

Zur Zerstreung von α -Strahlen durch Helium

Autor(en): **Hardmeier, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft III

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109167>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Zur Zerstreung von α -Strahlen durch Helium

von W. Hardmeier.

(9. III. 28.)

Inhalt: Es wird die Zerstreung eines α -Strahlbündels für den Fall berechnet, dass nicht nur der Kern, sondern auch das α -Teilchen polarisierbar ist. Die Ergebnisse werden verglichen mit den kürzlich von RUTHERFORD und CHADWICK veröffentlichten Zerstreungsmessungen in Helium. Im Gegensatz zu den schwereren Stoffen können hier die komplizierten Streuerscheinungen nicht in ihrem ganzen Verlauf durch die Ladung und Polarisierbarkeit der Kerne erklärt werden. Für den Heliumkern ergibt sich eine sehr kleine Polarisierbarkeit, die auf starke Bindkräfte zwischen den Kernbestandteilen schliessen lässt.

§ 1. Einleitung.

Die Erforschung des Atomkernes braucht Methoden, die ein Eindringen ins Innerste des Atoms gestatten. Sehr fruchtbar erwies sich in dieser Richtung die zuerst von RUTHERFORD¹⁾ unternommene Untersuchung der Zerstreung eines parallelen und homogenen Bündels schneller α -Strahlen beim Durchgang durch dünne Schichten des zu untersuchenden Materials. Die an schweren Substanzen (Gold, Silber usw.) vorgenommenen Messungen ergaben eine vorzügliche Übereinstimmung mit der Annahme eines gegenüber den Atomdimensionen sehr kleinen Kerns von der Masse des Atoms und einer positiven Ladung gleich der Ordnungszahl des betreffenden Stoffes. Bei den leichteren Stoffen wird wegen der abnehmenden Kernladung und der daher geringeren Abstossungskraft eine bessere Annäherung des α -Teilchens an den Kern ermöglicht. Die folgenden Zahlen geben Aufschluss über den Abstand im Umkehrpunkt der Bahn bei zentralem Kerntreffer für α -Strahlen von Radium C (7 cm Reichweite).

Gold	$30 \cdot 10^{-13}$ cm
Aluminium	$5 \cdot 10^{-13}$ cm
Helium	$1,6 \cdot 10^{-13}$ cm
Wasserstoff	$2 \cdot 10^{-13}$ cm.

Es ist deshalb zum vornherein zu erwarten, dass sich bei der Beschiessung leichter Elemente mit α -Strahlen Abweichungen

¹⁾ E. RUTHERFORD, Phil. Mag. **21**, 669, 1911.

von jenem normalen Rutherfordschen Streuungsgesetz ergeben werden, das den Kern nur als eine positive Punktladung voraussetzt; denn dieser ist nach den heutigen Anschauungen sicher ein kompliziertes, aus positiven und negativen Ladungen zusammengesetztes System.

Solche Abweichungen sind zuerst von BIELER¹⁾ und dann von RUTHERFORD und CHADWICK²⁾ an Aluminium und Magnesium nachgewiesen worden. Wie in früheren Arbeiten³⁾ gezeigt wurde, lassen sie sich erklären, wenn man die Veränderungen des Kernes mitberücksichtigt, die dieser in dem starken elektrischen Felde eines herannahenden α -Teilchens erfährt. Diese Verschiebbarkeit der Kernbestandteile unter dem Einfluss einer äussern elektrischen Kraft lässt sich am einfachsten beschreiben, indem man das entstehende elektrische Moment m des Kernes der erregenden Feldstärke \mathcal{E} proportional setzt:

$$m = \gamma \mathcal{E}, \quad (1)$$

wobei wir γ die Polarisierbarkeit des Kernes nennen wollen.

Unter dieser Annahme war es möglich, die bei Aluminium und Magnesium beobachteten Abweichungen von der normalen Zerstreung in ihrem wesentlichen Verlauf vollkommen zu erklären. Die Polarisierbarkeiten γ der Kerne ergaben sich dabei von der Grössenordnung der Kernvolumina (ca. $0,5 \cdot 10^{-36}$ cm³), was eventuell als ein Hinweis auf die Weiterexistenz des Coulombschen Gesetzes selbst im Kerninnern angesehen werden dürfte.

Die Kernuntersuchungen nach der Methode der Beschiessung mit α -Strahlen wurden auf Wasserstoff⁴⁾ und neuerdings auch auf Helium⁵⁾ ausgedehnt. Bei diesen beiden leichtesten Elementen nähern sich die Kerne soweit, dass die Experimente deutlich einen Einfluss der Struktur des Kernbaues erkennen lassen; das elektrische Feld um das α -Teilchen herum scheint nicht kugelsymmetrisch zu sein, so dass sich die gegenseitigen Kräfte nicht mehr als von Punktladungen ausgehende Zentralkräfte darstellen lassen.

Die vorliegende Arbeit wurde unternommen, um zu sehen, ob nicht vielleicht auch beim α -Teilchen und damit beim Heliumkern eine Polarisierbarkeit, also eine gewisse Verschiebbarkeit

¹⁾ E. S. BIELER, Proc. Roy. Soc. A **105**, 434, 1924.

