

**6. Über Reflexion und Absorption
von β -Strahlen;
von Heinrich Willy Schmidt.**

Theoretische Überlegungen.

Wenn homogene β -Strahlen von der Intensität J_0 eine Platte von der Dicke d durchsetzen, so läßt sich die hindurchgegangene Energie J_d ausdrücken durch:

$$(1) \quad J_d = J_0 \cdot e^{-\nu d},$$

wo e die Basis der natürlichen Logarithmen und ν eine der betreffenden Strahlenart und dem Plattenmaterial eigentümliche Konstante bedeutet. Man bezeichnet ν allgemein als Absorptionskoeffizienten.

ν kann, wie aus neueren Beobachtungen des Verfassers mit β -Strahlen von Ra E hervorgeht¹⁾, nur innerhalb gewisser Grenzen als konstant angesehen werden. Mit wachsender Plattendicke nimmt ν zu. Diese Zunahme der Absorption ist auf verschiedene Weise zu erklären. Entweder nimmt die Geschwindigkeit der Strahlen und damit die Durchdringungsfähigkeit mit wachsender Filterdicke ab, oder zu der reinen Absorption, d. h. der Vernichtung von Strahlungsenergie, kommt noch ein weiterer Einfluß der durchstrahlten Materie auf die bewegten Elektrizitätsteilchen hinzu.

Daß z. B. β -Strahlen beim Durchgang durch Materie zerstreut werden, ist ebenfalls vom Verfasser nachgewiesen worden. Bei einer Streuung werden aber die beeinflussten Teilchen nicht nur in einem spitzen Winkel zur ursprünglichen Richtung weiter fliegen; vielmehr wird sich ein Teil der zerstreuten Strahlen den ankommenden Teilchen direkt entgegen bewegen, d. h. es wird eine „Reflexion“ der Strahlen stattfinden.

Wenn eine derartige Reflexion vorhanden ist, wird die nach Gleichung (1) bestimmte Größe ν gar kein Maß für die wirklich vernichtete ursprüngliche Strahlungsenergie sein; denn

1) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 8. p. 361. 1907.

von der in einer bestimmten Richtung fortschreitenden Strahlung wird nur ein Teil durch Absorption vernichtet, während ein anderer Teil durch Reflexion bez. Streuung aus der geraden Richtung abgelenkt wird und deshalb bei der gewählten Versuchsanordnung nicht gemessen werden kann.

Mc Clelland¹⁾ hat zuerst darauf hingewiesen, daß ν nicht der „wahre Absorptionskoeffizient“ ist. Er ging bei seinen theoretischen Überlegungen von der Annahme aus, daß in jedem Volumelement eine der absorbierten Strahlung proportionale Sekundärstrahlung²⁾ erzeugt wird. Die Sekundärstrahlen werden in genau derselben Weise beeinflußt wie die Primärstrahlen; es wird also in jedem Volumelement ein bestimmter

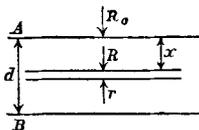


Fig. 1.

Prozentsatz davon absorbiert und eine der absorbierenden Menge proportionale Tertiärstrahlung erzeugt. Auch die tertiären und alle weiterhin erzeugten Strahlen sollen sich genau so wie die Primärstrahlen verhalten. Wenn nun die Strahlung R_0 senkrecht auf die Oberfläche A der Platte von

der Dicke AB auffällt (vgl. Fig. 1), so gilt nach Mc Clelland für die pro Flächeneinheit herabströmende Energie R :

$$(2) \quad \frac{dR}{dx} = -\mu R + \frac{\mu k}{2} R + \frac{\mu k}{2} r,$$

und für die heraufströmende Energie:

$$(3) \quad -\frac{dr}{dx} = -\mu r + \frac{\mu k}{2} r + \frac{\mu k}{2} R.$$

Hier bedeutet μ den „wahren Absorptionskoeffizienten“, also den Absorptionskoeffizienten, wenn keine Sekundärstrahlung vorhanden wäre, und k das Verhältnis der in der Schicht dx entstehenden Sekundärstrahlenergie zu der in derselben Schicht absorbierten Primärstrahlenergie.

1) J. A. Mc Clelland, *Dubl. Trans.* (2) 9. p. 9. 1906; *Beibl.* 30. p. 894. 1906; J. A. Mc Clelland u. F. E. Hackett, *Dubl. Trans.* (2) 9. p. 37—50. 1907.

2) Ob man eine „Sekundärstrahlung“ oder eine „zerstreute Primärstrahlung“ annimmt, ist formal gleichgültig. Prinzipiell sind natürlich die beiden Annahmen grundverschieden. Eine genaue Definition von Primär- und Sekundärstrahlung habe ich in meiner bereits zitierten Arbeit „Einige Versuche mit β -Strahlen von Ra E“, *Physik. Zeitschr.* 8. p. 361. 1907, gegeben.

Das erste Glied auf der rechten Seite der Gleichungen (2) und (3) ist ein Maß für die absorbierte Energie; das zweite drückt aus, daß das k -fache der absorbierten Energie als Sekundärstrahlung wieder frei wird, von der sich angenähert die eine Hälfte nach oben, die andere nach unten fortpflanzt. Das dritte Glied rührt daher, daß in der betrachteten Schicht die Menge μr der aufwärts fließenden Energie absorbiert wird und davon die Menge $(\mu k/2) \cdot r$ als Sekundärstrahlung nach unten geht.

Aus den Differentialgleichungen (2) und (3) sind bei gegebenen Grenzbedingungen R und r als Funktionen der Tiefe x unter der Oberfläche zu erhalten. Die Lösung eines derartigen Problems hat jedoch wenig praktisches Interesse, da wir eine Beziehung für Größen erhalten, die der direkten Messung nicht zugänglich sind. Dagegen interessiert uns die Frage, wie groß die durch die Platte AB hindurchgelassene Primärstrahlung und die von der Platte nach oben gehende Sekundärstrahlung ist und wie diese beiden Größen eben von der Dicke AB abhängen. Die Lösung dieses theoretischen Problems, in dem nicht die Tiefe x unter der Oberfläche, sondern die Dicke AB als unabhängige Variable auftritt, gestattet einen direkten Vergleich mit dem Experiment.

Um zu einem hier gültigen mathematischen Ansatz zu kommen, machen wir folgende Annahmen:

1. In der Schicht dx wird von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha \cdot i \cdot dx$ absorbiert, d. h. in eine andere Energieform umgesetzt, und
2. die Menge $\beta \cdot i \cdot dx$ reflektiert, d. h. in entgegengesetzter Richtung mit der gleichen Geschwindigkeit zurückgeworfen.
3. α und β sind Konstante, die einer bestimmten Strahlenart und einem bestimmten Material charakteristisch sind.
4. Die reflektierte Strahlung verhält sich in bezug auf Absorption und Reflexion genau so wie die primäre Strahlung.
5. Oberflächeneffekte sind nicht vorhanden: wir haben nur „Volumreflexionen“ vor uns.
6. Ebenfalls ist eine eigentliche Sekundärstrahlung nicht vorhanden; zu den primären β -Teilchen kommen also neue, aus der durchstrahlten Materie stammende Elektronen nicht hinzu, oder sie haben, wenn sie wirklich entstehen, eine so

geringe Geschwindigkeit, daß ihre ionisierende Wirkung zu vernachlässigen ist.

7. Von einer Streuung der Strahlung wird abgesehen; es wird also nur eine senkrecht zur Plattenoberfläche nach unten und oben gehende Strahlung angenommen.

Während die meisten dieser Annahmen höchstwahrscheinlich ganz allgemeine Gültigkeit haben und sich den wirklichen Verhältnissen gut anpassen, sind die Annahmen, daß keine Streuung stattfindet und die reflektierten Strahlen in der gleichen Richtung zurückgehen, nur gemacht, um das Problem rechnerisch verfolgen zu können. In Wirklichkeit wird die Streuung einen großen Einfluß haben und überhaupt von der Reflexion nicht zu trennen sein. Denn von einem Parallelstrahlenbündel wird nur ein verhältnismäßig kleiner Teil in derselben Richtung weitergehen und der größte Teil aus der ursprünglichen Richtung durch Kräfte abgelenkt werden, die zwischen den β -Teilchen und den Atomen, bez. den an diesen haftenden Elektronen wirken.

