändert erhalten. Von da an jedoch beginnt der Strahlengang allmählich diffuser zu werden, bis er schließlich in der Tiefe der „Normalfalldicke“ in den ungeordneten „Normallauf“ oder „Normalfall“ von vielfach gekrümmten und gewundenen Bahnen übergegangen ist, wobei freilich die Mehrzahl der Elektronen die

ursprüngliche Bahnrichtung wenigstens ganz ungefähr noch beibehält. Dieser Zustand bleibt auch in weiteren Tiefen des Mediums erhalten. Ein Teil der Elektronen ändert, wie zuerst von A. Becker einwandfrei nachgewiesen wurde⁵¹⁾, seine Bahnrichtung so sehr, daß er, wie wir schon in 65. sahen, auf der Eintrittseite „rückdiffundiert“. Freilich können wegen der Wirkung von Absorption und Geschwindigkeitsverlusten nur solche Elektronen wieder rückwärts austreten, die ursprünglich nicht zu tief in die Schicht eindringen. Die hierfür in Betracht kommende Grenze, jenseits der die Umkehr des Elektrons nicht mehr zum Austritt führen kann, heißt „Rückdiffusionsdicke“.

90. Wird irgend eine Schicht von Strahlen im Normalfall durchsetzt, so beschreiben diese, wie schon gesagt, vielfach gewundene Bahnen, und ihr in Wahrheit zurückgelegter Weg x_0 wird im Mittel bedeutend größer sein als die gerade Linie x zwischen dessen Anfangs- und Endpunkt. Das Verhältnis beider Längen kommt zum Ausdruck in dem „Umfangfaktor“ B , mittels dessen einfach gilt:

$$x_0 = B x.$$

Dieser sowie alle oben genannten Schichtgrenzen haben natürlich nur den Sinn von Näherungswerten, die das ungefähre Verhalten der Mehrzahl der Elektronen charakterisieren sollen. Die Kenntnis des Umfangfaktors ist in vielfacher Hinsicht von Bedeutung. Auch bei der Absorption spielt er bei näherem Zusehen eine Rolle. Wir dachten uns nämlich bei der Berechnung des Absorptionskoeffizienten in Gleichung [68] für x stets einfach die Schichtdicke eingesetzt. Da aber die Strahlen bei dem gewöhnlichen Normalfall ganz andere Bahnen zurücklegen, hätte man, um das „wahre Absorptionsvermögen“ zu berechnen, das wir mit α_0 bezeichnen, den wahren Strahlweg x_0 in die Gleichung einsetzen müssen. Ebenso kann man aber auch aus dem bei Versuchen stets erhaltenen α , das man zum Unterschied von α_0 auch „praktisches Absorptionsvermögen“ nennt, das wahre hinterher durch Division mit B herleiten. Denn es ist einfach:

$$\alpha = B \alpha_0.$$

91. Im Gegensatz zu dem Vorgang der Absorption, den wir in dem einfachen Exponentialgesetz vollkommen beschreiben konnten, ließ sich das mannigfaltige Verhalten der Elektronen bei der Diffusion bisher nicht durch eine einheitliche quantitative Gesetzmäßigkeit ausdrücken. Man mußte sich vielmehr darauf beschränken, nur einzelne Erscheinungsformen gesondert, zum Teil nach starker Ideali-

sierung der Wirklichkeit, in Formeln zu fassen und diese dann an der Erfahrung zu prüfen. So behandelt eine von Lenard aufgestellte „Theorie der Diffusion in kleinen Winkeln“³⁹⁾ den Übergang des Strahllaufs vom Parallellfall bis zur allmählichen Einstellung des Normallaufs, ist aber auf die weiter folgenden Vorgänge nicht anwendbar. H. W. Schmidt legte in seiner Arbeit von 1907 den Grund zu einer idealisierten quantitativen Darstellung der Rückdiffusion⁴⁹⁾, die dann ebenfalls von Lenard weiter ausgebaut wurde³⁹⁾. Aber auch sie ist nur für einen beschränkten Kreis von Erscheinungen brauchbar. Immerhin war es von Interesse, die Anwendbarkeit dieser theoretischen Betrachtungen durch Versuche zu prüfen, und hierzu haben neben den ersten Beobachtungen von Lenard 1894 und der Arbeit von A. Becker von 1905 vor allem die schon mehrfach erwähnten Untersuchungen an schnellsten Strahlen von H. W. Schmidt⁴⁹⁾ und E. Friman⁵²⁾ beigetragen.

92. Die Frimansche Arbeit untersucht die Diffusion in kleinen Winkeln. Der quantitativen Fassung dieses Vorgangs liegt die Annahme zugrunde, daß Atomdurchquerungen mit gar keinen oder nur kleinen Ablenkungen häufig sind, größere Winkel θ aber gegen die ursprüngliche Strahlrichtung in immer wachsendem Maße selten werden. Die Wahrscheinlichkeit verschiedener Ablenkungswinkel soll sich dabei einfach nach dem Gaußschen Fehlerverteilungsgesetz richten, nämlich proportional sein $e^{-\text{tg}^2 \frac{\theta}{a}}$, wo a eine für verschiedene Medien und Geschwindigkeiten wechselnde Konstante bedeutet. Mit ihrer Größe wächst die beobachtete Trübungswirkung des Mediums, a heißt daher „Trübungsfaktor“. Auf Grund dieser Annahmen ließ sich eine Beziehung herleiten, die die Intensitätsverteilung im Strahl in Abhängigkeit von der durchsetzten Schichtdicke angibt. Diese zuerst nur für den Fall einer punktförmigen Strahlenquelle von Lenard aufgestellte Formel hat Friman dann noch verallgemeinert, um sie auf seine Versuchsmethode anwenden zu können, bei der das aktive Präparat ja flächenförmig ausgebreitet war. Ein anfänglich paralleles Strahlenbündel ließ sich dadurch verwirklichen, daß man vor dem Uran X-Präparat einen Satz von mehreren Bleiblenen hintereinanderschaltete. Nach Durchsetzen des untersuchten Gases gelangten dann die Strahlen wie bei den Absorptionsversuchen wieder in die Luftleitungskammer. Durch Variieren des Druckes konnte künstlich die Dicke der untersuchten Gasschicht beliebig geändert werden. Die Messungen ergaben, daß bei verschiedenen Gasen und Dämpfen die beobachteten Strahl-

intensitäten mit den formelmäßig berechneten gut übereinstimmten, daß also die hergeleiteten quantitativen Beziehungen den Diffusionsvorgang vor Eintritt des Normallaufs gut darstellen.

93. Gleichzeitig ließen sich für die untersuchten Stoffe einige Zahlenwerte des Trübungsfaktors a bei der benutzten Geschwindigkeit von $\beta = 0,92$ Lichtgeschwindigkeit gewinnen, die annähernd den erwarteten Zusammenhang mit der Dichte der Medien aufwiesen. Aus ihnen ermittelt Lenard im „Quantitativen über Kathodenstrahlen“ bei weiterem Verfolg der Theorie auch für einige Medien die Parallelfalldicke, die ja dem Gültigkeitsbereich dieser Betrachtungsweise angehört. Über die anderen orientierenden Dicken, die wir in 89. besprachen, auch über den Umwegfaktor B , der ja erst für den Normalfall Bedeutung hat, vermag die Theorie der Diffusion in kleinen Winkeln aber nichts auszusagen.

94. Hier helfen einigermaßen die Untersuchungen über die Rückdiffusion. H. W. Schmidts Beobachtungen an festen Körpern zeigten in Übereinstimmung mit den früheren von A. Becker, daß man sich die Erscheinung, wie wir sie hier schon immer auffaßten, als Volumenvorgang vorzustellen hat, nicht, wie man zuerst glaubte, als reine Reflexion der Strahlung an der Oberfläche der untersuchten Schicht. Wirkliche Reflexion war lange nur bei allerkleinsten Geschwindigkeiten bis höchstens 11 Volt bekannt. Neuerdings haben Farnsworth und außerdem Davisson und Kunsmann*) bis zu einer Strahlgeschwindigkeit von 1000 Volt ($\beta = 0,063$ Lichtgeschwindigkeit) echt reflektierte Elektronen nachweisen können. Darüber hinaus ist die Erscheinung bis heute nicht beobachtet worden.

95. Bei den Rückdiffusionsmessungen von H. W. Schmidt waren die Hilfsmittel im wesentlichen dieselben wie bei den früher beschriebenen Absorptionsversuchen. Nur wurde jetzt die aktivierte Aluminiumscheibe mit dem Präparat nach oben auf die Öffnung des Luftleitungskondensators gelegt. Darüber konnte man verschieden dicke Platten der Medien anbringen, in denen die Rückdiffusion untersucht werden sollte. Die rückdiffundierende Strahlung mußte also stets erst noch die Unterlage des Präparats durchsetzen, ehe sie zur Messung gelangte. Dies hatte den Vorteil, daß die nebenbei in der untersuchten Schicht entstehende Sekundärstrahlung als wesentliche Fehlerquelle stets von der Meßkammer abgehalten

*) Phys. Rev. 20, 358, 1922 bzw. 19, 253, 1922 und 22, 242, 1923; vgl. auch ⁴²⁾.

wurde. Die Rückdiffusion und Sekundärstrahlung der Unterlage blieb dabei allerdings unberücksichtigt. Der Betrag der in der untersuchten Schicht über dem Präparat rückdiffundierenden Strahlung war leicht aus der Differenz der Wirkungen zu ermitteln, die man im Meßkondensator mit und ohne oben aufgelegte Rückdiffusionsplatte erhielt. Es zeigte sich, daß die Menge bis zu einem gewissen Höchstwert zunahm, wenn man von sehr dünnen zu dickeren Rückdiffusionsschichten überging. Bei noch größerer Dicke der aufgelegten Platten blieb der Wert unverändert. Auf diese Weise gelang es, unmittelbar durch Versuche die Rückdiffusionsdicken für verschiedene Stoffe zu ermitteln. Ebenso wichtig war es, zahlenmäßig zu bestimmen, welchen Bruchteil der Gesamtstrahlung die auf der Eintrittseite der untersuchten Medien rückdiffundierende Menge ausmacht. Diese sogenannte „Rückdiffusionskonstante“ p , stets ein echter Bruch, ermöglicht nämlich mittels der schon erwähnten theoretischen Betrachtungen Schlüsse auf noch weitere, die Diffusion charakterisierende Größen. Die Zahlenwerte, die Schmidt an 14 Elementen für p erhielt, zeigten wieder ein starkes Ansteigen mit dem Atomgewicht, wie dies ja nach den Erfahrungen an der Diffusion in kleinen Winkeln auch hier zu erwarten war.

96. Bei den theoretischen Ansätzen wird dem Vorgang der Rückdiffusion die allerdings stark idealisierende Annahme zugrunde gelegt, daß die Strahlen stets nur senkrecht in das Medium eindringen. Dann soll an jedem Dickendifferential innerhalb des Stoffes derselbe konstante Bruchteil der auftreffenden Elektronenmenge wieder senkrecht zurückgeworfen und ebenso ein fester Bruchteil absorbiert werden, während der Rest unbeeinflusst weitergeht. Geschwindigkeitsverluste und anderweitige Richtungsänderungen werden nicht berücksichtigt. Auch durch die erwähnte flächenhafte Anordnung der Strahlenquelle wird dieser letzte Mangel nur zum Teil ausgeglichen. Immerhin reichen diese Annahmen aus, um in erster Annäherung die Vorgänge der Rückdiffusion quantitativ zu beschreiben. Da hierbei auch die Absorption mit hinzugezogen wird, gelingt es unter anderem wegen der in 90. gegebenen Zusammenhänge, auch den Umwegfaktor B mit der Rückdiffusion in Beziehung zu setzen und Zahlenangaben über ihn zu machen. Auch er wächst mit dem Atomgewicht der Stoffe, wenn auch nur in geringem Maße, an. Die Werte sind außerdem kleiner als die, die sich aus Beckers Messungen bei $\beta = 0,35$ Lichtgeschwindigkeit ergeben. Sie beweisen also aufs neue, was die ersten Beobachtungen

Lenards bereits gezeigt hatten, daß die Elektronen um so stärker abgelenkt werden, je langsamer sie die Atome durchqueren.

97. Mit den Zahlenwerten von B war es nun auch möglich, die bei Normallauf der Strahlen gemessenen praktischen Absorptionsvermögen a vom Einfluß der Diffusion zu befreien. Die Durchführung dieser Reduktion zeigte, soweit sie möglich war, daß wenigstens bei großen Geschwindigkeiten die früher besprochene Abweichung des Absorptionsvermögens schwererer Elemente von der Massenproportionalität bei den wahren Werten a_0 völlig verschwindet, also allein eine täuschende Wirkung der Diffusion darstellt. Das Proportionalitätsgesetz scheint demnach für schnellste Strahlen streng zu gelten.

98. Auf solche Weise gelingt es Lenard im „Quantitativen über Kathodenstrahlen“, aus den Schmidtschen Beobachtungen noch nachträglich auf rechnerischem Wege zahlreiche wichtige Schlüsse zu ziehen, die unsere bis dahin noch nicht sehr ausgedehnte quantitative Kenntnis von den Diffusionsvorgängen wesentlich vervollkommen helfen. Wir führen hier zur Erläuterung aller betrachteten Verhältnisse noch einige Zahlenwerte für Luft von Atmosphärendruck und beispielsweise für Zinn an:

	Luft	Zinn
Parallelfalldicke	3 cm	0,0005 cm
Normalfalldicke	28 „	0,004 „
Rückdiffusionsdicke	125 „	0,03 „
Rückdiffusionskonstante	0,30	0,47
Umwegfaktor	1,9	2,8

99. Alle unsere Schlüsse über die Wege der Elektronen beim Durchgang durch Materie werden schließlich auch noch durch die photographischen Aufnahmen C. T. R. Wilsons bestätigt, der die trägerbildende Wirkung von β -Strahlen und lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen dazu benutzte, um ihre Einzelbahnen unmittelbar sichtbar zu machen⁵⁸). Die längs der Bahnen in großer Zahl entstehenden Träger werden dabei als Kondensationskerne für Wasserdampf verwandt, der im geeigneten Augenblick auf ihnen sich niederschlägt und so in zahlreichen feinen Tröpfchen die Spur der unmittelbar vorher vorbeigegangenen Elektronen deutlich anzeigt. Die photographisch hiervon erhaltenen Bilder lassen dieselben Einzelvorgänge erkennen, die wir schon auf anderem Wege erschlossen, und stimmen auch quantitativ mit den Berechnungen

Lenards gut überein. Zahlreiche Wiederholungen dieser Versuche in den letzten Jahren brachten immer wieder Bestätigungen des bekannten, ohne doch wesentlich darüber hinauszugehen*). Neu, wenn nicht nur vorgetäuscht, ist vielleicht die Feststellung, daß auch Elektronen vereinzelt beim Zusammentreffen mit Atomen scharfe Knicke ihrer Bahn unter großen Winkeln erleiden, wie man sie sonst nur bei α -Strahlen beobachtete.

100. Die ersten grundlegenden Erfahrungen über die Vorgänge der Diffusion und Absorption von Elektronen aller Geschwindigkeiten gewährten zusammengenommen tiefe Einblicke in das bis dahin vollkommen unbekannte Innere der von Strahlen getroffenen Atome. Die ganze heutige Vorstellung über diese Dinge wurde in der Hauptsache durch die Kathodenstrahluntersuchungen neu geschaffen**). Erst später traten dann noch die Erfahrungen mit α -Strahlen und Licht- und hochfrequenter Wellenstrahlung hinzu, um das neue Bild weiter zu verfeinern. Die bei der Diffusion wie bei der Absorption vor allem auch an komplizierten Verbindungen beobachtete einfache Massenproportionalität der Erscheinungen, nach der gleiche Massen verschiedener Stoffe sich den Strahlen gegenüber vollkommen gleich verhielten, führte, wie schon erwähnt, nunmehr zwingend zu der alten Annahme der Alchimisten zurück, daß alle materiellen Atome aus denselben Grundbestandteilen aufgebaut sind, daß sie nur entsprechend ihrem wechselnden Atomgewicht verschiedene Mengen davon enthalten. Diese Bausteine wurden von Lenard „Dynamiden“ genannt. Über ihre Verteilung im Atom konnten zunächst die Vorgänge der Diffusion einigen Aufschluß geben. Daß die Elektronen auf ihren Bahnen zweifellos durch das Innere der Atome drangen, war nämlich bei der Häufigkeit dieser Erscheinung nur durch die Annahme großer leerer Zwischenräume im Atominnern selbst zu deuten. Die dabei beobachteten Ablenkungen, die in ihrer Gesamtheit eben die Diffusion hervorrufen, zeigten das Vorhandensein elektrischer und magnetischer Felder von unglaublicher Stärke an. Verweilte ein Elektron nur kurz in diesen, so konnte es nur wenig beeinflußt werden. Größer und größer aber mußte die Wirkung werden, je langsamere Strahlen das Atom durchsetzten, je länger sie also den ablenkenden Kräften unterworfen blieben. So ließ sich leicht die stärkere Diffusion verstehen, die man bei geringer werdender Geschwindigkeit bemerkt hatte.

*) Z. B. 59), 60), 61).

***) Siehe hierüber besonders 1), 39), 47).

101. Freilich zeigte die Beobachtung auch, daß nicht alle Elektronen frei durch die Atome hindurchgegangen konnten, sondern viele wurden gänzlich aufgehalten, also absorbiert. Demnach mußte ein gewisser Teil des Atoms für die Strahlen völlig undurchdringlich sein, man nannte diesen daher „absorbierenden Querschnitt“. Unsere Erfahrungen über den Gang der Absorption mit der Strahlgeschwindigkeit bedeuten dann in diesem Zusammenhang, daß der absorbierende Querschnitt der Atome mit wachsender Strahlgeschwindigkeit immer mehr abnimmt. Man kann dies auch leicht rechnerisch verfolgen, denn es besteht ein sehr einfacher Zusammenhang dieses Querschnitts mit dem wahren Absorptionskoeffizienten α_0 . Denken wir uns für einen Augenblick die Atome eines absorbierenden Körpers in Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung J_0 (Abb. 12) angeordnet, und es mögen gerade n Ebenen auf die Schichtdicke von 1 cm kommen. Die Fläche aller auf 1 cm² entfallenden absorbierenden Atomquerschnitte einer solchen Netzebene betrage zusammengekommen q cm² (< 1). Demnach wird also die Summe aller absorbierenden Querschnitte in 1 cm³ gleich $nq = Q$ cm². Durchsetzt jetzt eine Strahlung von der Anfangsintensität J_0 die Netze, so gelangt nur der Teil von ihr unaufgehalten hindurch, der nicht auf absorbierende Querschnitte der Atome trifft. Nach Durchlaufen der ersten Schicht wird also:

$$J_1 = J_0 (1 - q),$$

nach der zweiten:

$$J_2 = J_1 (1 - q) = J_0 (1 - q)^2 \text{ usf.}$$

Eine Schicht von der Dicke x cm ergibt:

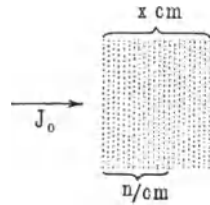
$$J = J_0 (1 - q)^{nx} = J_0 \left[\left(1 - \frac{Q}{n} \right)^n \right]^x,$$

und dafür kann man bei der Riesenanzahl der Atome in materiellen Körpern ruhig den Grenzwert für $n = \infty$ einführen, sodaß wird:

$$J = J_0 e^{-Qx}.$$

Hier haben wir aber gerade unser altes Absorptionsgesetz, und wir erkennen, daß der Absorptionskoeffizient α_0 identisch ist mit Q , d. h. mit der Summe aller absorbierenden Atomquerschnitte in

Abb. 12.



einem Kubikzentimeter*). Da die kinetische Gastheorie auch die Anzahl der Atome im Kubikzentimeter angibt, ist es leicht, mit Hilfe von α_0 sogar den absorbierenden Querschnitt eines einzelnen Atoms zu berechnen, und man kann in Annäherung auch das praktische Absorptionsvermögen α schon dafür benutzen.

102. Auf solche Weise ermittelt man aus dem früher beschriebenen Verlauf von α mit der Geschwindigkeit, daß die Atome sehr langsam bewegten Elektronen gegenüber einen Querschnitt zeigen, der selbst noch etwas größer ist als der, den man aus den Betrachtungen der kinetischen Theorie der Gase kennt. Es zeigte sich hier also wieder eine Äußerung der angenommenen elektromagnetischen Felder, die leicht über den Raum hinausgreifen können, der bei den Bewegungen der Atome für ihresgleichen undurchdringlich bleibt. Kommen die Strahlteilchen aber mit größerer und größerer Geschwindigkeit heran, so bleiben sie immer seltener im Atom stecken, größere und größere Räume werden für sie vollkommen durchlässig. Sie erfahren meistens nur noch kleine Ablenkungen, und der absorbierende Querschnitt zieht sich mehr und mehr zusammen. Das ist auch zu erwarten nach unserer Annahme, daß alles die Äußerung elektrischer und magnetischer Kräfte sei. Wir können uns diese nämlich nur hervorgerufen denken durch das Vorhandensein von Elektrizitätsmengen, die, falls es sich auch um magnetische Wirkungen handelt, sich bewegen müssen. Die Feldstärken werden um so gewaltiger, je näher man diesen Ladungen kommt, in weiterer Entfernung aber nehmen sie ab. Da nun zum Aufhalten eines fliegenden Elektrons um so größere Felder gehören, je größer seine Geschwindigkeit ist, so kann man verstehen, daß für rasch bewegte Strahlteilchen der absorbierende Querschnitt, d. h. der Teil des Feldes, der sie noch aufzuhalten vermag, immer kleiner wird und mehr und mehr auf die Zentren der Kräfte zusammenschrumpft. Für Strahlen von nahe Lichtgeschwindigkeit ergibt sich ein so geringer absorbierender Atomquerschnitt, daß ihnen gegenüber beispielsweise ein Platinblock von einem Kubikmeter nicht mehr undurchdringliches Eigenvolumen enthält als das eines Kubikmillimeters. Im übrigen ist er für sie vollkommen leer, und was wir als raumerfüllendes Volumen an ihm wahrnehmen, ist nichts als die Äußerung elektrischer und magnetischer Kräfte.

*) Dies gilt auch bezüglich der Dimensionen, da

$$\alpha_0 [\text{cm}^{-1}] = Q \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{cm}^3} \right].$$

103. Da drängt sich die Frage auf, ob denn in den Atomen überhaupt etwas vorhanden ist außer Kraftfeldern, die die Elektronen aufhalten, ein Etwas von wirklich undurchdringlichem Eigenvolumen. Die allerschnellsten Strahlen sollten hierüber Auskunft geben können. Man müßte das Verhalten von α_0 und damit des absorbierenden Querschnitts bis zur Lichtgeschwindigkeit selbst hin kennen lernen. Aber dies ist bis heute noch nicht gelungen. Die Kurve des Absorptionsvermögens der Dichteinheit sieht zwar so aus*), als werde für $\beta = 1$ tatsächlich $\alpha = 0$, sodaß also überhaupt keine undurchdringlichen Zentren vorhanden wären, doch hat man keine sicheren Zahlenwerte oberhalb $\beta = 0,91$ Lichtgeschwindigkeit gemessen. Aus diesen ließ sich mit Sicherheit nur schließen, daß bei einem einzelnen Baustein der Atome, einer Dynamide, der absorbierende Querschnitt gewiß nicht größer ist als eine Kreisfläche vom Radius $3 \cdot 10^{-12}$ cm**).

104. Auch über das Wesen der Dynamiden ergaben sich weitere Aufschlüsse. Die Kraftfelder der Atome verlangten die Anwesenheit von Elektrizitäten, und man wußte auch aus dem Zeemaneffekt, aus der lichtelektrischen Wirkung und der gleich noch näher zu besprechenden sekundären Kathodenstrahlung, daß die negative Elektrizität auch in den Atomen in derselben Form von Elektronen auftritt, die wir in den Kathodenstrahlen frei kennen lernten. Da die Atome elektrisch neutrale Gebilde sind, war daher die einfachste Annahme, auch die Dynamiden sich neutral vorzustellen, indem sie sich je aus einem Elektron und einem entgegengesetzt geladenen, positiven Quant zusammensetzen. Um auch magnetische Feldwirkungen zu erklären, mußten diese, sollten sie nicht überhaupt in sich zusammenstürzen, in rascher Rotation umeinander begriffen sein. Dies war bei der bekannten Kleinheit der Masse der Elektronen (vgl. 10, 30 u. f.) nur so denkbar, daß der Hauptteil der Atommasse sich in den positiven Quanten konzentrierte, und daß deshalb die Elektronen diese umkreisen. Wie die einzelnen Dynamiden im Atom angeordnet sind, blieb einstweilen unentschieden. Erst die späteren Untersuchungen mit α -Strahlen und die optischen Eigenschaften der Atome machten es wahrscheinlich, daß die positiven

*) Dies ist an der transformierten Kurve der Abb. 11 allerdings nicht deutlich zu erkennen.

***) Neue Berechnungen auf anderem Wege von M. C. Neuburger (Ann. d. Phys. **70**, 139, 1923) schließen den Durchmesser des Kerns des Wasserstoffatoms ein zwischen den Grenzen $1,01 \cdot 10^{-16}$ cm und $3,5 \cdot 10^{-14}$ cm.

Quanten, wenn nicht vielleicht in einem einzigen Kern vereinigt, so doch nahe beisammen im Mittelpunkt des Atoms sich befinden, während die zugehörigen Elektronen auf Kreisen oder auch auf komplizierteren Bahnen in sehr verschiedenen Abständen von ihnen außen herumlaufen.

105. Bei dieser Auffassung läßt sich die Ablenkung, die die Strahlen bei Durchquerung der Atome oft erleiden, auf zweierlei Ursachen zurückführen. Einmal können sie von den positiven Quanten angezogen werden, indem sie nahe dem Kern vorbeigehen. Ebensogut ist aber auch Abstoßung denkbar, wenn sie weiter außen einem kreisenden Elektron zu nahe kommen. In diesem Falle kann bei geeignetem Zusammentreffen die Rückwirkung auf das kreisende Quant so heftig werden, daß dieses selbst als neuer Kathodenstrahl aus dem Atom hinausfliegt. Da der positive Atomkern auf jedes kreisende Elektron eine Anziehung ausübt, durch die dieses erst auf der Kreisbahn gehalten wird, anstatt infolge seiner lebendigen Kraft von selbst geradewegs fortzufliegen, so ist ein Verlassen des Atoms nur solchen Elektronen möglich, die durch eine von außen kommende Arbeitsleistung der Kernanziehung entzogen werden. Diese liefert unser hindurchfliegender Kathodenstrahl und erteilt dem losgelösten Quant gleichzeitig eine gewisse Geschwindigkeit. Die Folge ist, daß er selbst an kinetischer Energie einbüßt und seine Bewegung etwas verlangsamt. Wir beobachten hier also zwei wichtige Erscheinungen in enger Verknüpfung miteinander: Ein Strahl durchquert das Atom, löst dabei einen neuen aus, einen „sekundären Kathodenstrahl“, wie man sagt, und erleidet selbst dabei neben etwaiger Ablenkung einen Geschwindigkeitsverlust. Obwohl die Größe des Energieaustauschs in den einzelnen Fällen je nach den zufälligen Bedingungen des Zusammentreffens ganz verschieden ausfallen mag, kann man doch im durchschnittlichen Verhalten der großen Masse der Elektronen ganz bestimmte Gesetzmäßigkeiten beobachten. Wir müssen die Betrachtung der Versuche, die zum Studium der Geschwindigkeitsverluste angestellt wurden, auf später verschieben (138), hier soll uns zunächst die Sekundärstrahlung beschäftigen.