²⁾ E. RUTHERFORD und J. CHADWICK, Phil. Mag. **50**, 889, 1925.

³⁾ P. DEBYE und W. HARDMEIER, Physik. Zeitschr. **27**, 196, 1926. — W. HARDMEIER, Physik. Zeitschr. **27**, 574, 1926 und **28**, 181, 1927.

⁴⁾ E. RUTHERFORD, Phil. Mag. **37**, 537, 1919.

⁵⁾ E. RUTHERFORD und J. CHADWICK, Phil. Mag. **4**, 605, 1927.

seiner Ladungen festgestellt werden könnte. Eine solche lässt sich aus der anomalen Zerstreung bei Aluminium und Magnesium nicht herauslesen, da dort die Polarisierbarkeiten der beiden sich begegnenden Kerne im wesentlichen additiv auftreten; dagegen könnte sie vielleicht aus den Streuversuchen in Helium geschlossen werden, falls sich nicht andere Kraftwirkungen stärker geltend machen.

§ 2. Die Berechnung der α -Strahlbahnen.

Es soll im Folgenden die Bewegung eines polarisierbaren α -Teilchens (Masse m , Ladung e , Polarisierbarkeit γ) um einen Kern (entsprechende Grössen M , E , I) berechnet werden. Sind die beiden Massen miteinander vergleichbar, so muss die Bewegung des gestossenen Kernes, die dieser durch das α -Teilchen erhalten hat, berücksichtigt werden. Dies geschieht nach einem bekannten Satze der Mechanik dadurch, dass man in den Bewegungsgleichungen die Masse m des bewegten Kernes ersetzt durch eine Masse μ , definiert durch

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M}. \quad (2)$$

Dann erhält man die Bewegung relativ zu einem Koordinatensystem, in dem M ruht. Aus der so berechneten Ablenkung Φ' des α -Teilchens aus der ursprünglichen Richtung bekommt man diejenige Φ für einen ruhenden Beobachter sofort durch die Gleichung:

$$\cotg \Phi = \cotg \Phi' + \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{\sin \Phi'} \quad (3)$$

Solange wir einfache Zentralkräfte annehmen dürfen, liefern Energie- und Impulssatz die Differentialgleichung der Bahnkurve in Polarkoordinaten (r , φ), sobald man die potentielle Energie U als Funktion des gegenseitigen Abstandes r kennt. Es ist:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) + U(r) &= \frac{\mu}{2} v^2 \\ \mu r^2 \dot{\varphi} &= \mu a v \end{aligned} \right\}$$

Dabei bedeuten v die Anfangsgeschwindigkeit und a denjenigen Abstand des α -Teilchens, in welchem dieses ohne Kraftwirkung am Kern vorbeikommen würde. Durch Elimination der

Zeit erhält man aus den beiden obigen Gleichungen die Differentialgleichung der Bahnkurve

$$\frac{a}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi} = \sqrt{1 - \frac{a^2}{r^2} - 2 \frac{U(r)}{\mu v^2}} \quad (4)$$

Die potentielle Energie $U(r)$ berechnen wir aus dem Wegintegral der gegenseitigen Kraft im Abstand r . Nach (1) sind die beiden durch die Polarisierung erzeugten Kernmomente

$$m = \gamma \frac{E}{r^2} - 2 \gamma \frac{\mathfrak{M}}{r^3}$$

$$\mathfrak{M} = I \frac{e}{r^2} - 2 I \frac{m}{r^3}$$

Oder also

$$m = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{E\gamma - 2e \frac{\gamma I}{r^3}}{1 - 4 \frac{\gamma I}{r^6}} \quad \mathfrak{M} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{eI - 2E \frac{\gamma I}{r^3}}{1 - 4 \frac{\gamma I}{r^6}} \quad (5)$$

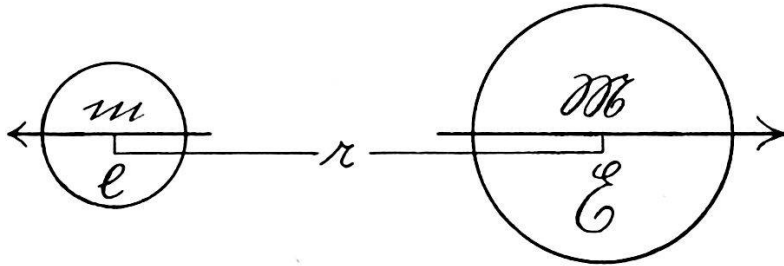


Fig. 1.

