

großen Kernspin erwarten kann. Weiter würde eine  $\beta$ -Instabilität von  $^{207}_{82}\text{Pb}$  einen Schritt nach abwärts in der Stabilitätslinie bedeuten, was auch unwahrscheinlich ist.

Bei einigen oben nicht genannten Kernen vom g-g-Typ ist  $\beta$ -Stabilität möglich, wie z. B. bei  $^{222}_{86}\text{Rn}$ ; alle anderen dagegen sollten dualem Zerfall unterliegen.

Der experimentelle Nachweis dieser Zerfallsverzweigung wird aber in manchen Fällen auch mit den heutigen Mitteln besonders schwierig, wenn nicht sogar unmöglich sein, insbesondere wegen der großen Seltenheit des weniger wahrscheinlichen Zerfalles.

Hrn. Prof. Dr. J. Mattauch danke ich herzlichst für die freundliche Hilfe bei der Abfassung des Manuskriptes.

## Eine Prüfung der Theorie der Kern-Einzelstreuung von Elektronen

Von WALTHER BOTHE

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Heidelberg  
und dem Institut für Physik im Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung

(Z. Naturforsch. 5 a, 8–10 [1950]; eingegangen am 9. Dezember 1949)

Nach einer früher beschriebenen Methode wurden vergleichende Messungen der Einzelstreuung von Elektronen an dünnen Folien mit magnetischer Zerlegung der gestreuten Elektronen durchgeführt. Für Elektronen von 210 und 370 keV und einen effektiven Streuwinkel von  $106^\circ$  weicht die gemessene Z-Abhängigkeit erheblich von der theoretisch erwarteten ab.

### 1. Ziel der Untersuchung

Die Einzelstreuung schneller Elektronen an Kernen wird gewöhnlich als ein Prüfstein für die Diracsche Theorie des Elektrons angesehen. Die Theorie der Kernstreuung ist auf der Grundlage der Diracschen Theorie von Mott<sup>1</sup> entwickelt worden.

In einer früheren Arbeit<sup>2</sup> wurde eine Anordnung für die Untersuchung der Einzelstreuung schneller Elektronen beschrieben. Mit dieser Anordnung kann nicht nur die Intensität der gestreuten Elektronen, sondern auch ihre Impulsverteilung gemessen werden. Auf diese Weise kann eine der Hauptfehlerquellen derartiger Messungen ausgeschaltet werden, nämlich das Mitmessen energiefremder Elektronen, die entweder in der Streufolie oder in anderen Teilen der Apparatur entstehen könnten. Diese Methode ist besonders geeignet, die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Ordnungszahl  $Z$  der streuenden Substanz bei konstanter Primärenergie und konstantem Streuwinkel mit großer Sicherheit zu ermitteln. Einige vorläufige Ergebnisse hierüber wurden bereits mitgeteilt<sup>3</sup>. Ein genauer Vergleich mit der Theorie konnte damals schon deshalb nicht vorgenommen werden, weil hinsichtlich der theoretischen Werte eine erhebliche Unsicherheit bestand, die aus dem sehr komplizierten Bau der strengen Mottschens Formel entsprang.

<sup>1</sup> N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 124, 425 [1929]; 135, 429 [1931].

Inzwischen haben nun McKinley und Feshbach<sup>3</sup> eine sehr mühsame numerische Auswertung der Mottschens Originalformel vorgenommen. Das Ergebnis ist eine Reihenentwicklung des Streuquerschnittes nach Potenzen von  $Z\alpha$  ( $\alpha$  = Feinstrukturkonstante) bis zur 4. Ordnung. Hierbei zeigte sich, daß sowohl die von Mott angegebene als auch die später von Sexl und Urban abgeleitete Näherungsformel, die beide bis  $\alpha^4$  gehen, inkorrekt sind. Die richtige Näherungsformel lautet:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}} = 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \pi \beta \alpha Z \sin \frac{\vartheta}{2} \left(1 - \sin \frac{\vartheta}{2}\right), \quad (1)$$