Wie groß ist nun unter den gemachten Voraussetzungen die durchgelassene und reflektierte Strahlungsenergie? Diese Aufgabe hat große Ähnlichkeit mit einer aus der Optik bekannten Aufgabe, nämlich die von einem System gleicher paralleler Platten — etwa einer Glassäule — durchgelassene und reflektierte Intensität zu bestimmen unter Berücksichtigung der unendlich vielen, an jeder Trennungsfäche stattfindenden Reflexionen und Brechungen. Nur haben wir bei unserem elektrischen Problem keine Oberflächenreflexion, sondern eine Volumreflexion.

Das optische Problem ist von F. Neumann¹⁾ und G. G. Stokes²⁾ behandelt worden. Stokes hat Absorption des Lichtes durch die Platten in Betracht gezogen, während Neumann von einer Absorption absieht.

Wir gelangen nach dem Vorgange von F. Neumann am einfachsten zu einem mathematischen Ansatz durch einen Schluß von einer Platte von der Dicke x auf eine Platte von der Dicke $x + dx$.

1) F. Neumann, Vorles. über theoret. Optik p. 147. Leipzig 1885.

2) G. G. Stokes, Phil. Mag. (4) 24, p. 480. 1862.

Wenn durch eine Platte von der Dicke x von der einfallenden Intensität 1 der Betrag ϱ reflektiert und δ durchgelassen wird, so kommt nach Hinzufügen einer weiteren Platte von der Dicke dx die aus der schematischen Fig. 2 hervorgehende Intensitätsverteilung zustande. Dabei ist angenommen, daß durch die Platte von der Dicke dx von der einfallenden Intensität 1 der Betrag r reflektiert und d durchgelassen wird.

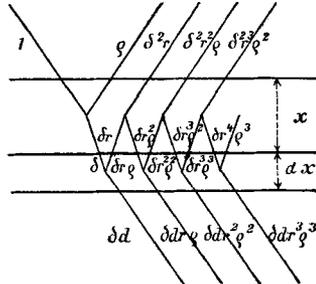


Fig. 2.

Im ganzen wird also reflektiert:

$$(4) \quad \varrho_{x+dx} = \varrho + \delta^2 r (1 + r \cdot \varrho + r^2 \cdot \varrho^2 + r^3 \varrho^3 \dots) = \varrho + \frac{\delta^2 r}{1 - r \cdot \varrho},$$

und durchgelassen:

$$(5) \quad \delta_{x+dx} = \delta d (1 + r \cdot \varrho + r^2 \varrho^2 + r^3 \varrho^3 \dots) = \frac{\delta d}{1 - r \varrho}.$$

Wir setzen nach unserer Annahme 2:

$$(6) \quad r = \beta \cdot dx.$$

Dann wird also in der Schicht dx von der einfallenden Intensität 1 der Betrag $\beta \cdot dx$ reflektiert und der Betrag $(1 - \beta \cdot dx)$ durchgelassen. Davon soll nach Annahme 1 absorbiert werden:

$$(1 - \beta \cdot dx) \alpha \cdot dx = \alpha \cdot dx.$$

Es tritt also unter Vernachlässigung der unendlich kleinen Glieder höherer Ordnung aus der Schicht dx heraus:

$$(7) \quad d = 1 - (\alpha + \beta) dx.$$

Setzt man die Werte von r und d aus (6) und (7) in (4) und (5) ein, so wird:

$$\varrho_{x+dx} = \varrho + \frac{\delta^2 \cdot \beta \cdot dx}{1 - \varrho \cdot \beta \cdot dx} \quad \text{und} \quad \delta_{x+dx} = \delta \frac{1 - (\alpha + \beta) dx}{1 - \varrho \beta dx},$$

also:

$$(8) \quad \frac{\varrho_{x+dx} - \varrho_x}{dx} = \frac{d \varrho}{dx} = \beta \delta^2$$

und

$$(9) \quad \frac{\delta_{x+dx} - \delta_x}{dx} = \frac{d \delta}{dx} = -(\alpha + \beta) \delta + \beta \cdot \delta \cdot \varrho.$$

Die Differentialgleichungen (8) und (9) sind zu integrieren. Multipliziert man (9) mit 2δ , so erhält man:

$$\frac{d \delta^2}{dx} = 2 \delta^2 (\beta \varrho - \alpha - \beta),$$

oder nach (8):

$$\frac{d\delta^2}{dx} = \frac{d\rho^2}{dx} - \frac{2(\alpha + \beta)}{\beta} \cdot \frac{d\rho}{dx}.$$

Hieraus folgt durch Integration:

$$(10) \quad \delta^2 = \rho^2 - \frac{2(\alpha + \beta)}{\beta} \cdot \rho + C,$$

wo C eine Integrationskonstante bedeutet.

Setzt man den Wert von δ^2 aus (10) in (8) ein, so wird

$$(11) \quad \frac{d\rho}{dx} = \beta \rho^2 - 2(\alpha + \beta)\rho + C \cdot \beta.$$

Nehmen wir jetzt

$$\rho = z + p,$$

wo p eine Konstante bedeutet, so folgt:

$$(12) \quad \frac{dz}{dx} = \beta z^2 + 2p\beta z + p^2\beta - 2(\alpha + \beta)z - 2(\alpha + \beta)p + C \cdot \beta.$$

Führen wir für p die Bedingung ein:

$$(13) \quad \beta \cdot p^2 - 2(\alpha + \beta)p + C \cdot \beta = 0,$$

so wird aus (12):

$$(14) \quad \frac{dz}{dx} + 2\mu z = \beta z^2,$$

wo

$$(15) \quad \mu = \alpha + \beta - p\beta$$

gesetzt ist. — Das Integral von (14) ist:

$$\frac{1}{z} e^{-2\mu x} = N - \beta \int e^{-2\mu x} dx = N + \frac{\beta \cdot e^{-2\mu x}}{2\mu},$$

oder:

$$(16) \quad z = \frac{2\mu e^{-2\mu x}}{2N\mu + \beta \cdot e^{-2\mu x}},$$

wo N die zweite von den Grenzbedingungen abhängige Konstante bedeutet.

Setzt man jetzt wieder $z = \rho - p$, so wird aus (16):

$$(17) \quad \rho = \frac{(2\mu + p\beta)e^{-2\mu x} + 2N\mu \cdot p}{2N\mu + \beta \cdot e^{-2\mu x}} = \frac{\beta \cdot C \cdot e^{-2\mu x} + 2N\mu p^2}{2N\mu p + \beta p \cdot e^{-2\mu x}},$$

weil nach (13) und (15) ist:

$$(18) \quad 2(\alpha + \beta) - p\beta = \frac{C \cdot \beta}{p} = 2\mu + p \cdot \beta.$$

Die Konstante N in (17) bestimmt sich aus der Bedingung, daß für $x=0$ auch $\rho=0$ werden muß. Also:

$$N = -\frac{C \cdot \beta}{2\mu p^2}.$$

Dann wird aus (17):

$$(19) \quad \varrho = \frac{p(1 - e^{-2\mu x})}{1 - \frac{p^2}{C} \cdot e^{-2\mu x}}.$$

Die andere Integrationskonstante C bestimmt sich aus (10): für $\varrho = 0$ wird $\delta = 1$; also:

$$(20) \quad C = 1$$

und aus (19)

$$(21) \quad \varrho = \frac{p(1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}}.$$

Setzt man jetzt (21) in (10) ein unter Berücksichtigung der Bedingungen für C , p und μ ((20), (13), (15)), so wird:

$$(22) \quad \delta = \frac{e^{-\mu x}}{1 - p^2 \cdot e^{-2\mu x}} \cdot (1 - p^2).$$

Die in den Gleichungen (21) und (22) vorkommenden Konstanten μ und p sind experimentell leicht zu ermitteln. Für $x = \infty$ wird aus (21)

$$(23) \quad \varrho = p.$$

p ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird.¹⁾ — Da p stets kleiner ist als 1, kann für große x in (22) $p^2 \cdot e^{-2\mu x}$ gegen 1 vernachlässigt werden. Dann wird:

$$(24) \quad \delta = (1 - p^2) e^{-\mu x}.$$

Für große x klingt also δ nach einem reinen Exponentialgesetz ab, d. h. μ in Gleichung (24) ist für große x mit der Konstanten ν der Gleichung (1) identisch. μ ist also die bisher als Absorptionskoeffizient bezeichnete Konstante.

Wenn p und μ bekannt, so berechnet sich der „wahre Absorptionskoeffizient“ α und der „Reflexionskoeffizient“ β nach Gleichung (18) zu:

$$(25) \quad \alpha = \mu \cdot \frac{1 - p}{1 + p} \quad \text{und} \quad \beta = 2\mu \cdot \frac{p}{1 - p^2}.$$

Experimenteller Teil.