106. Je nach dem Medium, indem sie entsteht, äußert sie sich auf sehr verschiedene Weise. Ein Phosphor z. B. wird durch Austreiben von negativen Quanten zum Leuchten angeregt, im Innern von Isolatoren erzeugen Sekundärelektronen Leitfähigkeit, und aus den Oberflächen einer jeden von Kathodenstrahlen durchsetzten Schicht treten sie mit primärer rückdiffundierender bzw. hindurch-

gegangener Strahlung vermischt aus. In Gasen machen sie sich vor allem durch ihre trägerbildende Wirkung bemerkbar, die leicht nachzuweisen ist. Jedes Atom, das ein Elektron abgegeben hat, bildet ja einen positiven Träger, und da der Sekundärstrahl meist keine große Geschwindigkeit besitzt, wird er selbst bald von einem anderen Atom absorbiert, und es entsteht ein negativer Träger. Jedem ausgelösten Sekundärelektron entspricht dann also ein Trägerpaar von Gasatomen, und man kann durch Auffangen aller Teilchen eines Zeichens an der Elektrode eines Luftleitungskondensators indirekt die Zahl der entstandenen Sekundärstrahlen elektrometrisch messen.

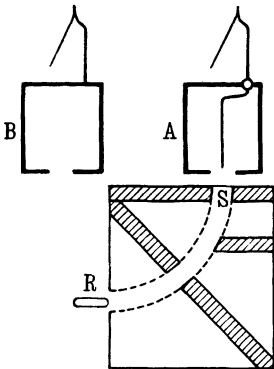
107. Daß die Trägerbildung, also auch die Sekundärerzeugung von Kathodenstrahlen im wesentlichen wirklich auf Atomdurchquerungen zurückzuführen ist, und nicht, wie man denken könnte, auf die Wirkung der absorbierten Primärelektronen, geht daraus hervor, daß die in genügend dichten Gasen beobachtete Anzahl der erzeugten Trägerpaare die der absorbierten Strahlquanten ganz außerordentlich übersteigt.

108. Die ersten Erfahrungen über die Gesetze der Entstehungsweise von Sekundärstrahlen verdankt man Lenard, der sie im Jahre 1903 entdeckte und zunächst mit dem Phosphoreszenzschirm untersuchte⁶²⁾ ⁶³⁾. Es zeigte sich dabei die schon früher erwähnte Abhängigkeit der losgelösten Elektronenmenge von der Geschwindigkeit der Primärelektronen (71). Ganz langsame Strahlen können überhaupt keine neuen Teilchen frei machen, erst bei einer gewissen unteren Grenzgeschwindigkeit, in Luft etwa 11 Volt ($\beta = 0,0064$ Lichtgeschwindigkeit) setzt die Sekundärstrahlerzeugung ein. Die ausgelöste Menge wächst, wenn die Geschwindigkeit der Primärelektronen gesteigert wird, zuerst außerordentlich stark an, um jedoch nach Überschreiten eines Maximums bei etwa 0,024 Lichtgeschwindigkeit für Luft bald wieder abzunehmen. Für Primärstrahlen größerer Geschwindigkeiten bis in die Gegend von $\beta = 1$ wurde das Bild durch die Untersuchungen von W. Wilson und von S. Bloch vervollständigt.

109. Wilson⁶⁴⁾ unterwarf die β -Strahlung des aktiven Niederschlags, der sich in einem Röhrchen *R* (Abb. 13) aus Radiumemanation entwickelte, der ablenkenden Wirkung eines senkrecht zu unserer Bildebene gerichteten Magnetfelds. Die Teilchen mußten sich also je nach ihrer Geschwindigkeit auf Kreisen von verschiedenen großen Radien bewegen nach Maßgabe der Gleichung [6], wo für große Geschwindigkeiten die veränderliche Masse nach [49c] eintritt. Nur

ein verhältnismäßig schmales Bündel von nahe einheitlicher Geschwindigkeit konnte zwischen einem System von Bleibenden hindurch bis zu der Stelle gelangen, wo seine sekundärstrahlenauslösende Wirkung untersucht werden sollte. Durch Verändern der magnetischen Feldstärke war es möglich, nacheinander verschiedenen schnelle Strahlen zur Messung zu verwenden. Sie traten nach Durchsetzen einer dünnen Schutzfolie S in einen Luftleitungskondensator A ein, in dem die von ihnen aus den Luftmolekülen getriebene Sekundärelektronenmenge durch die gebildete Zahl positiver oder negativer Träger gemessen wurde. Da jedoch in verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen nicht immer gleich viel primäre β -Strahlen vom Präparat ausgehen, so mußte deren Mengenverteilung selbst genau untersucht werden, um damit die Sekundärstrahlenerzeugung

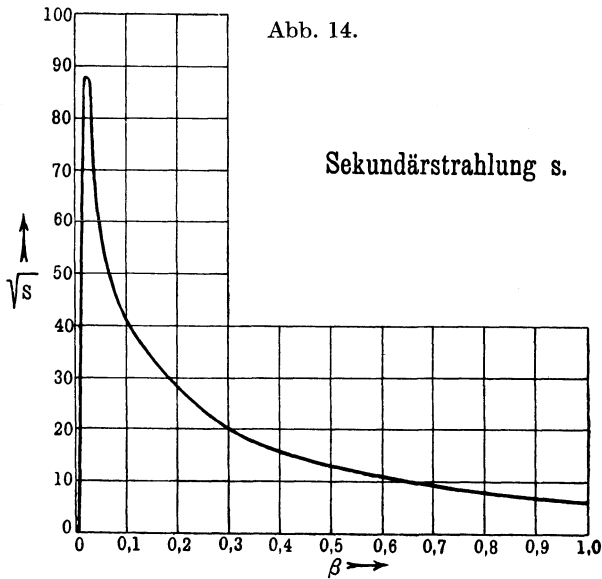
Abb. 13.



immer auf dieselbe einheitliche Primärelektronenzahl umrechnen zu können. Man ließ hierzu die β -Teilchen in vollkommenem Vakuum in einen Käfig B fallen, der jetzt an die Stelle von A trat und beobachtete unmittelbar die durch sie bewirkte Aufladung eines Elektroskops. Damit konnten die zuerst mit wechselnder Primärintensität beobachteten Trägerzahlen reduziert werden auf diejenigen Mengen, die immer durch dieselbe, an und für sich willkürliche Einheit von primären β -Strahlen bei verschiedenen Geschwindigkeiten erzeugt wurden, wenn sie den Luftleitungskondensator in seiner ganzen Länge durchsetzten. Die Zahl derjenigen Träger, die von aus den Wänden rückdiffundierender β -Strahlung entstanden, ließ sich durch besondere Versuche ermitteln und mit noch anderen Fehlerquellen aus den Ergebnissen hinaus schaffen.

110. S. Bloch verfuhr im Prinzip auf ganz die gleiche Weise⁶⁵). Er arbeitete jedoch mit einer einzigen festen Geschwindigkeit, die ihm der schnelle Anteil der Strahlung eines Uran X-Präparats lieferte, weshalb die magnetische Ablenkung bei seiner Anordnung wegfiel. Die Arbeit geht aber nach einer anderen Richtung weiter, indem sie die von den β -Strahlen mitgeführte Ladung absolut bestimmt. Dadurch läßt sich dann auch ihre Anzahl absolut ermitteln, und es wird möglich, diejenige Sekundärelektronenzahl s zu berechnen, die ein einziges β -Teilchen pro Zentimeter seiner Bahn in atmo-

sphärischer Luft auslöst. Bloch fand so bei einer Strahlgeschwindigkeit von $\beta = 0,92$ Lichtgeschwindigkeit 54 Sekundärquanten pro Primärelektron und ein Zentimeter Weglänge. Diese Angabe wird gleichzeitig dazu verwandt, um auch W. Wilsons relative Ergebnisse auf absolute Elektronenzahlen pro Primärteilchen und pro Zentimeter umzurechnen. Damit ließ sich das schon angedeutete Bild der Sekundärstrahlenmenge in Abhängigkeit von der Primärgeschwindigkeit, das inzwischen auch im langsamen Bereich verfeinert war, nach der Seite der schnellsten Strahlen hin vervollständigenden. (Vgl. die Kurve. Um sie in ihrem Verlauf ohne Unterbrechung und Maßstabsänderung zeichnen zu können, ist — ab-



weichend von ³⁹⁾ — nicht die Anzahl s der Sekundärquanten pro Primärelektron und Zentimeter Bahn selbst, sondern \sqrt{s} als Ordinate aufgetragen.) Die Sekundärelektronenmenge sinkt, wenn die Primärgeschwindigkeit gesteigert wird, nach dem erwähnten Maximum bei $\beta = 0,024$ Lichtgeschwindigkeit ständig langsam ab, um schließlich bei $\beta = 1$ selbst mit etwa 40 Teilchen pro Primärquant und Zentimeter Bahn abzurechnen*).

*) Im langsamen Bereich der Kurve wären nach neueren Erfahrungen heute noch einige Verfeinerungen anzubringen.

111. Dieses ganze Verhalten ist zu verstehen, wenn man bedenkt, daß die hier aufgetragenen Mengen einfach proportional der Wahrscheinlichkeit sind, mit der die Elektronen bei verschiedener Primärgeschwindigkeit aus den Atomen ausgetrieben werden. Langsame Strahlen besitzen zu wenig lebendige Kraft, um das Atominnere genügend zu erschüttern, sodaß nur selten ein neues Quant herausfliegt. Je schneller sie sich aber bewegen, um so heftiger wirken sie auf das Atom, um so öfter würde also auch eine Durchquerung zur Erzeugung eines neuen Strahles führen. Umgekehrt nimmt aber die Dauer der Durchquerungen, also auch die Zeit der Einwirkung auf das Atom mit wachsender Geschwindigkeit mehr und mehr ab, wodurch allmählich das Anwachsen der Sekundärmenge wieder aufgehoben wird, und diese sogar sinkt. Durch beide Wirkungen zusammen muß tatsächlich das beobachtete Maximum zustande kommen. Daß die Sekundärmenge im Gegensatz zur Absorption für $\beta = 1$ nicht auf Null herabsinkt, ist wahrscheinlich so zu verstehen, daß in Wirklichkeit bei so großer Geschwindigkeit wohl nur noch sehr wenige Sekundärelektronen ausgetrieben werden, daß diese selbst aber sich genügend rasch bewegen, um ihrerseits neue Strahlen, „Tertiärstrahlen“, in großer Anzahl auszulösen, und diese werden mit den sekundären zusammen beobachtet.

112. Man hat die trägerbildende Wirkung und damit die Sekundärstrahlung außer in Luft auch in zahlreichen anderen Gasen und Dämpfen beobachtet. Arbeiten mit β -Strahlen von R. J. Strutt⁶⁶⁾ und R. D. Kleeman⁶⁷⁾, die stets nur Relativmessungen ausführen, verglichen mit der Wirkung in Luft, außerdem auch die Blochsche Untersuchung zeigen, daß auch bei der Sekundärstrahlenerzeugung nahe Massenproportionalität gilt. Je höher die Dichte eines Mediums ansteigt, um so mehr Elektronen werden bei den Durchquerungen durch primäre Strahlen ausgetrieben. Eine Ausnahmestellung nimmt auch hier der Wasserstoff ein, da in ihm die Sekundärstrahlung viel stärker auftritt, als nach seiner Masse zu erwarten wäre.

113. Die Geschwindigkeit der Sekundärelektronen ist stets sehr klein. Mit zunehmender Primärgeschwindigkeit wächst auch sie, jedoch so langsam, daß sie bis zu etwa $\beta = 0,4$ primär über die angegebene Grenze von 0,0064 Lichtgeschwindigkeit bei Luft nicht hinauskommt, sodaß also die ausgelösten Elektronen selbst nicht etwa noch tertiäre Strahlung erzeugen könnten. Hingegen zeigen die schon in 99. erwähnten Aufnahmen C. T. R. Wilsons und der sich anschließenden Arbeiten, daß Strahlen des Radiums sekundäre und diese wieder tertiäre Strahlen auszulösen wohl im-

stande sind. Man beobachtet auf den Bildern abweigend von den Spuren der primären Strahlen häufig lange Ketten von Tröpfchenpaaren, die dadurch entstanden sind, daß das entweichende Sekundärelektron durch Austreiben von tertiären Quanten neue Trägerpaare bildete. Die Sekundärgeschwindigkeit läßt sich aus der Zahl der auf 1 cm Weg erzeugten Tröpfchenpaare mit unserer oben wiedergegebenen Kenntnis über den Zusammenhang zwischen ausgelöster Elektronenmenge und Geschwindigkeit der erzeugenden Strahlung mit Sicherheit ermitteln. Auf diese Weise findet Lenard³⁹⁾ bei den schnellsten, von radioaktiven Stoffen ausgehenden Primärstrahlen doch sekundäre Geschwindigkeiten, die bis nahezu 0,2 Lichtgeschwindigkeit ansteigen. Es knüpfen sich daran interessante Schlüsse über die bei den Atomdurchquerungen stattfindenden Energieumsetzungen. Während die Energie, die das Elektron infolge der beobachteten Geschwindigkeitsverluste abgibt, unterhalb $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit in Wärme, Licht und andere Ätherstrahlung umgewandelt wird und nur zum kleinen Teile auf die Sekundärelektronen übergeht, entspricht bei schnelleren Strahlen die abgegebene lebendige Kraft, wenn man noch die am sekundären Quant zu leistende Abtrennungsarbeit vom Atom abzieht, vollkommen der entstehenden Sekundärgeschwindigkeit. Es muß demnach die Energie der sekundären Strahlung offenbar in der Hauptsache von der primären und nur zum kleinsten Teile aus den Atomen stammen, aus denen sie geschleudert wird. Wärmewirkungen bei großen Primärgeschwindigkeiten sind durch die weiteren Energieumsetzungen der sekundären Strahlen und als Folgeerscheinung der Absorption zu erklären.

114. Die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Materie, die wir jetzt einzeln quantitativ betrachteten, äußern sich, miteinander vermischt, bei allen möglichen Gelegenheiten auf mannigfaltig verschiedene Weise. Vor allem die Sekundärstrahlung, die die von radioaktiven Substanzen ausgehenden β -Teilchen in materiellen Körpern erzeugen, gibt Anlaß zu zahlreichen verwickelten Erscheinungen, vielfach auch von chemischer Natur, die wir im Laboratorium häufig nur nebenher beobachten, oder aber auch unmittelbar zum Nachweis der Strahlung verwerten, ohne daß sie selbst oft eingehend erforscht wären. Neben der schon erwähnten Erregung von Leitfähigkeit und von Phosphoreszenz gehört hierher auch das Fluoreszenzleuchten, das in vielen Körpern, meist auch in den aktiven Stoffen selbst, leicht hervorgerufen wird. Von großer Wichtigkeit ist die schwärzende Wirkung der Strahlen auf photo-

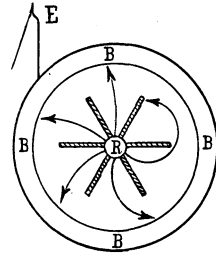
graphische Platten, deren man sich in vielen Fällen zum eingehenden Studium wichtiger Vorgänge bedient. Einige Erfahrungen hierüber berichtet W. Bothe⁶⁸). Auch unmittelbar sichtbare Verfärbungen werden an zahlreichen Körpern hervorgerufen. So nimmt beispielsweise Glas, in dem sich radioaktive Substanz befindet, nach kurzem eine stahlblaue bis braunschwarze Farbe an, die mit der Zeit immer dunkler wird. Arbeiten zur Untersuchung dieser Erscheinungen wurden in Wien durchgeführt⁶⁹). Auch die Bildung von Ozon aus dem Sauerstoff der Luft, die Zersetzung von Wasser in Knallgas und zahllose andere chemische Umwandlungen müssen hier im Zusammenhang genannt werden. Zu ganz besonderer Bedeutung sind neuerdings die physiologischen Wirkungen der radioaktiven Strahlung gelangt, die sich bei ungeschicktem Experimentieren gelegentlich auch durch gefährliche Verbrennungen von Körperteilen und ähnliche Erscheinungen bemerkbar machen. Sie werden heute in vielen Krankenhäusern in großem Maßstab angewandt zu erfolgreicher Bekämpfung von Blutungen und allen möglichen Wucherungen, vor allem von Krebsen. Wir gehen aber auf diese Dinge nicht näher ein, sondern wenden uns zu den interessanten neueren Untersuchungen, die die genaue Erforschung der Geschwindigkeitsverteilung der von radioaktiven Stoffen ausgehenden β -Strahlen zum Ziel haben.

IV. Über die Geschwindigkeit der von radioaktiven Stoffen ausgesandten β -Strahlen.

115. Aus den ersten Ablenkungsversuchen von Becquerel und Dorn konnte man schließen, daß eine radioaktive Substanz durchaus nicht nur β -Strahlen einer einzigen homogenen Geschwindigkeit aussendet. Denn das dem Feld unterworfenen Strahlenbündel wurde stets nach Art eines kontinuierlichen Spektrums zu einem langen, verwaschenen Bande auseinandergezogen. Demnach hatte es eher den Anschein, als bildete die Strahlung ein gleichmäßiges Gemisch aller möglicher Geschwindigkeiten, von den kleinen der gewöhnlichen Kathodenstrahlen anfangend bis hinauf in die Nähe der Lichtgeschwindigkeit. Darauf deuteten auch die viel zuverlässigeren Versuche Kaufmanns, dessen photographische Kurven die Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten, sogar genauer Ausmessung zugänglich, unmittelbar nebeneinander zeigten. Aber schon 1904 fand F. Paschen⁷⁰), daß die von Radiumsalz ausgehenden β -Strahlen sich auf den beobachteten Geschwindigkeitsbereich nicht gleichmäßig verteilen, sondern daraus einzelne, bestimmte Geschwindig-

keiten stark bevorzugen. Abb. 15 zeigt die von ihm benutzte Anordnung im Querschnitt. Ein in Glas eingeschmolzenes Radiumpräparat R war in der Mitte eines Systems von radial auseinanderstehenden rechteckigen Bleiflügeln angebracht. Diese wurden von einem etwas weiteren Bleirohr B umgeben, das mit dem Elektroskop E in Verbindung stand. Das ganze war in einem evakuierten Glasgefäß so zwischen den Polen eines Elektromagnets angeordnet, daß die Kraftlinien parallel der Rohrachse, also senkrecht zu unserer Zeichenebene verliefen. Ohne Magnetfeld konnten zwischen den Bleiflügeln alle β -Strahlen, abgesehen natürlich von den langsamsten, die im Glase aufgehalten wurden, die Wand des umgebenden Rohres erreichen, sodaß ihre mitgeführte Ladung im Elektroskop meßbar wurde. Erregte man jedoch den Magnet, so mußten die Elektronen Kreisbahnen beschreiben, deren Radius nach der Formel [6] von der Geschwindigkeit abhängt.

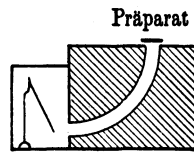
Abb. 15.



Schnelle Strahlen werden wenig, langsame aber stark abgelenkt. Bei bestimmter Feldstärke können die Strahlen unterhalb einer festen Geschwindigkeit die Rohrwand überhaupt nicht mehr erreichen, sondern müssen noch vorher umkehren oder auf die Bleiflügel treffen, von wo ihre Ladung zur Erde abgeleitet wird. Je stärker das Feld ist, um so weniger Elektronen erreichen die Rohrwand. Auf diese Weise konnte Paschen durch stetige Veränderung des Magnetfeldes die relative Anzahl der vom Radium ausgehenden Elektronen einer jeden Geschwindigkeit bestimmen. Die danach gezeichnete Kurve der Strahlintensität als Funktion der Geschwindigkeit erwies sich tatsächlich als recht kompliziert und zeigte an mehreren Stellen ausgeprägte Maxima.

116. Auf rohere Weise untersuchte H. W. Schmidt nur die mittlere Geschwindigkeit der β -Strahlen von Radium E^{71} und von Uran X^{72} dadurch, daß er ähnlich wie W. Wilson (109.) die Teilchen unter Einwirkung eines Magnetfeldes einen kreisförmigen Kanal durchlaufen ließ, der aus einem Bleiklotz herausgearbeitet war (Abb. 16). Nur Strahlen nahe gleicher Geschwindigkeit konnten diesen bei fester Feldstärke durchlaufen. Durch Verändern des Feldes gelangten nacheinander alle möglichen auftretenden Strahlen durch den Kanal, und ihre Intensität wurde jeweils durch Be-

Abb. 16.



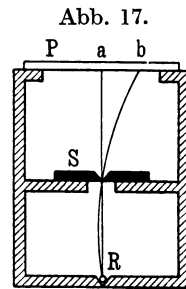
stimmung der erzeugten Leitfähigkeit von Luft elektroskopisch gemessen. Aus derjenigen Feldstärke, bei der die meisten Elektronen an das Ende der Kreisbahn gelangten, konnte man dann wieder nach der Formel [6] die hauptsächlichste Geschwindigkeit der β -Teilchen berechnen. Hieraus sowie auch aus zahlreichen Absorptionsversuchen vieler Forscher ging hervor, daß die β -Strahlen verschiedener radioaktiver Stoffe nicht immer demselben Geschwindigkeitsbereich angehören können, sondern daß bei einem Körper z. B. vorwiegend langsamere, bei anderen wieder mehr schnelle Strahlen ausgesandt werden. O. Hahn und L. Meitner⁷³⁾ untersuchten die Strahlung einiger Elemente der Thoriumreihe und des aktiven Niederschlags des Radiums ebenfalls durch Messung der Absorption und fanden meist ein strenges Exponentialgesetz wie bei einheitlich gegebener Strahlgeschwindigkeit. Deshalb wurden sie zunächst sogar zu der Auffassung geführt, ein von allen vorhergehenden und nachfolgenden Zerfallsprodukten gereinigtes aktives Element sende stets nur β -Strahlen einer einzigen bestimmten Geschwindigkeit aus. Demnach wäre jeder β -strahlende Stoff genau so durch die feste Geschwindigkeit seiner Strahlung gekennzeichnet, wie beim α -Zerfall die Geschwindigkeit der ausgeschleuderten Teilchen charakteristisch für jeden einzelnen Stoff gefunden wurde. Doch blieben alle solchen Schlüsse unsicher und standen sogar teilweise in gegenseitigem Widerspruch, da man die Versuchsergebnisse gewöhnlich nicht von den durch die benutzte Methode bedingten Fehlern befreite, sodaß ein Vergleich der Resultate verschiedener Beobachter nur schwer möglich war.

117. Bei den α -Strahlen wurde der Beweis für die Einheitlichkeit der Geschwindigkeit nicht nur durch Aufnahme von Absorptionskurven, sondern vor allem durch die magnetischen Ablenkungsversuche von E. Rutherford erbracht, bei denen dieser zum Nachweis der Strahlen sich der photographischen Platte bediente an Stelle der viel unsichereren elektroskopischen Methode, die auch beispielsweise Paschen und Schmidt angewandt hatten. Deshalb begannen 1910 O. v. Baeyer und O. Hahn, später auch mit ihnen L. Meitner, zur Klärung der Frage nach den Geschwindigkeitsverhältnissen auch mit β -Strahlen entsprechende Versuche anzustellen⁷⁴⁾. Ihre Anordnung ist der von Rutherford benutzten sehr ähnlich (Abb. 17). Ein wenige Zehntelmillimeter dicker Draht R von etwa 1 cm Länge, auf dem die aktive Substanz in dünner Schicht angesammelt war, wurde in eine Rille gelegt. Darüber befand sich, dieser parallel, in etwa 2 cm Abstand ein aus dicken

Platinbacken gebildeter Spalt S , der aus der Gesamtstrahlung, die vom Draht ausging, ein schmales Bündel ausblendete. Dieses traf in abermals etwa 2 cm Entfernung die empfindliche Schicht einer photographischen Platte P und erzeugte als Bild des Spaltes an der Stelle a eine schmale Linie. Der Apparat war mit einer lichtdichten Kappe bedeckt und in einem Glasgefäß untergebracht, das, um Zerstreuung und Geschwindigkeitsverluste der Strahlen zu vermeiden, sorgfältig evakuiert wurde. Die ganze Anordnung fand ihren Platz im Innern einer großen Spule von 35 cm Durchmesser und 20 cm Länge, die ein sehr homogenes Magnetfeld erzeugte. Dabei kam der Rahmen der Abb. 17 so zu stehen, daß die Kraftlinien parallel zum Spalt, also senkrecht zu unserer Zeichenebene verliefen.

118. Die benutzten Feldstärken waren zu gering, um etwa von dem aktivierten Draht ausgehende α -Strahlen merklich abzulenken. Dagegen mußten die β -Strahlen stark gekrümmte Kreisbahnen beschreiben und gelangten daher, wenn das Magnetfeld wirkte, an irgend eine von a verschiedene Stelle b . Wurden nur β -Teilchen von einheitlicher Geschwindigkeit ausgesandt, so konnten diese alle nur denselben Kreis durchlaufen, mußten sich also wieder als scharfe Linien an einer bestimmten Stelle b abbilden. Strahlen einer größeren Geschwindigkeit dagegen wurden weniger abgelenkt, erzeugten also ein anderes, von b weiter links liegendes Bild des Spaltes, und langsamere Strahlen mußten sich rechts von b abbilden. Man erhielt so, ähnlich wie bei den Kaufmannschen Kurven, nur hier deutlicher, alle Geschwindigkeiten für sich nebeneinander auf der photographischen Platte auseinandergelegt. Große Geschwindigkeiten erzeugten ihr Bild nahe der unabgelenkten α - oder auch γ -Linie, kleinere weiter davon entfernt. Streng homogene Geschwindigkeitsgruppen mußten sich als scharfe Linien, aber Strahlen vermischter Geschwindigkeiten als verwaschenes Band abbilden. So wurden also ganz ähnlich wie in der Spektralanalyse hier die β -Strahlen gewissermaßen in ein „magnetisches Geschwindigkeitspektrum“ aufgelöst.