wo  $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$  das Verhältnis des wirklichen Streuquerschnittes zu seinem Rutherford-Wert,  $\beta c$  die Geschwindigkeit der Elektronen,  $\vartheta$  der Streuwinkel ist. Aber auch diese Näherung ist nur für die leichtesten Elemente brauchbar. Für die schwersten Elemente andererseits ist selbst die Reihe von McKinley und Feshbach nicht mehr ganz ausreichend. Jedoch haben Bartlett und Watson<sup>4</sup> für Quecksilber eine exakte numerische Auswertung der strengen Mott-Formel vorgenommen. Durch Interpolation können hieraus auch für die anderen Schwerelemente genaue

<sup>2</sup> W. Bothe, Z. Naturforsch. 4 a, 88 [1949].

<sup>3</sup> W. A. McKinley u. H. Feshbach, Physic. Rev. 74, 1759 [1948].

<sup>4</sup> J. B. Bartlett u. R. E. Watson, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. 74, 53 [1940].



Substanz	210 keV			370 keV		
	Schichtdicke mg/cm <sup>2</sup>	( $\sigma/\sigma_R$ ) rel. exper.	( $\sigma/\sigma_R$ ) rel. theoret.	Schichtdicke mg/cm <sup>2</sup>	( $\sigma/\sigma_R$ ) rel. exper.	( $\sigma/\sigma_R$ ) rel. theoret.
Polystyrol	2,09	0,87 ± 0,03	0,956	—	—	—
Collodium	2,04	0,86 ± 0,03	0,961	4,74	0,84 ± 0,04	0,96
Al	1,33	1 ± 0,016	1	2,41	1 ± 0,015	1
Al	—	—	—	1,38	0,97 ± 0,05	1
Ni	0,378	1,27 ± 0,04	1,12	1,065	1,30 ± 0,04	1,14
Ag	0,195	1,58 ± 0,04	1,41	0,585	1,63 ± 0,03	1,45
Au	0,141	1,72 ± 0,03	2,40	0,282	2,23 ± 0,03	2,73

Tab. 1. Meßergebnisse.

theoretische Werte des Streuquerschnittes gewonnen werden.

Nachdem so die theoretische Lage geklärt war, wurden die oben erwähnten Messungen weiter ausgedehnt.

## 2. Messungen

Das Meßverfahren wurde schon ausführlich beschrieben<sup>2</sup>. Die neuen Messungen wurden wiederum mit Elektronen von 210 und 370 keV ausgeführt. Zur Messung kamen Elektronen, die um 90—130° gestreut waren. Für jede Streufolie wurde wieder die vollständige Impulsverteilung der in diesen Winkelbereich hineingestreuten Elektronen aufgenommen. Die Halbwertbreite der Verteilung, rd. 10 %, entsprach dem apparativ bedingten Auflösungsvermögen, bis auf die leichtesten Elemente, die die schon früher diskutierte schwache Verbreiterung zeigten<sup>2</sup> (vgl. Ziff. 4). Es wurden auch nochmals Blindmessungen ohne Streufolie gemacht, wobei alle Bedingungen einschließlich der Lage des Folienhalters unverändert blieben; in dem ganzen Meßbereich konnte keine Intensität außerhalb des sehr konstanten Nulleffektes nachgewiesen werden. Somit waren apparative Stör effekte sicher ausgeschlossen.

Die Meßpunkte wurden dichter gelegt als bei den vorläufigen Messungen, so daß die Höhe des Maximums mit größerer Genauigkeit entnommen werden konnte. Diese Höhe diente als relatives Maß für die Streuintensität. Es wurde besonders darauf geachtet, daß die zu vergleichenden Streufolien immer genau dieselbe Lage hatten.