Für die Kraft P erhält man:

$$P = \frac{eE}{r^2} - 2 \frac{mE + \mathfrak{M}e}{r^3} + 6 \frac{m\mathfrak{M}}{r^4} \quad (6)$$

worin das erste Glied die Wirkung der Kernladungen aufeinander, das zweite diejenige der Momente und Ladungen und das dritte diejenige zwischen den Momenten enthält, die sich wieder als Abstossung ergibt. Durch Einsetzen von (5) in (6) wird

$$P = \left. \begin{aligned} & \frac{eE}{r^2} - 2 \frac{e^2 I + E^2 \gamma}{r^5} + 14 \frac{eE\gamma I}{r^8} - 20 \frac{e^2 \gamma I^2 + E^2 \gamma^2 I}{r^{11}} \\ & \quad + 104 \frac{e^2 E^2 \gamma^2 I^2}{r^{14}} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$U = \left. \begin{aligned} & \frac{eE}{r} - \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 I + E^2 \gamma}{r^4} + \frac{2eE\gamma I}{r^7} - 2 \frac{e^2 \gamma I^2 + E^2 \gamma^2 I}{r^{10}} \\ & \quad + 4 \frac{2e^2 E^2 \gamma^2 I^2}{r^{13}} - \dots \end{aligned} \right\}$$

Zur Vereinfachung der Darstellung führen wir abkürzungsweise eine Länge von der Grössenordnung des Kernradius ein:

$$a_0 = \frac{e E}{\mu v^2} \quad (8)$$

Sie bedeutet den Anfangsabstand eines α -Teilchens, das ohne Polarisationskräfte eine Ablenkung um $\frac{\pi}{2}$ erfahren würde.

Die Polarisierbarkeiten γ und Γ sind von der Dimension eines Volumens; wir setzen daher

$$\frac{e}{E} \Gamma = a_0^3 s \quad \frac{E}{e} \gamma = a_0^3 t, \quad (9a)$$

ferner

$$\frac{a_0}{r} = x. \quad (9b)$$

Dann lässt sich $U(r)$ als geometrische Reihe darstellen:

$$\frac{U(r)}{\mu v^2} = x \frac{1 - \frac{s+t}{2} x^3 - 2 s t x^6}{1 - 4 s t x^6}. \quad (10)$$

Während der Bewegung nimmt r von ∞ an ab, die hier eingeführte Variable $x = \frac{a_0}{r}$ durchläuft also, mit Null beginnend, positive Werte; dabei wächst U zunächst proportional. Für den weiteren Verlauf kommt es vor allem auf die Lage der Nullstellen in Zähler und Nenner von (10) an. Ist $s = t$, das heisst, sind die beiden Kerne gleich (oder stehen ihre Polarisierbarkeiten im Verhältnis der Quadrate der Kernladungen), so lässt sich in Zähler und Nenner der Faktor $1 - 2 s x^3$ abspalten, der gerade die positive Nullstelle enthält. Es ergibt sich in diesem Fall:

$$\frac{U}{\mu v^2} = x \frac{1 + s x^3}{1 + 2 s x^3} \quad (11)$$

worin $s = \frac{\gamma}{a_0^3}$. Diese Funktion wächst monoton, ohne irgendwelche Singularitäten für endliche Werte von x . Wir haben hier stets Abstossung zwischen den Kernen, die zwar durch die Polarisationskräfte etwas vermindert ist, ohne aber in ihrem wesentlichen Verlauf verändert zu werden.

Ganz anders im Falle zweier verschiedener Kerne ($s \neq t$). Da jetzt stets $\frac{s+t}{2} > \sqrt{st}$, so erreicht der Zähler seine Null-

stelle vor dem Nenner; schon vorher muss daher U ein Maximum annehmen, die Abstossung geht in Anziehung über. Wie man leicht übersieht, wird dieses Gebiet, in dem Anziehung stattfindet, um so breiter, je grösser die Differenz zwischen s und t ist; nur bei wesentlich verschiedenen Kernen überwiegt die Anziehung die Abstossung über einen grösseren Bereich.

In Figur 2 ist die Abhängigkeit der potentiellen Energie U von der Entfernung r der beiden Kerne für die hier vorliegenden verschiedenen Möglichkeiten veranschaulicht. Kurve I bedeutet

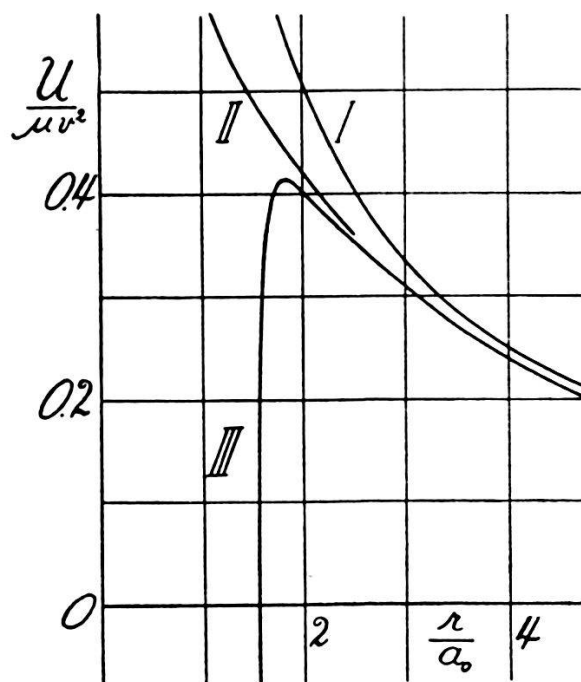


Fig. 2.