119. Die ersten Aufnahmen wurden mit dem aktiven Niederschlag des Thoriums gemacht, von dem nach Absorptionsversuchen zu erwarten war, daß seine β -Strahlung einfach beschaffen sei. Außerdem erfordert die Herstellung solcher Präparate die geringste Mühe, da man nur den als Strahlungsquelle dienenden Draht in



die Emanation eines kräftigen Radiothorpräparats zu hängen braucht, indem man ihm eine negative Spannung von etwa 200 Volt gegenüber der Umgebung erteilt. Dann schlägt sich das aus der Emanation entstehende Thorium A (vgl. die Tabelle der radioaktiven Zerfallsreihen S. 77) ziemlich restlos auf dem Draht nieder. Es fanden sich auf den ersten Bildern tatsächlich nur zwei schmale abgelenkte Streifen, von denen die Forscher im Sinne der früheren Überlegungen (116.) den einen dem Thorium B, den anderen dem Thorium C zuteilen zu können glaubten. Ein Präparat, das außer dem aktiven Niederschlag noch Thorium X enthielt, erzeugte noch eine dritte Linie, die also offenbar diesem neuen Stoff angehörte. Bald konnten auch Versuche mit Radium E angestellt werden. Diese ergaben einen einzigen, wenn auch breiteren und unscharfen Streifen von Strahlen großer Geschwindigkeit. Es hatte also zunächst den Anschein, als erzeuge tatsächlich eine einzige radioaktive Substanz stets nur Strahlen einer einheitlichen Geschwindigkeit. Überraschend war es daher, als sich auf Aufnahmen, die mit Mesothorium H angestellt waren, außer vier schmalen, stark abgelenkten Linien noch ein breites, verwaschenes Band zeigte, das von schnellen Strahlen herührte. Teilte man auch die vier Linien dem Mesothorium II, dem Thorium X, Thorium B und Thorium C zu, so war, wenn ein Element immer nur eine Linie erzeugen sollte, doch nicht zu verstehen, woher das breitere Band stammte. Man konnte höchstens annehmen, daß noch irgendwelche unentdeckten Produkte mit im Spiele waren, deren Linien sich zum Teil überdeckten und so einen einzigen breiten Streifen vortäuschten. Es wurde jedoch in der Folgezeit kein neuer Stoff aufgefunden, der hierfür in Betracht kam. Jedenfalls galt es, zur Klärung der Verhältnisse die Aufnahmen unter möglichster Steigerung ihrer Schärfe und Intensität zu wiederholen und die Versuche außerdem auf möglichst viele andere Stoffe auszudehnen.

120. Zur Erhöhung der Reinheit der Bilder war vor allem nötig, den aktivierten Draht recht dünn und den Spalt möglichst eng zu wählen. Freilich gab es dabei eine untere Grenze, denn der Draht mußte immer noch eine gewisse Steifigkeit behalten, und ein allzu enger Spalt ließ zu wenig Strahlen hindurch, sodaß zwar scharfe, aber zu schwache Bilder entstanden. Man variierte auch das Material des Drahtes und der Rille, in die dieser gelegt wurde, und fand besonders Phosphorbronze oder Silber als geeignet für den Draht, während Aluminium als beste Unterlage beibehalten wurde. Von großer Wichtigkeit war auch die oft außerordentlich schwierige Herstellung genügend intensiver Präparate, die für brauchbare Auf-

nahmen das erste Erfordernis bilden, besonders wenn die Produkte nur kurze Lebensdauer haben, sodaß man nicht lange exponieren kann. Durch zahlreiche Versuche, vor allem von L. Meitner⁷⁵⁾, wurden dazu besondere Verfahren ausgearbeitet, die es gestatten, die zur Verfügung stehenden, gewöhnlich recht geringen Mengen radioaktiver Substanz möglichst ohne Verlust auf dem als Strahlungsquelle benutzten Draht zu sammeln*).

121. Mit der Besserung der Hilfsmittel wurden auch die Aufnahmen schärfer und zeigten neue Ergebnisse. Das Spektrum des aktiven Niederschlags des Thoriums⁷⁶⁾ allein wies jetzt statt nur zweier selbst schon vier scharf begrenzte Linien und außerdem gegen die höchsten Geschwindigkeiten hin ein breites, verwaschenes Band auf. Da im Niederschlag nur, wie man jetzt wußte, drei Substanzen als β -Strahler in Betracht kommen, nämlich Thorium B, Thorium C und Thorium C'', so war hiermit die ursprüngliche, einfachste Auffassung endgültig widerlegt, daß wie bei α -Strahlern ein einheitlicher Stoff auch stets nur β -Strahlen einer einzigen Geschwindigkeit aussenden könne. Vielmehr waren bei den einzelnen Körpern ganze Linien- und Bänderspektren zu erwarten.

122. Die vier Linien traten so deutlich hervor, daß man nun aus ihrer Lage auch quantitativ die Geschwindigkeit der erzeugenden Strahlen bestimmen konnte. Durch die drei Punkte: Strahlungsquelle R (Abb. 17), Spalt S und Aufschlagstelle auf der Platte b , d. h. die photographierte Linie, ist ja die Kreisbahn festgelegt, die die β -Teilchen durchlaufen müssen. Kennt man daher die gegenseitige Lage dieser Punkte, so ist es leicht, den Radius ρ des hindurchgehenden Kreises zu berechnen, und dann folgt mit der beim Versuch verwendeten Feldstärke H zusammen nach der Formel [6] die Geschwindigkeit v , oder wenn man die Lichtgeschwindigkeit als Einheit benutzt, aus:

$$H \rho = \frac{c m \beta}{e} \quad [122 a.]$$

die Geschwindigkeit β der Strahlen. Die gegenseitige Lage der drei Punkte wird einfach dadurch bestimmt, daß man die im Apparat festliegenden Abstände der auf einer Geraden gelegenen Punkte R , S und a ein für allemal ermittelt und dann in jedem Einzelfall auf der photographischen Platte den senkrecht dazu liegenden Abstand ab der untersuchten β -Linie von der unabgelenkten α - und

*) Vgl. hierzu auch die in Kapitel V angeführten späteren Arbeiten von L. Meitner.

γ -Linie ausmißt, was mit einem schwach vergrößernden Mikroskop geschehen kann. Natürlich muß in der Formel [122a] bei den hier in Betracht kommenden Geschwindigkeiten immer berücksichtigt werden, daß die Masse veränderlich ist, weshalb man nach [49c]:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

einzusetzen hat. So entsteht mit den in 64. angegebenen Zahlenwerten:

$$H\varrho = \frac{cm_0}{e} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}} = 1695,8 \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}},$$

und durch umgekehrtes Auflösen folgt für die Geschwindigkeit:

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{cm_0}{eH\varrho}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2,876 \cdot 10^6}{(H\varrho)^2}}} \quad [122b]$$

123. Auf diese Weise erhielten v. Baeyer und seine Mitarbeiter für die vier scharfen Linien im Spektrum des aktiven Thoriumniederschlags die Geschwindigkeiten $\beta = 0,72; 0,63; 0,36$ und $0,29$ Lichtgeschwindigkeit. Besonders beachtenswert war hierbei der bequeme Nachweis von so außerordentlich langsamen β -Strahlen. Denn durch elektroskopische Messung der erzeugten Leitfähigkeit der Luft, womit fast alle β -Strahlung bis dahin nachgewiesen werden mußte, war die Erfassung solch geringer Geschwindigkeiten noch nicht möglich gewesen. An dem schon erwähnten Band konnten

*) In neuerer Zeit gibt man statt der Geschwindigkeit β oft überhaupt nur den Wert des Produktes $H\varrho$ an. Um daraus unmittelbar die Voltgeschwindigkeit oder die Energie der betreffenden Strahlen zu berechnen, hat man den in den Formeln [64a] und [64b] auftretenden Ausdruck $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ mit Hilfe von [122b] zu ersetzen durch:

$$\sqrt{1 + \left(\frac{eH\varrho}{cm_0}\right)^2} = \sqrt{1 + \frac{(H\varrho)^2}{2,876 \cdot 10^6}},$$

wonach entsteht:

$$E = 8,095 \cdot 10^{-7} \left\{ \sqrt{1 + \frac{(H\varrho)^2}{2,876 \cdot 10^6}} - 1 \right\} \text{ Erg.}$$

$$P = 5,089 \cdot 10^5 \left\{ \sqrt{1 + \frac{(H\varrho)^2}{2,876 \cdot 10^6}} - 1 \right\} \text{ Volt.}$$

Vgl. hierzu ebenfalls die Tabelle in Abschnitt 64.

nur zwei Intensitätsmaxima bei $\beta = 0,95$ und $0,84$ ausgemessen werden. Alle Versuche, es durch stärkere magnetische Aufspaltung in einzelne Linien zu zerlegen, blieben erfolglos. Das Band erschien zwar durch größere Feldstärken mehr auseinandergezogen, aber es blieb verwaschen. Man untersuchte hierbei die Elektronen auch längs ihrer ganzen Bahn. Dazu wurde die photographische Platte, anstatt senkrecht zum Strahlengang wie bisher, annähernd parallel zu ihm angeordnet, ähnlich wie schon bei Becquerel (21.), sodaß sie mit dem unteren Rande auf dem Spalt aufsaß. Dann mußten die Strahlen der Platte entlanglaufen und drangen nur allmählich in die lichtempfindliche Schicht ein. Dadurch wurde die photographische Wirkung, besonders der schnellsten Strahlen, die sonst allzu rasch die Schicht durchdrangen, ohne viel schwärzend zu wirken, wesentlich erhöht. Jedoch gewann auch so das Band nicht an Schärfe. Bei dieser Anordnung wurde der ganze Strahl Lauf vom Spalt ab bis in die Gegend, wo die Platte sich sonst befand, durch Kurven abgebildet. Man konnte also auch untersuchen, ob die β -Teilchen des Bandes etwa schon verwaschen durch den Spalt hindurchdrangen, da dieser möglicherweise an den abgeschrägten Kanten zu dünn war, um so rasche Elektronen noch aufzuhalten, sodaß also überhaupt kein scharf begrenztes Strahlenbündel ausgeblendet wurde. Der Spalt zeigte sich jedoch als hinreichend. Es ließ sich auch kein wesentlich störender Einfluß irgendwelcher an ihm ausgelöster Wellen- oder sekundärer Kathodenstrahlen auf die Platte wahrnehmen. Auch so war die Verwaschenheit des Bandes nicht zu erklären.

124. Wollte man also an der naheliegenden Vorstellung festhalten, daß die β -Teilchen wie bei den langsameren Linien auch hier ursprünglich mit einheitlicher Geschwindigkeit von der aktiven Substanz selbst ausgeschleudert würden, so blieb nichts anderes übrig, als anzunehmen, daß sie teilweise beim Durchgang von der Rückseite des aktivierten Drahtes durch das Metall je nach der durchsetzten Dicke Geschwindigkeitsverluste erleiden, wonach sie im Magnetfeld ungleich abgelenkt werden. Da auch der früher aufgenommene Streifen großer Geschwindigkeit des Radium E verwaschen ausgefallen war, während langsame Strahlen immer scharfe Linien gegeben hatten, war es denkbar, daß vor allem die schnellsten Strahlen besonders große Geschwindigkeitsverluste beim Durchgang durch Materie erlitten, sodaß gerade sie sich immer verwaschen abbildeten. Deshalb untersuchte v. Baeyer mit derselben Anordnung, in der auch die Spektren aufgenommen wurden, durch

Einschalten besonderer Metallschichten in den Strahlengang die Gesetzmäßigkeiten des Geschwindigkeitsverlustes, den Elektronen erleiden, wenn sie materielle Körper durchsetzen⁷⁶⁾ 77). Wir gehen aber auf Einzelheiten erst im Zusammenhang mit den entsprechenden Danyszschen Versuchen ein (138. u. f.), nehmen hier nur das Ergebnis vorweg, daß im Gegenteil gerade schnellste Strahlen äußerst geringe, aber langsamere wesentliche Geschwindigkeitsänderungen durch Materie erfahren. Daher konnte endlich die Verwaschenheit der beobachteten Bänder schneller Strahlen doch nur so gedeutet werden, daß die Elektronen tatsächlich schon von den zerfallenden Atomen selbst mit nicht ganz einheitlicher Geschwindigkeit ausgeschleudert werden.

125. Bei der nunmehr durchgeführten systematischen Untersuchung aller aktiven Stoffe*), von denen überhaupt ein Präparat in hinreichender Stärke herstellbar war, haben sich trotz immer mehr vervollkommneter Versuchsbedingungen noch öfter solche unscharfen, breiten Bänder gezeigt, wodurch der Schluß auf die gelegentliche Emission ungleich rascher Elektronen aus den Atomen weiterhin gestützt wird. Schon bei dem ersten β -strahlenden Element der Thoriumreihe, dem Mesothorium II, ergab die endgültige Untersuchung⁷⁹⁾ in Übereinstimmung mit den schon erwähnten ersten Versuchen ein solches Band zwischen 0,95 und 0,7 Lichtgeschwindigkeit. Weiter fanden sich zwei schwache scharfe Linien von $\beta = 0,66$ und $0,60$ und die stärkeren von $\beta = 0,57$; $0,50$; $0,43$; $0,39$ und $0,37$ Lichtgeschwindigkeit. Die nachfolgenden Produkte der Reihe waren leicht dadurch zu untersuchen, daß man die Aufnahme mit demselben aktivierten Draht wiederholte, nachdem das Mesothor II abgeklungen war, wenn also nur noch, wie man meinte, Thorium X und der aktive Niederschlag β -Strahlen ausstrahlten. Die Zuordnung der hierbei erhaltenen Linien zu den einzelnen Stoffen konnte dadurch entschieden werden, daß man außerdem Aufnahmen mit dem aktiven Niederschlag getrennt von Thorium X und schließlich solche mit Thorium C + C'' allein machte, das auch isoliert von Thorium A und Thorium B herstellbar ist. (Vgl. die Tabelle der radioaktiven Zerfallsreihen S. 77.) Man erhielt so ein Spektrum von Thorium C + C'' allein und konnte dessen Linien in dem mit dem gesamten aktiven Niederschlag aufgenommenen Spektrum wiederfinden. Der Rest der hier auftretenden Linien gehörte dann dem Thorium B an. Schließlich

*) Vgl. hierzu auch 78).

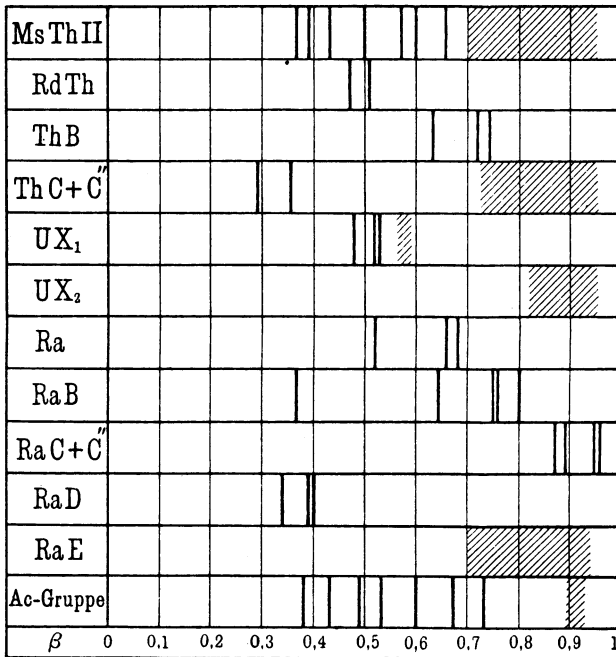
ließen sich die Thorium B- und Thorium C + C''-Linien aus demjenigen Spektrum ausscheiden, das mit dem abgeklungenen Mesothorium II-Präparat aufgenommen war, wonach also nur noch die vermeintlichen Thorium X-Linien übrigblieben. Man fand so für Thorium B die schwache Linie von $\beta = 0,72$ und die sehr starke von $0,63$ Lichtgeschwindigkeit. Das verwaschene Band, das schon bei früheren Aufnahmen des aktiven Niederschlags genauer untersucht wurde, gehört dem Thorium C + C'' an. Es erstreckt sich von $\beta = 0,95$ bis $0,72$ Lichtgeschwindigkeit und besitzt zwei Maxima bei $\beta = 0,95$ und $0,84$. Ferner gehören zu Thorium C + C'' die beiden Linien von $\beta = 0,36$ und $0,29$ Lichtgeschwindigkeit. Eine Entscheidung, welche Teile dem Thorium C und welche dem Thorium C'' angehören, war einstweilen nicht möglich, da Thorium C'' allein nicht in genügender Menge hergestellt werden konnte, um damit eine Aufnahme zu machen.

126. Außerdem fanden sich noch zwei Linien, die man dem Thorium X zuschrieb. Spätere sorgfältige Untersuchungen zeigten jedoch⁸⁰), daß das Thorium X offenbar überhaupt nicht in merklichem Maße β -Strahlen aussendet, sondern daß die früher immer ihm zugeordneten Strahlen vielmehr dem Radiothor angehören, das bei älteren Untersuchungen stets noch neben dem Thorium X im benutzten Präparat vorhanden war. Die diesen Radiothor-Linien zugehörigen Geschwindigkeiten sind $\beta = 0,51$ und $0,47$ Lichtgeschwindigkeit.

127. Aus der Uranreihe gelang v. Baeyer und seinen Mitarbeitern die Untersuchung des magnetischen Spektrums von Uran $X_1 + X_2$ wenigstens im Gleichgewicht, während die Zuordnung der Linien zu den beiden Stoffen im einzelnen zunächst nicht möglich war⁸¹). Auch hier fand sich ein Band von Strahlen großer Geschwindigkeiten mit zwei Intensitätsmaxima bei $\beta = 0,96$ und $0,82$ Lichtgeschwindigkeit. Ein weiteres Band geringerer Stärke wurde bei etwa $0,59$ und zwei scharfe Linien bei $\beta = 0,52$ und $0,48$ gefunden. Diese langsameren Geschwindigkeitsgruppen, die nach späteren Untersuchungen dem Uran X_1 zuzuschreiben sind (182.), wurden in den weiter vorn beschriebenen Arbeiten von H. W. Schmidt, Bloch und Friman gewöhnlich durch absorbierende Schichten unschädlich gemacht, sodaß nur das schnelle Band übrigblieb. Die dafür angegebene mittlere Geschwindigkeit von $\beta = 0,92$ Lichtgeschwindigkeit entspricht nach Lenard dem Gesamtschwerpunkt der aus der photographischen Schwärzung erkennbaren Intensitäten³⁹).

128. Auch das Spektrum von Radioaktinium und seinen Zerfallsprodukten ist untersucht worden⁸²⁾. Doch war auch dort die Zuordnung der Linien zu den einzelnen Elementen sehr unsicher. Außer einem Bande bei etwa 0,91 Lichtgeschwindigkeit zeigten sich scharfe Linien bei $\beta = 0,73$; 0,67; 0,60; 0,53; 0,49; 0,43 und 0,38 Lichtgeschwindigkeit.

Abb. 18.



Übersicht über die magnetischen Spektren. (Zum Teil ergänzt nach Kap. V. Bei linienreichen Elementen sind nicht alle beobachteten Geschwindigkeiten eingetragen.)

129. Ganz besonderes Interesse bot die systematische Untersuchung der β -Strahlen der Elemente, die der Radiumgruppe angehören. Denn wie wir sahen, hatte es schon nach den älteren Untersuchungen von Becquerel, Dorn und Paschen, vor allem aber nach den Kaufmannschen und selbst den jüngsten von Bucherer und Wolz den Anschein, als sende Radium und seine Zerfallsprodukte ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum aus. Mit Radium selbst, frei von allen folgenden Elementen, konnten v. Baeyer, Hahn und Meitner zunächst nur eine einzige Auf-

Tabelle
der radioaktiven Zerfalls-
reihen

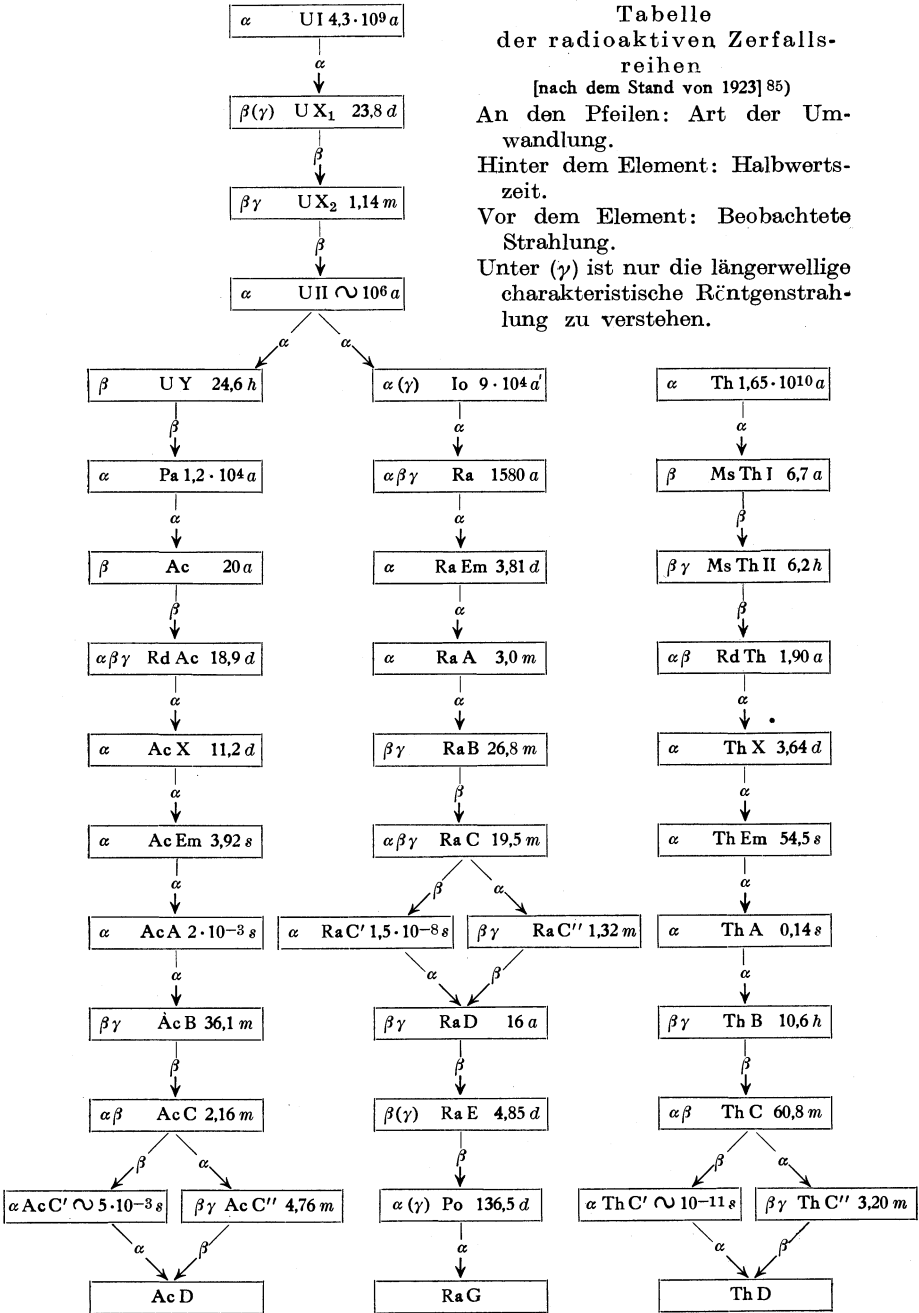
[nach dem Stand von 1923]⁸⁵⁾

An den Pfeilen: Art der Um-
wandlung.

Hinter dem Element: Halbwerts-
zeit.

Vor dem Element: Beobachtete
Strahlung.

Unter (γ) ist nur die längerwellige
charakteristische Röntgenstrah-
lung zu verstehen.



nahme machen⁸³), da die Herstellung eines solchen reinen Präparats außerordentlich schwierig und kostspielig ist. Als Karbonat wurde das frisch gereinigte Radium in Pulverform in eine schmale Glasrinne gebracht, die diesmal den aktivierten Draht als Träger der Substanz ersetzen mußte. Aber allen früheren Erfahrungen zum Trotz zeigte sich nicht die Spur eines kontinuierlichen Spektrums, sondern es entstanden zwei einfache Linien von etwa $\beta = 0,65$ und $0,52$ Lichtgeschwindigkeit, die freilich diesmal wegen der Breite der Rille und der endlichen Schichtdicke der strahlenden Substanz, wodurch Geschwindigkeitsverluste entstehen müssen, nicht ganz so klar ausfallen konnten wie die sonst erhaltenen Linien. Nicht anders ging es bei der Untersuchung des rasch zerfallenden aktiven Niederschlags⁸³). Radium A sendet keine β -Strahlen aus. Dagegen ergaben Radium B + C zusammen ein vollkommen diskontinuierliches Spektrum von neun einzelnen Linien, die im Gegensatz zu der Erfahrung mit anderen Elementen, selbst bis hart an die Lichtgeschwindigkeit heran, wenn auch schwach, doch völlig scharf blieben. Es war an und für sich wegen der großen Zerfallsgeschwindigkeit beider Stoffe nicht leicht, brauchbare Bilder zu erzielen, da man bei nur geringen zur Verfügung stehenden Substanzmengen die Abscheidung auf dem Drahte schon mit sehr guter Ausbeute vornehmen mußte, um überhaupt photographisch wirksame Mengen zu bekommen.

130. Um eine Zuordnung treffen zu können, wurde eine besondere Aufnahme mit Radium C allein gemacht. (Radium C immer im Gleichgewicht mit dem kurzlebigen, ebenfalls β -Strahlen aussendenden Radium C'') Diese unterschied sich von den früheren dadurch, daß nur noch die vier schwächsten und schnellsten Linien zum Vorschein kamen, während alle stärker abgelenkten fehlten. Also müssen die fünf langsamsten Geschwindigkeitsgruppen mit $\beta = 0,74$; $0,69$; $0,63$; $0,41$ und $0,36$ Lichtgeschwindigkeit dem Radium B angehören, während die Linien mit $\beta = 0,98$; $0,94$; $0,86$ und $0,80$ Lichtgeschwindigkeit offenbar dem Radium C zuzuschreiben sind.

131. Auch der langsam zerfallende Niederschlag wurde untersucht⁸⁴). Bei Radium D, das bis dahin überhaupt als strahlenlos galt, fanden sich zwei Linien von etwa $\beta = 0,39$ und $0,33$ Lichtgeschwindigkeit, die damit überhaupt der erste Nachweis einer Strahlung dieses Stoffes wurden. Eine besondere Stellung unter allen Substanzen der Radiumgruppe nimmt ihr letztes β -strahlendes Element ein, das Radium E⁸⁴). Bei ihm zeigte sich, wie schon bei

den erwähnten frühesten Versuchen, so auch später keine einzige scharfe Linie, sondern stets kam nur das breite, verwaschene Band zwischen $\beta = 0,94$ und $0,7$ Lichtgeschwindigkeit zum Vorschein.

