

Weitere Messungen über die Einzelstreuung von Elektronen an Atomkernen

Von E. KINZINGER

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung und dem I. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforschg. 8a, 312—315 [1953]; eingegangen am 27. März 1953)

Die in einer vorangegangenen Arbeit¹ beschriebenen Versuche über die Einzelstreuung von Elektronen an Atomkernen im 100 keV-Bereich wurden fortgeführt. Es wurde bestätigt, daß die früher angewandte Filterung ausreichend war. Die Abweichungen im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Gold/Aluminium vom Mottischen Wert wurden beim Streuwinkel 120° konstant im Energiebereich von 150 bis 400 keV gefunden. Die Winkelverteilung der an Aluminium und Gold gestreuten Elektronen verläuft glatt ohne Anzeichen von Interferenzen. Die von Mohr² berechneten Interferenzerscheinungen an der Elektronenhülle treten nicht auf.

1. Ziel der Untersuchung

Bei der Einzelstreuung von Elektronen an schweren Atomkernen findet man bei Ablenkungen um große Winkel bereits im Bereich von 0,2 bis etwa 2 MeV beträchtliche Abweichungen von der Mottischen Theorie^{1,3,4}. Die experimentell gefundenen Streuquerschnitte sind kleiner als die von der Theorie geforderten, wobei die Unterschiede mit dem Winkel und der Kernladungszahl zunehmen. Von den Möglichkeiten, diese Abweichungen zu erklären — in I wurden sie im einzelnen diskutiert — erschienen die Interferenzerscheinungen der gestreuten Elektronen mit der Elektronenhülle des streuenden Atoms als ein Problem, das mit unserer Versuchsanordnung verhältnismäßig leicht untersucht werden konnte. Rechnungen von Mohr² und, wenn auch weniger sicher, von Bartlett und Welton⁵ sollen in unserem Energiebereich für den abgeschirmten Goldkern deutliche Interferenzmaxima und -minima in der Winkelverteilung der Streuintensität liefern, wobei eine ausgeprägte Energieabhängigkeit auftreten soll. Eine Aufnahme der Winkelverteilungskurve in möglichst engen Intervallen und Messungen bei festgehaltenem Winkel und variabler Elektronenenergie sollten daher sichere Aussagen über die Gültigkeit dieser Theorien zulassen.

¹ E. Kinzinger u. W. Bothe, Z. Naturforschg. 7a, 390 [1952]; im folgenden als I zitiert.

² C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 182, 189 [1943].

2. Versuchsanordnung

Die in I beschriebene Streukammer wurde durch einige Änderungen dem Problem besser angepaßt: Der in die Kammer eintretende Elektronenstrahl wurde zur Verbesserung der Winkeldefinition enger ausgeblendet. Die Graphitblenden B_1 und B_2 , die den Primärstrahl definieren, wurden von 5 auf 2 mm, die Schutzblende B_3 von 10 auf 4 mm Durchmesser verkleinert und die Zentrierelektrode P im Faraday-Käfig zugleich auf nur 2 mm Durchmesser bemessen.

Zum Nachweis der Streustrahlung wurde auf die bisherige Zählordnung mit 14 starr angebrachten Zählrohren verzichtet und ein einziges Fensterzählrohr im Innern der Kammer schwenkbar angeordnet. Es konnte durch einen Schliff im Kammerboden geschwenkt und von 5° zu 5° mit einer Haltevorrichtung festgehalten werden. Das Zählrohr von 6 cm Länge und 3 cm Durchmesser war mit 80 Torr Argon und 10 Torr Alkoholdampf gefüllt; das Fenster hatte 1 cm Durchmesser und wurde mit einer $5,73 \text{ mg/cm}^2$ Glimmerfolie verschlossen. Die Fensternische war zur Aufnahme von Filtern eingerichtet. Der Streukegel, der vom Zähler noch erfaßt wurde, hatte einen Achsenwinkel von $2^\circ 50'$.