Um die Formeln (21) und (22) zu prüfen, wurde als β -Strahler Uran X verwandt. Es war nach der Moore-

1) Hierfür gebraucht Mc Clelland (l. c.) ebenfalls die Bezeichnung p .

Schlundtschen Methode durch Fällen mit Eisenhydroxyd aus einer Lösung von Urannitrat in Aceton gewonnen.¹⁾ Das Eisenhydroxyd war nach dem Eintrocknen mit etwas Kopallack und Chloroform zu einer breiigen Masse angerührt worden und in dünner Schicht mit einem Pinsel auf eine Aluminiumplatte von 0,095 mm Dicke aufgetragen. Die aktive Masse bedeckte eine Kreisfläche von 8 cm Durchmesser und haftete auf der Unterlage verhältnismäßig gut an.

Die mit Uran X bedeckte Platte wurde auf das Zerstreungsgefäß eines früher beschriebenen Blattelektrometers gelegt.²⁾ Bei den Absorptionsmessungen wurde das absorbierende Material in dünnen Platten zwischen die aktivierte Seite der Al-Platte und das oben offene Zerstreungsgefäß geschoben. Die jedesmal durchgelassene Strahlung δ war dann der Wandergeschwindigkeit des Blättchens proportional.

Bei den Reflexionsmessungen wurde die nach oben gewandte aktive Seite mit dem zu untersuchenden Material bedeckt und der reflektierte Teil der Strahlung aus dem Zuwachs der Zerstreung im Elektrometer bestimmt. Da die aktive Materie nach allen Seiten gleichmäßig strahlt, also gleichviel Teilchen nach unten und oben geschleudert werden, so ist:

$$(26) \quad \rho = \frac{\delta_1 - \delta}{\delta},$$

wo δ_1 und δ die im Elektrometer gemessene Strahlung bedeutet, wenn die reflektierende Platte aufgelegt oder weggenommen ist. Diese äußerst einfache Methode hat freilich den Nachteil jeder Differenzmethode, daß der wahrscheinliche prozentuale Fehler bei der Differenz größer ist als bei den ursprünglichen Messungen. Da sich diese jedoch mit großer Genauigkeit ausführen ließen und die Differenzen relativ groß waren, dürften die Fehler in den Differenzen kaum 1 Proz. übersteigen.

Der β -Strahler wurde deshalb in flächenförmiger Verteilung angewandt, um von einer Streuung der Strahlen möglichst absehen zu können. Von jedem Punkt der aktiven Fläche

1) R. B. Moore u. H. Schlundt, Phil. Mag. (6) 12. p. 393. 1906.

2) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905.

gehen nämlich Strahlen nach allen Richtungen aus. Es wird also ein Verlust, den die in einer bestimmten Richtung fortschreitenden Strahlen durch Streuung erleiden, ganz oder wenigstens zum größten Teil aufgehoben werden durch den Zuwachs von Strahlen, die durch Streuung aus einer beliebigen in die „bestimmte“ Richtung abgelenkt sind.

Wenn wir deshalb berechtigt sind, von einer Streuung der Strahlen abzusehen, so müssen wir andererseits berücksichtigen, daß wir es bei der gewählten Anordnung nicht mit Parallelstrahlen, sondern mit Strahlen aller möglichen Richtung zu tun haben. Denn wir sind ursprünglich bei unseren theoretischen Entwicklungen von Parallelstrahlen ausgegangen und haben nur von einer nach unten und oben gehenden Richtung gesprochen. In Wirklichkeit sind aber alle Richtungen im Raume gleichmäßig vertreten. Wir können dieser Tatsache insofern gerecht werden, wenn wir die früher definierten Größen α und β , d. h. den Absorptions- und Reflexionskoeffizienten, nicht auf Parallelstrahlen beziehen, sondern auf ein Strahlenbündel, in dem alle Richtungen gleichmäßig verteilt sind. Wir werden auf diesen Punkt noch später zu sprechen kommen (p. 688).

Die Reflexion und Absorption wurde für eine Anzahl von Metallen bestimmt, die genügend rein und in dünnen Schichten

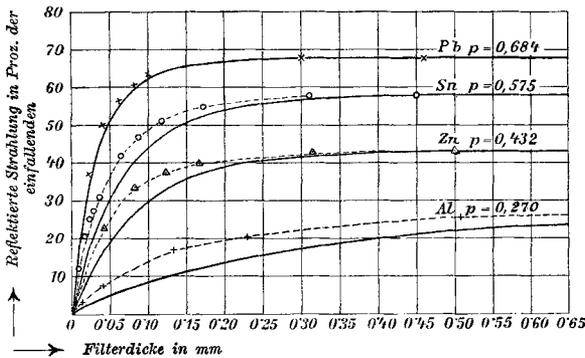


Fig. 3.

zu erhalten waren. Bei einigen Metallen, die in gleichmäßigen, sehr dünnen Blättchen zur Verfügung standen, war es möglich, die Formeln (21) und (22) einer genauen experimentellen Prüfung

zu unterwerfen. Die Resultate für die reflektierte Strahlung sind in Fig. 3, die für die durchgelassene Strahlung in Figg. 4

und 5 zusammengestellt. In Fig. 4 ist die Abszisse bei jedem einzelnen Versuch so gewählt, daß die anfängliche Neigung für alle Kurven ungefähr gleich groß ist. Bei dieser Einteilung ist die jedem Metall charakteristische Kurve am besten zu erkennen.

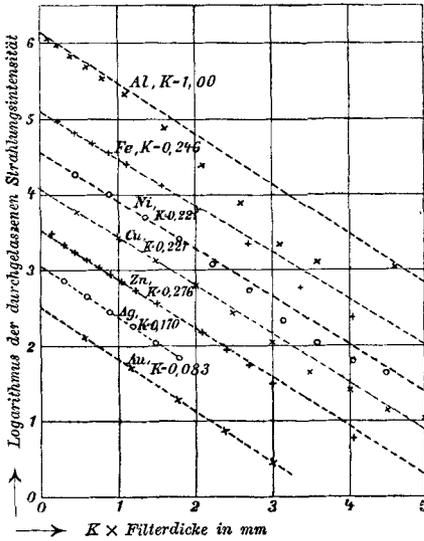


Fig. 4.

Aus Fig. 3 geht hervor, daß die reflektierte Strahlung mit zunehmender Filterdicke ansteigt und sich rasch einem Grenzwert nähert, aus Figg. 4 und 5, daß die durchgelassene Strahlung sich innerhalb bestimmter

Grenzen durch ein einfaches Exponentialgesetz darstellen läßt. Betrachtet man freilich größere Intervalle, so ist deutlich zu

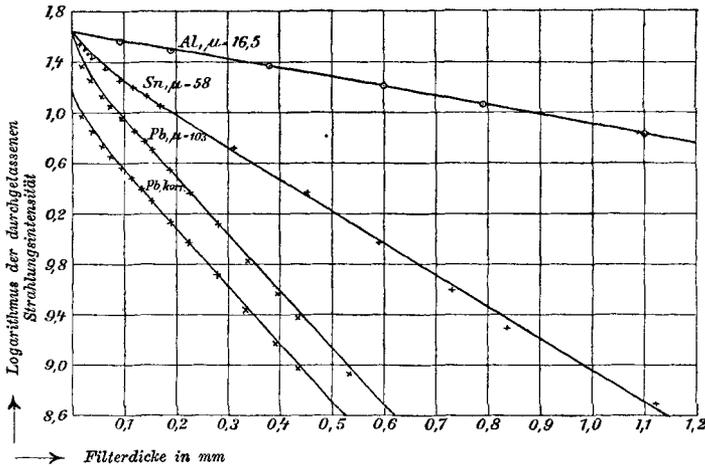


Fig. 5.

erkennen, daß mit zunehmender Filterdicke bei sämtlichen Metallen die Neigung der im logarithmischen Maßstab gezeichneten Kurven gegen die Abszissenachse zunimmt.¹⁾ Diese Zunahme ist bei den leichteren Metallen mehr ausgeprägt als bei den schweren. Die Kurven für Blei und Zinn — und überhaupt für alle schwereren Metalle — fallen außerdem bei sehr kleinen Filterdicken steiler ab, als es dem Exponentialgesetz bei größeren Filterdicken entspricht. Dieser anfängliche steile Abfall wurde bereits von Crowther²⁾ bei Metallen mit hohem Atomgewicht festgestellt und durch das Vorhandensein einer Sekundärstrahlung gedeutet.