132. Mit allen diesen Erfahrungen läßt sich nun aber auch die zunächst rätselhafte Erscheinung erklären, daß man bei früheren Versuchen beim Radium ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum vor sich zu haben glaubte. Zwei Dinge haben dabei zusammengewirkt: die in dicker Schicht entstehenden Geschwindigkeitsverluste und vor allem die Häufung der verschiedenen strahlenden Stoffe bei Radium im Gleichgewicht. Als Strahlungsquelle diente stets festes Radiumsalz, das gewöhnlich eine erhebliche Schichtdicke hatte, sodaß Strahlen, die aus dem Innern oder von der Rückseite kamen, einen Teil ihrer Geschwindigkeit einbüßten, während die von der Oberfläche ausgehenden Elektronen nicht verzögert wurden. Dadurch mußte schon eine Verwaschung der sonst scharfen Linien eintreten. Außerdem aber enthielt doch das Radium den schnell zerfallenden Niederschlag sicher im Gleichgewicht und die folgenden β -strahlenden Produkte Radium D und Radium E schon in erheblichen Mengen. Alle Linien zusammen, die wir von diesen Stoffen kennen lernten, sind aber leicht imstande, ein zusammenhängendes Geschwindigkeitsspektrum vorzutäuschen, indem sie sich übereinanderlagern. Bei großen Geschwindigkeiten trägt hierzu vor allem das Band des Radium E bei, bei kleineren dagegen der dort stärker ins Gewicht fallende Geschwindigkeitsverlust, der jede Linie verbreitert.

133. Dazu ist in Wirklichkeit mit den von v. Baeyer und seinen Mitarbeitern gefundenen Linien der Vorrat überhaupt noch gar nicht erschöpft. Es gelang vielmehr J. Danysz ungefähr zur gleichen Zeit, aber mit bedeutend größeren Mitteln, allein schon im Spektrum von Radium B + C nicht weniger als 27 scharf begrenzte Linien aufzufinden^{86) 87) 88)}. v. Baeyer benutzte zum Aktivieren seines strahlenden Drahtes den aktiven Niederschlag, der sich aus der Emanation seines offenbar nicht sehr großen Radiumpräparats bildete. Dieser Niederschlag klang aber in kurzer Zeit vollkommen ab, und eine längere Expositionsdauer konnte zur Verstärkung der Aufnahmen bei Radium B + C nichts helfen. Danysz dagegen umging die Schwierigkeit der kurzen Lebensdauer dieser Produkte dadurch, daß er die ganze Emanation seines außerordentlich starken Präparats von 300 mg Radium in eine feine Glaskapillare mit äußerst dünnen Wänden füllte. Dann wurden, solange überhaupt noch Emanation vorhanden war, ständig

durch Zerfall Radium B und Radium C nachgeliefert, die deshalb tagelang in fast unverminderter Stärke ihre Strahlung aussandten. Die Röhrchen waren gewöhnlich bei einer Länge von 8 mm nicht dicker als 0,1 mm, konnten also genau wie v. Baeyers aktivierte Drähte praktisch als „lineare“ Strahlungsquellen gelten. Ihre Glaswand war nur etwa 0,01 mm dick. Sie wurden aus gewöhnlichem, weiterem Glasrohr hergestellt durch sehr langsames Ausziehen unter starkem, innerem Druck in der gemäßigten Hitze eines weiten, von außen geheizten Rohres aus schwerschmelzbarem Glas.

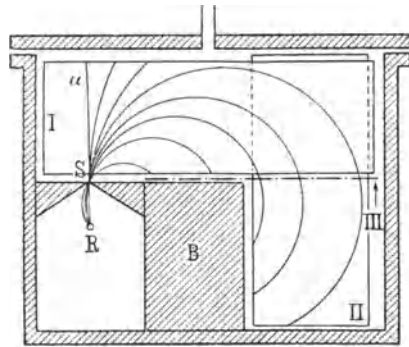
134. Zur Füllung mit Emanation war eine längere solche Kapillare angeschmolzen am Ende eines Röhrensystems, das der Reinigung der Emanation diene. Diese wurde, nachdem sie sich in längerer Zeit über dem in Wasser gelösten Radiumpräparat in genügender Menge angesammelt hatte, mit allen verunreinigenden Gasen zusammen durch Quecksilber in besondere Räume gedrückt, in denen sie längere Zeit verschiedenen chemischen Reinigungs- und Trockensubstanzen ausgesetzt blieb, die die unnützen Beimengungen wegnahmen. Danach kam sie durch Kühlung mit flüssiger Luft in einem U-Rohr zur Kondensation, während man noch darüber die letzten Reste von verunreinigendem Gas abpumpte. In vollkommen reinem Zustand wurde sie endlich mittels Quecksilbers in die feine (am freien Ende verschlossene) Kapillare auf das notwendige kleine Volumen zusammengedrängt, wonach man diese abschmolz. Auf solche Weise gelang es Danysz, Strahlungsquellen von ganz unglaublicher Stärke herzustellen. Faßte man sie mit den Fingern an, so gab es ernsthafte Verbrennungen. Papier, Glas, oxydierte Metalloberflächen leuchteten in ihrer Nähe selbst bei Tage deutlich auf, in zwei bis drei Minuten wurde untergelegtes Papier vollkommen zerstört. In Wasser geworfen entwickelten die Emanationsröhrchen sofort lebhaft Knallgasbläschen, und bei Dunkelheit war sogar um sie herum genau bis an die Grenze der Reichweite der ausgesandten α -Strahlen ein heller Schein zu beobachten.

135. Natürlich konnte man bei solchen Intensitäten auch ein ganz anderes Auflösungsvermögen verwenden, als dies bei v. Baeyer angängig war. Danysz benutzte für seine Aufnahmen den in Abb. 19 angedeuteten Apparat. Ein evakuierbarer Messingkasten von etwa 12 cm Länge, ebensolcher Höhe und 2 cm Breite, der zwischen die Polschuhe eines sehr kräftigen Elektromagnets gesetzt werden konnte, war im Innern durch den Bleiklotz *B* und die aus Messing hergestellten Backen eines engen Spaltes *S* in zwei Räume geteilt. Im kleineren konnte ein Emanationsröhrchen *R* so befestigt werden,

daß es parallel zum Spalt und der Richtung des Magnetfeldes lag. Im größeren fand eine photographische Platte ihren Platz. Danysz benutzte bei seinen ersten Aufnahmen die beiden mit I und II bezeichneten Lagen, in denen die Platte unmittelbar an der einen Längswand des Kastens befestigt wurde, sodaß die vom Röhrchen kommenden und durch S austretenden Strahlen, wenn sie vom magnetischen Feld abgelenkt wurden, gerade an der Plattenschicht entlangstreiften und dabei die Spur ihrer Kreisbahnen hinterließen. Die Stellung I gestattete, das ganze magnetische Spektrum mit allen aus dem Spalt überhaupt austretenden Kurven auf einmal zu übersehen. Da diese jedoch alle nahe bei einander lagen, und die α - und γ -Strahlen dazu störende Schwärzungen hervorriefen, sodaß schwache β -Kurven überhaupt kaum erkennbar waren, eigneten sich solche Aufnahmen weniger

Abb. 19.

zum Ausmessen. In Lage II dagegen hatten die einzelnen Kurven größtmöglichen Abstand voneinander, α - und γ -Strahlen konnten hier keine unerwünschte Verschleierung mehr bewirken, sodaß auch schwache Kurven schön klar und gut ausmeßbar herauskamen. Freilich erhielt man hier immer nur einen kleinen Teil des ganzen Spektrums,



nämlich alle diejenigen Strahlen, die Kreise mit einem Radius zwischen 2 und 4 cm beschrieben. Trotzdem waren alle Geschwindigkeitsgruppen auch in dieser Stellung II beobachtbar, wenn man nur verschiedene Aufnahmen nacheinander mit stufenweise in geeigneten Schritten abgeändertem Magnetfeld machte. Aus der jeweils verwendeten Feldstärke H und dem auf der Platte bestimmbaren Radius ρ einer jeden Kreisbahn konnte nach der Formel [122 b] die Geschwindigkeit der β -Teilchen berechnet werden.

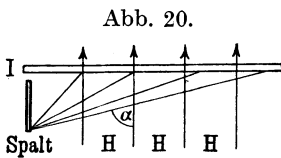
136. Auf diese Weise fand Danysz zunächst 23 verschiedene Geschwindigkeitsgruppen im Spektrum des Radium B + C. Die sieben intensivsten davon stimmten annähernd mit den sieben schnellsten Strahlenbündeln überein, die v. Baeyer und seine Mitarbeiter mit ihrer Methode geringer Aufspaltung gefunden hatten. Es waren jedoch gewisse systematische Unterschiede zwischen beiden Beobachtungsreihen zu bemerken, die Danysz veranlaßten, seine

Untersuchungen unter sorgfältigster Berücksichtigung der möglichen Fehlerquellen noch einmal zu wiederholen^{88) 89)}.

137. Vor allem konnte die Anordnung der photographischen Platte nicht als einwandfrei gelten. Die aus [6] gefolgerte Formel [122 b] bezieht sich nämlich nur auf den Fall senkrecht gegen das Magnetfeld bewegter Elektronen. Da aber die Strahlungsquelle und der Spalt *S* außerhalb der Ebene der Platte lagen, so mußten die β -Strahlen sich schief gegen die Feldrichtung bewegen, um überhaupt auf die Schicht zu gelangen. Teilchen einer bestimmten Geschwindigkeit *v*, deren Richtung den Winkel α mit den Kraftlinien einschloß, beschrieben daher Schraubenlinien auf dem parallel zur Feldrichtung durch den Spalt gehenden Kreiszyylinder mit dem Radius:

$$\varrho = \frac{mv}{eH} \sin \alpha$$

(vgl. 7), der also um so kleiner wurde, je schief gegen das Feld die Elektronen sich bewegten. Man erkennt aus der Abb. 20, die



den Spalt und die Platte in Stellung I im Grundriß zeigt, daß von den äußersten Punkten der Strahlungsquelle aus sehr stark geneigte Elektronenbahnen möglich sind, wie einige angedeutete Bahnprojektionen zeigen. Daher konnten

auch Zylinder durchlaufen werden, deren Radius bedeutend kleiner war als der gesuchte, durch:

$$\varrho = \frac{mv}{eH}$$

sich ergebende Kreisbahnradius von senkrecht zum Felde bewegten Elektronen. Die auf der photographischen Platte erzeugten Kreise erhielten also als senkrechte Schnitte mit solchen Zylindern ebenfalls zu kleine Radien, und man berechnete danach eine zu geringe Geschwindigkeit der untersuchten Strahlen. Um diesen Fehler zu beseitigen, brachte Danysz bei seinen folgenden Aufnahmen die Platte in eine neue Stellung III (Abb. 19), horizontal, in der Ebene des Spaltes, die Schicht nach oben gekehrt. Dann entstanden, ähnlich wie bei der v. Baeyerschen Anordnung, durch die auftretenden β -Strahlenbündel einzelne Linien, die nur hier bei der stärkeren Aufspaltung viel größere Abstände voneinander hatten als bei v. Baeyer. Die schief fliegenden Elektronen erzeugten jetzt eine schwache Linienkrümmung nach Art der Abb. 21. Stellte man

aber beim Ausmessen der Platten auf die am weitesten vom Spalt entfernte Wölbung in der Mitte der Linien ein, so erhielt man im wesentlichen die Aufschlagstelle der normal zum Felde verlaufenden Strahlen, konnte also ohne Fehler die für diese geltende Formel [6] oder [122b] zur Berechnung der Geschwindigkeit anwenden, nachdem der Radius der Kreisbahn aus der gemessenen Linienlage und einigen Apparatdimensionen ermittelt war.

Abb. 21.

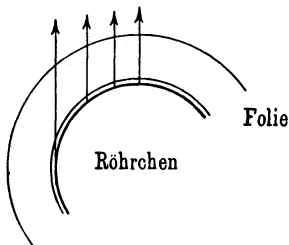


138. Eine weitere Fehlerquelle bildeten die Geschwindigkeitsverluste, die die Strahlen beim Durchsetzen der Wand des Emanationsröhrchens erleiden mußten. Um die Verzögerung der Elektronen beim Durchgang durch Materie ganz allgemein zu untersuchen^{88) 90)}, brachte Danysz dünne Folien verschiedener Metalle in den Strahlengang und wiederholte seine Aufnahmen unter sonst gleichen Bedingungen wie früher. Die Folien wurden in Form von eng anliegenden Zylindern unmittelbar über das Emanationsröhrchen gesteckt, so daß alle Strahlen gleich am Anfang ihrer Bahn eine Verlangsamung erfahren mußten. Im Magnetfeld wurden sie dann entsprechend stärker abgelenkt als sonst, was sich dadurch zu erkennen gab, daß alle Linien auf der in Lage III angebrachten Platte sich etwas in Richtung auf den Spalt zu verschoben. Diese Verschiebung gegenüber Aufnahmen, bei denen keine Folie im Wege war, konnte bei 12 der intensivsten Linien zwischen $\beta = 0,64$ und $0,96$ Lichtgeschwindigkeit genau ermittelt werden. Daraus berechnete Danysz die Abnahme, die das Produkt $H\varrho$ bei jeder den einzelnen Linien zukommenden Geschwindigkeit erfährt, wenn den Strahlen stets eine Schicht von derselben Masse $0,01 \text{ gr pro cm}^2$ entgegensteht. Daraus war auch mit Hilfe von [122b] die Änderung der Geschwindigkeit β in Lichtgeschwindigkeit als Einheit in dieser Schicht ermittelbar. Es zeigte sich, daß die schnellsten Strahlen nur äußerst wenig beim Durchgang durch Materie verzögert werden. Je geringer aber die Geschwindigkeit der bewegten Teilchen ist, um so größere Beträge nimmt der Geschwindigkeitsverlust auch an. Bemerkenswert ist dabei das Verhalten verschiedener Stoffe. Danysz verwandte Folien aus Aluminium, Kupfer, Silber, Zinn und Gold. Rechnete er jeweils auf die Geschwindigkeitsabnahme um, die beim Durchgang durch Schichten von der gleichen Masse von $0,01 \text{ gr/cm}^2$ erfolgte, so ergaben sich für alle Stoffe die gleichen Zahlen. Das heißt, daß gleiche Massen den gleichen Geschwindigkeitsverlust erzeugen. Wir

haben bei schnellen Strahlen also auch Massenproportionalität des Geschwindigkeitsverlustes.

139. Außer der Verschiebung auf der Platte zeigten die mit Folie aufgenommenen Linien auch alle eine gewisse Verbreiterung, die mit abnehmenden Geschwindigkeiten mehr und mehr wuchs. Diese Erscheinung darf nicht als Bestätigung der irrigen, auf Grund unreiner Versuche gelegentlich ausgesprochenen Auffassung angesehen werden*), daß die Geschwindigkeitsverluste aus einheitlichen Geschwindigkeitsgruppen verwaschene Bänder erzeugten. Vielmehr handelt es sich hierbei um zwei rein durch die spezielle Versuchsanordnung bedingte, geometrische Ursachen. Einmal wirkt infolge der Diffusion der Strahlen in der Metallschicht nicht nur das sehr schmale Emanationsröhrchen selbst, sondern auch der umgebende Mantel fast mit seiner ganzen Breite als Strahlungsquelle. Dadurch werden die Strahlenbündel jenseits des Spaltes, also auch die Linien auf der Platte ebenfalls verbreitert. Bei den hier verwandten sehr kleinen Schichtdicken, in denen vor allem bei den größten Geschwindigkeiten stets noch nahezu Parallellfall erhalten blieb, spielte allerdings die Diffusion wohl nur eine untergeordnetere Rolle, als Danysz selbst annahm. Wichtiger für die Linienverbreiterung war sicher der Umstand, daß die aus dem Röhrchen tretenden Strahlen, auch wenn man von der Diffusion ganz absieht,

Abb. 22.



die stark gebogene Folie zum Teil sehr schief zu durchsetzen hatten. Dadurch wurde, wie man aus der in starker Vergrößerung gezeichneten Abb. 22 erkennt, der Weg im Metall und damit auch der Geschwindigkeitsverlust für verschiedene Elektronen ganz verschieden groß. Mit etwas ungleicher Geschwindigkeit fliegend, werden sie also auch im Magnetfeld verschieden stark abgelenkt und erzeugen

so breitere Linien. Lenard berechnet im „Quantitativen über Kathodenstrahlen“, daß eine Schicht von 0,06 mm Aluminium genügte, um nur infolge der starken Biegung der Folie, also allein durch die Wirkung des schiefen Durchgangs, die einzelnen Linien bei geringeren Geschwindigkeiten so sehr zu verbreitern, daß sie in einen gleichförmigen Schleier zusammenfließen. Tatsächlich beobachtete Danysz bei dieser Dicke der zwischengeschalteten

*) Vgl. ³⁹⁾ S. 25.

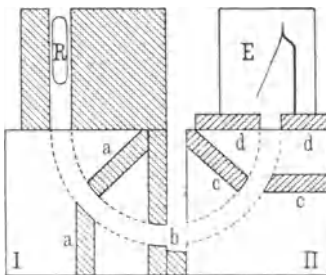
Schicht ein gleichmäßiges kontinuierliches Spektrum, während bei dünneren Folien einzelne Linien noch deutlich unterscheidbar waren. Man kann also ruhig annehmen, daß die Geschwindigkeitsverluste beim vollen Durchsetzen einer materiellen Schicht im allgemeinen einheitlich für alle Elektronen erfolgen, während die hier beobachtete Verwaschung der ursprünglich homogenen Geschwindigkeit durch die geometrische Anordnung der Folie allein erklärt werden kann, indem verschiedene Teilchen ungleich lange Wege zurückzulegen hatten. Durch die gleiche Ursache entsteht ja auch die Verwaschung der Linien, wie v. Baeyer sie z. B. bei Untersuchung des reinen Radiums fand (129), oder die vollkommene Verschleierung zu einem kontinuierlichen Spektrum bei den älteren Arbeiten, wenn nämlich die strahlende Substanz in endlicher Dicke aufgetragen ist, sodaß die aus dem Innern kommenden Strahlen verschieden große Wege in der hemmenden Materie zurückzulegen haben. Bei Radium im Gleichgewicht kommt, wie wir sahen, noch die große Mannigfaltigkeit der ausgesandten Geschwindigkeitsgruppen hinzu.

140. Auch die Untersuchung von v. Baeyer über den Geschwindigkeitsverlust, die wir schon in 124. streiften, zeigte außer bei den von vornherein inhomogenen Strahlen der Bänder nur Verwaschungen der Geschwindigkeit, die rein auf geometrische Verhältnisse im Apparat, aber nicht auf den Vorgang der Geschwindigkeitsabnahme an und für sich zurückführbar sind. Ganz ähnlich wie Danysz hüllte auch er seine Strahlungsquelle, den aktivierten Draht, in Folien von Metall ein, die allerdings meist dicker waren als die Danyszschen. Deshalb und wegen der geringeren Geschwindigkeit der zu Messung benutzten sechs Linien von Thorium B und Mesothorium II zwischen $\beta = 0,72$ und $0,39$ Lichtgeschwindigkeit dürften bei diesen Versuchen die Strahlen in den verzögernden Schichten gewöhnlich bereits zum Normalfall gelangt sein. Infolgedessen konnte eine beobachtete geringe Verbreiterung der Linien außer der Wirkung des schiefen Durchgangs durch die gebogene Metallschicht wie bei Danysz auch einer hier bedeutenderen Diffusion zugeschrieben werden, die die Strahlungsquelle scheinbar verbreiterte, wie dies im vorigen Abschnitt überlegt wurde. Bei jeder der sechs Linien bestimmte v. Baeyer, um wieviel die Geschwindigkeit der betreffenden Strahlengruppe durch Zwischenschalten verschiedener Metallschichten reduziert wird. Auch er fand eine starke Zunahme der Geschwindigkeitsverluste, wenn er zu langsameren Strahlen überging. Die Untersuchung verschiedener Metalle (Al, Cu, Sn und Pt) ergab eine leichte Abweichung von der Massen-

proportionalität, derart, daß die Geschwindigkeitsänderung bei größeren Atomgewichten langsamer zunimmt, als der wachsenden Masse entspricht. Ein Ansatz zu diesem Verhalten findet sich wohl auch schon in den Zahlen, die Danysz für seine geringsten Geschwindigkeiten angibt.

141. Noch zwei weitere Arbeiten kommen für die Untersuchung der Geschwindigkeitsverluste der β -Strahlen in Materie in Betracht, die aber beide die Strahlen statt auf photographischem Wege mit Hilfe der in Luft erregten Leitfähigkeit nachweisen. Die eine stammt von W. Wilson⁹¹⁾, der sich aus dem komplizierten Spektrum des aus Radiumemanation entstehenden aktiven Niederschlags künstlich eine Gruppe von möglichst einheitlicher Geschwindigkeit für seine Versuche ausblendete, ähnlich wie wir dies schon bei seinen Untersuchungen über die Sekundärstrahlung sahen (109). Die aus einem mit Emanation gefüllten Glasrohr *R* (Abb. 23) tretenden Strahlen

Abb. 23.



wurden zwischen den Polschuhen eines ersten Elektromagnets *I* je nach Maßgabe ihrer Geschwindigkeit auf Kreisbahnen abgelenkt. Nur ein verhältnismäßig homogenes Bündel konnte infolge der Bleiblenen *a* durch die Öffnung *b* aus dem Feld *I* austreten. Erregte man nun auch den Magnet *II*, so mußte eine um so größere trägerbildende Wirkung der Strahlen am Elektroskop *E* bemerkbar werden,

je genauer das Feld das Strahlenbündel gerade zwischen den Blenden *c* und *d* hindurch in die Meßkammer lenkte. Aus derjenigen Feldstärke *II*, bei der in *E* die maximale Wirkung entstand, konnte man zusammen mit dem festen Bahnradius die Geschwindigkeit des Strahlenbündels nach [122 b] berechnen. Da es sich hier nur darum handelte, das Maximum der Strahlintensität festzustellen, konnte die Anwendung der Luftleitungsmethode nichts schaden. Wilson hielt während seiner Versuche das Feld *I* stets konstant, arbeitete also immer mit derselben Anfangsgeschwindigkeit. Mit Hilfe des Feldes *II* bestimmte er dann die Geschwindigkeit, die die Strahlen erhielten, wenn er ihnen in dem Einschnitt bei *b* der Reihe nach Aluminiumschichten von schrittweise zunehmender Dicke entgegenstellte. Während die ungehemmten Strahlen sich mit etwa $\beta = 0,95$ Lichtgeschwindigkeit bewegten, wurde die Geschwindigkeit

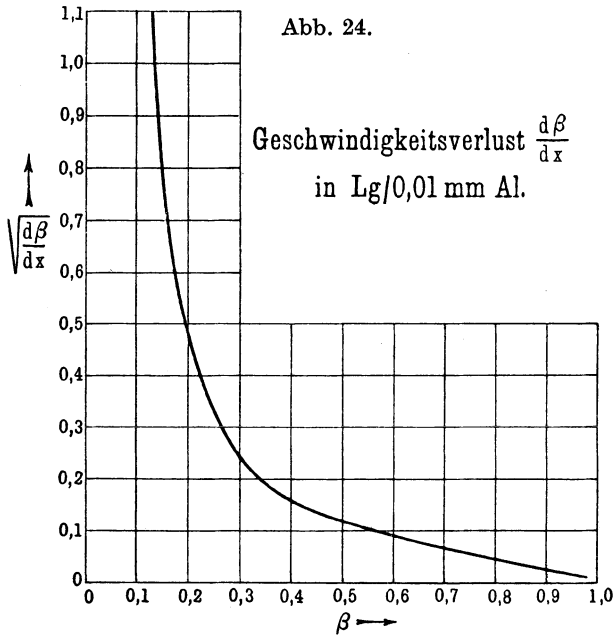
schließlich durch 2 mm Aluminium bis auf $\beta=0,66$ Lichtgeschwindigkeit heruntergedrückt. Auch hier war der Geschwindigkeitsverlust, der bei Hinzufügen einer bestimmten, jeweils gleichen Schichtdicke eintrat, um so größer, zu je kleineren Geschwindigkeiten man gelangte.

142. Die andere Arbeit von A. Baxmann⁹²⁾ benutzte statt zweier nur ein einziges Magnetfeld, das die Stelle des obigen Feldes II zu vertreten hatte. Die komplexe Strahlung eines Präparats von Radium im Gleichgewicht fiel zwischen den Polen dieses Magnet auf die Öffnung eines in Blei gearbeiteten kreisförmigen Kanals, an dessen anderem Ende ein mit feinem Quadrantenelektrometer verbundener Meßkondensator angebracht war. Bei bestimmter Feldstärke gelangte immer nur eine nahezu einheitliche Geschwindigkeitsgruppe aus dem kontinuierlichen Spektrum des Radiums durch den Kanal hindurch zur Messung. Erhöhte man die Feldstärke mehr und mehr, so trafen der Reihe nach immer schnellere Strahlen in die Kammer, bis schließlich das obere Ende des ganzen Geschwindigkeitsspektrums erreicht war, sodaß plötzlich die Trägerbildung im Meßkondensator überhaupt aufhörte. Diese obere Grenze verwandte Baxmann an Stelle der von Wilson besonders ausgeblendeten festen Anfangsgeschwindigkeit. Setzte er Metallfolien zwischen die Strahlungsquelle und den Bleikanal, so wurden, wie alle Strahlen, so auch die schnellsten verzögert, und die oberste Geschwindigkeitsgrenze mußte nach Zwischenschalten einer Schicht entsprechend heruntersinken. Dieses Verfahren hat nur den Mangel, der allerdings zur Zeit der Ausführung noch zu schlecht bekannt war, daß nämlich die obere Grenze des Spektrums sehr wenig scharf ist, wie wir noch genauer sehen werden (145). Die Messungen sind daher in ihren absoluten Zahlenangaben unsicher und dürfen für quantitative Zwecke nur mit Vorsicht herangezogen werden.

143. Frei von dieser Unsicherheit ist aber wohl das relative Ergebnis, daß im Gegensatz zu Danysz' Beobachtungen der Geschwindigkeitsverlust stärker anstieg als proportional der Masse verschiedener verwendeter Metalle. Dies läßt sich leicht dadurch verstehen, daß hier stets Normallauf in dickeren Schichten vorlag, während bei den Danysz'schen Versuchen Parallefall stattfand. Der Strahlenweg im Normallauf ist aber größer als beim Parallefall, und zwar gerade nach Maßgabe des Umwegfaktors, von dem wir aus Diffusionsuntersuchungen wissen (96), daß er mit dem Atomgewicht wächst. Also wächst auch bei Normalfall trotz gleich haltener Masse der zu durchsetzenden Schicht der Weg mit zu-

nehmendem Atomgewicht und damit auch der Geschwindigkeitsverlust. Die Beobachtungen von Baxmann und Danysz bestehen also beide zu Recht nebeneinander.

144. Im „Quantitativen über Kathodenstrahlen“ vereinigt Lenard alle diese Ergebnisse nach geeigneter Reduktion mit den schon vorliegenden Messungen des Geschwindigkeitsverlustes bei langsamen Kathodenstrahlen zu einer einheitlichen Kurve. Da von einer Verwaschung der Geschwindigkeit beim Durchgang durch materielle Schichten nicht die Rede sein kann, ist es berechtigt, in erster Näherung von einem auf der Wegeinheit stattfindenden



mittleren Geschwindigkeitsverlust als Funktion der auf diesem Wegstück statthabenden mittleren Geschwindigkeit zu reden.