darin den Energieverlauf ohne jede Polarisierung, Kurve II ($s = t = 2$) denjenigen für zwei gleiche, und Kurve III ($s = 1$, $t = 3$) für zwei verschiedene Kerne. Im letzteren Fall wird die potentielle Energie zuletzt negativ, es fände nach den hier gemachten Voraussetzungen ein Einfangen des daherschliessenden α -Teilchens in den Kern statt, und zwar im Abstand $r_0^6 = 4 \gamma \Gamma$. Diese wahre Absorption des α -Teilchens ist für Stickstoff von BLACKETT¹⁾ durch Aufnahmen in einer Wilsonkammer experimentell nachgewiesen; sie ergibt sich aber schon, wenn man bloss dem Kern, nicht aber auch dem α -Teilchen eine Polarisierbarkeit zuschreibt. Der Verlauf von U ist auch in diesem Fall im wesentlichen der von Kurve III. Dagegen ist dieses Ein-

¹⁾ P. M. S. BLACKETT, Proc. Roy. Soc. A. **107**, 349, 1925.

fangen, und überhaupt ein Überwiegen der Anziehung unmöglich bei zwei gleichen Kernen.

Da uns die Energiefunktion jetzt bekannt ist, so erhalten wir sofort durch Einsetzen von (11) in (4) die Differentialgleichung der Bahnkurve für die zwei sich begegnenden Heliumkerne. Wir führen dabei ausser den durch (9) definierten Grössen x , s und t noch eine weitere ein:

$$p = \frac{a}{a_0} \quad (12)$$

Dadurch geht Gleichung (4) über in

$$p \frac{dx}{d\varphi} = \sqrt{1 - p^2 x^2 - 2x \frac{1 + sx^3}{1 + 2sx^3}}$$

x läuft während der Bewegung von Null an bis zu einem Maximalwert x_{\max} im Bahnperihel, gegeben durch $\frac{dr}{d\varphi} = 0$, das heisst durch die positive Nullstelle des Ausdruckes unter der Wurzel. Man erhält daher für den Winkel φ_1 , zwischen Bahnachse und Bahnasymptote

$$\varphi_1 = \int_0^{x_{\max}} \frac{p dx}{\sqrt{1 - p^2 x^2 - 2x \frac{1 + sx^3}{1 + 2sx^3}}} \quad (13)$$

Um den Einfluss der Kernpolarisation übersehen zu können, berechnen wir uns noch den Winkel φ_0 für den Fall verschwindender Polarisationskräfte ($s = 0$). In diesem Fall lässt sich die Bahngleichung sofort integrieren; man erhält

$$\varphi_0 = \arctg p \quad (14)$$

Das hyperelliptische Integral (13) wurde nach früher angegebenen Methoden¹⁾ für einige Werte von s und p berechnet. Figur 3 gibt die Resultate, indem dort die Differenz zwischen den Bahnwinkeln mit und ohne Polarisierung

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_0 \quad (15)$$

in Abhängigkeit von φ_0 für $s = 1, 2$ und 5 aufgetragen ist.

¹⁾ W. HARDMEIER, Physik. Zeitschr. **28**, 188, 1927.

Der Ablenkungswinkel Φ' des α -Teilchens in dem bisher zugrunde gelegten Koordinatensystem, das sich mit dem getroffenen Heliumkern bewegt, ist $\Phi' = \pi - 2\varphi_1$. Gehen wir zu