Vergleichen wir diese Resultate mit den theoretischen Entwicklungen, so ist anzunehmen, daß der aus Fig. 3 folgende Grenzwert für die reflektierte Strahlung mit der Größe p in Gleichung (23) identisch ist. Dagegen können wir aus den Neigungen der Kurven in Figg. 4 und 5 die Größe μ der Gleichung (24) nicht ohne weiteres ersehen. Denn aus Gleichung (24) folgt Konstanz von μ für dicke Filter. Eine solche Konstanz ist tatsächlich nicht vorhanden. Um nun die Gleichungen (21) und (22) numerisch auswerten zu können, ist μ aus der Neigung der logarithmischen Kurve für kleine Filterdicken berechnet, bez. für die Metalle, bei denen ein anfänglich steilerer Abfall der Kurve vorhanden ist, aus den Stellen der Kurve, wo sich dieser steilere Abfall nicht mehr bemerkbar macht.

Bei dieser Festsetzung bleibt dem Beobachter ein gewisser Spielraum in der Bestimmung von μ . Denn wenn man nur wenig Punkte der experimentell festgelegten Kurve benutzt, so wird μ kleiner ausfallen, d. h. die Exponentialkurve flacher verlaufen, als bei Benutzung von mehr Punkten. Namentlich bei schwach absorbierenden Metallen macht sich die Krümmung der Kurven in Fig. 4 schon bei verhältnismäßig kleinen Intensitätsverminderungen bemerkbar. Man ist dann bei einer graphischen Auswertung von μ leicht versucht, eine Exponential-

1) Für noch größere Filterdicken ($K \times$ Filterdicke größer als 4 mm, vgl. Fig. 4) nimmt die Neigung der Kurve wieder ab: es macht sich die von Uran X ausgehende γ -Strahlung bemerkbar. Die Intensität der γ -Strahlen ist fast genau 0,001 der Intensität der β -Strahlen.

2) J. A. Crowther, Phil. Mag. (6) 12. p. 379. 1906.

kurve zu zeichnen, die sich der gesamten Kurve und nicht gerade den Anfangswerten gut anschließt. Und wenn man nur die Anfangswerte berücksichtigt, so machen sich die Ungenauigkeiten der einzelnen nur wenig verschiedenen Intensitätsbestimmungen störend bemerkbar.

Die Genauigkeit, mit der sich die maximale reflektierte Strahlung p angeben läßt, ist bedeutend größer als für den Koeffizienten μ . Es wurden verschiedene Beobachtungen mit denselben Metallen in einem Zwischenraum von drei Wochen gemacht, in denen die Intensität der β -Strahlen auf die Hälfte des Anfangswertes gesunken war. Die Unterschiede in den einzelnen Beobachtungen wichen im Maximalfall um 0,008 vom jeweiligen Mittelwert ab. (0,008 ist in denselben Einheiten gemessen wie p ; Einheit ist also die direkte Strahlung).

Bei der numerischen Auswertung der Gleichungen (21) und (22) sind folgende Werte zugrunde gelegt:

Für Aluminium	$\mu = 16,5 \text{ cm}^{-1}$	$p = 0,270$
„ Zink	52,5 „	0,482
„ Zinn	58 „	0,575
„ Blei	103 „	0,684

Die so nach Gleichungen (21) und (22) berechneten Kurven sind in unseren Figg. 3 und 5 eingetragen. Wir ersehen hieraus, daß die experimentellen und theoretischen Kurven im allgemeinen denselben Charakter haben, daß sie aber nicht zur völligen Deckung kommen. Die experimentell gefundenen Kurven für die reflektierte Strahlung steigen steiler an, als die theoretischen. Am geringsten ist der Unterschied bei Blei, am größten bei Aluminium.¹⁾

Bei den theoretischen Kurven für die durchgelassene Strahlung ist die anfängliche Abweichung vom Exponentialgesetz noch ausgeprägter als bei den experimentell gefundenen. Dieser anfängliche steile Abfall macht sich, wie eine nume-

1) Bei Al ist in Fig. 4 für die eingezeichnete Exponentialkurve $\mu = 15$, in Fig. 5 $\mu = 16,5$ gewählt. Obwohl sich diese Kurve der experimentell gefundenen Kurve in ihrem gesamten Verlauf besser anschließt, hat der Wert $\mu = 15$ größere Berechtigung, da er eben aus den Anfangswerten der experimentellen Kurve berechnet ist. In Tab. 2 ist deshalb $\mu = 15$ gesetzt. — In Fig. 3 ist es kaum zu unterscheiden, ob man zur Berechnung der reflektierten Strahlung $\mu = 16,5$ oder $\mu = 15$ zugrunde legt.

rische Berechnung von (22) ergibt, nur bei großem p ($p > 0,5$) deutlich bemerkbar. Bei kleinem p , z. B. beim Aluminium $p = 0,27$, ist die berechnete Kurve kaum von einer reinen Exponentialkurve zu unterscheiden. Das stimmt völlig mit dem Experiment. Für bestimmte Filterdicken kommt bei allen Stoffen die theoretische und experimentelle Kurve zur Deckung; bei größeren Filterdicken muß die experimentelle Kurve steiler abfallen, als die theoretische, da wir eben bei unserer Berechnung von der experimentellen Kurve bei kleinen Filterdicken ausgegangen sind.

Es fragt sich jetzt, ob diese Unterschiede zwischen Theorie und Experiment durch Mängel in der gewählten Versuchsanordnung oder durch falsche Annahmen bei der Aufstellung der Differentialgleichungen bedingt sind.

Wir haben unsere sämtlichen Versuche mit einer dünnen Aluminiumplatte gemacht, die mit der aktiven Materie bedeckt war. Von dieser Platte und der Schicht aktiver Materie wird eine reflektierte Strahlung ausgehen. Den Einfluß dieser Strahlung dürfen wir nicht vernachlässigen. Bezeichnen wir nämlich mit dem Index u die unter der aktiven Schicht, mit dem Index 0 die über der aktiven Schicht liegende Platte,

mit ϱ_u, ϱ_0 und δ_u, δ_0 die von jeder Platte reflektierte und durchgelassene Strahlung, so erhält man (vgl. Fig. 6) aus ähnlichen Gründen, wie bei Gleichung (5), für die gesamte nach unten gehende Strahlung (die also mit dem Elektrometer gemessen wird):

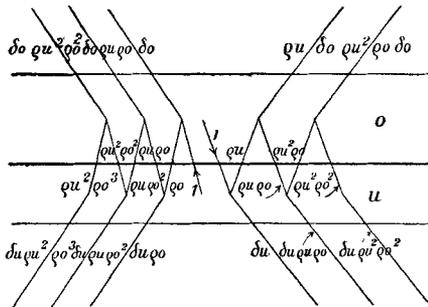


Fig. 6.

$$(27) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta &= \delta_u (1 + \varrho_u \cdot \varrho_0 + \varrho_u^2 \cdot \varrho_0^2 + \dots) \\ &+ \delta_u \varrho_0 (1 + \varrho_u \cdot \varrho_0 + \varrho_u^2 \cdot \varrho_0^2 + \dots) \\ &= \delta_u \frac{1 + \varrho_u}{1 - \varrho_u \cdot \varrho_0} \end{aligned} \right.$$

Da ϱ_u und ϱ_0 stets positiv sind, ist der zweite Faktor

in (27) größer als 1, d. h. die wirklich gemessene durchgelassene Strahlung δ ist stets größer als die nach Gleichung (22) berechnete δ_u . Für $\varrho_0 = 0$, d. h. für eine unendlich dünne obere Platte, wird:

$$\delta = \delta_u,$$

wie eigentlich selbstverständlich ist. Für konstantes ϱ_0 wächst δ mit wachsendem ϱ_u , d. h. mit wachsender Dicke der unteren Platte. Wenn also die nach relativem Maß, nach Theorie und Experiment gezeichneten Kurven für den Nullpunkt zur Deckung gebracht sind, so müssen mit wachsender Filterdicke die theoretischen Kurven immer weiter unter die experimentellen zu liegen kommen und ihnen von einer bestimmten Filterdicke an parallel laufen. Das haben wir in Fig. 5 tatsächlich gefunden, nur haben wir dort die Werte für größere Filterdicken zur Deckung gebracht, so daß also die experimentelle Kurve anfänglich unter die theoretische zu liegen kommt.