Die Streukammer wurde wie in I mit Hilfe des Zentrierscheibchens P justiert. Eine zusätzliche Kontrolle bot sich durch die Verwendung des schwenkbaren Zählers, der abwechselnd zu beiden Seiten des Strahls bei gleichem Winkel die von einer Folie ausgehende Streuintensität registrierte. Gleiche Ausschlagszahlen zeigten genaue Justierung an. Beide Verfahren lieferten dieselbe Einstellung.

³ W. Bothe, Z. Naturforschg. 5a, 8 [1950].

⁴ W. Paul u. H. Reich, Z. Physik 131, 326 [1952].

⁵ J. A. Bartlett u. T. A. Welton, Physic. Rev. 59, 281 [1941].



3. Filterversuche

Wie in I gezeigt, ist die Filterung des Streubündels ein wichtiger Punkt. Sie dient zur Entfernung von verlangsamteten Elektronen, die durch Streuung an den Atomelektronen der Streufolie entstehen. Um ganz sicher zu gehen, wurde nochmals eingehend geprüft, ob die in I angewandte Filterung ausreichte. Da nach ⁶ der erwähnte Störeinfluß nur bei den leichtesten Atomen auftritt, genügte es, das Verhältnis der Streuquerschnitte von Gold und Aluminium, σ_{Au}/σ_{Al} bei systematisch veränderter Filterdicke zu messen. Dieses Verhältnis wurde bei den 3 Primärenergien 150, 245 und 400 keV und bei dem festen Streuwinkel 120° gemessen. Als Filter wurden wie früher Kupferfolien und das Zählerfenster benutzt. Als Maß der Filterung diente der Prozentsatz der Primärenergie, der gerade noch durchgelassen wurde; er wurde aus der praktischen Reichweite in dem betr. Filter berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt. Man sieht, daß oberhalb 70% Filterung σ_{Au}/σ_{Al} konstant bleibt. Der früher angewandte Filterungsgrad von 75% ist also voll ausreichend und wurde auch bei allen folgenden Messungen mit entsprechender Foliendicke benutzt.

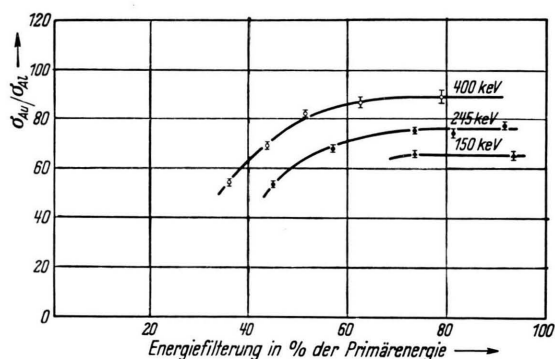


Abb. 1. Filtercharakteristiken für das Verhältnis der Einzelstreuquerschnitte von Au und Al; \circ 400 keV, \bullet 245 keV, \blacktriangle 150 keV. Streufolien: 0,589 mg/cm² Al und 0,152 mg/cm² Au; Streuwinkel $\vartheta = 120^\circ$. Messung in „Reflexionsstellung“ der Streufolie (siehe I).

4. Energieabhängigkeit des relativen Streuquerschnittes von Gold

Sollten Interferenzen an der Elektronenhülle den Einzelstreuquerschnitt für das Atom verändern, so müßten sich diese Interferenzen im Bereich der zur Verfügung stehenden Elektronenenergien durch eine

nicht glatte Energieabhängigkeit des Streuquerschnittes zu erkennen geben.

Der Streuwinkel ϑ war wieder 120° , gemessen wurde das Verhältnis σ_{Au}/σ_{Al} . Die Strahlenergie wurde in Schritten von 25 keV zwischen 150 und 400 keV variiert und damit die de Broglie-Wellenlänge λ um nahezu einen Faktor 2 geändert. Die Vielfachstreuung in den dünnen Streufolien (0,589 mg/cm² Al und 0,152 mg/cm² Au) konnte bei dem großen Streuwinkel von 120° vernachlässigt werden. Sie liefert nur Beiträge von ca. $1/2\%$ der Einzelstreuung.