## 3. Korrektionen und Ergebnisse

Da die Strahlenquelle (RaD + E) und die Versuchsgeometrie konstant waren, kam als einzige Korrektion die für überlagerte Vielfachstreuung in Frage. Aus Intensitätsgründen konnten die Streufolien nicht ganz so dünn gewählt werden, daß ein merklicher Beitrag von Vielfachstreuung sicher ausgeschlossen

gewesen wäre. Für die dünnsten Folien, die allein für die endgültigen Messungen benutzt wurden (Tab. 1), war zwar das Wentzelsche Kriterium für reine Einzelstreuung erfüllt. Da jedoch dieses Kriterium bekanntlich nicht ganz zuverlässig ist, wurde der

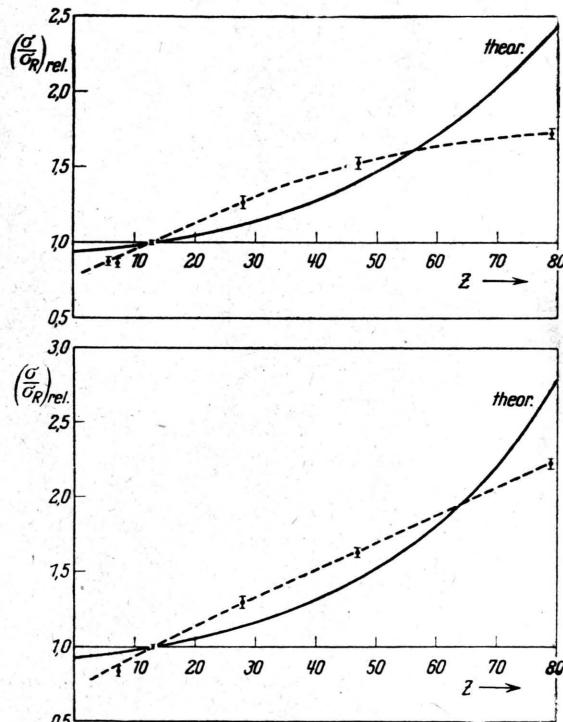


Abb. 1 Relative Streuquerschnitte;  
oben bei 210 keV; unten bei 370 keV.

Zusatz an Vielfachstreuung auch direkt angenähert berechnet. Die Rechnungen sind wegen des schrägen Strahlenganges verwickelter, und die Korrektionen ergeben sich etwas höher als nach den Berechnungen von Chase und Cox<sup>5</sup>. Jedoch überstieg die Kor

<sup>5</sup> C. T. Chase u. R. T. Cox, Physic. Rev. 58, 243 [1940].

rektion in keinem Falle 10%, und bei der Bildung der Relativwerte hob sie sich zum großen Teil wieder heraus, da immer Größenordnungsmäßig streuäquivalente Schichten miteinander verglichen wurden<sup>6</sup>. Die berechneten Korrekturen waren auch verträglich mit der gelegentlich gemessenen Abhängigkeit der Streuintensität von der Schichtdicke, obwohl diese Messungen nicht genau genug waren, um daraus allein sichere Werte für diese kleinen Korrekturen zu entnehmen.

In Tab. 1 und Abb. 1 sind die gemessenen und korrigierten Relativwerte von  $\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$ , d. h. von  $\sigma/Z^2$  zusammengestellt. Bezugssubstanz ist Aluminium. Die angegebenen *mittleren* Fehler wurden sowohl aus der Stoßstatistik als auch aus den tatsächlichen Abweichungen zwischen unabhängigen Messungen des selben Punktes berechnet. Auf beiden Wegen ergab sich praktisch derselbe Fehler. Hinzu kommt noch für die Meßpunkte oberhalb Aluminium eine Unsicherheit von der Größenordnung 1—2 %, die in der Berechnung der Korrektion für Vielfachstreuung steckt, und die alle diese Meßpunkte im selben Sinne beeinflussen würde.