Falls δ_u , ϱ_u und ϱ_0 bekannt, können wir δ aus Gleichung (27) berechnen. δ_u und ϱ_u sind mit Hilfe von Gleichungen (22) und (21) zu bestimmen. Für die dünne Al-Platte mit der aktiven Materie ist $\varrho_0 = 0,15$ angenommen. Den genauen Wert brauchen wir nicht zu kennen. Denn das Glied $1 + \varrho_0$ in (27) ist für die Relativwerte ohne Bedeutung; ϱ_0 kommt außerdem in (27) nur als Faktor von ϱ_u vor. Da nun ϱ_u im Maximalfall 0,7 wird (vgl. später Tab. 2), gehen Veränderungen von ϱ_0 in der zweiten Stelle im Nenner von (27) erst in der dritten Stelle ein.

In Fig. 5 ist die mit Hilfe von Gleichung (27) korrigierte Kurve für Blei etwas unterhalb der nicht korrigierten, direkt aus Gleichung (22) berechneten Kurve eingezeichnet. Man sieht, daß die theoretischen und experimentellen Werte jetzt fast zur völligen Deckung kommen.¹⁾

Der Einfluß der mit der aktiven Materie bedeckten Al-Platte muß sich auch bei Bestimmung der reflektierten Strahlung ϱ bemerkbar machen. Diese erhielten wir aus (26) zu:

$$\varrho = \frac{\delta_1 - \delta}{\delta}.$$

1) Die Übereinstimmung wird noch etwas besser, wenn man für ϱ_u nicht die aus (21) berechneten, sondern die experimentell gefundenen Werte einsetzt. Bei dem etwas zu kleinen Maßstab der Fig. 5 kommen die Unterschiede in den berechneten Kurven kaum zur Geltung.

Setzt man jetzt für δ_1 und δ die aus (27) folgenden Werte ein, in denen die Reflexion ϱ_u der unten befindlichen Al-Platte berücksichtigt ist, so wird:

$$(28) \quad \varrho = \frac{1}{\delta_u} \left(\delta_u \frac{1 + \varrho_0}{1 - \varrho_u \varrho_0} - \delta_u \right) = \varrho_0 \frac{1 + \varrho_u}{1 - \varrho_u \varrho_0}.$$

Wir wollen uns zunächst an unsere Versuchsbedingungen anlehnen, also ϱ_u , die Reflexion der unten befindlichen Al-Platte, als konstant ansehen. Dann folgt aus Analogieschlüssen mit (27), daß die experimentell ermittelte reflektierte Strahlung ϱ stets größer ist, als die theoretische aus Gleichung (21) berechnete ϱ_0 . Nun kann man aus dem bekannten $\varrho_u = 0,15$ und dem experimentell gefundenen Grenzwert $\varrho = p$ (vgl. Gleichung (23)) den Grenzwert $\varrho_0 = p_0$ berechnen. Mit Hilfe dieses Grenzwertes bestimmt sich aus Gleichung (21) ϱ_0 für verschiedene Filterdicken und nach Einsetzen von ϱ_0 in (27) ϱ selbst. Eine derartige Berechnung ist in Tab. 1 durchgeführt.

Tabelle 1.

Reflektierte Strahlung von Al ohne und mit Berücksichtigung der aktivierten Platte.

Filterdicke in mm	$\varrho_u = 0; p = p_0 = 0,27$	$\varrho_u = 0,15, p = 0,27, p_0 = 0,227$	
	$\varrho = \varrho_0$	ϱ_0	ϱ
0,01	0,0096	0,0079	0,0091
0,03	0,0271	0,0223	0,0258
0,05	0,0433	0,0361	0,0418
0,1	0,0795	0,0662	0,0770
0,2	0,136	0,113	0,1325
0,5	0,221	0,185	0,219
1,0	0,260	0,218	0,260
2,0	0,270	0,227	0,270

Aus Tab. 1 geht hervor, daß bei Berücksichtigung der aktivierten Al-Platte ϱ etwas flacher ansteigt, als ohne Berücksichtigung dieser Platte. Der Unterschied zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven ist also durch diese Korrekturenrechnung noch größer geworden (freilich nur sehr wenig). Die gefundenen Abweichungen von Gleichung (21) sind also keinesfalls durch Reflexion der unteren Al-Platte zu erklären.

Wir wollen versuchen, Gleichung (28) noch von einer anderen Seite aus zu prüfen. Läßt man ϱ_0 konstant und verändert ϱ_u , so nimmt ϱ mit wachsendem ϱ_u zu; d. h. schiebt man unter die aktivierte Al-Platte weitere Metallplatten, so nimmt das Verhältnis der reflektierten Strahlung zur durchgelassenen Strahlung zu. — Diese theoretische Folgerung wurde einer experimentellen Prüfung unterzogen. Als reflektierendes Metall wurde eine dicke Schicht Zinn benutzt; unter die aktivierte Platte wurden weitere Al-Bleche geschoben. Die

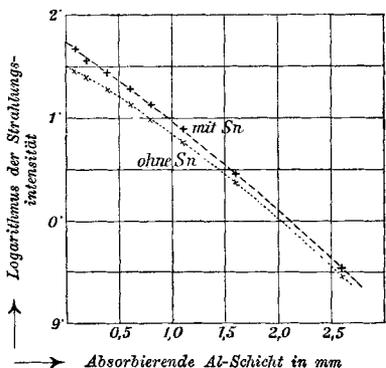


Fig. 7.

Zerstreung im Elektrometer wurde bei verschiedener Dicke des Aluminiums gemessen, einmal, wenn das Zinn die aktive Schicht bedeckte, und dann, wenn es fortgenommen war. Die Resultate sind in Fig. 7 zusammengestellt. Wir ersehen daraus, daß das Verhältnis der Strahlung ohne Zinn zur Strahlung mit Zinn sich immer mehr der Eins nähert, d. h. daß die reflektierte Strahlung mit zunehmender Filterdicke stärker abnimmt als die direkte Strahlung. Also auch in diesem Falle haben wir eine Abweichung zwischen Theorie und Experiment.

Die Versuche mit der reflektierten Strahlung lassen sich mit den theoretischen Ergebnissen nicht in völligen Einklang bringen. Doch erklären sich die gefundenen Unterschiede

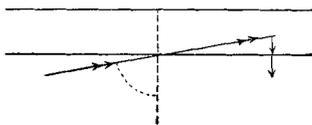


Fig. 8.

höchstwahrscheinlich dadurch, daß wir bei Aufstellung der Formeln eine Streuung der Teilchen nach allen Seiten vernachlässigten und daß wir außerdem unsere Versuche nicht mit senkrecht zur Plattenoberfläche einfallenden Strahlen angestellt haben. Betrachten wir z. B. ein Bündel Parallelstrahlen, die unter einem Einfallswinkel größer als 0° in das obere Metall eindringen (vgl. Fig. 8). Wir wollen annehmen,

daß von diesem Bündel die Teilchen nach allen Seiten gleichmäßig zerstreut werden. Dann wird eine Gruppe von Teilchen senkrecht zur Plattenoberfläche wieder austreten. Diese Teilchen haben einen verhältnismäßig kleinen Weg im Metall zurückzulegen; sie werden also viel weniger beeinflußt werden, als wenn sie denselben Weg wie die einfallenden Strahlen zurücklegen müßten. Die Intensität der reflektierten Strahlung wird deshalb bei gleichmäßiger Streuung nach allen Seiten im Verhältnis zur einfallenden um so größer sein, je größer der Einfallswinkel der Strahlen ist.

So erklärt sich, daß die Kurven für die reflektierte Strahlung steiler ansteigen, als nach Gleichung (21) berechnet wird. Daß der Anteil der reflektierten Strahlung an der Gesamtstrahlung mit zunehmender Filterdicke der aktivierten Platte entgegen der Theorie abnimmt, wird wohl ebenfalls einer Streuung der Strahlen zuzuschreiben sein. Unsere Formeln gelten streng nur für unendlich große Platten und ein unendlich ausgedehntes Elektrometer. Es muß also bei unserer Anordnung stets eine Randwirkung vorhanden sein; d. h. es werden Teilchen, die nach dem Rand hin abgelenkt werden, gar nicht in unser Zerstreungsgefäß gelangen oder in diesem nur eine verhältnismäßig kleine Luftstrecke durchlaufen. Dieser Verlust an meßbarer Strahlungsenergie wird mit der absoluten Dicke der durchstrahlten Schicht ansteigen müssen. Wenigstens ist es sehr wohl möglich, daß in Fig. 7 die scheinbare Verminderung der reflektierten Strahlung durch eine Randwirkung zustande kommt.