Deshalb definiert Lenard als Geschwindigkeitsverlust $\frac{d\beta}{dx}$ die bei der

Mehrzahl der Elektronen vorhandene Geschwindigkeitsänderung, in der Schichtdicke Eins bei Normalfall der Strahlen und gleicher Richtung des Ein- und Austritts. Um also die von den obigen Autoren erhaltenen Geschwindigkeitsverluste miteinander vergleichen zu können, wurden sie alle nach dieser Festsetzung umgerechnet in

die jeweilige Änderung, ausgedrückt in Lichtgeschwindigkeit, die beim Durchsetzen von 0,01 mm Aluminium entsteht, und in einem Diagramm zu den zugehörigen Strahlgeschwindigkeiten als Ordinaten aufgetragen. (Vgl. die Abbildung, in der wieder statt $\frac{d\beta}{dx}$ selbst $\sqrt{\frac{d\beta}{dx}}$ eingezeichnet ist.) Von äußerst kleinen Geschwindigkeitsverlusten pro Wegeinheit in der unmittelbaren Nähe der Lichtgeschwindigkeit steigt $\frac{d\beta}{dx}$, wenn man zu geringeren Geschwindigkeiten fortschreitet, immer rascher an, um bei den allerlangsamsten Strahlen offenbar über alle Grenzen zu wachsen. Für die anderen Stoffe gilt in Annäherung Massenproportionalität, die bei feineren Untersuchungen in der angedeuteten Weise kleine Korrekturen zu erleiden hat.

145. Jetzt können wir zurückkehren zu den Untersuchungen, die Danysz am aktiven Niederschlag des Radiums anstellte. Es handelte sich darum, die zuerst roh erhaltenen Geschwindigkeiten der 23 Strahlgruppen von Radium B + C zu verfeinern. Dazu wurden, wie wir sahen, Aufnahmen in der neuen Plattenlage III gemacht, und aus deren Ergebnis waren noch die Geschwindigkeitsverluste zu beseitigen, die die Strahlen im Glas des Emanationsröhrchens erlitten hatten. Mit Hilfe der Werte, die Danysz bei der allgemeinen Untersuchung über die Verzögerung der Elektronen beim Durchgang durch materielle Schichten fand, war es leicht, auch die für die spezielle Glasdicke erforderlichen Korrekturen auszurechnen. So ergaben sich denn verbesserte Geschwindigkeitswerte, die jetzt mit den von v. Baeyer gefundenen, soweit dieser die Linien hatte beobachten können, sehr gut übereinstimmten. Eine einzige Ausnahme bilden die Angaben für das schnellste Ende des Spektrums. Während v. Baeyer, der überhaupt nur die starken Linien unterscheiden konnte, für die äußerste $\beta = 0,98$ Lichtgeschwindigkeit findet, liegt die schnellste starke Linie von Danysz bei 0,96 Lichtgeschwindigkeit. Darüber hinaus gibt er mit $\beta = 0,988$ einen Mittelwert für einen nur in Lage I beobachteten, sehr schwachen Schleier, der offenbar aus drei oder fünf nahe benachbarten, nicht sehr scharfen Einzellinien bestehen sollte. Dann fand sich noch eine schwache scharfe Linie bei $\beta = 0,996$ Lichtgeschwindigkeit. Jedoch wurden alle diese Geschwindigkeiten nicht in der größere Genauigkeit bietenden Plattenlage III beobachtet,

da dort diese sehr raschen Strahlen bei senkrechtem Durchgang allzu kurz auf die empfindliche Schicht der Platten einwirkten, als daß sie noch eine sichtbare Schwärzung hätten erzeugen können.

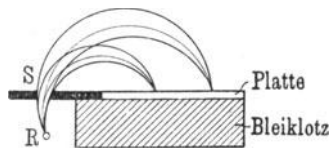
146. Auffallend war, daß auf den Danyszschen Platten unterhalb von $\beta = 0,64$ nicht die Spur einer Linie zu entdecken war, während v. Baeyer noch die zwei langsameren Gruppen von 0,41 und 0,36 Lichtgeschwindigkeit gefunden hatte. Es konnte nur sein, daß diese geringen Geschwindigkeiten völlig in der Wand des Emanationsröhrchens absorbiert wurden. Daher wiederholte Danysz anstatt mit diesem schließlich seine Aufnahmen mit dünnen Drähten als Strahlungsquelle, die er in hinreichender Stärke aktivieren konnte, um bei seiner großen Aufspaltung noch brauchbare Bilder zu erhalten. Tatsächlich fanden sich nun die beiden langsamen Gruppen vor, und es zeigte sich außerdem, daß jede noch einen nahe benachbarten, schwachen Begleiter hat. Damit erhöhte sich also die Zahl der im Spektrum von Radium B + C beobachteten Linien auf mindestens 27. Im übrigen stimmten die mit dem aktivierten Draht und dem Emanationsröhrchen ermittelten Geschwindigkeitswerte vollkommen überein, sodaß die verschiedenen Gruppen tatsächlich unabhängig von der Versuchsanordnung sicher sämtlich aus der aktiven Substanz selbst ausgeschleudert werden müssen. Die Methode des Drahtes gab nur im allgemeinen unschärfere und verschleierte Bilder als das dünnwandige Emanationsröhrchen, weil doch offenbar Strahlen, die von der Rückseite des Drahtes kommen und beim Durchgang durch das wesentlich dickere Metall verzögert werden, die Homogenität der Linien beeinträchtigen.

147. Schließlich untersuchte Danysz auch noch das Spektrum von Radium D und Radium E, indem er als Quelle einen nach der Aktivierung mehrere Monate lang aufbewahrten Draht benutzte. Es zeigten sich die schon von v. Baeyer und seinen Mitarbeitern gefundenen beiden starken Linien von Radium D, von denen allerdings die langsamere jetzt den offenbar zuverlässigeren Geschwindigkeitswert von 0,34 Lichtgeschwindigkeit erhielt. Auch bei diesen beiden Gruppen fand sich je ein schwächerer Begleiter neu, deren einer allerdings später nicht bestätigt wurde. Schließlich konnte mit Hilfe von Plattenlage I auch das dem Radium E zugehörige Band zwischen $\beta = 0,70$ und 0,94 Lichtgeschwindigkeit nachgewiesen werden, das auch hier trotz der größeren magnetischen Aufspaltung keinerlei Diskontinuität erkennen ließ.

148. In der Folgezeit haben neue und neue Untersuchungen die Linienzahl in den Spektren vieler radioaktiver Elemente weiter

vermehrt und die Geschwindigkeitsangaben zum Teil verbessert. Einigen dieser Ergebnisse werden wir im nächsten Kapitel V gelegentlich begegnen. Hier sei nur noch vorweg bemerkt, daß gerade die Strahlung von Radium B und Radium C der Gegenstand sehr eingehender Untersuchungen geworden ist, die auch vom experimentellen Standpunkt aus besondere Beachtung verdienen. Zunächst wiederholten E. Rutherford und H. Robinson⁹³⁾ die Versuche von Danysz, indem sie noch viel intensivere Strahlungsquellen benutzten, und zwar je nach dem untersuchten Geschwindigkeitsgebiet, aktivierte Drähte oder Emanationsröhrchen. Sie bedienten sich außerdem zur Erhöhung der Intensität eines Kunstgriffes, der auf geometrischen Eigenschaften der Danyszschen Anordnung beruht. Bei engem Spalt wird von der vom Röhrchen ausgehenden Strahlung ja nur ein verschwindend kleiner Teil zu den Versuchen benutzt. Verbreitert man jedoch den Spalt, so wird das hindurchtretende Bündel zwar kräftiger, aber auch gleichzeitig verwaschener, sodaß es zu scharfen Aufnahmen nicht mehr zu taugen scheint, wenigstens bei den Plattenlagen I und II der Danyszschen Anordnung. In der

Abb. 25.



Gegend der Stellung III aber vereinigen sich die anfangs auseinandergehenden Strahlenbahnen einer jeden Geschwindigkeitsgruppe, wie die Abb. 25 zeigt, wieder nahezu vollkommen, und es entstehen, auch wenn der Spalt verhältnismäßig breit ist, doch scharfe Linien. Man kann also allein durch Vergrößerung der Spaltöffnung die Intensität der Aufnahmen wesentlich erhöhen, ohne daß dabei ihre Klarheit im geringsten leidet.

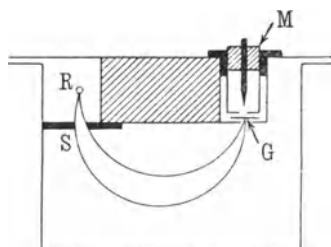
149. Auf diese Weise fanden Rutherford und Robinson im Radium B + C-Spektrum eine abermals viel größere Anzahl von einzelnen Linien, als bis dahin bekannt waren. Nicht weniger als 64 verschiedene Geschwindigkeiten konnten genau ausgemessen werden. Selbst eine Gruppe von $\beta = 0,986$ bildete sich hierzu noch genügend deutlich ab, obwohl die Platte stets in Lage III angebracht war. Allerdings betonen die Forscher, daß sie trotz der benutzten, außergewöhnlich starken Quellen, um schnellste Strahlen deutlich herauszubringen, die Platte drei- bis viermal so lange exponieren mußten als bei langsameren Strahlen. Die neuen Werte stimmten mit den schon früher gemessenen recht gut überein. An vielen Stellen im Spektrum zeigten sich überdies noch zahlreiche schwächere Linien, die zwar nicht mehr ausmeßbar, aber doch mit Sicherheit

festzustellen waren. Außerdem wurde die Zuordnung der Linien zu den einzelnen Produkten durch Aufnahmen mit Radium C + C'' allein erneut untersucht, und es zeigte sich, daß die Spektren von Radium B und Radium C + C'' in der Gegend zwischen $\beta = 0,82$ und $0,63$ Lichtgeschwindigkeit mit schwächeren Linien teilweise übereinandergreifen.

150. In allerletzter Zeit nahmen C. D. Ellis und H. W. B. Skinner*)⁹⁴⁾ das Spektrum von Radium B allein noch einmal mit allergrößter Sorgfalt auf, um daraus bindende Schlüsse auf den Ursprung der einzelnen Linien zu ziehen. Sie schätzen die Genauigkeit ihrer Versuche so hoch ein, daß die gemessenen $H\varrho$ -Werte noch höchstens um 0,1 bis 0,2 Proz. von den wahren abweichen sollen.

151. Wesentlich verschiedene Ergebnisse von allen bisherigen Angaben über die Spektren von Radium B und Radium C brachte eine Arbeit von J. Chadwick⁹⁵⁾**), der die Danyszsche Anordnung dadurch abänderte, daß er die photographische Platte durch einen Apparat zur unmittelbaren Zählung der einzelnen β -Teilchen ersetzte, wie ihn H. Geiger angab⁹⁶⁾.

Abb. 26.



Die Methode beruht auf der Auslösung von Spitzenentladungen durch jedes in der Nähe einer sehr reinen, scharfen Spitze vorbeigehende Teilchen. In der Mitte eines Messingrohres M (Abb. 26), das auf ein positives Potential von 1600 Volt aufgeladen wird, steckt gut isoliert die scharfe Spitze aus Stahl oder Platin. Sie ist mit einem registrierenden Fadenelektrometer verbunden und zur Ableitung der Ladungen über einen hohen Widerstand geerdet. Dann ruft jedes vorbeigehende Elektron infolge der Trägerbildung eine Entladung der Spitze hervor, die genügt, einen gut beobachtbaren Ausschlag im Meßinstrument zu bewirken. Diese Zählkammer saß fest vor einem Glimmerfenster G , das die übrige, uns schon geläufige Anordnung luftdicht verschloß. Der Krümmungsradius der zu messenden Strahlen wurde hier also festgehalten, während man das Feld veränderte und

*) Proc. Roy. Soc. **105**, 60 und 165, 1924.

***) Vgl. auch J. Chadwick und C. D. Ellis, Proc. Cambridge Phil. Soc. **21**, 274, 1922.

so in kleinen Schritten allmählich das ganze Spektrum des Radium B + C vor der Öffnung der Kammer vorbeiziehen lassen konnte.

152. Die auf solche Weise gemessene Intensitätsverteilung zeigte außer den vier stärksten bekannten β -Linien des Radium B keinerlei diskrete Geschwindigkeitsgruppen, sondern ein völlig kontinuierliches Spektrum, das sich von den langsamsten bis zu allerschnellsten Strahlen hin erstreckte. Auch entsprechende Meßreihen, bei denen die Zählkammer durch einen Kondensator zur Messung der Trägerbildung ersetzt war, änderten an diesem Ergebnis nichts. Chadwick schloß demnach, daß Radium B + C in der Hauptsache ein intensives, kontinuierliches Spektrum liefere, das nur von einem schwachen Linienspektrum überlagert sei. Da photographische Platten bei geeigneter Entwicklung sehr leicht solche kleinen Intensitätsunterschiede wie zwischen dem kontinuierlichen und Linienspektrum hervortreten ließen, seien die bisherigen photographischen Ergebnisse gut verständlich. Diese Schlüsse sind jedoch sehr zu bezweifeln. Denn einmal war der verwandte Spalt vor der Zählkammer 1 mm, vor der Trägerbildungskammer sogar 2 mm breit, sodaß gleichzeitig β -Strahlen von recht verschiedener Geschwindigkeit eintreten konnten, zumal wenn man berücksichtigt, daß die Linien einer bestimmten Geschwindigkeit bei der Danysz-schen Anordnung stets ein wenig gekrümmt werden (vgl. 137, Abb. 21). Dann scheint die Dicke des Spaltes vor G überhaupt sehr gering gewesen zu sein, sodaß auch noch nebedran durch das Metall hindurch Elektronen anderer Geschwindigkeiten gemessen worden sein mögen. Schließlich konnte Chadwick sein Magnetfeld überhaupt nur in Schritten von mehr als 1 Proz. ändern. Da aber die Strahlen des Radium B + C sich in ihren einzelnen Geschwindigkeiten im Durchschnitt nur sehr wenig voneinander unterscheiden, ist es durchaus wahrscheinlich, daß hier eine Trennung in einzelne Linien gar nicht stattfinden konnte. Vielmehr mag das „kontinuierliche“ Spektrum wenigstens in der gemessenen Intensität daher rühren, daß stets die Elektronen mehrerer Geschwindigkeitsgruppen des Linienspektrums gleichzeitig zur Messung kamen, wenn nicht noch sekundär ausgelöste Kathodenstrahlen oder auch γ -Strahlen mitspielten.

V. Versuche zur Deutung der β -Strahlspektren.

153. Mit der zunehmenden Kenntnis von den Linienspektren der β -Strahlen erhob sich auch alsbald die Frage, wie man sich ihre

Entstehung beim Zerfall der radioaktiven Atome vorzustellen habe. Schon lange war bei α -strahlenden Stoffen mit Sicherheit festgestellt, daß sie stets nur unter Aussendung von α -Teilchen einer einzigen, ganz bestimmten Geschwindigkeit sich umwandeln, und man weiß, daß jedes zerfallende Atom gerade einen α -Strahl von sich gibt. Wie aber soll man dann die überaus zahlreichen Geschwindigkeiten verstehen, mit denen gleichzeitig bei ein und derselben Umwandlung die β -Strahlen in kompliziertester Gesetzmäßigkeit von den Atomen ausgeschleudert werden? Man hat durch Vergleich der von β -Strahlen in einem Faradaykäfig angesammelten Ladung mit derjenigen, die die α -Strahlen mitführen, versucht zu bestimmen, wieviele β -Teilchen von einem einzigen Atom bei seinem Zerfall ausgehen⁹⁷⁾. Merkwürdigerweise ergaben die Messungen verschiedener Forscher*), daß sicherlich nicht alle Geschwindigkeiten insgesamt, die im Spektrum zu beobachten sind, von jedem einzelnen zerfallenden Atom gleichzeitig ausgeschleudert werden, sondern es fanden sich vielmehr nur 0,7 bis 1,5 Elektronen, also im Durchschnitt nur ein Teilchen pro Atom. Unsere Vorstellung vom radioaktiven Zerfall nimmt ja auch an, daß bei jeder Umwandlung ein einziges β -Teilchen aus dem Atomkern herausgeschleudert wird, womit die Zahl der freien Kernladungen, also auch die Ordnungszahl des neuen Elements sich um Eins erhöht. Dies gibt sich darin zu erkennen, daß das Zerfallsprodukt im periodischen System der Elemente gegenüber der Muttersubstanz um eine Stelle nach rechts rückt.

154. Man müßte also annehmen, daß die einzelnen Atome ihr einziges Zerfallselektron mit verschiedener Geschwindigkeit ausschleudern. Dies könnte so geschehen, daß das Elektron schon mit wechselnder Geschwindigkeit aus dem Atomkern ausgestoßen wird. Man hätte dann den eigentümlichen Vorgang, daß ein und derselbe Stoff auf einer Reihe von verschiedenen Wegen unter Abgabe verschieden großer Energien sich umwandelt, und müßte eigentlich eine Reihe verschiedener Zerfallsprodukte erwarten. Es entsteht jedoch nur ein einziges. Oder aber man kann sich, was wahrscheinlicher ist, denken, das Elektron verläßt den Kern stets mit derselben Geschwindigkeit, also auch stets unter Mitführung der gleichen nach Formel [64a] berechenbaren Energiemenge, und erleidet erst in den äußeren Teilen des Atoms mitunter eine mehr oder weniger beträcht-

*) Neben ⁹⁷⁾, nämlich Moseley 1912 mit 1,0; Danysz und Duane 1912 mit 1,5; vgl. auch die älteren Ergebnisse von E. Rutherford (Phil. Mag. 10, 193, 1905) mit 0,7 und W. Makower (Phil. Mag. 17, 171, 1909) mit ebensovielen Elektronen pro zerfallendes Atom.

liche Verminderung seiner Geschwindigkeit, indem es einen Teil seiner Energie abgibt. E. Rutherford wies als erster 1912 darauf hin, daß hierbei ein Zusammenhang mit der γ -Strahlung bestehen müsse. Er suchte infolgedessen nach quantitativen Beziehungen zwischen der von einem Stoff ausgehenden γ -Strahlung und den bei den magnetischen β -Strahlspektren beobachteten Geschwindigkeiten, vor allem denen von Radium B + C, das er selbst, wie wir schon sahen, eigens zu diesem Zwecke aufs sorgfältigste erforschte^{93) 98) 99)}. Tatsächlich senden ja vor allem starke β -Strahler auch stets intensive γ -Strahlen aus, und man hat beobachtet, daß bei solchen Stoffen die zeitliche Abklingung beider Strahlenarten vollkommen Hand in Hand geht. Es wäre demnach möglich, daß das aus dem Kern mit bestimmter, großer Geschwindigkeit austretende Elektron beim Durchgang durch die äußeren Elektronenhüllen des Atoms zur Erregung von γ -Strahlen veranlaßt wird, wodurch es einen Teil seiner Energie, also auch seiner Geschwindigkeit verliert.

155. Rutherford vermutete zunächst, die hierbei erregte γ -Strahlung sei identisch mit der eben von Barkla neu entdeckten charakteristischen Eigenstrahlung der Elemente, die entsteht, wenn man die Atome von außen her durch Kathoden- oder Röntgenstrahlen zur Erzeugung von Schwingungen anregt. Um zu quantitativen Zusammenhängen mit den β -Strahlen zu kommen, suchte er am Beispiel des Radium C, die von dessen Eigenstrahlung, also wie er glaubte, auch von den fraglichen γ -Strahlen mitgeführte Energie sich dadurch zu verschaffen, daß er die Energie eines zur Auslösung der Eigenstrahlung notwendigen Kathodenstrahls berechnete und annahm, diese setze sich restlos in die Energie des Wellenstrahls um. So gelangte er beispielsweise zu einer gewissen Energie E_1 , die zur Erzeugung der sogenannten „K-Serie“ der charakteristischen Strahlung von Radium C nötig ist. Diese Energie schrieb er auch dem betreffenden γ -Strahl selbst zu. Wenn nun ein β -Strahl mit der nach [64a] aus seiner festen Anfangsgeschwindigkeit folgenden Anfangsenergie E_0 den Kern verläßt und auf seinem Wege durch das Atom einen γ -Strahl von der Energie E_1 erzeugen soll, so kann er selbst nur mit der Energie $E_0 - E_1$ aus dem Atom austreten. Nach Formel [64a] folgt aber für solche Elektronen eine neue, kleinere Geschwindigkeit, die im magnetischen Spektrum als neue Linie nachweisbar sein mußte.

156. Tatsächlich fand Rutherford im Spektrum des Radium C zwei β -Linien, deren Energien sich gerade um die Energie der K-Strahlung des Atoms unterschieden. Die schnelleren β -Strahlen

dieser beiden Gruppen schienen daher Elektronen, die ohne Energieverlust unmittelbar aus dem Atomkern kamen, während die langsameren erst noch beim Durchgang durch die äußeren Teile des Atoms die *K*-Strahlung erzeugt und daher an Energie verloren haben mußten. Auf ähnliche Weise glaubte Rutherford noch eine ganze Reihe von Linien des magnetischen Spektrums von Radium C mit den verschiedenen Serien von dessen charakteristischer Eigenstrahlung in Beziehung setzen zu können. Als er jedoch 1917 selbst fand¹⁰⁰), daß die Wellenlänge der vom Radium C beim Zerfall ausgehenden Strahlung von der Größenordnung 10^{-10} cm ist, während man inzwischen für die kurzweiligste Eigenstrahlung, die *K*-Serie, mit der wir oben rechneten, eine Wellenlänge von etwa 10^{-9} cm bei Radium C ermittelt hatte, mußte dieser erste Deutungsversuch trotz der damit scheinbar erzielten Erfolge, wenigstens in seiner bisherigen einfachen Form, fallen gelassen werden.

157. Wir wollen hier im Hinblick auf das spätere zunächst etwas näher auf das vollständigere Bild eingehen, das inzwischen die Forschung von der Erzeugung der Wellenstrahlen in den Atomen entworfen hat. Es ist nicht uninteressant, auch hier zu beachten, welche reiche Anwendungsmöglichkeiten sich für das Prinzip von der Erhaltung der Energie bei allen derartigen Betrachtungen bieten, und wie es mit seiner Hilfe möglich wird, aus experimentellen Ergebnissen auf das uns unmittelbar nicht zugängliche Innere des Atoms zu schließen.

158. Wir stellen uns den Vorgang der charakteristischen Eigenstrahlung der Elemente⁴⁰) genau so vor wie die Erzeugung des sichtbaren Lichtes, die offenbar nur meist in größerer Entfernung vom Atomkern vor sich geht. Etwa unter Einwirkung von Kathoden- oder Wellenstrahlen wird eines der Elektronen, die nach der Bohrschen Vorstellung auf bestimmten, von innen heraus mit *K*, *L*, *M* . . . bezeichneten Quantenbahnen um den Atomkern kreisen, aus seiner Bahn bis an die Atomoberfläche herausgehoben. Durch die dabei gegen die Anziehung des Kernes geleistete „Ablösungsarbeit“ erhält das Atom eine gewisse potentielle Energie, ähnlich wie wenn man einen Stein entgegen der Erdschwere in eine hohe Lage bringt. Wie dessen Energie beim Herabfallen wieder frei wird, so kann auch die im Atom aufgespeicherte Energie dadurch ausgegeben werden, daß irgend ein Elektron von einem äußeren Ring an die weiter innen jetzt offen stehende Stelle springt. Die so frei werdende Energie verwandelt sich in Ätherschwingungen und verläßt als Wellenstrahlung das Atom. In die dadurch entstandene neue Lücke kann,

wieder unter Ausstrahlung von Wellenenergie, ein Elektron von noch weiter außen gelegener Bahn übergehen und so fort, bis die gesamte, dem Atom ursprünglich zugeführte Energie wieder abgegeben ist. Jedes Elektron, das so von weiter außen auf den *K*-Ring übergeht, bewirkt die Entstehung einer Linie der *K*-Serie, ein auf das *L*-Niveau springendes Elektron erzeugt die Schwingung einer *L*-Serie usw.

159. Nun ist die Energie eines jeden, immer quantenhaft vorzustellenden Wellenzugs allgemein gegeben durch die Beziehung:

$$E = h \nu,$$

wobei $h = 6,54 \cdot 10^{-27}$ Erg · sec das Plancksche „Wirkungsquantum“ bedeutet. Man kann also aus der Frequenz ν oder auch mit Hilfe der Gleichung:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (c = \text{Lichtgeschwindigkeit})$$

aus der Wellenlänge λ der beobachtbaren erzeugten Strahlen auf die Energieverhältnisse im Atom schließen und umgekehrt. Denn λ ist einfach umgekehrt proportional der Energie des Strahlenquants, d. h. auch der vom Atom abgegebenen Energiemenge.

160. Der Arbeitsbetrag, der dem Atom ursprünglich bei der Anregung einer Strahlung zugeführt wird, ist am größten für die *K*-Serie. Denn hier muß ein Elektron, das auf der dem Kern am nächsten liegenden *K*-Bahn kreist, entgegen der dort sehr starken Anziehungskraft der Kernladung aus dem Atomverband hinausbefördert werden. In der Entfernung der *L*-Schale sind solche Kräfte schon kleiner, weshalb dort ein Elektron leichter abgetrennt werden kann. Es ist also zur Anregung der *L*-Serie weniger Arbeit nötig als für die *K*-Serie. Einen abermals kleineren Energiebetrag erfordert die Auslösung der *M*-Serie usw.

161. Ist das Atom durch Entfernung eines Elektrons z. B. vom *K*-Ring zur Emission vorbereitet, so kann die entstandene Lücke durch Übergang eines weiter außen kreisenden Elektrons wieder ausgefüllt werden. Es gibt hierbei jedoch verschiedene Möglichkeiten. Je nachdem das nach innen springende Elektron von einem *L*-, *M*- oder *N*-Ring . . . seinen Ausgang nimmt, ist die beim Übergang frei werdende Energie verschieden groß, da die Fallhöhe mit der Entfernung des Ausgangsrings von der *K*-Bahn wächst. Wir erhalten also *K*-Strahlen mit zunehmendem $E = h \nu$, d. h. mit um so kleinerem λ , je weiter außen der Ring liegt, von dem das schwin-

gungserregende Elektron ausgeht. So entstehen die verschiedenen einzelnen Linien der K -Serie. Am energieärmsten, also langwelligsten ist die sogenannte K_α -Linie, die durch Übergang eines Elektrons von einem L - nach dem K -Ring entsteht, kurzwelliger wird schon die K_β -Linie, bei der das Elektron von einem M -Ring ausgeht, also eine größere Fallhöhe durchläuft usf. Die ganze dem Atom ursprünglich zugeführte Energie würde in Form von sehr kurzen Wellen auf einmal dann ausgestrahlt, wenn ein Elektron von der äußersten Atomoberfläche zum K -Ring zurückkehrte. Die hierbei entstehende Wellenlänge bildet gleichzeitig die Seriengrenze für alle K -Linien. Jedoch ist dieser Fall äußerst unwahrscheinlich, da erfahrungsgemäß leichter Übergänge von den nächstbenachbarten Bahnen zum K -Ring stattfinden.