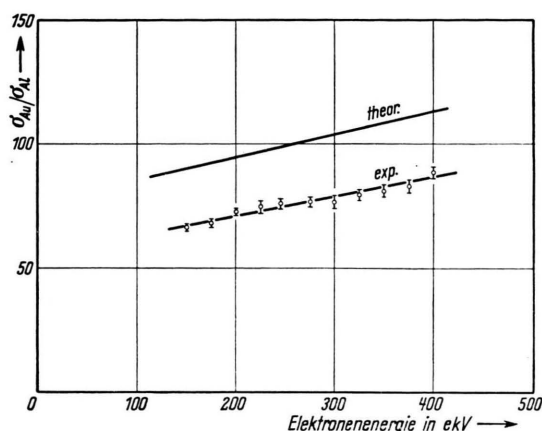


Abb. 2. Energieabhängigkeit von σ_{Au}/σ_{Al} bei $\vartheta = 120^\circ$.

Energie keV	Filterung in % der Primär-Energie	σ_{Au}/σ_{Al} exp./theor.
150	73	$0,74 \pm 0,01$
175	80	$0,73 \pm 0,01$
200	70	$0,76 \pm 0,01$
225	82	$0,76 \pm 0,03$
245	73	$0,76 \pm 0,01$
275	82	$0,75 \pm 0,02$
300	75	$0,74 \pm 0,03$
325	81	$0,75 \pm 0,02$
350	76	$0,75 \pm 0,02$
375	84	$0,75 \pm 0,03$
400	79	$0,78 \pm 0,03$

Tab. 1. Energieabhängigkeit von σ_{Au}/σ_{Al} bei $\vartheta = 120^\circ$.

Abb. 2 und Tab. 1 zeigen die Ergebnisse: Der Verlauf der experimentell gewonnenen Kurve zeigt bis auf kleinere Schwankungen, die wir auf nicht genügend konstante Primärintensität zurückführen, keinerlei Struktur (Abb. 2). Darüber hinaus liefert das Experiment im ganzen Energiebereich für σ_{Au}/σ_{Al} Werte, die durchweg um $(25 \pm 2)\%$ unter

⁶ W. Bothe, Z. Naturforschg. **4a**, 88 [1949].

den Voraussagen der Mottischen Theorie⁷ liegen (Tab. 1). Dieselbe Abweichung war bei 245 keV bereits in I gefunden worden.

5. Winkelabhängigkeit der Streuung an Al und Au

In I war die Winkelverteilung der Streuintensität an Al in Schritten von 20° zu 20° zwischen 30° und 150° in guter Übereinstimmung mit der Mottischen Theorie gefunden worden. Daher konnte Al als Bezugssubstanz für andere Elemente bei denselben Meßwinkeln benützt werden. Trotzdem wäre es denkbar, wenn auch unwahrscheinlich gewesen, daß bei Al wie bei Au etwaige Interferenzerscheinungen infolge unglücklicher Wahl der Meßpunkte übersehen wurden. Eine endgültige Klärung dieser Frage wurde daher versucht durch Messung der Winkelabhängigkeit der Streuung an Al und Au in möglichst engen Schritten, nämlich von 5° zu 5° . Nach den Rechnungen von Mohr² für den abgeschirmten Au-Kern sollten dann etwaige Interferenzmaxima und -minima sicher erfaßt werden. Gemessen wurde bei 245 keV wie in I jeweils das Verhältnis der Streuintensitäten bei benachbarten Winkeln, wobei die Streufolie in symmetrische Stellung bezüglich der Halbierenden der beiden Streurichtungen gebracht wurde. Bei Messungen mit $\vartheta \leq 90^\circ$ war die Folie in „Transmissionsstellung“, $\vartheta \geq 90^\circ$ in „Reflexionsstellung“ (Bezeichnungen wie in I). Bei $90^\circ/95^\circ$ ergab sich guter Anschluß. Die Korrektur für Vielfachstreuung betrug bei der $25^\circ/30^\circ$ -Messung für Al 8%, für Au 10% der Einzelstreuung, oberhalb 90° war sie zu vernachlässigen. Wir haben in Abb. 3 und 4 den aus den Meßergebnissen durch Durchmultiplizieren errechneten Ausdruck $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ gegen den Streuwinkel aufgetragen. Die experimentellen Werte sind dabei für Al bei 90° und für Au bei 70° an die theoretischen angeschlossen, da sich in I gezeigt hatte, daß mindestens bis zu diesen Winkeln Übereinstimmung mit der Mottischen Theorie besteht. Auch diese experimentellen Kurven zeigen keine Struktur, die auf Interferenzen hindeuten könnte. Zum Vergleich mit den Mohrschen Rechnungen sind bei Au zwei theoretische Kurven für 121 und 392 keV mit eingezeichnet.