Unsere Erörterungen lassen es also unbestimmt, ob p , der Grenzwert der reflektierten Strahlung, zu groß oder zu klein gefunden wird. Denn die Streuung wirkt in verschiedenem Sinne: einmal erscheint die reflektierte Strahlung eines schräg einfallenden Strahlenbündels zu groß, dann vermindern Randwirkungen die gemessene Strahlungsenergie. Da wir über diesen Effekt nichts Näheres aussagen können, ist es wohl am besten, wenn wir den unkorrigierten Grenzwert p unseren Rechnungen zugrunde legen (vgl. später Tab. 2).

Die vorhin erwähnte Randwirkung muß sich auch bei der durchgehenden Strahlung bemerkbar machen; und zwar wird mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht weniger

Strahlungsenergie gemessen werden, als tatsächlich durch die Platte hindurchgeht. Daß dies der Fall ist, haben wir ja bereits bei den Kurven der Fig. 4 gesehen. Die damals gefundene Abweichung vom Exponentialgesetz war beim schwach absorbierenden Aluminium am größten, beim stark absorbierenden Gold am kleinsten. Höchstwahrscheinlich ist eben die absolute Dicke der durchstrahlten Materie für die Größe der Randwirkung maßgebend.

Die Abweichungen vom Exponentialgesetz sind auch dadurch zu erklären, daß die Durchdringungsfähigkeit der Teilchen mit wachsender Filterdicke abnimmt. Freilich ist bei dieser Annahme schwer zu deuten, daß die Verminderung der Durchdringungsfähigkeit von der absoluten Dicke der durchstrahlten Schicht und nicht von dem Energieverlust der Strahlen abhängt (vgl. Fig. 4).

Scheinbare Analogie zwischen Licht- und β -Strahlen.

Es bliebe noch die bereits auf p. 679 angeschnittene Frage zu erörtern, ob ein Strahlenbündel, in dem alle Richtungen gleichmäßig verteilt sind, durch absorbierende Platten genau so beeinflußt wird, wie ein Parallelstrahlenbündel von gleicher Intensität. Oder schärfer ausgedrückt: Wenn bei einem einzelnen in bestimmter Richtung fortschreitenden Strahlenbündel sich die durchgelassene Strahlungsenergie durch ein Exponentialgesetz darstellen läßt, gilt dann dieses Gesetz auch noch bei gleichmäßiger Verteilung der Strahlen nach allen Richtungen? Es hat eine genaue Erörterung dieser Frage deshalb Interesse, weil man — wenigstens innerhalb gewisser Grenzen — gefunden hat, daß sich die von einem Punkt ausgehenden β -Strahlen der absorbierenden Materie gegenüber gerade so verhalten, wie ein Bündel paralleler Lichtstrahlen, daß sie nämlich nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden.

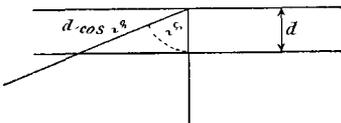


Fig. 9.

Denken wir uns einen leuchtenden Punkt (vgl. Fig. 9), der sich über einer unendlich ausgedehnten Platte von der Dicke d befindet und der nach allen Seiten gleichmäßig Strahlen

aussendet.¹⁾ Jeder Strahl soll nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, d. h. an irgend einer Stelle soll sich die Intensität di des Strahles ausdrücken lassen durch:

$$di = di_0 \cdot e^{-\varepsilon x},$$

wo x die durchlaufene Wegstrecke, ε eine Konstante, und di_0 die Anfangsintensität des Strahles bedeutet. Wenn wir die Gesamtzahl der nach unten gehenden Strahlen gleich 1 setzen, so gehen unter dem Winkel ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ zur Plattennormalen $\sin \vartheta d\vartheta$ Strahlen durch die Platte hindurch. Jeder dieser Strahlen hat in der Platte den Weg $d/\cos \vartheta$ zurückzulegen. Die Intensität dieser Strahlen nach dem Austritt ist also:

$$di = J \sin \vartheta d\vartheta e^{-\frac{\varepsilon d}{\cos \vartheta}},$$

wenn J die Anfangsintensität aller Strahlen bedeutet. Integriert man diesen Ausdruck über ϑ , so bekommt man für die hindurchgehende Gesamtintensität

$$(29) \quad J_a = J \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta d\vartheta e^{-\frac{\varepsilon d}{\cos \vartheta}}.$$

Setzt man in (29):

$$\frac{\varepsilon d}{\cos \vartheta} = y,$$

so wird:

$$(30) \quad \frac{J_a}{J} = \varepsilon d \int_{\varepsilon d}^{\infty} \frac{e^{-y}}{y^2} dy = e^{-\varepsilon d} - \varepsilon d \int_{\varepsilon d}^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy = e^{-\varepsilon d} + Ei(-\varepsilon d),$$

wo $Ei(-\varepsilon d)$ eine transzendente Funktion bedeutet, die unter dem Namen „Exponentialintegral“ bekannt ist.²⁾

Aus (30) erkennen wir, daß J_a/J bloß von dem Produkt $\varepsilon \cdot d$ abhängt. Nimmt man also $\varepsilon \cdot d$ als Abszisse, so hat für alle absorbierenden Körper die J_a/J -Kurve gleiche Gestalt.

1) Unsere Überlegungen gelten übrigens auch in unveränderter Form für eine leuchtende Ebene.

2) Die Kenntnis dieser Funktion, sowie die Lösung der Differentialgleichungen (8) und (9) verdanke ich Hrn. W. v. Ignatowsky. Tabellen zur numerischen Berechnung des Exponentialintegrals sind u. a. aufgestellt von J. W. L. Glaisher, Phil. Trans. London Roy. Soc. 160. p. 367. 1870.

In Fig. 10 ist nicht J_a/J , sondern der Briggsche Logarithmus von J_a/J und von $e^{-\varepsilon \cdot d}$ eingetragen. Wir ersehen aus dem Vergleich dieser beiden Kurven, daß J_a/J anfänglich steil abfällt und sich dann einer Kurve nähert, die große Ähnlichkeit mit einer Exponentialkurve $e^{-\varepsilon' d}$ hat. ε' berechnet sich aus dem Differentialquotienten der in Fig. 10 ein-

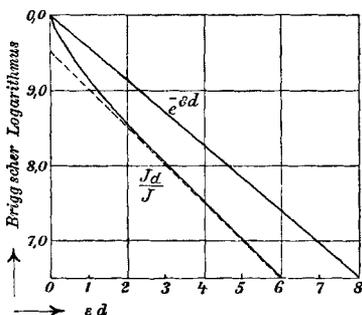


Fig. 10.

gezeichneten Kurve bei $\varepsilon d = 5$ zu 1,16. Bei einer Plattendicke $d = 5/\varepsilon$ wird also ein Bündel Strahlen, in dem alle Richtungen gleichmäßig verteilt sind, durch eine hinzugefügte Platte von der Dicke $x/1,16$ annähernd genau so absorbiert, wie ein Bündel Parallelstrahlen durch eine hinzugefügte Platte von der Dicke x .

Bei geringen Filterdicken weicht die J_a/J -Kurve freilich stark von einer Exponentialkurve ab. Eine ähnliche Abweichung vom Exponentialgesetz hatten wir bei unseren Versuchen mit β -Strahlen feststellen können, freilich nur bei ganz bestimmten Stoffen und sehr kleinen Filterdicken (vgl. Fig. 5 und das im Anschluß daran Gesagte auf p. 681). Deshalb weisen gerade diese Versuche darauf hin, daß bei der Absorption von β -Strahlen durchaus andere Verhältnisse gelten, als bei der Absorption von Lichtstrahlen. Denn wir hatten bei den Versuchen mit β -Strahlen eine anfängliche Abweichung vom Exponentialgesetz nur bei einigen Stoffen feststellen können, während bei der Absorption des Lichtes die verschiedenen absorbierenden Körper keine qualitativen Unterschiede zeigen.

Bei beiden Strahlenarten läßt sich die hindurchgegangene Strahlung durch eine Exponentialformel darstellen, wenn man bei Licht mit Parallelstrahlen, bei β -Teilchen mit Strahlen gleichmäßiger Verteilung experimentiert. — Zu einem Exponentialgesetz kommt man stets durch den Ansatz:

$$di = -\varepsilon \cdot i \cdot dx.$$

Wir müssen also den „wahren Absorptionskoeffizienten“ α und den Reflexionskoeffizienten β — aus diesen beiden Größen

setzt sich ja bei β -Strahlen ε zusammen — auf gleichmäßig verteilte Strahlen und nicht auf Parallelstrahlen beziehen. Eine derartige Festsetzung hatten wir ja bereits auf p. 679 getroffen.