162. Auf ganz entsprechende Weise werden auch die Linien der anderen Serien erklärt. Allerdings besteht dabei die Schwierigkeit, daß die Atome meistens nicht einen, sondern drei nahe benachbarte L -Ringe, weiter fünf M -Ringe, sieben N -Ringe . . . besitzen*), wodurch natürlich die Möglichkeiten für die Ausbildung verschiedener Linien sehr zahlreich werden. Wir verfolgen dies nicht weiter, sondern wollen nur im Hinblick auf die folgenden Abschnitte in Kürze eine der Methoden betrachten, die es ermöglichte, aus experimentellen Beobachtungen heraus die Abtrennungsarbeiten, d. h. diejenigen Energiemengen zu bestimmen, die nötig sind, um zur Anregung einer Schwingung ein kreisendes Elektron von seiner Bahn aus dem Atom hinauszuhoben.

163. Nach den bisherigen Überlegungen genügt es z. B. zur Erzeugung der K_α -Linie irgend eines Elements mit der Schwingungszahl ν_α nicht, auf den Körper Kathodenstrahlen fallen zu lassen von einer Geschwindigkeit, die der Energie der auszulösenden K_α -Strahlung $E_\alpha = h \nu_\alpha$ gerade eben entspricht. Auch Kathodenstrahlen der größeren Energie $E_\beta = h \nu_\beta$ sind nicht imstande, die K_α - noch die K_β -Linie hervorzurufen. Vielmehr muß die Energie der Kathodenstrahlen so weit gesteigert werden, daß sie die zur völligen Loslösung eines K -Elektrons nötige Arbeit leisten und dieses bis an die Atomoberfläche hinauswerfen können. Diese Arbeit entspricht der Energie, die ein von der Atomoberfläche nach dem K -Ring fallendes Elektron als Wellenzug aussenden würde, also der Größe $E_K = h \nu_K$, wenn ν_K die Schwingungszahl solcher Wellen ist. Erst durch Kathodenstrahlen von solcher Energie wird

*) Weiter außen nimmt die Ringanzahl wieder ab.

das Atom zur Emission angeregt, und nun kann es auch gleich jede beliebige Linie der K -Serie aussenden. Verwendet man zur Erzeugung der K -Linien Röntgenstrahlen an Stelle von Kathodenstrahlen, so sind auch diese erst dann zur völligen Abtrennung eines K -Elektrons befähigt, wenn sie selbst die nötige Energie $E_K = h \nu_K$ mit sich führen, wenn sie also ein genügend großes ν_K besitzen. D. h., erst von einer genügend kleinen Wellenlänge λ_K ab können die Strahlen die charakteristische K -Serie auslösen. Dabei wird ihrer Energie der zur Erzeugung der Eigenstrahlung notwendige Betrag $E_K = h \nu_K$ entzogen und der Rest des Strahlenquants verwandelt sich, falls es nicht überhaupt aufgebraucht ist, möglicherweise in Wärme, oder nach den neuen Entdeckungen von Compton (vgl. 186) vielleicht auch in langwelligere, also in energieärmere Röntgenstrahlen. Fallen aber überhaupt nur Schwingungen auf mit einer Wellenlänge größer als λ_K , so müssen sie alle, ohne auf die Atome einwirken zu können, mit unveränderter Energie an ihnen vorüberziehen.

164. Wir nehmen nun an, man lasse das durch einen Kochsalzkristall zu einem langen Bande auseinandergezogene kontinuierliche Spektrum der Bremsstrahlung einer gewöhnlichen Röntgenröhre beispielsweise auf eine Silberfolie fallen, hinter der sich eine photographische Platte befindet. Dann werden alle Schwingungen, deren Energie zur Anregung der K -Serie des Silbers zu klein, d. h. deren Wellenlänge größer ist als das hier nötige λ_K , ohne Einwirkung auf das Silber die Folie durchsetzen und dahinter die Platte schwärzen. An eine gewisse Stelle des Spektrums treffen aber die Wellen von der Länge λ_K , und daran an reihen sich kürzere und kürzere Wellen. Alle diese sind befähigt, die Silberatome durch Hinausschaffen eines Elektrons zur Emission der K -Serie anzuregen. Die photographische Platte, die durch die längeren Wellen stark geschwärzt wurde, bleibt also von der Stelle der λ_K an plötzlich vollkommen weiß, weil hier die Wellenenergie vom Silber zur Erzeugung der Eigenstrahlung absorbiert wird. Man erhält so, wenn wir von Einflüssen der Eigenstrahlung auf die Platte und anderem absehen, das Bild einer scharfen Absorptionskante, die man nur auszumessen braucht, um die Grenzwellenlänge λ_K und dadurch ν_K zu erhalten. Damit ist dann die Abtrennungsarbeit $E_K = h \nu_K$ eines Elektrons vom K -Ring des Atoms sofort berechenbar.

165. Für die anderen Serien der charakteristischen Strahlung gilt natürlich ganz entsprechendes. Man konnte auf diese Weise fast für alle Elemente des periodischen Systems die zur Abtrennung

der Elektronen von den einzelnen Quantenbahnen erforderlichen Arbeitswerte E_K , E_L , E_M . . . bestimmen, und diese leisten heute wie auf vielen anderen Gebieten, so auch bei Schlüssen in der von uns verfolgten Frage nach der Entstehung der β -Strahlspektren wertvolle Dienste.

166. Jedenfalls müssen wir, nachdem man weiß, daß durch Elektronenübergänge zwischen den Quantenbahnen überhaupt nur Schwingungen von ganz fest definierter Wellenlänge entstehen können, die von der Eigenstrahlung abweichende Wellenlängenbestimmung der γ -Strahlen von Radium C durch Rutherford dahin deuten, daß die γ -Strahlung dieses Elements unmöglich in der Gegend der Elektronenringe entstanden sein kann. Man wird vielmehr, da ja der Atomkern ebenfalls als Komplex von kreisenden Elektronen und positiven Quanten aufzufassen ist, zu der Vermutung geführt, daß die kurzwelligen γ -Strahlen bereits durch Elektronensprünge im Kern zwischen Bahnen mit sehr großen Energieunterschieden hervorgerufen seien. In diesem Falle müßten die Wellen auf ihrem Wege von innen heraus sämtliche Elektronenhüllen des eigenen Atoms durchsetzen. Dabei ist es denkbar, daß sie je nach den zufälligen Verhältnissen auf ein Ringelektron treffen und dieses durch Resonanzwirkung aus dem Atom hinauswerfen, indem ihre Energie sich in Ablösungsarbeit und lebendige Kraft des Elektrons umwandelt, sodaß sie selbst verschwinden. Da wir ursprünglich dem γ -Strahl eine fest bestimmte Energie $E_\gamma = h \nu_\gamma$ zuschreiben, so wird, je nach der Größe der am Elektron zu leistenden Ablösungsarbeit, dessen lebendige Kraft, also auch seine Geschwindigkeit verschieden groß. Ein K -Elektron wird schwer abgetrennt, also bleibt ihm wenig kinetische Energie übrig, und es bewegt sich nur mit geringer Geschwindigkeit aus dem Atom hinaus. Schneller und schneller dagegen müssen die Elektronen fliegen, die von weiter außen liegenden Bahnen durch die Energie eines Kern- γ -Strahles losgelöst werden, da hier die erforderliche Abtrennungsarbeit immer mehr abnimmt.

167. Daß tatsächlich so auf mittelbarem Wege β -Strahlen in den äußeren Teilen der zerfallenden Atome durch γ -Strahlung des Kernes erzeugt werden könnten, liegt schon wegen der Analogie zur lichtelektrischen Wirkung nahe und wird überdies für die hier in Frage kommenden speziellen Verhältnisse durch Versuche von Rutherford, Robinson und Rawlinson wahrscheinlich gemacht¹⁰¹). Diese ließen γ -Strahlen von Radium B durch Blei, Silber und andere Metalle gehen und fanden dabei, daß gerade wie

bei der lichtelektrischen Kathodenstrahlerzeugung Elektronen ausgelöst werden, und zwar merkwürdigerweise, wie die genaue Untersuchung im Magnetfeld zeigte, in einzelnen Gruppen diskreter Geschwindigkeiten, ganz wie man sie bei den β -Strahlspektren gefunden hatte. Die Versuche können allerdings nicht als einwandfrei gelten, da die β -Strahlen des Radium B selbst, die völlig hätten ausgeschaltet werden müssen, durch die etwas dünn bemessenen bestrahlten Metallschichten hindurchdringen konnten und mit den neu erzeugten zusammen beobachtet wurden. Immerhin schien es nach diesen Erfahrungen nicht ausgeschlossen, daß einzelne β -Strahlgruppen der magnetischen Spektren tatsächlich erst in den äußeren Teilen des zerfallenden Atoms durch die γ -Strahlung erzeugt werden.

168. Um solche Möglichkeiten quantitativ näher zu untersuchen, ließ neuerdings 1921 C. D. Ellis*) γ -Strahlen von Radium B durch Wolfram, Platin, Blei und Uran hindurchgehen und untersuchte die Geschwindigkeit der in diesen Metallen ausgelösten Elektronen im Magnetfeld. Bei jeder Substanz zeigten sich β -Strahlen von drei verschiedenen Geschwindigkeiten. Ellis nahm an, diese seien alle durchweg K -Elektronen, die nur dadurch jeweils drei verschiedene Geschwindigkeiten erhielten, daß sie durch drei verschieden harte Kern- γ -Strahlen des Radium B von ihrem K -Ring losgelöst würden. Addierte er also zu der nach [64a] aus der Geschwindigkeit folgenden Energie eines β -Strahles die Abtrennungsarbeit E_K vom K -Ring des betreffenden Elements, so mußte jeweils die Energie des auslösenden γ -Strahles entstehen, also:

$$E_\gamma = h\nu_\gamma = E_\beta + E_K$$

sein. In der Tat fand Ellis so aus den an mehreren Substanzen angestellten Versuchen stets dieselben drei Energiewerte, die er daher mit Recht als die Energien E_{γ_1} , E_{γ_2} , E_{γ_3} von drei verschiedenen, aus dem Kern des Radium B ausgesandten γ -Strahlen betrachten konnte.

169. Nun untersuchte er, welche β -Linien des schon damals recht genau bekannten Spektrums von Radium B selbst sich herleiten ließen von Ringelektronen, die durch die gefundenen γ -Strahlen aus dem zerfallenden Atom von irgend einer Quantenbahn hinausgeworfen waren. Es mußte dabei immer die beobachtete Energie des β -Strahles gleich sein der Energie des erzeugenden γ -Strahles,

*) Proc. Roy. Soc. 99, 261, 1921; siehe auch ¹⁰⁴).

vermindert um die Arbeit, die dieser zur Ablösung des Elektrons aus dem Atom geleistet hatte. Fand man also beispielsweise für einen bestimmten β -Strahl des Radium B die Beziehung bestätigt: $E_\beta = E_{\gamma_3} - E_K$, so mußte dieser Strahl aller Wahrscheinlichkeit nach aus Elektronen bestehen, die durch die dritte der oben gefundenen γ -Strahlungen vom K -Ring des Radium B losgelöst waren. Nahm man so die Energien sämtlicher beobachteter β -Strahlen des Radium B der Reihe nach vor und versuchte, sie mit den bekannten γ -Strahlenenergien und den Ablösungsarbeiten des Elements wie oben in Beziehung zu setzen, so mußten die Quantenbahnen, von denen die verschiedenen Strahlen ausgeschleudert werden, einzeln auffindbar sein. Tatsächlich gelang es Ellis, wenn er außer den drei durch Versuche gefundenen γ -Strahlen noch drei weitere hypothetisch annahm, auf diese Weise zunächst zwölf Linien des Radium B-Spektrums als durch γ -Strahlen erzeugt zu deuten. Nach den schon erwähnten neuesten Untersuchungen von Ellis und Skinner an diesem Spektrum (150) können heute fünf verschiedene γ -Strahlungen als sicher nachgewiesen gelten, und für 17 von den 31 gemessenen β -Linien konnte man die Quantenbahn angeben, von der die betreffenden Elektronen ausgeschleudert werden.

170. Auch das Spektrum von Thorium C + C'' versuchte Ellis mit Hilfe der gleichen Grundlagen zu deuten*). Untersuchungen mit größeren Mitteln, als sie v. Baeyer zur Verfügung gestanden hatten, zeigten, daß dieses ebenfalls sehr verwickelt ist und nicht weniger als 37 Linien besitzt. Auf rechnerischem Wege gelangte Ellis zu der Annahme von zehn verschiedenen γ -Strahlungen, womit die Entstehung von 23 Linien aus abgelösten Elektronen des K - und L -Ringes erklärt werden sollen.

171. Bei diesen Deutungsversuchen war stets grundsätzlich angenommen, überhaupt alle beobachtbaren Spektrallinien seien erzeugt durch Elektronen, die mittelbar erst durch γ -Strahlen aus der Elektronenhülle des Atoms ausgeschleudert würden. Von der Entstehung der γ -Strahlung im Kern macht Ellis sich jedoch Vorstellungen, die nicht sehr wahrscheinlich aussehen. Vielleicht noch angeregt durch Störungen von der vorhergehenden radioaktiven Umwandlung, soll innerhalb des Kernes ein Elektron von einer äußeren auf eine weiter innen gelegene Bahn übergehen und dabei einen γ -Strahl erzeugen. In den einzelnen Atomen müssen jedoch

* Proc. Roy. Soc. **101**, 1, 1922; vgl. auch ¹⁰²).

verschiedene Elektronenübergänge möglich sein, sodaß auch sämtliche angenommenen γ -Strahlfrequenzen entstehen. Schließlich soll das springende Elektron in eine Lage kommen, in der der Kern instabil wird, sodaß — zeitlich nach der Aussendung des γ -Strahles — der Zerfall eintritt und das Elektron mit irgend einer zufälligen Geschwindigkeit hinausfliegt. Ellis benutzt diese aus dem Kern kommenden Elektronen zur Deutung des von Chadwick⁹⁵⁾ angenommenen kontinuierlichen Spektrums von β -Strahlen wechselnder Geschwindigkeit, die außer den fest bestimmten Linien aus den zerfallenden Atomen ausgesandt werden sollen (152). Man kann sich jedoch schwer vorstellen, daß die Elektronen überhaupt mit ganz beliebigen, vom zerfallenden Kern in keiner Weise abhängigen Geschwindigkeiten das Atom verlassen sollten. Es widerstrebt auch unserer Auffassung, daß die zuvor im Kern nach innen fallenden Elektronen den Zerfall auslösen könnten, da wir doch wenigstens in der Hülle der Atome annehmen, daß das unter Ausstrahlung von einer Bahn zur anderen springende Elektron in einen fester gebundenen Zustand übergeht.

172. Zwangloser erscheint demgegenüber die Erklärung der β -Spektren durch eine etwas abgeänderte Auffassung, zu der im Laufe der letzten Jahre auf Grund ihrer Versuche L. Meitner gelangt ist. Den Ausgangspunkt zu diesen ungefähr gleichzeitig mit den Ellisschen Arbeiten und unabhängig davon begonnenen Untersuchungen^{103) 104)} bildete die Tatsache, daß auch bei α -Strahlumwandlungen, also z. B. beim Radium, β -Strahlgruppen von ganz bestimmten Geschwindigkeiten beobachtet werden. Da bei diesen Stoffen trotz sorgfältigster Versuche*) ein β -Strahlumwandlungsprodukt neben dem bekannten α -Strahlprodukt nicht nachgewiesen werden konnte, ist es unwahrscheinlich, daß solche β -Strahlen aus dem Kern stammen. Vielmehr deutet auch diese Erscheinung darauf hin, daß schnellbewegte Elektronen mittelbar durch γ -Strahlen nach Art des lichtelektrischen Effekts in der äußeren Hülle des Atoms ausgelöst werden können. Wahrscheinlich ist also auch bei β -Umwandlungen mindestens ein Teil des beobachteten Spektrums durch Ringelektronen erzeugt. Im Gegensatz zu Ellis nimmt Meitner außerdem an, daß auch der aus dem zerfallenden Kern selbst austretende Strahl stets eine für jedes Element fest bestimmte Geschwindigkeit besitzt. Ringelektronen und Kernelektronen der magnetischen Spektren müßten demnach leicht auf experimentellem

*) O. Hahn und L. Meitner, Zeitschr. f. Phys. 2, 260, 1920.

Wege unterscheidbar sein, denn die durch γ -Strahlen von den Quantenbahnen ausgelösten Ringelektronen lassen sich jedenfalls auch künstlich dadurch erzeugen, daß man die frei austretenden γ -Strahlen des zerfallenden Stoffes auf die Atome eines isotopen, selbst nicht strahlenden Elements fallen läßt. Da ein solches die gleichen Abtrennungsarbeiten erfordert wie das radioaktive Atom selbst, so müssen von seinen Quantenbahnen auch genau die gleichen β -Strahlen ausgelöst werden, wie bei dem aktiven Stoffe. Hierdurch würde also das Spektrum der Ring- β -Strahlen gesondert von allen Kernelektronen erhalten.

173. Zur Prüfung solcher Vorstellungen^{102) 103)} wählte Meitner als Strahlungsquelle eine Substanz mit möglichst einfachem Spektrum, nämlich das Thorium B, von dem bis dahin überhaupt nur zwei β -Strahllinien bekannt waren, die eine von $\beta_1 = 0,72$ Lichtgeschwindigkeit, die andere von $\beta_2 = 0,63$ Lichtgeschwindigkeit. Ein mit diesem Stoffe aktivierter dünner Draht war in ein Bleiröhrchen von 0,8 mm Wandstärke gesteckt, dessen Enden durch Hämmern gut verschlossen wurden. So konnten überhaupt keine β -Strahlen des Thorium B durch das Blei nach außen gelangen, sondern sie wurden alle absorbiert. Die γ -Strahlen aber, die das Blei wegen ihres großen Durchdringungsvermögens kaum aufzuhalten vermochte, lösten allenthalben in der Röhrchenwand neue β -Strahlen aus, und diese konnten ins Freie gelangen, falls sie nahe der Oberfläche erzeugt waren. Das ganze Röhrchen befand sich in der früher (117) besprochenen v. Baeyerschen Anordnung an der Stelle (Abb. 17), wo sonst der aktivierte Draht allein als Strahlungsquelle lag, sodaß man das Spektrum der Blei- β -Strahlen genau so photographieren konnte wie das radioaktiver Substanzen. Die Aufnahmen zeigten zwei schwache Linien, die freilich wegen der Breite der Strahlungsquelle und wohl auch durch ungleiche Geschwindigkeitsverluste der β -Strahlen auf ungleichen Wegen im Blei sehr verwaschen ausfielen. Immerhin ließen sie sich mit hinreichender Sicherheit ausmessen, um zu zeigen, daß die neuen Bleistrahlen, wie nach unseren Überlegungen zu erwarten war, genau dieselben Geschwindigkeiten hatten, wie die oben angegebenen des Thorium B selbst. Damit war aber auch gezeigt, daß die bekannten β -Strahlgruppen des Thorium B alle beide nicht aus dem Kern kommen, sondern nur durch γ -Strahlung von Elektronenringen losgelöst sein können. Aus dem Unterschied ihrer Energien schließt man leicht, aus welchen Ringen sie stammen. Da sie nämlich beide durch die gleiche γ -Strahlung erzeugt sein sollen, so muß, wenn die Ab-

trennungsarbeiten von den zunächst unbekanntem Ringen einsteilen mit E_1 und E_2 bezeichnet werden, sein:

$$E_{\beta_1} = E_\gamma - E_1; \quad E_{\beta_2} = E_\gamma - E_2.$$

Also ergibt sich:

$$E_2 - E_1 = E_{\beta_1} - E_{\beta_2}. \quad [173]$$

Nun ist für die angegebenen Geschwindigkeiten des Thorium B:

$$E_{\beta_1} - E_{\beta_2} = (3,535 - 2,355) \cdot 10^{-7} = 1,180 \cdot 10^{-7} \text{ Erg},$$

und für die Differenz der Abtrennungsarbeiten vom K - und L -Ring geben die früher besprochenen Absorptionsversuche mit Röntgenstrahlen (164):

$$E_K - E_L = (1,392 - 0,206) \cdot 10^{-7} = 1,186 \cdot 10^{-7} \text{ Erg}.$$

Die in [173] geforderte Übereinstimmung mit der Energiedifferenz der β -Strahlen ist hier so gut, daß die getroffene Auswahl der Ringe offenbar die richtige ist. Deshalb muß man annehmen, die Elektronen von 0,72 Lichtgeschwindigkeit stammen vom L -Ring und die von 0,63 Lichtgeschwindigkeit vom K -Ring des Thorium B-Atoms. Die Energie des erzeugenden γ -Strahles ergibt sich durch Addition der Ablösungsarbeiten zweimal in guter Übereinstimmung:

$$E_\gamma = \underline{h \nu_\gamma} = \begin{cases} E_{\beta_1} + E_L = (3,535 + 0,206) \cdot 10^{-7} = 3,741 \cdot 10^{-7} \text{ Erg} \\ E_{\beta_2} + E_K = (2,355 + 1,392) \cdot 10^{-7} = 3,747 \cdot 10^{-7} \text{ Erg}. \end{cases}$$

Man erhält daraus leicht auch die Wellenlänge der γ -Strahlen:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c h}{E_\gamma} = 5,24 \cdot 10^{-10} \text{ cm}.$$

174. Um die Richtigkeit der Auffassung weiter zu prüfen, ersetzte Meitner das den strahlenden Draht umgebende Bleiröhrchen durch ein solches von Platin. Da hierfür die Abtrennungsarbeiten geringer sind, waren schnellere β -Strahlen zu erwarten als bei Blei. Es zeigten sich wieder zwei allerdings sehr schwache und verwaschene Linien, von denen wenigstens die langsamere ausmeßbar war. Dabei ergab sich $\beta_2 = 0,66$ Lichtgeschwindigkeit, also tatsächlich eine größere Geschwindigkeit als bei den betreffenden Bleistrahlen. Fügt man zu ihrer Energie die Ablösungsarbeit vom K -Ring des Platins hinzu, so ergibt sich als Energie des auslösenden γ -Strahles des Thorium B $E_\gamma = 3,89 \cdot 10^{-7}$ Erg in immerhin annehmbarer Übereinstimmung mit den oben ge-

fundenen Werten, wenn man die Unschärfe der gemessenen Linie berücksichtigt*).

175. Nun ist aber Thorium B doch ein ausgesprochener β -Strahler, was nach unserer Auffassung bedingt, daß auch eine aus dem Kern kommende β -Strahlung vorhanden ist. Meitner nahm ursprünglich an, deren Energie müsse gerade gleich der gefundenen γ -Strahlenenergie, also gleich 3,74 Erg sein, denn es war denkbar, daß ganz allgemein bei jedem Zerfall ein Teil der aus den Kernen austretenden Elektronen sofort ihre Energie in Wellenstrahlung umwandelt, wodurch dann das Auftreten der γ -Strahlen wenigstens begrifflich gemacht würde. Mit der bekannten γ -Energie wäre dann auch diejenige der sie erzeugenden β -Strahlen gegeben, und man könnte mit Hilfe von Formel [64a] sogar deren Geschwindigkeit vorausberechnen. Tatsächlich fand sich auf neuen, nach der Danyszchen Methode (135) gewonnenen Aufnahmen bei Thorium B eine β -Linie von 0,74 Lichtgeschwindigkeit vor, deren Energie annähernd der der γ -Strahlung entsprach, die also wirklich von Kernelektronen erzeugt sein mochte. Weitere Erfahrungen haben aber inzwischen gezeigt^{105) 94)}, daß ein derartiger Zusammenhang zwischen den Energien der austretenden Kernelektronen und der γ -Strahlung, wie wir ihn zuerst annahmen, sehr unwahrscheinlich ist (vgl. 181). Deshalb führt man diese neue Linie heute auf Elektronen zurück, die durch die gleiche γ -Strahlung vom M -Ring des Atoms losgelöst werden. Außerdem fanden sich noch zwei weitere schwächere β -Gruppen von 0,71 und 0,77 Lichtgeschwindigkeit im Spektrum des Thorium B¹⁰²⁾. Man erklärt sie ebenfalls als K - und L -Elektronen, die aber durch eine zweite, energiereichere γ -Strahlung von der kürzeren Wellenlänge von $4,16 \cdot 10^{-10}$ cm aus dem Atom geschleudert werden. Eine Übersicht über alle beim Zerfall des Thorium B nachgewiesenen Strahlungen gibt die folgende, den Meitnerschen Arbeiten entnommene Tabelle:

*) Sehr umfassende systematische Untersuchungen in dieser Richtung, die die obigen Ergebnisse völlig bestätigen, hat in allerneuester Zeit I. Thibaud angestellt [Journ. de Phys. (6) 6, 82, 1925], nachdem schon vorher M. de Broglie entsprechende Zusammenhänge zwischen Röntgenstrahlen und demgemäß langsameren Elektronen fand (Journ. de Phys. (6) 2, 265, 1921.]

Thorium B

γ -Strahlen		β -Strahlen			
Wellenlänge cm	Energie Erg	$H\eta$ Gauß · cm	Energie Erg	Herkunft	Intensität
$5,2 \cdot 10^{-10}$	$3,75 \cdot 10^{-7}$	1385	$2,33 \cdot 10^{-7}$	K-Schale	sehr stark
		1750	$3,53 \cdot 10^{-7}$	L- „	stark
		1809	$3,74 \cdot 10^{-7}$	M- „	schwach
$4,16 \cdot 10^{-10}$	$4,72 \cdot 10^{-7}$	1689	$3,33 \cdot 10^{-7}$	K-Schale	sehr schwach
		2020	$4,51 \cdot 10^{-7}$	L- „	„ „

176. Noch einfacher als hier liegen die Verhältnisse beim Spektrum des Radium D^{102) 103) 94)}. Es sind nur drei Linien bekannt mit den Geschwindigkeiten $\beta = 0,34; 0,39$ und $0,40$ Lichtgeschwindigkeit. Sie werden sämtlich durch eine einzige γ -Strahlung erzeugt, indem diese L-, M- und N-Elektronen von ihren Quantenbahnen löslöst und aus dem Atom hinauswirft. Die folgende Tabelle enthält die zugehörigen Zahlenangaben:

Radium D

γ -Strahl		β -Strahlen			
Wellenlänge cm	Energie Erg	$H\eta$ Gauß · cm	Energie Erg	Herkunft	Intensität
$\sim 27 \cdot 10^{-10}$	$\sim 0,74 \cdot 10^{-7}$	602	$0,497 \cdot 10^{-7}$	L-Schale	sehr stark
		718	$0,686 \cdot 10^{-7}$	M- „	stark
		741	$0,739 \cdot 10^{-7}$	N- „	schwach

177. Merkwürdigerweise hat man entgegen den anfänglich ausgesprochenen Erwartungen weder im Spektrum von Thorium B noch in dem des Radium D irgendwelche Strahlen auffinden können, die sich auf Kernelektronen zurückführen ließen. Alle beobachteten β -Gruppen entstehen in letzter Linie durch Kern- γ -Strahlen, die von den Quantenbahnen der Atomhülle Elektronen abtrennen und auf diese ihre ganze, nach Abzug der Loslösungsarbeit übrigbleibende Energie in Form von lebendiger Kraft übertragen. Die bisher mitgeteilten Erfahrungen an Thorium B und Radium D allein wären demnach auch nicht imstande, die noch wenig einleuchtenden Anschauungen von Ellis (171), durch die dieser die Vorgänge beim Atomzerfall zu erklären suchte, zu verbessern. Auch die Ergebnisse der Untersuchungen Meitners an spezifischen α -Strahlern mit

nebenher auftretendem β -Spektrum könnten hierzu allein nichts beitragen, denn auch hier ließ sich in einigen Fällen nur nachweisen, daß die β -Linien durch Elektronen entstehen, die von Kern- γ -Strahlen aus den einzelnen Schalen der Atomhülle hinausgeworfen werden.