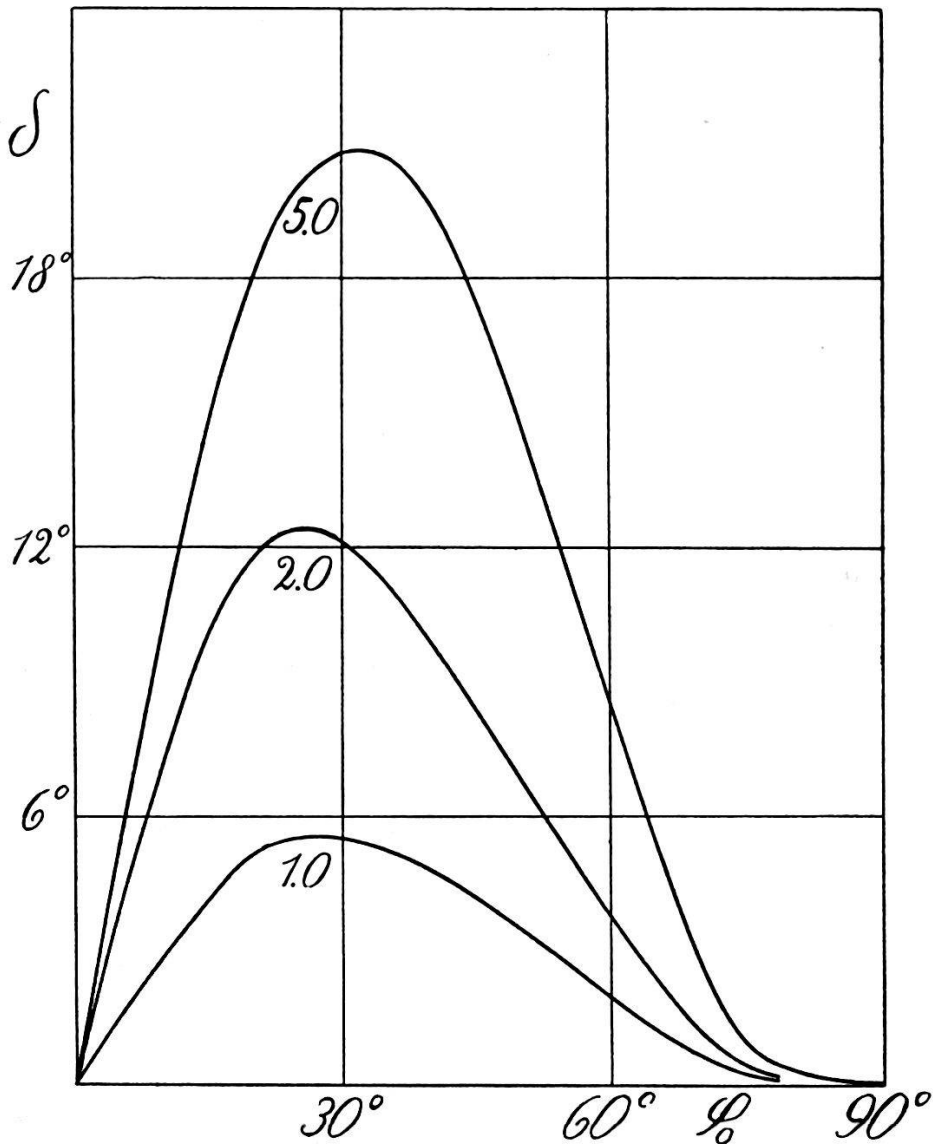


Fig. 3.

einem ruhenden Koordinatensystem über, so wird nach (3) die beobachtbare Ablenkung, da für Helium $M = m$

$$\Phi = \frac{\Phi'}{2}$$

und daher

$$\Phi = \frac{\pi}{2} - \varphi_1 \quad (16)$$

Aber auch der gestossene Heliumkern, der von gleicher Masse und Ladung wie das α -Teilchen ist, erfährt eine wesentliche Be-

schleunigung und tritt als sekundäres α -Teilchen in Erscheinung. Leider lassen sich nun diese sekundären Teilchen nicht von den gestreuten primären trennen; denn wenn ein Stossvorgang eine Ablenkung um einen bestimmten Winkel Φ liefert, so ist nach Energie- und Impulssatz die Geschwindigkeit des gestreuten Teilchens $v' = v \cos \Phi$ und diejenige des gestossenen $v'' = v \cos \Theta$, wenn Θ dessen Winkel mit der ursprünglichen α -Strahlrichtung bedeutet. Stossendes und gestossenes Teilchen haben daher, wenn sie unter dem gleichen Winkel zum Primärstrahl erscheinen, die gleiche Geschwindigkeit und lassen sich in keiner Weise unterscheiden. Dabei bilden die Bahnasymptoten der beiden Teilchen nach dem Stoss einen rechten Winkel ($\Phi + \Theta = \frac{\pi}{2}$), was übrigens auch durch Ausmessung von Bahnspuren in der Wilsonkammer durch BLACKETT¹⁾ experimentell völlig sichergestellt ist. Durch die letztere Tatsache wird zugleich die Gültigkeit des Energiesatzes für diese Vorgänge bestätigt, das heisst, auch bei diesen starken Annäherungen verlaufen die Kernstösse *vollkommen elastisch*.

§ 3. Vergleich mit den experimentellen Resultaten.

Die Messungen von RUTHERFORD und CHADWICK über die Streuung von α -Teilchen in Helium können nur Aufschluss geben über die Summe der in einen bestimmten Winkelbereich gestreuten und gestossenen Partikel. Jedem um einen Winkel Φ gestreuten α -Teilchen entspricht ein um $\frac{\pi}{2} - \Phi$ zur ursprünglichen Strahlrichtung abgelenkter Heliumkern. Es kann daher im allgemeinen kein Schluss auf die wirkliche Verteilung der Streuung gezogen werden. Nur für die Ablenkung um $\frac{\pi}{4}$, wo gestossene und gestreute Teilchen, unabhängig von jedem Kraftgesetz, in gleichen Zahlen auftreten, lassen sich die Abweichungen von der klassischen Streuungsformel mit Sicherheit erkennen.

Um diese Abweichungen von der normalen Zerstreung feststellen zu können, wurde diese in den Untersuchungen von RUTHERFORD und CHADWICK immer mitbestimmt, indem die Messungen auch mit Argon durchgeführt wurden, für welches Gas unter gleichen Versuchsbedingungen eine durchaus normale Zerstreung festgestellt werden konnte. In Figur 4 zeigen die eingetragenen Kreise und die ausgezogene Kurve die Messresultate für 45° Ablenkung, indem dort das Verhältnis V der mit

¹⁾ P. M. S. BLACKETT, l. c.

Helium und Argon gemessenen α -Teilchenzahlen aufgetragen ist. Abszisse ist dabei der reziproke Wert der anfänglichen kinetischen Energie T des stossenden α -Teilchens. Für kleine Geschwindigkeiten, also grosse Werte von $\frac{1}{T}$, dürfen wir eine normale Streuung erwarten, da dann die beiden Kerne stets genügend voneinander entfernt sind, um keine Abweichungen vom gewöhnlichen Kraftgesetz auftreten zu lassen. Es ist daher in der Figur in der Grenze für kleine Geschwindigkeiten das Verhältnis $V = 1$ angenommen worden.