Immerhin ist es möglich, daß auch für die einzelnen β -Teilchen ein ähnliches Absorptionsgesetz gilt, wie für parallele Lichtstrahlen. Wenn wir annehmen, daß durch die Absorption ein bestimmter Prozentsatz sämtlicher Teilchen vernichtet wird, so hat der Ansatz Berechtigung:

$$dn = -\varepsilon \cdot n \cdot da,$$

wo n die Anzahl der Teilchen und a den tatsächlich vom Elektron durchlaufenen Weg bedeutet. Durch Integration folgt:

$$n = n_0 \cdot e^{-\varepsilon a}.$$

Wenn nun die Elektronen in der Materie, ähnlich wie die Gasteilchen im Raume, Zickzackwege zurücklegen — und das ist höchstwahrscheinlich der Fall —, so wird der Weg a für jedes Elektron einen anderen Wert haben. Nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung sind bei ursprünglich gleichmäßiger Verteilung der Strahlen sehr große und sehr kleine Wege unendlich unwahrscheinlich. Man wird von einer mittleren Weglänge \bar{a} sprechen können. Und wenn man \bar{a} mit $d/\cos \vartheta$ in Gleichung (29) identifiziert, so bekommt man durch Integration von (29) tatsächlich eine Exponentialformel.

Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß das so einfache Gesetz für die Absorption der β -Strahlen, oder besser für die durchgelassene Strahlungsenergie der β -Strahlen, erst auf ziemlich umständliche Weise aus dem — scheinbar — analogen Verhalten der Lichtstrahlen zu erklären. Eine strenge mathematische Behandlung des Problems erscheint vorläufig aussichtslos, solange wir über den eigentlichen Mechanismus der Absorption und Streuung nichts Näheres wissen. Vielleicht sind Versuche über die Streuung von parallelen β -Strahlen in sehr dünnen Metallblättchen geeignet, unsere Kenntnisse über diese Vorgänge zu fördern.

Absorption und Reflexion bei verschiedenen Metallen.

Nachdem wir jetzt gesehen haben, was wir bei unseren Versuchen eigentlich messen und auf was wir zu achten haben, wollen wir zur Bestimmung von p und μ bei den verschiedenen

Metallen übergehen. Über Beschaffenheit und Herkunft der Metalle, die bis auf eine Ausnahme als „rein“ bez. „technisch rein“ bezogen waren, kann ich folgende Angaben machen¹⁾:

Mg, 2 Bleche von 0,52 mm Dicke, von Merck-Darmstadt.

Al, Folie und Bleche unbekannter Herkunft. Bereits in früheren Arbeiten des Verfassers benutzt.

Fe, „Papierblech“, 0,0450 mm dick, von der Bismarckhütte, Oberschlesien.

Ni, 10 Bleche, 0,10 mm dick, von Basse & Selve-Altena.

Co, 2 Bleche von 0,53 mm Dicke, nicht nickelfrei, von Merck-Darmstadt.

Cu, 10 Bleche, 0,11 mm dick, von Basse & Selve-Altena.

Zn, 20 Bleche, 0,041 mm dick, unbekannter Herkunft.

Pd, 5 Bleche, 0,021 mm dick, von Heraeus-Hanau.

Ag, 6 Bleche, 0,051 mm dick, von der Gold- und Silberscheideanstalt in Frankfurt a. M.

Sn, Folie und Bleche von 0,14 mm, von Haendler & Natermann-Hannov. Münden.

Pt, 5 Bleche, 0,020 mm dick, von Heraeus-Hanau.

Au, 5 Bleche, 0,050 mm dick, von der Gold- und Silberscheideanstalt in Frankfurt a. M.

Pb, Folie von 0,0114 mm Dicke, von der Stanniol- und Metallkapsel-fabrik Eppstein i. T.

Bi, von Merck-Darmstadt; es wurden aus großen linsenförmigen Gußstücken Platten von 0,40 und 0,51 mm Dicke in der hiesigen Instituts-werkstatt ausgedreht.

p , die maximale reflektierte Strahlung, ist verhältnismäßig einfach zu ermitteln: man braucht nur die aktive Materie mit einer genügend dicken Schicht des zu untersuchenden Materials zu bedecken und den Zuwachs der Zerstreuung im Elektrometer zu messen (vgl. Gleichung (26)). Bei Palladium konnte der Grenzwert der reflektierten Strahlung nicht direkt festgestellt werden, weil die fünf benutzten Bleche etwas zu dünn waren. Es wurde deshalb eine Reflexionskurve wie in Fig. 3 aufgenommen und durch Vergleich mit ähnlichen Kurven der Wert von p extrapoliert.

Dagegen machte die Bestimmung von μ in einigen Fällen mehr Schwierigkeiten. Bei Kobalt z. B. standen mir nur Bleche von 0,5 mm Dicke zur Verfügung. Bei zwei aufgelegten Blechen würde sich bereits die γ -Strahlung von Uran X be-

1) Die angegebenen Dicken sind Durchschnittswerte. Das Material wurde uns zum Teil gratis von den betreffenden Firmen zur Untersuchung überlassen. Für dieses Entgegenkommen sei auch an dieser Stelle bestens gedankt.

merkbar machen; bei einem Blech muß man die β -Strahlung kennen, wenn keine Filter aufgelegt sind. Und die kann man nicht direkt ermitteln, weil ja Uran X auch α -Strahlen aussendet. Wenn man das aktivierte Blech so auflegt, daß die Strahlen erst die Al-Schicht durchdringen müssen, so macht sich die Reflexion dieser Schicht störend bemerkbar.¹⁾ Beim Kobalt wurde deshalb über das zu untersuchende Blech ein dünnes Eisenblech und über dieses die aktive Schicht gelegt. Da Kobalt und Eisen, wie aus Vorversuchen ermittelt war, nur unerhebliche Unterschiede in ihrem Absorptions- und Reflexionsvermögen zeigen, sind bei dieser Anordnung erhebliche Fehler ausgeschlossen. In derselben Weise wurde bei Wismut und Magnesium mit dünnen Blei- und Aluminiumblechen verfahren.

Übrigens war es in den meisten Fällen möglich, die Absorptionsmessungen in regelmäßigen Zwischenräumen bis zum Auftreten der γ -Strahlung auszudehnen oder wenigstens den geradlinigen Teil der in Figg. 4 und 5 gezeichneten Kurven zu erhalten. Nur bei Platin waren die Bleche so dünn, daß man kaum über den anfänglichen steilen Abfall der Absorptionskurve (vgl. Fig. 5) hinauskam. Deshalb haftet dem hier mitgeteilten Wert von μ beim Platin eine gewisse Unsicherheit an.

Die erhaltenen Resultate sind in Tab. 2, p. 694, zusammengestellt, in der die Metalle nach steigendem Atomgewicht geordnet sind.

Wir ersehen aus Tab. 2, daß p mit wachsendem Atomgewicht zunimmt, aber langsamer als das Atomgewicht. Das wurde bereits von Mc Clelland (l. c.) festgestellt. Die von diesem Forscher mitgeteilten Werte sind sämtlich ca. 0,7 mal so groß als die hier gefundenen. Vielleicht rührt dieser Unterschied daher, daß Mc Clelland mit Radiumstrahlen arbeitete oder daß seine ziemlich umständliche Methode zur Ermittlung der absoluten Werte von p nicht genügend genau ist. — Crowther (l. c.) fand mit β -Strahlen von Uran viel kleinere Werte für die reflektierte Strahlung. Doch kann seine Methode

1) Hierauf beruht die vom Verfasser (Physik. Zeitschr. 8. p. 361. 1907) beschriebene Erscheinung, daß die Absorptionskurve für ein bestimmtes Metall ihre Form ändert, wenn man die Strahlen erst ein anderes Metall durchdringen läßt. Hier gültige Formeln sind leicht nach Art der Gleichung (27) abzuleiten.

Tabelle 2.