178. So zeigt Radiothor¹⁰³⁾, das durch eine α -Umwandlung zerfällt, in dem überdies beobachtbaren β -Spektrum zwei Linien von $\beta = 0,47$ und $0,51$ Lichtgeschwindigkeit. Fügt man zu deren Energien ähnlich wie in 173. die Abtrennungsarbeiten vom L - und M -Ring des Elements, so entsteht beidemal in guter Übereinstimmung die Energie einer erzeugenden γ -Strahlung, deren Wellenlänge daraus zu $3,7 \cdot 10^{-8}$ cm berechnet wird. Bei dem ebenfalls auf dem Wege der α -Umwandlung zerfallenden Radium¹⁰³⁾ ¹⁰⁶⁾ kennt man im β -Spektrum heute die Geschwindigkeitsgruppen $\beta = 0,52, 0,66$ und $0,68$ Lichtgeschwindigkeit. Diese ließen sich als K -, L - und M -Elektronen erklären, die sämtliche durch ein und dieselbe γ -Strahlung von $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-10}$ cm von ihren Quantenbahnen ausgelöst werden. Die genauen Daten enthält folgende Tabelle:

Radium

γ -Strahl		β -Strahlen			
Wellenlänge cm	Energie Erg	$H\varrho$ Gauß · cm	Energie Erg	Herkunft	Intensität
$6,6 \cdot 10^{-10}$	$2,98 \cdot 10^{-7}$	1037	$1,40 \cdot 10^{-7}$	K -Schale	stark
		1508	$2,73 \cdot 10^{-7}$	L - „	mittelstark
		1575	$2,95 \cdot 10^{-7}$	M - „	schwach

179. Auch diese Elemente liefern zunächst keinen stichhaltigen Einwand gegen die Ellissche Auffassung, den Anfang der radioaktiven Umwandlung in der Aussendung des γ -Strahles zu vermuten und sich den aus dem Kern kommenden Korpuskularstrahl erst als Folge davon zeitlich später ausgesandt zu denken. Schwer vereinbar dagegen ist diese Vorstellung mit der Tatsache, daß es eine Reihe von Produkten gibt, denen überhaupt jegliche Kern- γ -Strahlung fehlt. Hierher gehören die α -Strahler Ionium, Thorium C', ferner das β -strahlende Uran X₁, Radium E und Thorium C¹⁰⁷⁾ ¹⁰⁵⁾. Bei diesen Elementen fehlt damit der Vorgang überhaupt, der nach Ellis die Veranlassung zur Umwandlung geben soll. Hielte man seine Anschauungen fest, so dürfte hier gar keine Umwandlung stattfinden.

180. Alle Schwierigkeiten fallen aber sofort weg, wenn wir uns mit Meitner¹⁰⁵⁾ ⁹⁴⁾ vorstellen, daß der aus dem Kern hervorbrechende Korpuskularstrahl den Zerfall einleitet, und daß erst

gleichzeitig mit ihm oder auch nachher die Aussendung von γ -Strahlen erfolgen kann. Wenn nämlich das α - oder β -Teilchen den Kern verläßt, so werden die bisherigen Gleichgewichtsverhältnisse in diesem gestört, und es muß notwendig eine Umordnung seiner zurückbleibenden Bestandteile stattfinden. Je nach der Größe der durch den Korpuskularstrahl bewirkten Störungen sind dabei Umordnungen von ganz verschiedenem Ausmaß denkbar. Treten nur geringe Abänderungen ein, so braucht keine Wirkung nach außen hin stattzufinden. Die Umstellung geschieht ohne Energieverlust, und man beobachtet — wie bei den oben aufgeführten Elementen — keinen γ -Strahl. Ändert sich die Anordnung der Teilchen aber stark, so sind Quantensprünge im Kern denkbar, und es müssen je nach deren Anzahl ein oder mehrere γ -Strahlen ausgesandt werden, die dann ihrerseits wieder Elektronen aus den Ringen der Atomhülle hinauswerfen können. Hiermit würden also auch die tatsächlich beobachteten, oft zusammengesetzten γ -Spektren einzelner Elemente verständlich, wie wir sie im vergangenen mehrfach antrafen.

181. Nach dieser Auffassung bedeutet die bei einer radioaktiven Umwandlung ausgesandte γ -Strahlenenergie nur ein Maß für die Größe der erfolgten Umgruppierung der Kernbestandteile. Mit dem zuvor ausbrechenden Korpuskularstrahl hat sie jedoch unmittelbar nichts zu tun, denn dieser bewirkt durch seinen Austritt nur eine Störung im Kerngleichgewicht, dient also nur zur Auslösung der danach eintretenden Umordnung der Teile, und die Energie, die dann in Wellenform ausgestrahlt wird, hängt nur von dem Ausmaß dieses letzten Vorgangs ab. Dann ist es aber auch begreiflich, daß in einzelnen Fällen Kern- β -Strahlen entstehen mögen mit einer Energie, die — wenn auch für alle Teilchen gleich — doch völlig verschieden ist von der gleichzeitig ausgesandten γ -Energie; d. h., es ist denkbar, daß nur Kernelektronen ausgeschleudert werden, deren Geschwindigkeit möglicherweise von ganz anderer Größenordnung ist, als die der zugleich durch die γ -Strahlung abgetrennten Ringelektronen. Dann lassen sich natürlich Kern- und Ring- β -Strahlen nicht in demselben magnetischen Spektrum nachweisen und man hat Verhältnisse, wie sie vielleicht bei den früher betrachteten Elementen Thorium B und Radium D vorliegen mögen.

182. Daß andererseits aber aller Wahrscheinlichkeit nach auch Kern- β -Strahlen von großer und wenigstens nahezu einheitlicher Geschwindigkeit auftreten — im Gegensatz zu Ellis' erster Annahme (171.) —, dafür bietet das Uran X_1 ein interessantes Beispiel¹⁰⁷).

Es war lange bekannt, daß dieser Stoff eine auffallend schwache γ -Strahlaktivität besitzt. Neuerdings konnten nun O. Hahn und L. Meitner die Wellenstrahlung des Uran X_1 durch Absorptionsmessungen genauer untersuchen und feststellen, daß sie überhaupt nicht aus dem Kern kommt (vgl. 179), sondern lediglich aus charakteristischer, besonders der K -Strahlung des Elements besteht¹⁰⁸). Andererseits untersuchte Meitner aufs neue sorgfältig das β -Strahlspektrum des Uran X_1 und fand außer dem uns schon bekannten Band von jetzt durchschnittlich 0,58 Lichtgeschwindigkeit und den Linien von 0,48 und 0,52 noch eine neue bei 0,53 Lichtgeschwindigkeit*). Zunächst wurde wieder angenommen, daß die beobachteten Gruppen von Ringelektronen herrühren, die durch eine γ -Strahlung losgelöst sind. Wirklich ergaben sich, wenn man zu den Energiewerten der drei langsameren β -Strahlen die Abtrennungsarbeiten für den L -, M - und N -Ring hinzufügte, drei sehr nahe übereinstimmende Werte, die demnach im Mittel tatsächlich als Energie einer gemeinsamen auslösenden γ -Strahlung aufgefaßt werden mußten. Erstaunlicherweise stimmt diese Energie nun aber genau mit der der K_α -Strahlung des Elements überein. Also wird das obige Ergebnis von Hahn und Meitner, wonach die γ -Strahlung des Uran X_1 nur die charakteristische, vor allem die K -Strahlung sein kann, so auf ganz anderem Wege neu bestätigt. Wir haben hier offenbar den von allem bisherigen verschiedenen Fall, daß nicht γ -Strahlen des Kernes, sondern die beim K -Ring entstehende charakteristische K -Strahlung L -, M - und N -Elektronen von ihren Bahnen abtrennt und in β -Strahlen verwandelt, und zwar ist anzunehmen, daß der ganze Vorgang sich in demselben Atom abspielt, in dem die K -Strahlung selbst erzeugt wird, denn andernfalls müßten die K -Strahlen auch merklich auf die in überwiegender Menge vorhandenen Atome des Platindrahtes eingewirkt haben, auf dem bei der Untersuchung des Spektrums überhaupt nur eine unendlich dünne Schicht von Uran X_1 niedergeschlagen war, und man hätte wegen der für Platin geringeren Ablösungsarbeiten auch größere β -Strahlgeschwindigkeiten feststellen müssen, als wirklich beobachtet wurden.

183. Die nächste Frage ist nun die, wodurch die K -Strahlung erzeugt wird. Hierbei fällt es auf, daß die zu ihrer Auslösung nötige Arbeit von $1,736 \cdot 10^{-7}$ Erg nicht viel abweicht von dem Wert

*) Das früher erwähnte Band zwischen 0,96 und 0,82 Lichtgeschwindigkeit gehört dem Uran X_2 an¹⁰⁷).

1,84 · 10⁻⁷ Erg der Energie der schnellsten gefundenen β -Strahlen von rund 0,58 Lichtgeschwindigkeit. Es liegt sehr nahe, einen Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen anzunehmen. Aller Wahrscheinlichkeit nach wird dieses Band von 0,58 Lichtgeschwindigkeit hervorgerufen durch die beim Zerfall austretenden Kern- β -Strahlen, und da ihre Energie nahe mit der Ablösungsarbeit der *K*-Elektronen übereinstimmt, so werden sie leicht von diesen aufgehalten und leisten deren Lostrennung von der Bahn. Da jedoch die ganze Energie der Kathodenstrahlen nicht viel größer ist als die nötige Ablösungsarbeit, so können die hinausgeschleuderten *K*-Elektronen auch nur eine sehr geringe Geschwindigkeit erhalten, weshalb weder sie, noch die aufgehaltenen Kernstrahlen im Spektrum aufzufinden sind. Die Verwaschenheit der Linie der hinausgelangenden Kernstrahlen sucht man teils darauf zurückzuführen, daß die Elektronen möglicherweise im Felde des eigenen Kernes gebremst werden⁹⁴). Andererseits mag sie vor allem auch daher rühren, daß manche Teilchen die *K*-Elektronen nur ungünstig treffen¹⁰⁸) und darum, statt diese ganz hinauszuerwerfen, selbst mit nur wenig veringerter Geschwindigkeit weiterfliegen. Oder es werden vielleicht auch gelegentlich sehr weit außen kreisende, leicht abtrennbare Elektronen frei gemacht, was ebenfalls nur geringen Energieverlust verursacht. Sichereres ist aber über alle diese Vorgänge heute noch nicht bekannt. Als wahrscheinlich kann dagegen gelten, daß bei Uran X₁ tatsächlich die Kern- β -Strahlen die Eigenstrahlung anregen, und diese erzeugt ihrerseits die langsameren β -Strahlgruppen, die das Spektrum aufweist. Einzelheiten liefert die Tabelle:

Uran X₁

Kern- β -Strahl (Mittelwerte)			<i>K</i> -Strahlung	Ring- β -Strahlen			
<i>H</i> ϱ Gauß · cm	Energie Erg	Intensität	Anregungsarbeit Erg	<i>H</i> ϱ Gauß · cm	Energie Erg	Herkunft	Inten- sität
1163	1,84 · 10 ⁻⁷	schwach (Band)	1,736 · 10 ⁻⁷	927	1,13 · 10 ⁻⁷	<i>L</i> -Schale	mittel
				1028	1,37 · 10 ⁻⁷	<i>M</i> „	„
				1057	1,44 · 10 ⁻⁷	<i>N</i> „	schwach

184. Die charakteristische Eigenstrahlung ist auch noch beim Zerfall anderer radioaktiver Elemente nachgewiesen worden. Aus Absorptionsmessungen an der Wellenstrahlung von Radium D, die Rutherford und Richardson durchführten, ergibt sich neben der uns schon bekannten Kern- γ -Strahlung das Vorhandensein der

charakteristischen L -Serie¹⁰⁴). Ebenso geht aller Wahrscheinlichkeit nach vom zerfallenden Radium nebenher die K -, L - und M -Strahlung aus¹⁰⁶). Da wir bei diesen beiden Elementen früher feststellten, daß durch Kern- γ -Strahlen Ringelektronen von ihren Bahnen fortgeschleudert werden, womit ja doch die erforderliche Arbeit zur Anregung der betreffenden charakteristischen Serien geleistet wird, so ist es nicht erstaunlich, wenn diese in den vorliegenden Fällen auch schon so stark auftreten, daß man sie unmittelbar beobachten kann.

185. Anders müssen die Dinge wieder bei Radium E liegen, das nicht eine Spur von Kern- γ -Strahlen und daher auch keine ausgeschleuderten Ringelektronen erkennen läßt. Man beobachtet nur im β -Spektrum das schon genannte Band zwischen 0,9 und 0,7 Lichtgeschwindigkeit und außerdem auch hier wieder die charakteristische K - und L -Serie¹⁰⁵). In diesem Falle scheint gar keine andere Deutung möglich, als die β -Strahlen des Bandes als Kernelektronen anzusprechen. Auf ihrem Wege durch die Atomhülle müssen sie dann in derselben Weise wie bei Uran X_1 die charakteristische Strahlung erzeugen, indem sie Ringelektronen von ihren Bahnen ablösen. Hier wie dort bleibt aber einstweilen die Verwaschenheit der Geschwindigkeiten im β -Spektrum dunkel.

186. Überhaupt darf alles bisherige über die Kern- β -Strahlen nur mehr als Vermutung gelten. Man weiß noch recht wenig über diese Dinge. Vielleicht hängt mit ihnen doch auch der von Chadwick im β -Spektrum des aktiven Niederschlags von Radium beobachtete kontinuierliche Untergrund (152) zusammen. Möglicherweise läßt sich dieser aber auch mit dem kürzlich entdeckten Comptoneffekt in Verbindung bringen¹⁰⁹), wonach Wellenstrahlen bestimmter Energie $h\nu_0$ beim Auftreffen auf Elektronen abgelenkt werden unter gleichzeitiger Abgabe eines Teiles ihrer Energie, sodaß sie mit verringerter Frequenz ν_1 weitergehen. Der vom Ablenkungswinkel abhängige Energieverlust überträgt sich als lebendige Kraft auf das Elektron, erteilt diesem also eine gewisse Geschwindigkeit. Derartige Vorgänge könnten durch die γ -Strahlung auch in der Hülle des zerfallenden radioaktiven Atoms verursacht werden und so zur Deutung des kontinuierlichen β -Grundes beitragen. Eine andere wichtige Frage ist, ob die Ringelektronen durch die γ -Strahlen noch im ursprünglichen oder schon im umgewandelten Atom abgelöst werden. Man hätte dann nämlich ganz verschiedene Ablösungsarbeiten in die Rechnungen einzusetzen. Bisher reichte die Genauigkeit der Versuchsergebnisse noch nicht aus, um diese Frage mit

Sicherheit zu entscheiden, doch machen es Überlegungen Meitners^{105) 94)} sehr wahrscheinlich, daß die Erzeugung der Ring- β -Strahlen im neu entstehenden Atom vor sich geht. Die endgültige Entscheidung aller dieser Probleme muß, wie die weitere Bestätigung der Bohrschen Theorie selbst, die allen hier verfolgten Vorstellungen zugrunde liegt, neuen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

VI. Über die Abhängigkeit der Kräfte von der Geschwindigkeit.

187. Wir kehren nun noch einmal zu den allgemeinen Gesetzen schneller Bewegungen zurück, um einem ebenfalls bis heute ungelösten Problem, der Frage nach der Abhängigkeit der Kräfte von der Geschwindigkeit, die schon im Jahre 1898 Lenard aufwarf⁵⁾, etwas näher zu treten²⁹⁾. Nach allen Beobachtungen an schnellsten Elektronen zeigte sich die Lichtgeschwindigkeit als eine für die Kathodenstrahlen unübersteigbare Schranke. Dies folgt einerseits daraus, daß die scheinbare Masse, d. h. die Trägheit gegenüber Änderungen des Bewegungszustandes, mit der sich häufenden Energie der Bewegung und des elektromagnetischen Feldes unbegrenzt wächst. Aber selbst ohne diese Erscheinung wäre ein solches Verhalten zu erwarten, denn wir denken uns doch die Kräfte, die auf die Teilchen wirken, vermittelt durch die elektrischen und magnetischen Kraftlinien, deren eigene Höchstgeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit ist. Eine noch schnellere Bewegung kann man so wenig wie diesen selbst mit ihrer Hilfe einem Elektron geben. Keine auch noch so große Kraft vermag demnach schon mit Lichtgeschwindigkeit bewegte Elektronen weiter zu beschleunigen. Dann ist aber zu erwarten, daß Strahlen, die sich mit einer dieser Grenze nahestehenden Geschwindigkeit bewegen, auch schon nicht mehr durch eine Kraft in demselben Maße beschleunigt werden, als wenn sie aus der Ruhe erst in langsame Bewegung versetzt werden sollten. Es muß vielmehr an rasch bewegten Elektronen, wenn man eine Kraft auf sie einwirken läßt, ein Mangel an Beschleunigung zu bemerken sein, der um so größer wird, je näher der Lichtgeschwindigkeit man kommt*). Während für langsamste Bewegungen in dem Gesetz Galileis:

$$K = \frac{d(mv)}{dt},$$

*) Der Einwand von M. v. Laue, daß bei dieser Annahme das Energieprinzip verletzt werde¹¹¹⁾, macht das Problem nicht hinfällig,

die durch ein Feld bewirkte Kraft voll zur Geltung kommt, muß mit wachsendem v eine Abnahme ihrer Wirkung zu verspüren sein. Wir setzten deshalb schon in 49. mit Rücksicht auf diese Betrachtungen:

$$K = K_0 f(v),$$

wo K_0 die „Ruhkraft“, d. h. die nach bekannten Regeln der Elektrostatik oder auch die für langsamste Bewegungen berechnete Kraft, und $f(v)$ das Maß für ihr Versagen mit der wachsenden Geschwindigkeit bedeutet. Wir erhielten damit den von $f(v)$ abhängigen Ausdruck für die Beschleunigung:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{m + v \frac{dm}{dt}}. \quad [187]$$

v bedeutet dabei immer die Geschwindigkeitskomponente des Elektrons in Richtung der Kraft. Nach unseren Überlegungen müßte $f(0) = 1$ und $f(c) = 0$ sein.

188. Es fragt sich nun, wie man diese Veränderlichkeit der Kraft neben der schon bekannten Massenabhängigkeit durch das Experiment nachprüfen und den Verlauf der Funktion $f(v)$ im ganzen Gebiet zwischen $v = 0$ und $v = c$ quantitativ feststellen könnte. Die Versuche von Kaufmann, Bucherer und Neumann sind hierzu nicht zu verwerten, weil dort die Kraftfelder, deren Einfluß auf die bewegten Elektronen wir untersuchen wollen, stets quer zur Strahlrichtung wirkten. Denn da in Formel [187] immer v nur in Richtung der Kraft zu nehmen ist, haben wir in diesem Falle, wie schon in 50. überlegt wurde, $v = 0$, also $f(v) = 1$ zu setzen, und für die Beschleunigung quer zur Bewegungsrichtung entsteht einfach:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0}{m} = \frac{K_0}{\frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}},$$

wenn β die Strahlgeschwindigkeit in Lichtgeschwindigkeit als Einheit bedeutet*). Die Funktion $f(v)$, die die Veränderlichkeit der Kraft

sondern im Gegenteil noch interessanter, da man ja gar nichts über die tatsächliche Gültigkeit dieses Prinzips bei größten Geschwindigkeiten weiß.

*) Die Beziehung gilt streng im Augenblick des Eintrittes in ein elektrisches Feld. Unter seinem ablenkenden Einfluß entsteht dann allmählich eine Geschwindigkeit in der Krafrichtung, die aber verschwindend klein bleibt gegenüber der ursprünglichen Strahlgeschwindigkeit.

anzeigt, ist hier herausgefallen, und es bleibt nur die Formel, die, wie wir wissen, durch die Arbeiten tatsächlich bestätigt wurde. Versuche im Querfeld können also zur Festlegung von $f(v)$ überhaupt nicht dienen.

189. Anders ist es, wenn die Kräfte in der Richtung der Strahlen selbst wirken. In diesem Falle bedeutet v in Gleichung [187] die volle Strahlgeschwindigkeit, $f(v)$ ist von 1 verschieden, und man erhält nach 50. für die Beschleunigung in der Strahlrichtung den Ausdruck:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{\frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}}$$

in dem $f(v)$ erhalten bleibt. Wenn man also die Kathodenstrahlen durch eine Kraft in der Bewegungsrichtung beschleunigt oder verzögert und hinterher durch Ablenkungen in einem Querfeld die Strahlgeschwindigkeit und das durch die Kraft bewirkte $\frac{dv}{dt}$ experimentell bestimmt, so muß mit Hilfe der aus dem Längsfeld berechenbaren Ruhkraft K_0 und des bekannten m_0 die Funktion $f(v)$ ermittelbar werden. In diesem Sinne waren die schon in 14 erwähnten Versuche Lenards durchgeführt⁵⁾. Sie hatten jedoch — allerdings mit beschränkteren Mitteln, als sie heute der Forschung zur Verfügung stehen — in der Gegend zwischen $\beta = 0,12$ und $0,36$ Lichtgeschwindigkeit keine merkliche Abweichung vom gewöhnlichen Galileischen Gesetz ergeben. Offenbar bleibt demnach $f(v)$ ziemlich weitgehend mit wachsender Geschwindigkeit nahezu Eins, ein merkliches Kleinerwerden scheint erst bei noch viel größeren Geschwindigkeiten einzutreten.

190. Man hätte demnach denselben Versuch mit schnellsten Strahlen radioaktiver Stoffe nochmals zu wiederholen. Um im Gegensatz zu den früheren Arbeiten an Querfeldern mit Radium im Gleichgewicht hier besser von vornherein eine scharf diskrete Strahlgeschwindigkeit zu haben, wäre es zweckmäßig, sich beispielsweise einer der schnellsten durch magnetische Aufspaltung erhältlichen β -Gruppen des Radium C zu bedienen. Die Strahlung müßte gleich beim Ausgang vom Präparat durch ein äußerst starkes

keit, weshalb die Gleichung immer noch mit sehr großer Annäherung gültig bleibt. In dem besonderen Falle der Buchererschen Anordnung entsteht überhaupt keine Bewegung in der Richtung des elektrischen Feldes. Die Gleichung gilt dort also ständig streng.

elektrisches Längsfeld beeinflusst werden, um dann sofort in einer der v. Baeyerschen oder Danyszchen nachgebildeten Anordnung in die einzelnen Gruppen zerlegt zu werden. Die Verschiebung der Linien unter Einwirkung des elektrischen Längsfeldes gegenüber ihrer Lage ohne dieses könnte zur Ermittlung von $\frac{dv}{dt}$ dienen. Freilich handelt es sich hier bei der an und für sich schwierigen Aufspaltbarkeit der schnellsten Linien um einen Effekt, dessen Nachweis offenbar die allergrößte Sorgfalt und beste Hilfsmittel voraussetzt. Immerhin scheinen die β -Strahlen auch hier berufen, wie in den vielen anderen Fällen, die wir betrachteten, den Schlüssel zu neuer wichtiger Erfahrung zu bieten, die unsere Vorstellung über den wahren Zusammenhang aller Naturerscheinungen erweitern und vervollständigen könnte.

Literatur.

- 1) P. Lenard, Über Kathodenstrahlen, Nobelvortrag, 2. Aufl. Berlin 1920.
- 2) W. Hittorf, Über die Elektrizitätsleitung der Gase, Pogg. Ann. **186**, 1 und 197, 1869.
- 3) P. Lenard, Über Kathodenstrahlen in Gasen von atmosphärischem Druck und im äußersten Vakuum, Sitzber. d. Berl. Akad., 12. Januar 1893; ausführlicher: Ann. d. Phys. **51**, 225, 1894.
- 4) Th. Des Coudres, Ein neuer Versuch mit Lenardschen Strahlen, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **17**, 17, 1898.
- 5) P. Lenard, Über das Verhalten von Kathodenstrahlen parallel zu elektrischer Kraft, Ann. d. Phys. **65**, 504, 1898.
- 6) E. Rutherford, Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen; deutsch im Handb. d. Radiologie, Bd. 2. Leipzig 1913.
- 7) Mme. P. Curie, Die Radioaktivität, Bd. 1/2; deutsch von Finkelstein. Leipzig 1912.
- 8) J. Elster, H. Geitel, Über den Einfluß eines magnetischen Feldes auf die durch Becquerelstrahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft, Ann. d. Phys. **69**, 88, 1899.
- 9) F. Giesel, Über die Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen im magnetischen Feld, Ann. d. Phys. **69**, 834, 1899.
- 10) St. Meyer, R. v. Schweidler, Über das Verhalten von Radium und Polonium im magnetischen Feld, Phys. Zeitschr. **1**, 90 und 113, 1899.
- 11) H. Becquerel, Contribution à l'étude du rayonnement du radium, C. R. **130**, 206, 1900.
- 12) P. und S. Curie, Sur la charge électrique des rayons déviés du radium, C. R. **130**, 647, 1900.
- 13) H. Becquerel, Déviation du rayonnement du radium dans un champ électrique, C. R. **130**, 809, 1900.
- 14) E. Dorn, Elektrostatische Ablenkung der Radiumstrahlen, Abhandl. d. naturf. Ges. zu Halle **22**, 45, 1901.
- 15) J. J. Thomson, Elektrizität und Materie; deutsch von G. Siebert. Braunschweig 1909.
- 16) W. Kaufmann, Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen und die scheinbare Masse der Elektronen, Gött. Nachr. 1901, S. 143.
- 17) M. Abraham, Dynamik des Elektrons, Göttg. Nachr. 1902, S. 20.
- 18) M. Abraham, Prinzipien der Dynamik des Elektrons, Phys. Zeitschr. **4**, 57, 1902; ausführlicher: Ann. d. Phys. **10**, 105, 1903.