Die gestrichelte Kurve in Figur 4 gibt den Verlauf von V wieder, wenn die beiden Kerne als Punktladungen mit der Polarisierbarkeit γ betrachtet werden dürften. V ist dabei berechnet als Quotient der Wahrscheinlichkeiten w_1 und w_0 , mit denen α -Teilchen mit und ohne Wirkung der Polarisationskräfte um einen Winkel zwischen Φ und $\Phi + d\Phi$ abgelenkt werden.

Unabhängig von jedem Kraftgesetz ergeben einfache räumliche Überlegungen¹⁾

$$w = k \frac{a}{\sin \Phi} \cdot \frac{da}{d\Phi} \quad (17)$$

worin der für diese Rechnung belanglose Proportionalitätsfaktor k noch abhängt von der α -Teilchenzahl, der Gasdichte und der Grösse des Winkelbereiches, in dem gemessen wird.

Zur Durchführung der Rechnung brauchen wir jetzt nichts weiter als den bereits aufgestellten Zusammenhang zwischen Anfangsabstand a und Ablenkungswinkel Φ . Wirken bloss die von den Punktladungen ausgehenden Coulomb'schen Kräfte zwischen den beiden Heliumkernen, so ist diese gesuchte Funktion $a(\Phi)$ durch (14) explizit gegeben und man erhält sofort

$$w_0 = k a_0^2 \frac{\cos \Phi}{\sin^4 \Phi} \quad (18a)$$

Für irgendein komplizierteres Kraftgesetz wird

$$w_1 = k a_0^2 \frac{\cos(\Phi + \delta)}{\sin^3(\Phi + \delta)} \cdot \frac{1 + \frac{d\delta}{d\Phi}}{\sin \Phi}, \quad (18b)$$

worin δ die Verminderung der Ablenkung Φ durch die zusätzlichen Kraftwirkungen bedeutet. In dem speziellen Falle gegenseitiger Kernpolarisation ist die Grösse δ durch die Kurvenscharen der Figur 3 gegeben.

¹⁾ E. S. BIELER, Proc. Cambridge Phil. Soc. **21**, 686, 1923.

Beim Helium werden aber neben den gestreuten α -Teilchen auch noch die durch den Stoss beschleunigten Heliumkerne mitbeobachtet. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines solchen sekundären Partikels im Winkelbereich zwischen Φ und $\Phi + d\Phi$ ist gleich derjenigen für die Ablenkung eines primären um $\frac{\pi}{2} - \Phi$. Es ist daher in diesem besonderen Fall das Verhältnis V der α -Teilchenzahlen mit und ohne Polarisationswirkung zu berechnen aus

$$V = \frac{w_1(\Phi) + w_1\left(\frac{\pi}{2} - \Phi\right)}{w_0(\Phi) + w_0\left(\frac{\pi}{2} - \Phi\right)} \quad (19)$$

Eine Vereinfachung dieser Formel tritt ein bei $\Phi = 45^\circ$, wo,

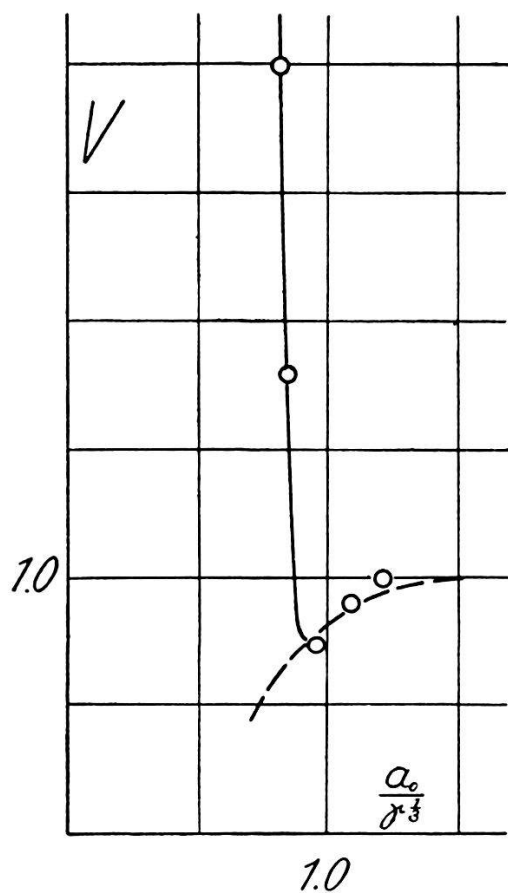


Fig. 4.

wie schon erwähnt, primäre und sekundäre Teilchen in gleichen Zahlen auftreten, ebenso bei kleinen Ablenkungswinkeln, wo die gestreuten Teilchen weit überwiegen.

Ein Blick auf Figur 4 zeigt sofort, dass die Kernpolarisation den Verlauf der Abweichungen nicht darzustellen vermag. Aller-

dings könnte der anfängliche Abstieg der experimentellen Kurve sehr wohl als Polarisationswirkung aufgefasst werden. Aber für den ausserordentlich starken Anstieg bis $V = 21$ mit wachsender Geschwindigkeit wird man unbedingt eine andere Ursache zu suchen haben, so dass natürlich auch der erste Teil der Abweichungen nicht mit Sicherheit der Kernpolarisation allein zugeschrieben werden kann.