	Atom- gewicht A	Dichte D	μ in cm^{-1}	$100 p$	α in cm^{-1}	β in cm^{-1}	$\frac{\alpha}{D}$	$\frac{100 \beta}{A \cdot D}$	$\frac{\alpha}{D} \cdot \sqrt[3]{A}$
Mg	24,3	1,74	10,5	25,5	6,30	5,76	3,62	13,6	10,4
Al	27,0	2,65	15,0	27,0	8,65	9,63	3,26	12,2	10,9
Fe	56,0	7,80	57	40,8	24,0	55,9	3,08	12,8	11,8
Ni	58,7	8,90	66	43,4	26,1	70,5	2,94	13,5	11,5
Co	59,3	8,5	61	41,0	25,7	60,0	3,02	11,9	11,8
Cu	63,4	8,93	66	42,5	27,0	70,0	3,03	12,4	12,0
Zn	65,3	7,19	52,5	43,2	21,6	56,0	3,00	11,9	12,1
Pd	106	11,9	103	55,0	30,0	160	2,52	12,7	11,9
Ag	108	10,5	90	55,3	26,0	144	2,48	12,8	11,8
Sn	118	7,30	58	57,5	15,6	100	2,14	11,6	10,5
Pt	195	21,5	200	66,0	41,0	468	1,90	11,2	11,0
Au	197	19,3	187	68,4	36,2	480	1,88	12,6	11,0
Pb	206	11,4	103	68,4	19,3	266	1,69	11,3	10,0
Bi	208	9,8	92,5	70,0	16,3	254	1,66	12,5	9,8

zur Messung der „Sekundärstrahlung“ kaum einen Anspruch auf Zuverlässigkeit machen.

Eine Ausnahme von der Mc Clellandschen Regel macht in meiner Versuchsreihe allein Nickel. Dieses Metall zeigt bei Mc Clelland dieselbe Reflexion wie Kobalt. Irgendwelche Versuchsfehler sind bei mir ausgeschlossen, da ich für Fe, Ni, Co und Cu mehrmals gemessen habe und immer dieselbe Reihenfolge fand. Übrigens hat G. G. Thomson¹⁾ eine ähnliche Ausnahmestellung des Nickels bei Versuchen mit sekundären Röntgenstrahlen festgestellt.

Für μ konnte ich aus Tab. 2 keine Gesetzmäßigkeiten ableiten. Crowther (l. c.) fand, daß der Quotient aus μ/D eine gewisse periodische Funktion des Atomgewichtes ist. Diese Resultate werden durch Tab. 2, wie man sich durch Auswertung des Quotienten μ/D überzeugen kann, nicht bestätigt.

Berechnet man sich dagegen aus μ und p mit Hilfe der Gleichung (25) den „wahren Absorptionskoeffizienten“ α und

1) G. G. Thomson, Cambridge Proc. 14. p. 109. 1907.

den „Reflexionskoeffizienten“ β , so lassen diese beiden Größen gewisse Gesetzmäßigkeiten erkennen. Der Quotient α/D nimmt im allgemeinen mit wachsendem Atomgewicht ab, der Quotient β/D mit wachsendem Atomgewicht zu. Die Zunahme von β/D ist ungefähr dem Atomgewicht A proportional, während die Abnahme von α/D langsamer als die Abnahme von $1/A$ und $1/\sqrt{A}$ erfolgt und ungefähr $1/\sqrt[3]{A}$ proportional ist. Bildet man deshalb

$$\frac{\beta}{A \cdot D} \quad \text{und} \quad \frac{\alpha}{D} \sqrt[3]{A},$$

so kommt man zu zwei Reihen, deren Zahlenwerte sich nur wenig voneinander unterscheiden. Und während α und β sehr große numerische Unterschiede aufweisen — β für Gold ist z. B. 80mal größer als β für Magnesium — beträgt die Abweichung von den beiden Mittelwerten

$$\frac{100 \cdot \beta}{A \cdot D} = 12,4 \quad \text{und} \quad \frac{\alpha}{D} \sqrt[3]{A} = 11,2$$

im Maximalfall 14 Proz.

Es ist anzunehmen, daß die gefundenen Übereinstimmungen nicht zufällig sind, sondern auf gewissen Gesetzmäßigkeiten beruhen. Für den Durchgang von β -Strahlen durch Materie werden eben zwei ganz bestimmte Konstanten in Betracht kommen, die nur von der Geschwindigkeit der β -Strahlen und nicht von der besonderen Art der Materie abhängen. Wenn man an ähnliche Gesetzmäßigkeiten denkt, die Bragg¹⁾ für den Durchgang der α -Strahlen durch Materie gefunden hat, erscheint es eigentlich selbstverständlich, daß auch den β -Strahlen gegenüber die typischen Unterschiede der Materie verschwinden.

Ob die eben erwähnten Mittelwerte wirkliche Konstanten sind, kann natürlich bei dem wenigen bis jetzt vorliegenden Material nicht entschieden werden. Wir haben ja bereits darauf hingewiesen (vgl. p. 681), daß die Bestimmung von μ wegen der Krümmung der in Fig. 4 eingezeichneten Kurven nicht sehr genau ist und daß wir bei der Gleichsetzung der gemessenen maximalen reflektierten Energie mit dem p der Gleichung (23) vielleicht prinzipielle Fehler machen (vgl. p. 687).

1) Vgl. z. B. W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) 11. p. 617. 1906.

Es ist deshalb nicht ausgeschlossen, daß die jetzt noch vorhandenen Unterschiede in den beiden letzten Zeilen der Tab. 2 bei völlig einwandfreien Messungen überhaupt verschwinden. — Aber ganz davon abgesehen: es ist gar nicht nötig, daß diese Unterschiede völlig verschwinden. Es kann für jedes Element eine gewisse — vielleicht nur sehr geringe — Abhängigkeit von der speziellen Art der Atome gewahrt bleiben. Ich erinnere an ähnliche Gesetze, z. B. das Dulong-Petit'sche Gesetz von der Atomwärme, wo die Abweichungen von einem Mittelwert noch viel größer sind als hier.

Falls $\frac{\alpha}{D} \cdot \sqrt[3]{A}$ und $\frac{\beta}{A \cdot D}$ wirklich universelle Konstanten sind, können wir schreiben:

$$(31) \quad \alpha = c_1 \frac{D}{\sqrt[3]{A}} \quad \text{und} \quad \beta = c_2 \cdot A \cdot D.$$

Nun ist:

$$D \sim N \cdot A,$$

wo N die Anzahl der Atome im Kubikzentimeter bedeutet. Nimmt man an, daß die Atome der verschiedenen Elemente kugelförmige Gestalt haben und aus dem gleichen Grundstoffe aufgebaut sind, so ist:

$$A \sim \frac{4}{3} \pi r^3,$$

wo r den Radius des kugelförmigen Atoms bedeutet. Führt man diese Werte in die Gleichung (31) ein, so wird:

$$(32) \quad \alpha = c_1' N \cdot \pi r^2 \quad \text{und} \quad \beta = c_2' A \cdot N \cdot \frac{4}{3} \pi r^3,$$

wo c_1' und c_2' ebenfalls universelle Konstanten bedeuten. α ist also proportional der „Querschnittssumme“ aller Atome.¹⁾ Das erscheint sehr plausibel. Denn die Anzahl der aufgehaltenen Teilchen, d. h. die absorbierte Menge, wird proportional sein der Gesamtfläche $N \cdot \pi r^2$, die sich ihnen beim Durchgang durch Materie entgegenstellt. Die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten β von den Konstanten eines Atoms ist vielleicht so zu erklären, daß die reflektierte Strahlung proportional ist einmal der anziehenden Masse eines Atoms, d. h. A , und ferner dem ganzen von den Atomen eingenommenen Raum, d. h. $N \cdot \frac{4}{3} \pi r^3$.

1) Vgl. O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl. Kap. X. Breslau 1899.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Beim Durchgang der β -Strahlen durch Materie wird ein Teil der Strahlen absorbiert, ein anderer Teil infolge der Streuung reflektiert.

2. Unter der Annahme, daß eine Volumreflexion stattfindet, lassen sich unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen für die reflektierte und durchgelassene Strahlung Differentialgleichungen aufstellen, deren Lösungen qualitativ mit dem Experiment übereinstimmen. Dabei wird zur Messung der reflektierten Strahlung eine neue, sehr einfache Methode angewandt.

3. Bei allen Messungen, namentlich bei Vergleichsmessungen, muß man berücksichtigen, daß die aktive Materie, bez. eine aktivierte Platte, die Strahlen reflektiert, also die zu messende Strahlung scheinbar vergrößert bez. verkleinert.

4. Das analoge Verhalten von Licht- und β -Strahlen gegenüber der absorbierenden Materie ist scheinbar und nur durch bestimmte Annahmen über die Bahn der β -Teilchen zu erklären.

5. Der „wahre Absorptionskoeffizient“ und der „Reflexionskoeffizient“ scheint durch sehr einfache Gesetzmäßigkeiten mit dem Atomgewicht und der Dichte der untersuchten Substanz verknüpft zu sein.

Giessen, Physik. Inst. d. Univ., 15. Juni 1907.

(Eingegangen 16. Juni 1907.)