⁷ J. B. Bartlett u. R. E. Watson, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **74**, 53 [1940]; W. A. Mc Kinley u. H. Feshbach, Physic. Rev. **74**, 1759 [1948].

6. Diskussion der Ergebnisse

Unsere neuen, verfeinerten Messungen bestätigen quantitativ unsere früheren Messungen: Ein leichtes Element, wie Al, streut bei 245 keV über den Winkelbereich von 25° bis 150° nach der Mottischen Theorie. Dagegen zeigt Au oberhalb 70° die bereits festgestellten Abweichungen. Eine Deutung dieser Abweichungen durch Hülleninterferenzen scheint nach unseren Ergebnissen ausgeschlossen. Abge-

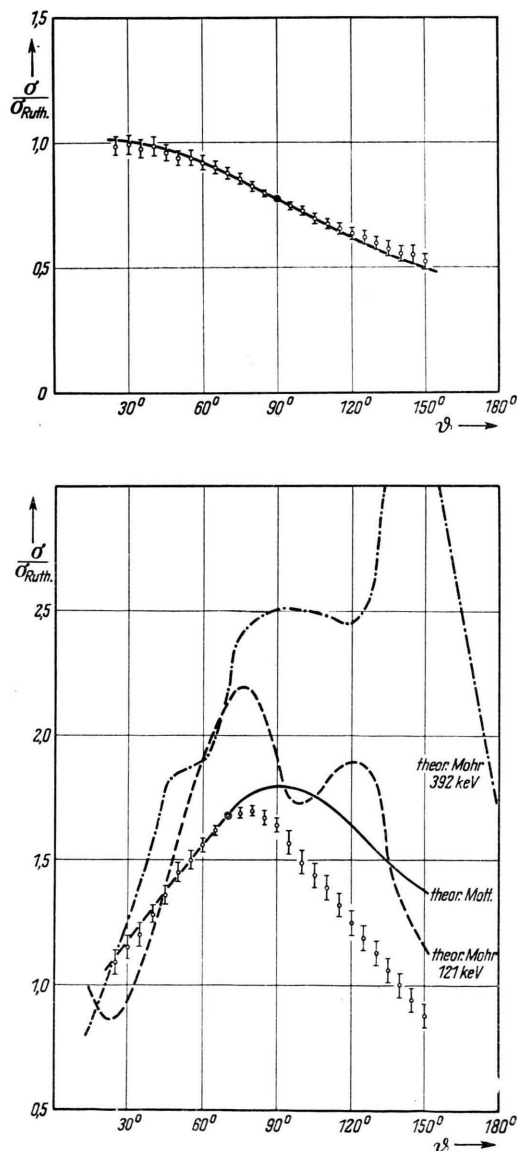


Abb. 3 (oben; Al) und 4 (unten; Au). $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ für Al und Au als Funktion des Streuwinkels. Elektronenenergie 245 keV. Ausgezogene Kurve nach Mott, zusätzlich bei Au: - - - nach Mohr für 121, - · - nach Mohr für 392 keV.

sehen davon, daß die Winkelabhängigkeit der Streuung keine Anzeichen von Interferenzerscheinungen erkennen läßt, spricht auch die Unabhängigkeit der Abweichungen von der Primärenergie gegen die Mohrschen Rechnungen. Zudem würden, wie bereits in I hervorgehoben wurde, die Mohrschen Korrekturen den Streuquerschnitt eher noch vergrößern statt erniedrigen. Die Elektronenhülle scheint uns nach diesen Ergebnissen keinen wesentlichen Einfluß auf den Streuquerschnitt zu haben.