Nehmen wir aber an, ein Einfluss der Verschiebbarkeit der Ladungen im Heliumkern sei vorhanden, so müsste er sich durch die gestrichelte Kurve in der Figur 4 darstellen lassen. Dann kann die Polarisierbarkeit des Heliumkerns aus der Lage der Kurve bezüglich der Abszissenachse bestimmt werden, auf der, proportional zum reziproken Wert der anfänglichen kinetischen Energie, $\frac{\alpha_0}{\gamma^{1/2}}$ aufgetragen ist. Es ergibt sich

$$\gamma = 1,6 \cdot 10^{-39} \text{ cm}^3 .$$

§ 4. Diskussion der Resultate.

Der soeben gefundene Wert der Polarisierbarkeit des Heliumkerns ist *sehr klein* im Vergleich mit dessen vermutlichem Volumen (siehe weiter unten) und etwa dreihundertmal kleiner als für den Aluminiumkern. Die Übereinstimmung von Kernvolumen und Polarisierbarkeit hätte bedeutet, dass, wie früher schon erwähnt, für die Zusammenhangskräfte der Kernbestandteile die Coulomb'schen elektrostatischen Kräfte in Frage kämen. Da γ hier aber viel kleiner zu sein scheint, so wäre daraus zu folgern, dass die Kräfte, die den Heliumkern zusammenhalten, wesentlich stärker sein müssen. Auch der Massendefekt des Heliumkerns gegenüber vier Wasserstoffkernen, der gewöhnlich als Mass für die Bindungsenergie von dessen Bestandteilen angesehen wird, führt auf dasselbe Resultat, indem die gewöhnlichen elektrostatischen Kräfte erst für einen mindestens zwanzigmal kleineren Durchmesser des Heliumkerns den richtigen Wert ergeben könnten.

Noch ein anderer Umstand kann zugunsten des hier vermuteten Wertes der Polarisierbarkeit des Heliumkerns angeführt werden. Bei der Deutung der anomalen Zerstreuung der α -Strahlen bei Aluminium und Magnesium durch die Polarisation dieser Kerne, ergaben sich im allgemeinen noch gewisse Differenzen gegenüber den experimentellen Ergebnissen, die alle in derselben Richtung lagen. Stets waren für das Verhältnis V der α -Teilchenzahlen mit und ohne Polarisationswirkung die gemessenen Werte etwas tiefer als die berechneten. Die Kurvenschar, die V bei

den verschiedenen Ablenkungswinkeln als Funktion der Anfangsgeschwindigkeit darstellt, ist nämlich durch die Annahme über die Art der Kraftwirkungen schon bestimmt und kann durch die Wahl der Polarisierbarkeiten bloss noch in der Abszissenrichtung gedehnt werden. Die roh durchgeführte Rechnung zeigt nun, dass die Annahme, es sei auch das α -Teilchen polarisierbar, für $\gamma = 2 \cdot 10^{-39} \text{ cm}^3$ eine solche Veränderung der V -Kurvenschär bedingt, wie sie gerade nötig wäre zur Erklärung der vorhin erwähnten Differenzen zwischen Theorie und Experiment. Trotz der Kleinheit von γ kommt auch das entstehende Moment des α -Teilchens zur Wirkung, weil dieses in dem viel stärkeren elektrischen Felde des grösseren Kerns steht.

Eine gewisse kleine Polarisierbarkeit des Heliumkerns wird also durch diese Überlegungen zwar wahrscheinlich gemacht, lässt sich aber aus den bis heute bekannten experimentellen Resultaten keineswegs mit Sicherheit nachweisen.

Die Ergebnisse der Zerstreungsmessungen in Helium bei andern Ablenkungswinkeln als 45° lassen leider wegen den sekundären α -Teilchen keine exakten Schlüsse zu. Es fallen vor allem die stark unternormalen α -Teilchenzahlen bei kleinen und die übernormalen bei grossen Ablenkungswinkeln auf. Man erhält den Eindruck, dass eine intensive Abstossungswirkung hinzugetreten ist, die eine Verschiebung der α -Strahlablenkungen von kleinen auf grosse Winkel bedingt. Interessant ist dabei, dass diese Verschiebung sich bei etwa 10° Ablenkung schon für langsame α -Teilchen (2,5 cm Reichweite) sehr stark bemerkbar macht, also schon dann, wenn sich die Zentren der beiden Kerne noch in beträchtlichem Abstand voneinander (etwa $14 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$) befinden. Bei grösseren Ablenkungswinkeln (45°) treten solche Abweichungen erst bei grösseren Geschwindigkeiten auf, also erst dann, wenn sich die beiden Kerne bedeutend näher (etwa $3,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$) gekommen sind. Die für uns unbekanntenen Abweichungen von der Kraftwirkung einfacher Punktladungen sind also viel bedeutsamer, wenn die Kerne streifend aneinander vorbeigehen, als wenn es zu direkten zentralen Kerntreffern und damit zu grossen Ablenkungen kommt. Sie lassen sich aber nicht, wie man vielleicht vermuten könnte, durch eine besondere Anordnung der Bestandteile und die dadurch bedingte Asymmetrie des elektrischen Feldes um den Heliumkern erklären, sondern müssen von einer viel intensiveren Wirkung sein¹⁾.