Die theoretischen Werte  $\sigma/\sigma_{\text{Ruth.}}$  wurden für Aluminium, Nickel und Silber nach der  $\alpha^4$ -Formel von McKinley und Feshbach<sup>3</sup> berechnet. Für Polystyrol ( $\text{CH}_x$ ) ( $\Sigma Z^3/\Sigma Z^2 = 5,9$ ) und Collodium  $\text{C}_6\text{H}_{7,5}\text{O}_5(\text{NO}_2)_{2,5}$  ( $\Sigma Z^3/\Sigma Z^2 = 7,4$ ) konnte die Näherungsformel (1) benutzt werden (für Al gibt diese Formel schon um rd. 2 % zu niedrige Werte). Schließlich wurden noch für Quecksilber die theoretischen Werte aus der Arbeit von Bartlett und Watson<sup>4</sup> entnommen und die Werte für Gold nach den theoretischen Kurven Abb. 1 interpoliert. Als effektiver Streuwinkel wurde  $\vartheta = 106^\circ$  angenommen. Dieser Wert ergibt sich durch Mittelung über den Bereich  $90$ — $130^\circ$  bei Annahme Rutherford'scher Winkelverteilung. Die theoretischen *Relativwerte* des Streuquerschnittes hängen nur schwach von der Wahl dieses Winkels ab.

#### 4. Diskussion

In der theoretischen Berechnung sind folgende Einflüsse nicht berücksichtigt: Entstehung von Bremsstrahlung einschließlich der Korrektur für „Niveau-

<sup>6</sup> Es ist zu beachten, daß Schichten, die für Einzelstreuung unter großem Winkel streuäquivalent sind, dies nicht in bezug auf die Vielfachstreuung sind.

<sup>7</sup> J. Schwinger, Physic. Rev. **75**, 898 [1949].

verschiebung“<sup>7</sup>, Atomformfaktor, Kristallinterferenzen, Wirkung des magnetischen Kernmomentes. Alle diese Effekte können nach dem gegenwärtigen Stande der Theorie hier vernachlässigt werden.

In experimenteller Hinsicht entsteht eine gewisse Unsicherheit noch aus der beobachteten Verbreiterung der Impulsverteilung bei den leichtesten Elementen. Diese Verbreiterung war einseitig nach der Seite kleinerer Energien und von der Größenordnung 10—20 % der Linienbreite bei den organischen Folien; schon beim Aluminium war sie kaum noch sicher nachweisbar. Sie deutet auf das Auftreten von Streuelektronen etwas verminderter Energie hin. Würden diese Elektronen zu den einzelgestreuten gehören, so hätte man die gemessenen Intensitäten etwa noch mit den relativen Linienbreiten zu multiplizieren, und die ersten 2—3 Punkte der Abb. 1 würden sich entsprechend erhöhen. Haben aber die Elektronen verminderter Energie nichts mit der Kern-Einzelstreuung zu tun, so könnten sie trotzdem noch einen kleinen Beitrag zur gemessenen Linienhöhe liefern, und die ersten Punkte der Abb. 1 würden etwas nach unten zu rücken sein. In beiden Fällen würde sich der Gesamcharakter der beobachteten Z-Abhängigkeit nicht wesentlich ändern. Zum Beispiel wird das Verhältnis der Streuquerschnitte von Silber und Gold hiervon nicht berührt, und dieses ist sicher weit von dem theoretischen Wert verschieden.

Es wurde auch nochmals sorgfältig geprüft, ob die beim Gold fehlende Streuintensität sich vielleicht bei kleineren Energien der gestreuten Elektronen findet. Das Ergebnis war negativ.

Bei der grundsätzlichen Einfachheit der Messungen konnte somit keine experimentelle Fehlerquelle gefunden werden, die den Verlauf der Z-Abhängigkeit der Streuung in so charakteristischer Weise verzerren könnte. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment liegen außerhalb der theoretischen und experimentellen Fehlergrenzen.

Im Bereich größerer Energien (1500—2300 keV) und kleinerer Streuwinkel ( $\vartheta \geq 60^\circ$ ) haben Van de Graaff u. Mitarb.<sup>8,9</sup> absolute Übereinstimmung mit der Theorie innerhalb einiger Prozente gefunden.

Für die Untersuchung wurden Apparate mitbenutzt, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft dankenswerterweise zur Verfügung gestellt hatte.

<sup>8</sup> R. J. Van de Graaff, W. W. Buechner u. H. Feshbach, Physic. Rev. **69**, 452 [1946]; **72**, 678 [1947].