Auf einen möglichen Einfluß der endlichen Kerngröße, auch bei relativ großer Wellenlänge der ein-

fallenden Elektronen, weist E. Freese⁸ hin. Die Beschleunigung des gestreuten Elektrons im Kernfeld könnte seine Wellenlänge derart verkleinern, daß zwischen den von den verschiedenen Nukleonen des Kerns ausgehenden Streuwellen Interferenzen entstehen könnten. Genaue Rechnungen hierzu stehen noch aus, ebenso Rechnungen über die Strahlungskorrektur, die Feshbach⁹ allein für die Abweichungen verantwortlich macht.

Ich fühle mich verpflichtet, Herrn Prof. Dr. W. Bothe für sein großes Interesse an dieser Arbeit und für viele anregende Diskussionen zu danken.

⁸ Privatmitteilung.

⁹ H. Feshbach, Physic. Rev. 88, 295 [1952].

Über die „differentielle Ionisation“ von α -Strahlen in CdS-Kristallen*

Von Chr. GERTHSEN und W. KOLB

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe

(Z. Naturforsch. 8a, 315—317 [1953]; eingegangen am 23. März 1953)

Die Menge der Elektronen, die in CdS-Einkristallamellen durch α -Strahlen ausgelöst werden, hängt von der Geschwindigkeit der α -Teilchen in ähnlicher Weise ab, wie die Menge der Ionenpaare, die durch α -Teilchen je Wegelement in Gasen erzeugt werden (differentielle Ionisation).

Der Durchgang von α -Strahlen durch Materie gehorcht mit guter Näherung dem Geigerschen Reichweitengesetz $v^3 = a(R - x)$ oder $dE/dx = b/v$ (v Geschwindigkeit der α -Teilchen, E ihre kinetische Energie) unabhängig davon, ob sie gasförmig oder fest ist. Besonders eingehend ist das Gesetz für die differentiellen Energieverluste im Glimmer geprüft.

Die atomaren Bremsvermögen von Aluminium und Neon sind nur wenig voneinander verschieden, ebenso die von Silber und Krypton. Auch die Geschwindigkeitsabhängigkeit des atomaren Bremsvermögens ist für beide Paare sehr ähnlich. Dieses Verhalten läßt eine weitgehende Übereinstimmung im Mechanismus der Bremsung vermuten. Bei den Gasen ist er bekannt. Die Energie wird überwiegend in kleinen Portionen zur Anregung und Ionisierung verwendet. Der Zunahme der differentiellen Energieverluste mit abnehmender Geschwindigkeit entspricht die Zunahme des differentiellen Ionisierungsvermögens, wie es in der bekannten Braggsehen Kurve zum Ausdruck kommt. Erst bei kleinen Ge-

schwindigkeiten (unterhalb $7 \cdot 10^5$ eV) nimmt dieses mit abnehmender Geschwindigkeit wieder ab. In den Gasen ist der mittlere Energieaufwand pro Ionenpaar von der Geschwindigkeit unabhängig, daher ist die Gesamtzahl der von einem α -Teilchen erzeugten Ionen dessen Energie proportional. Die stetige Zunahme des differentiellen Ionisierungsvermögens mit der Wurzel aus der Ordnungszahl und das Fehlen periodischer Eigenschaften weist darauf hin, daß auch Energie an die Elektronen der inneren Schalen abgegeben wird. Dieses ist ja auch durch die Anregung charakteristischer Röntgenstrahlen durch die α -Strahlen in Gasen sowohl wie in festen Körpern erwiesen. Die Mehrzahl der entstehenden Ionenpaare ist auf die Ionisation durch Elektronen zurückzuführen, welche bei der Primäriodisation durch die α -Teilchen soviel Energie erhalten haben, daß sie zu weiterer Ionisierung befähigt sind (δ -Strahlen).

Solche δ -Strahlen werden auch im Festkörper ausgelöst. Aber nur in wenigen festen Körpern ist eine Bildung von Ionen und Elektronen durch Korpuskularstrahlen nachzuweisen, die im elektrischen Feld an angelegte Elektroden abgeführt werden

* Vorgetragen im Festkolloquium anlässlich des 65. Geburtstages von Herrn Professor Dr. Walther Kosel am 4. Januar 1953.