Auch die Untersuchungen der von α -Strahlen in Wasserstoff oder wasserstoffhaltigen Verbindungen erzeugten H-Strahlen

¹⁾ C. G. DARWIN, Phil. Mag. **41**, 486, 1921.

durch RUTHERFORD¹⁾ und später durch CHADWICK und BIELER²⁾ zeigen mit aller Deutlichkeit das Auftreten von analogen Abweichungen.

Nur bei ganz langsamen α -Strahlen, also bei geringen gegenseitigen Annäherungen der Kerne, besteht Übereinstimmung mit der für Punktladungen zu erwartenden Geschwindigkeits- und Richtungsverteilung des entstehenden H-Strahlbündels. Für schnelle α -Strahlen aber ergibt sich für die erzeugten H-Strahlen eine fast einheitliche Geschwindigkeit nach Grösse und Richtung. Dazu ist ihre Zahl ganz wesentlich grösser (bis hundertmal), als die einfache Berücksichtigung der Abstossungen zwischen den Kernladungen erwarten lässt.

Natürlich kann auch diese merkwürdige Verteilung des erzeugten H-Strahlbündels durch eine ad hoc eingeführte Annahme über die Art der Kraftwirkungen erklärt werden. Wenn man ein grobes mechanisches Bild gebrauchen will, so wird die Wirkungsweise des stossenden α -Teilchens hier am besten gedeutet als diejenige eines harten, aber vollkommen elastischen Rotationsellipsoids, das sich in der Richtung seiner kleinen Achse vorwärts bewegt³⁾. Dieses Modell des Heliumkerns ist dabei etwa im gleichen Sinne zu verstehen, wie das entsprechende Bild des Moleküls in der kinetischen Gastheorie, wo dieses als elastische Kugel betrachtet wird. Grosse und kleine Achse des Ellipsoids ergeben sich von der Grössenordnung 14 und $4 \cdot 10^{-13}$ cm, wobei allerdings die Resultate aus den Messungen in Wasserstoff und Helium nur übereinstimmen, wenn man auch dem Wasserstoffkern im obigen Sinne einen Durchmesser von maximal $4 \cdot 10^{-13}$ cm zuschreibt.

Die Kernstösse zeigten bisher in überraschend schöner Weise die Gültigkeit einfacher klassisch-mechanischer und elektrostatischer Vorstellungen auch im Innersten des Atoms. Bei den schweren Elementen genügte die Annahme einer positiven Kernladung, bei Aluminium und Magnesium die Mitberücksichtigung der Kernpolarisation zur Übereinstimmung mit den Experimenten. Bei den Kernstössen in Helium und Wasserstoff sind wir nun aber vermutlich an der Grenze der Anwendungsmöglichkeit dieser einfachen mechanischen und elektrischen Vorstellungen angelangt.

Man kann sich fragen, ob nicht vielleicht die Quantenmechanik ohne weiteres diese Schwierigkeiten lösen könnte. Die

¹⁾ E. RUTHERFORD, Phil. Mag. **37**, 537, 1919.

²⁾ J. CHADWICK und E. S. BIELER, Phil. Mag. **42**, 923, 1921.

³⁾ E. RUTHERFORD und J. CHADWICK, l. c.

durch die Wellenmechanik geforderten Beugungserscheinungen ergeben aber, wie WENTZEL¹⁾ und OPPENHEIMER²⁾ gezeigt haben, in erster Näherung, und damit sicher für schnelle α -Teilchen, die gleiche Zerstreuung, wie sie für die Kraftwirkungen zwischen einfachen Punktladungen zu erwarten ist. Möglicherweise können die magnetischen Kräfte zwischen den Kernbestandteilen, wie sie sich aus den Vorstellungen über das magnetische Elektron und Proton ergeben³⁾, zur Erklärung herangezogen werden.

Unverständlich vom Standpunkte der klassischen Mechanik aus bleibt aber die durch die Experimente unbedingt geforderte Einstellung des α -Teilchens und sogar des zu treffenden Heliumkernes mit der kleinen Achse ihres Ellipsoides in die Bahnrichtung. Eine solche scheinbare Orientierung könnte vielleicht im Sinne der Quantenmechanik liegen, etwa als Analogon zum Elektronenmagnetismus, dessen Eigenimpuls in einer festgewählten Richtung ja nur die beiden Werte $\pm \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ annehmen kann.

Herrn Prof. Dr. P. Scherrer möchte ich meinen Dank aussprechen für das Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat.

Zürich, Physik. Institut der E. T. H.

¹⁾ G. WENTZEL, Zeitschr. f. Physik **40**, 590, 1926.

²⁾ I. R. OPPENHEIMER, Zeitschr. f. Physik **43**, 413, 1927.

³⁾ G. FRENKEL, Zeitschr. f. Physik **37**, 243, 1926.