- ¹⁹⁾ W. Kaufmann, Über die elektromagnetische Masse des Elektrons, Gött. Nachr. 1902, S. 291.
- ²⁰⁾ W. Kaufmann, Die elektromagnetische Masse des Elektrons, Phys. Zeitschr. 4, 54, 1902.
- ²¹⁾ W. Kaufmann, Über die elektromagnetische Masse der Elektronen, Gött. Nachr. 1903, S. 90.
- ²²⁾ M. Abraham, Theorie der Elektrizität, Bd. 2 (zuerst 1905), 3. Aufl. Leipzig 1914.
- ²³⁾ A. H. Bucherer, Mathematische Einführung in die Elektronentheorie, Leipzig 1904. S. 58.
- ²⁴⁾ W. Kaufmann, Über die Konstitution des Elektrons, Sitzber. d. Berl. Akad. 45, 949, 1905.
- ²⁵⁾ W. Kaufmann, Über die Konstitution des Elektrons, Ann. d. Phys. 19, 487, 1906.
- ²⁶⁾ M. Planck, Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β -Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen, Phys. Zeitschr. 7, 753, 1906.
- ²⁷⁾ A. H. Bucherer, Messungen an Becquerelstrahlen. Die experimentelle Bestätigung der Lorentz-Einsteinschen Theorie, Phys. Zeitschr. 9, 775, 1908.
- ²⁸⁾ F. Hasenöhrl, Zur Theorie der Strahlung bewegter Körper, Sitzber. d. Wien. Akad. 113, 1039, 1904.
- ²⁹⁾ P. Lenard, Über Äther und Uräther, 2. Aufl. Leipzig 1922.
- ³⁰⁾ A. H. Bucherer, Die experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips, Ann. d. Phys. 28, 513, 1909.
- ³¹⁾ A. Bestelmeyer, Bemerkungen zu der Abhandlung Herrn A. H. Bucherers: „Die experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzips“, Ann. d. Phys. 30, 166, 1909.
- ³²⁾ A. H. Bucherer, Antwort auf die Kritik des Herrn Bestelmeyer bezüglich meiner experimentellen Bestätigung des Relativitätsprinzips, Ann. d. Phys. 30, 974, 1909.
- ³³⁾ A. Bestelmeyer, Erwiderung auf die Antwort des Herrn A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. 32, 231, 1910.
- ³⁴⁾ K. Wolz, Die Bestimmung von e/m_0 , Ann. d. Phys. 30, 273, 1909.
- ³⁵⁾ C. Schäfer, Die träge Masse schnell bewegter Elektronen (nach Versuchen von Herrn Günther Neumann), Phys. Zeitschr. 14, 1117, 1913.
- ³⁶⁾ G. Neumann, Die träge Masse schnell bewegter Elektronen, Ann. d. Phys. 45, 529, 1914.
- ³⁷⁾ R. Seeliger, Bericht über die spezifische Ladung des Elektrons, Jahrb. d. Rad. u. El. 9, 28, 1912.
- ³⁸⁾ A. Bestelmeyer, Die spezifische Ladung des Elektrons (abgeschlossen 1914), Handb. d. Radiologie, Bd. 5, 1919.
- ³⁹⁾ P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten (Heidelberger Akad. 1918). Neuherausgabe Heidelberg 1925.
- ⁴⁰⁾ A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 4. Aufl. Braunschweig 1924.
- ⁴¹⁾ K. Glitscher, Spektroskopischer Vergleich zwischen den Theorien des starren und des deformierbaren Elektrons, Ann. d. Phys. 52, 608, 1917.

⁴²⁾ R. Minkowski, H. Sponer, Über den Durchgang von Elektronen durch Atome, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **3**, S. 67, 1924.

⁴³⁾ P. Lenard, Über die Absorption der Kathodenstrahlen, Ann. d. Phys. **56**, 255, 1895.

⁴⁴⁾ W. Wilson, On the absorption of homogeneous β -rays by matter, and on the variation of the absorption of the rays with velocity, Proc. Roy. Soc. **82**, 612, 1909.

⁴⁵⁾ E. Rutherford, Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, Phil. Mag. **47**, 109, 1899.

⁴⁶⁾ R. J. Strutt, The absorption of the Becquerel-rays by solid and gaseous bodies, Nature **61**, 539, 1900.

⁴⁷⁾ P. Lenard, Über die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit, Ann. d. Phys. **12**, 714, 1903.

⁴⁸⁾ J. A. Crowther, On the coefficient of absorption of the β -rays from Uranium, Phil. Mag. **12**, 379, 1906.

⁴⁹⁾ H. W. Schmidt, Über Reflexion und Absorption von β -Strahlen, Ann. d. Phys. **23**, 671, 1907.

⁵⁰⁾ H. W. Schmidt, Beiträge zur Frage über den Durchgang der β -Strahlen durch Materie, Phys. Zeitschr. **10**, 929, 1909.

⁵¹⁾ A. Becker, Messungen an Kathodenstrahlen, Ann. d. Phys. **17**, 381, 1905.

⁵²⁾ E. Friman, Über Absorption und Diffusion schneller Kathodenstrahlen (β -Strahlen) in Gasen und Dämpfen, Ann. d. Phys. **49**, 373, 1916.

⁵³⁾ A. Becker, Über die Abhängigkeit der Kathodenstrahlabsorption von der Geschwindigkeit, Sitzber. d. Heidelb. Akad. 1910, 19. Abhandl.

⁵⁴⁾ C. Ramsauer, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgas-moleküle gegenüber langsamen Elektronen, Jahrb. d. Rad. u. El. **19**, 345, 1922.

⁵⁵⁾ A. Becker, Über die Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption bei mittleren Geschwindigkeiten, Ann. d. Phys. **67**, 428, 1922.

⁵⁶⁾ J. Silbermann, Über Kathodenstrahlenabsorption in Dämpfen, Dissertation Heidelberg, 2. Aug. 1912.

⁵⁷⁾ H. W. Schmidt, Beitrag zur Frage über den Durchgang der β -Strahlen durch Materie, 2. Teil, Phys. Zeitschr. **11**, 262, 1910.

⁵⁸⁾ C. T. R. Wilson, On an expansion apparatus for making visible the tracks of ionising particles in gases and some results obtained by its use, Proc. Roy. Soc. **87**, 277, 1912.

⁵⁹⁾ W. Bothe, Untersuchungen an β -Strahlbahnen, Zeitschr. f. Phys. **12**, 117, 1922.

⁶⁰⁾ W. Bothe, Verzweigungen und Knicke an β -Strahlbahnen, Phys. Zeitschr. **23**, 416, 1922.

⁶¹⁾ D. Bose, Studien über den Durchgang von α - und β -Teilchen durch Gase, Zeitschr. f. Phys. **12**, 207, 1922.

⁶²⁾ P. Lenard, Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz und über, Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen, Ann. d. Phys. **12**, 449, 1903.

⁶³⁾ P. Lenard, Über sekundäre Kathodenstrahlung in gasförmigen und festen Körpern, Ann. d. Phys. **15**, 485, 1904.

- ⁶⁴) W. Wilson, The variation of ionisation with velocity for the β -particles, Proc. Roy. Soc. **85**, 240, 1911.
- ⁶⁵) S. Bloch, Über sekundäre Kathodenstrahlung in Gasen bei großer Primärgeschwindigkeit, Ann. d. Phys. **38**, 559, 1912.
- ⁶⁶) R. J. Strutt, On the conductivity of gases under the Becquerel rays, Phil. Trans. **196**, 507, 1901.
- ⁶⁷) R. D. Kleeman, On the ionisation of various gases by α -, β - and γ -rays, Proc. Roy. Soc. **79**, 220, 1907.
- ⁶⁸) W. Bothe, Über photographische β -Strahlenmessung, Zeitschr. f. Phys. **8**, 243, 1922.
- ⁶⁹) K. Przibram, Verfärbung und Lumineszenz durch Becquerelstrahlen, Zeitschr. f. Phys. **20**, 196, 1923.
- ⁷⁰) F. Paschen, Über die Kathodenstrahlen des Radiums, Ann. d. Phys. **14**, 389, 1904.
- ⁷¹) H. W. Schmidt, Einige Versuche mit β -Strahlen von Radium E, Phys. Zeitschr. **8**, 361, 1907.
- ⁷²) H. W. Schmidt, Über die Strahlung des Uranium X, Phys. Zeitschr. **10**, 6, 1909.
- ⁷³) O. Hahn, L. Meitner, Über die Absorption der β -Strahlen einiger Radioelemente, Phys. Zeitschr. **9**, 321, 1908.
- ⁷⁴) O. v. Baeyer, O. Hahn, Magnetische Linienspektren von β -Strahlen, Phys. Zeitschr. **11**, 488, 1910.
- ⁷⁵) L. Meitner, Über einige einfache Herstellungsmethoden radioaktiver Zerfallsprodukte, Phys. Zeitschr. **12**, 1094, 1911.
- ⁷⁶) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Über die β -Strahlen des aktiven Niederschlags des Thoriums, Phys. Zeitschr. **12**, 273, 1911.
- ⁷⁷) O. v. Baeyer, Geschwindigkeitsänderung von β -Strahlen beim Durchdringen von Materie, Phys. Zeitschr. **13**, 485, 1912.
- ⁷⁸) O. v. Baeyer, Bericht über die magnetischen Spektren der β -Strahlen der radioaktiven Elemente, Jahrb. d. Rad. u. El. **11**, 66, 1914.
- ⁷⁹) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Das magnetische Spektrum der β -Strahlen des Thoriums, Phys. Zeitschr. **13**, 264, 1912.
- ⁸⁰) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Das magnetische Spektrum der β -Strahlen von Radiothor und Thorium X, Phys. Zeitschr. **16**, 6, 1915.
- ⁸¹) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Das magnetische Spektrum der β -Strahlen des Uran X, Phys. Zeitschr. **15**, 649, 1914.
- ⁸²) O. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Das magnetische Spektrum der β -Strahlen des Radioaktiniums und seiner Zerfallsprodukte, Phys. Zeitschr. **14**, 321, 1913.
- ⁸³) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Magnetische Spektren der β -Strahlen des Radiums, Phys. Zeitschr. **12**, 1099, 1911.
- ⁸⁴) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Nachweis von β -Strahlen bei Radium D, Phys. Zeitschr. **12**, 378, 1911.
- ⁸⁵) St. Meyer, Radioaktive Konstanten nach dem Stande von 1923, Jahrb. d. Rad. u. El. **19**, 334, 1923.
- ⁸⁶) J. Danysz, Sur les rayons β de la famille du radium, C. R. **153**, 339 und 1066, 1911.
- ⁸⁷) J. Danysz, Sur les rayons β de la famille du radium, Le Radium **9**, 1, 1911.

⁸⁸⁾ J. Danysz, Recherches expérimentales sur les rayons β de la famille du radium, Ann. chim. phys. **30**, 241, 1913.

⁸⁹⁾ J. Danysz, Sur les rayons des radiums B, C, D, E, Le Radium **10**, 4, 1913.

⁹⁰⁾ J. Danysz, Sur le ralentissement subi par les rayons β lorsqu'ils traversent la matière, C. R. **154**, 1502, 1912.

⁹¹⁾ W. Wilson, The decrease of velocity of the β -particles on passing through matter, Proc. Roy. Soc. **84**, 141, 1911.

⁹²⁾ A. Baxmann, Absorption und Geschwindigkeitsverlust der β -Strahlen des Radiums. Dissertation Halle 1911.

⁹³⁾ E. Rutherford, H. Robinson, The analysis of β -rays from radium B and radium C, Phil. Mag. **26**, 717, 1913.

⁹⁴⁾ L. Meitner, Der Zusammenhang zwischen β - und γ -Strahlen, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **3**, 160, 1924.

⁹⁵⁾ J. Chadwick, Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β -Strahlen von Radium B + C, Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. **16**, 383, 1914.

⁹⁶⁾ H. Geiger, Über eine einfache Methode zur Zählung von α - und β -Strahlen, Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. **15**, 534, 1913.

⁹⁷⁾ E. Marsden, Die Anzahl der seitens radioaktiver Substanzen ausgesandten α - und β -Teilchen, Jahrb. d. Rad. u. El. **11**, 262, 1914.

⁹⁸⁾ E. Rutherford, The connexion between the β and γ ray spectra, Phil. Mag. **28**, 305, 1914.

⁹⁹⁾ E. Rutherford, The origin of β and γ rays, Phil. Mag. **24**, 453, 1912.

¹⁰⁰⁾ E. Rutherford, Penetrating power of the X radiations from a Coolidge tube, Phil. Mag. **34**, 153, 1917.

¹⁰¹⁾ E. Rutherford, H. Robinson, F. Rawlinson, Spectrum of the β rays excited by γ rays, Phil. Mag. **28**, 281, 1914.

¹⁰²⁾ L. Meitner, Über die β -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der γ -Strahlung, Zeitschr. f. Phys. **11**, 35, 1922.

¹⁰³⁾ L. Meitner, Über die Entstehung der β -Strahl-Spektren radioaktiver Substanzen, Zeitschr. f. Phys. **9**, 131, 1922.

¹⁰⁴⁾ L. Meitner, Über den Zusammenhang zwischen β - und γ -Strahlen, Zeitschr. f. Phys. **9**, 145, 1922.

¹⁰⁵⁾ L. Meitner, Über die Rolle der γ -Strahlen beim Atomzerfall, Zeitschr. f. Phys. **26**, 169, 1924.

¹⁰⁶⁾ O. Hahn, L. Meitner, Das β -Strahlenspektrum von Radium und seine Deutung, Zeitschr. f. Phys. **26**, 161, 1924.

¹⁰⁷⁾ L. Meitner, Das β -Strahlenspektrum von Uran X₁ und seine Deutung, Zeitschr. f. Phys. **17**, 54, 1923; **18**, 238, 1923.

¹⁰⁸⁾ O. Hahn, L. Meitner, Die γ -Strahlung von Uran X und ihre Zuordnung zu Uran X₁ und Uran X₂, Zeitschr. f. Phys. **17**, 157, 1923.

¹⁰⁹⁾ L. Meitner, Über eine mögliche Deutung des kontinuierlichen β -Strahlenspektrums, Zeitschr. f. Phys. **19**, 307, 1923.

¹¹⁰⁾ C. D. Ellis, Über die Bedeutung der β -Strahlenspektren radioaktiver Substanzen, Zeitschr. f. Phys. **10**, 303, 1922.

¹¹¹⁾ M. v. Laue, Erwiderung auf Herrn Lenards Vorbemerkungen zur Soldnerschen Arbeit von 1801, Ann. d. Phys. **66**, 283, 1921.

Alphabetisches Namen- und Sachverzeichnis.

Die Zahlen bedeuten Abschnittsnummern.

- Ablenkung, elektrische 9.
—, magnetische 6 u. f.
Ablösungsarbeit 158 u. f.
—, Bestimmung der 163, 164.
Abraham 37, 38, 39.
Absorbierender Querschnitt 101, 102.
Absorption 4, 12, 68 u. f.
—, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 73 u. f.
— in chemischen Verbindungen 87.
Absorptionsvermögen 68.
—, praktisches 90.
—, wahres 90, 101, 103.
— der Dichteinheit 74 u. f.
Aktivierung von Drähten 119, 120, 146.
Aluminiumfenster 3.
Atominneres 100 u. f.
Atomkern 166, 171, 180.
Atomzerfall, Deutung nach Ellis 171.
—, Deutung nach Meitner 180, 181.
Baeyer, v. 83, 117, 123, 124, 127, 129, 133, 136, 137, 140, 145.
Bänder in β -Spektren 119, 123 u. f.
—, Deutung der 183.
Barkla 155.
Baxmann 142.
Becker, A. 78, 83, 85, 89, 91, 94.
Becquerel 17, 19, 20, 21, 23, 24.
Bémont 18.
Benachbarte Dicken, Methode der 78 u. f.
Beschleunigung 13, 14, 187 u. f.
Bestelmeyer 58, 59.
Biot-Savartsches Gesetz 27.
Bloch 108, 110, 127.
Bohr 67, 158.
Bothe 114.
Bremsstrahlung 164.
Broglie, de 174.
Bucherer 42, 53 u. f.
Chadwick 151, 152.
Charakteristische Eigenstrahlung 155, 158 u. f.
Chemische Wirkungen von β -Strahlen 114.
Compton 163, 186.
Comptoneffekt 186.
Coudres, Des 13.
Crookes 2.
Crowther 75.
Curie 17, 18, 22.
Danysz 133, 135 u. f., 145 u. f., 153.
Davisson 94.
Deformation des Elektrons 39, 42.
Differentialgleichung für m als Funktion von v 49.
Diffusion 3, 12, 87 u. f.
—, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 88, 96.
— in kleinen Winkeln 91, 92.
Dorn 25.
Duane 153.
Durchgang der Ladung durch materielle Schichten 22.
Dynamide 100, 104.
Eigenstrahlung, charakteristische 155, 158 u. f.

- Einstein 40.
Einzelbahnen der Elektronen 99.
Elektron, Hypothesen über das 36, 37, 39, 42, 51.
—, Deformation des 39, 42.
Ellis 150, 151, 168 u. f.
Elster 20.
Emanationsröhrchen 133, 134.
Energie, kinetische 52, 64, 122.
— eines Magnetfeldes 27.
— eines bewegten geladenen Körpers 27 u. f.
—, innere Deformations- 39.
— eines Lichtquants 159.
Energieumsetzungen bei Sekundärstrahlung 113.
Entscheidung zwischen den Elektronenhypothesen 57.
Exponentialgesetz der Absorption 68.
- Faraday 2.
Färbung durch β -Strahlen 114.
Farnsworth 94.
Feld schnellbewegter Ladungen 28, 29.
Friman 82, 85, 91, 92, 127.
- Galileisches Gesetz 14, 49, 50, 187 u. f.
Gammastrahlung, Zusammenhang mit den β -Strahlen 154 u. f., 166 u. f.
Geiger 151.
Geitel 20.
Geradlinigkeit der Ausbreitung 19.
Geschwindigkeit, Bestimmung der 5 u. f., 113, 115 u. f., 122.
— von Sekundärelektronen 113.
Geschwindigkeitsspektren 118 u. f.
—, Übersicht über die 125 u. f.
— der Thoriumgruppe 125, 126.
— der Urangruppe 127.
— der Actiniumgruppe 128.
— der Radiumgruppe 129 u. f.
—, Bänder in 119, 123 u. f.
— —, Deutung 183.
Geschwindigkeitsspektrum von Th B 175.
— von Ra D 176.
- Geschwindigkeitsspektrum von Rd Th 178.
— von Ra 178.
— von UX₁ 182, 183.
—, kontinuierliches bei Radium im Gleichgewicht 132, 139.
—, kontinuierliches bei Einzel-elementen 152.
— —, Deutung 171, 186.
Geschwindigkeitsverlust 69, 105, 124, 138 u. f., 144.
—, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 124, 144.
Giesel 20.
Glitscher 63.
Goldstein 5.
- Hahn 116, 117 u. f., 129, 182.
Hasenöhr 46, 47.
Heaviside 28, 30.
Hertz, Heinr. 2, 3, 5.
Hittorf 2, 5.
- Intensität eines Strahlenbündels 68.
- K-Serie 158 u. f.
Kathodenstrahlen der Entladungsröhre 1 u. f.
—, lichtelektrische 15.
Kaufmann 32, 36, 43.
Kern des Atoms s. Atomkern.
Kern- β -Strahlen 171, 180 u. f.
Kleeman 112.
Knallgasbildung 114.
Kondensationskerne 99.
Kondensatorrandkorrektur 57, 59, 60.
Kontraktion in der Bewegungsrichtung 39, 42.
Kraft, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 14, 187 u. f.
Kraftlinien schnellbewegter Ladungen 28.
— -Streuung am Kondensatorrand 43, 57.
Kunsmann 94.
- L-Serie 158 u. f.
Ladung des Elektrons 10, 64.
—, spezifische 5 u. f., 62.

- Laue, v. 187.
Lenard 3, 14, 63, 68, 72 u. f.,
83, 85, 87 u. f., 98, 108, 113,
139, 144, 187.
Lichtquant, Energie eines 159.
—, Erzeugung des 158 u. f.
—, Masse eines 47.
Lorentz, H. A. 39, 41.
Luftleitungsmethode 71, 72.
- M-Serie 158 u. f.
Magnetische Spektren 118 u. f.
—, Übersicht über die 125 u. f.
— s. a. Geschwindigkeitsspektren.
Makower 153.
Marsden 153.
Masse des Elektrons 11, 27 u. f.,
44, 45, 50, 64.
—, longitudinale und transversale
29, 50.
—, scheinbare elektromagnetische
27, 30, 31.
—, materielle 30, 31.
—, Ruh- 35.
— der Energie 47.
— eines Lichtquants 47.
—, Differentialgleichung der 49.
— des positiven Elementarquants
104.
- Massenproportionalität der Ab-
sorption 74, 76, 97.
— der Diffusion 88.
— des Geschwindigkeitsverlustes
138, 140.
— der Sekundärmenge 112.
—, Abweichungen von der — bei
der Absorption 85.
- Massenveränderlichkeit mit der
Geschwindigkeit 29, 36, 48.
Maxwell 27, 31, 37.
Meitner 116, 117, 120 u. f., 129,
172 u. f., 186.
Meyer, St. 20.
Michelson 39.
Moseley 153.
- Neumann, G. 58, 60, 61.
Newton 49.
Nichtkompensierte Strahlen 57,
58, 61.
- Normalfall oder -lauf 65, 89.
Normalfalldicke 89.
- Ozonbildung 114.
- Parallellfall oder -lauf 89.
Parallellfalldicke 89.
Paschen 115.
Photographische Wirkung der
 β -Strahlen 114, 123.
— schnellster Strahlen 145, 149.
Physiologische Wirkungen der
radioaktiven Strahlungen 114.
Planck, M. 45, 159.
- Quantenbahnen 158 u. f.
- Ramsauer 84.
Rawlinson 167.
Reflexion von Elektronen 94.
Relativitätsprinzip 40, 46.
Richardson 184.
Robinson 148, 149, 167.
Röntgenstrahlen 16, 164.
—, charakteristische 158 u. f.
Rückdiffusion 65, 89.
Rückdiffusionsdicke 89, 95.
Rückdiffusionskonstante 95.
Ruhmasse 35.
Rutherford 19, 26, 73, 75, 117,
148, 149, 153 u. f., 167, 184.
- Scheinintensität 71.
Schmidt, H. W. 77, 85, 91,
94, 95, 116, 127.
Schuster 2.
Schweidler, v. 20.
Searle 30, 36.
Sekundärmenge, Abhängigkeit
von der Geschwindigkeit
108, 110.
Sekundärstrahlung 65, 105 u. f.
—, Geschwindigkeit der 113.
— in verschiedenen Gasen 112.
Serie, Entstehung einer charak-
teristischen 161.
Seriengrenze 161.
Silbermann 56.
Skinner 150, 169.
Sommerfeld 63.

- Spalt, erweiterter 148.
Spektralapparat nach v. Baeyer 117.
— nach Danysz 135.
— nach Rutherford 148.
Spektren, magnetische 118 u. f.
—, Übersicht über die 125 u. f.
— s. auch Geschwindigkeits-
spektren.
Strahlungsquellen, Herstellung von 120, 129, 133.
Strutt 73, 75, 112.

Tertiärstrahlen 111, 113.
Thibaud 174.
Thomson, J. J. 27, 30.
Trübungsfaktor 92, 93.
- Umwegfaktor 90, 96.

Verwaschung von Spektren 129, 139.
Voltgeschwindigkeit 64, 122.

Wellenstrahlung, Erzeugungsvor-
gang der 158 u. f.
Wellenzug, Energie eines 159.
Wilson, C. T. R. 99, 113.
Wilson, W. 70, 108, 109, 141.
Wirkungsquantum 159.
Wolz 59.

Zahl der pro Atom ausgeschleu-
derten Elektronen 153.
Zeeman 47.
Zeemaneffekt 62.
-

Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

- Heft 29. Dr. Erik Hägglund: *Die Sulfitablaue und ihre Verarbeitung auf Alkohol*. 2. Auflage. Mit 6 Abbildungen und einer Tafel. M. 3,50.
- Heft 30. Dr. techn. M. Vidmar: *Moderne Transformatorenfragen*. Mit 10 Abbild. M. 4,—.
- Heft 31. Dr. Heinr. Faßbender: *Die technischen Grundlagen der Elektromedizin*. Mit 77 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 32/33. Prof. Rudolf Richter: *Elektrische Maschinen mit Wicklungen aus Aluminium, Zink und Eisen*. Mit 51 Abbildungen. M. 6,—.
- Heft 34. Obering. Carl Beckmann: *Haus- und Geschäfts-Telephonanlagen*. Mit 78 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 35. Dr. Aloys Müller: *Theorie der Gezeitenkräfte*. Mit 17 Abb. M. 3,—.
- Heft 36. Prof. Dr. W. Kummer: *Die Wahl der Stromart für größere elektrische Bahnen*. Mit 7 Abbildungen. M. 2,50.
- Heft 37. Dr. Reinhold Rieke: *Die Arbeitsmethoden der Silikatchemie*. 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 3,50.
- Heft 38. Prof. Dr. A. Einstein: *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie. (Gemeinverständlich.)* 14. Auflage. (61.—65.Tausend.) Mit 4 Fig. M. 3,—.
- Heft 39/40. Dr. Richard Grammel: *Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges*. Mit 83 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 41/42. Ingenieur Georg Duffing: *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung*. Mit 23 Abbild. M. 4,75.
- Heft 43. Dr. Robert Schwarz: *Feuerfeste und hochfeuerfeste Stoffe*. 2. vermehrte Auflage. Mit 10 Abbildungen. M. 2,—.
- Heft 44. Dr. Iwan Döry: *Einphasenbahnmotoren*. Mit 75 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 45. Prof. Dr. K. Fajans: *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen*. 4. Auflage. Mit 11 Abb. u. 14 Tab. M. 5,—.
- Heft 46. Dr. Bruno Alexander-Katz: *Quarzglas und Quarzgut*. Mit 43 Abb. M. 2,50.
- Heft 47. Prof. Dr. G. Berndt: *Radioaktive Leuchttarben*. Mit 28 Abbildungen im Text und auf 1 Lichtdrucktafel. M. 4,—.
- Heft 48. Dr. R. Fürth: *Schwankungserscheinungen in der Physik*. Mit 5 Abb. M. 3,50.
- Heft 49. Dr. Hans Georg Möller: *Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen*. 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 208 Textabbildungen und einer Tafel. M. 7,50.
- Heft 50. Prof. Dr. C. Dorno: *Klimatologie im Dienste der Medizin*. Mit 11 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 51. Prof. Dr. C. Isenkrahe: *Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie*. M. 4,50.
- Heft 52. Dr.-Ing. Max Moeller: *Das Ozon. Eine physikalisch-chemische Einzeldarstellung*. Mit 32 Textfiguren. M. 6,—.
- Heft 53. Dr. V. Geilen: *Mathematik und Baukunst als Grundlagen abendländischer Kultur. — Wiedergeburt der Mathematik aus dem Geiste Kants*. M. 3,—.
- Heft 54. Dr. H. Heinrich Fränck: *Die Verwertung von synthetischen Fettsäureestern als Kunstspeisefette in wirtschaftlicher, physiologischer und technischer Beziehung*. Mit 3 Abbildungen. M. 3,25.
- Heft 55. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Mondkrater*. Mit 9 Abbild. im Text und auf 3 Tafeln. M. 2,25.
- Heft 56. N. Bohr: *Drei Aufsätze über Spektren und Atombau*. 2. Aufl. Mit 13 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 57. Prof. Dr. Hans Cloos: *Der Mechanismus tiefvulkanischer Vorgänge*. Mit 24 Zeichnungen und einer Karte. M. 4,—.