Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 15 (1942)
Heft: VI

Artikel: Kernstreuung schneller Elektronen an Fluor und Stickstoff
Autor: Bleuler, E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111322

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 05.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Kernstreuung schneller Elektronen an Fluor und Stickstoff

von **E. Bleuler.**

(20. VIII. 1942.)

Zusammenfassung. Die elastische Kernstreuung schneller Elektronen an Fluor und Stickstoff wird in der Wilsonkammer gemessen. Die Streuquerschnitte sind um die Faktoren $1{,}35 \pm 0{,}2$ und $1{,}5 \pm 0{,}3$ grösser als die theoretischen Werte. Es wird eine Übersicht über die bisher vorliegenden Messungen der Streuung schneller Elektronen gegeben und in bezug auf systematische Abweichungen von der Theorie diskutiert.

§ 1. Einleitung.

Die Untersuchung der elastischen Streuung schneller Elektronen an Atomkernen hat den Zweck, Aufschluss über die Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron zu geben. Bekanntlich lassen sich die durch die Elektronenhülle bedingten Erscheinungen erklären, wenn man annimmt, dass zwischen Elektron und Atomkern das Coulomb'sche Gesetz bis zu sehr kleinen Kernabständen (verglichen mit dem Atomdurchmesser) gilt. Unter der Annahme dieses Potentials hat MOTT[1]) den Wirkungsquerschnitt für elastische Kernstreuung nach der Dirac'schen Theorie berechnet. Eine Nichtübereinstimmung der experimentellen Resultate mit dieser Theorie würde auf eine zusätzliche Wechselwirkung hindeuten. In ähnlicher Weise sind ja aus den Abweichungen der Streuung von Protonen an Protonen gegenüber der Coulomb-Streuung zusätzliche Kräfte zwischen Protonen berechnet worden, welche sich z. B. durch einen Potentialtopf der Reichweite $\frac{e^2}{m_0 c^2}$ (klassischer Elektronenradius) und der Tiefe 11,3 MeV darstellen lassen (s. z. B. BREIT, THAXTON und EISENBUD[2])).

Bei Elektronen ist die theoretische Deutung von Streuanomalien freilich schwieriger: Wegen ihrer grossen Wellenlänge werden sie von einer solchen Zusatzkraft kurzer Reichweite nicht merklich beeinflusst. Nach JAUCH[3]) könnten zwar bei einzelnen Kernen resonanzartige Streuungen in einem derartigen Kraftfeld auftreten; bei den gleichen Elementen würden dann aber auch die Röntgenterme stark verschoben. Das Fehlen der entsprechenden Unstetig-

keiten im Moseley-Diagramm der K-Linien spricht daher gegen diese Deutung von Streuanomalien. Die einzige Möglichkeit, Abweichungen der Streuung vom theoretischen Wert mit Hilfe eines statischen Zusatzpotentials zu erklären, wäre die Annahme von Kräften grösserer Reichweite $\left(10-20\,\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)$. Ihr Einfluss auf die Röntgenspektren könnte kaum festgestellt werden, da die durch sie bewirkte Verschiebung der Röntgenterme sich von einem Element zum andern nur wenig ändern würde, so dass sie nicht mit gleicher Sicherheit erkannt werden könnte wie sprunghafte Änderungen. Insofern als jedoch solche weitreichenden Kräfte unwahrscheinlich sind, ist die Annahme eines statischen Potentials unbefriedigend. Da auch die Wirkung des magnetischen Kernmomentes zu klein ist, um Streuanomalien zu erklären, müssten diese auf andere Kräfte unbekannter Art zurückgeführt werden.

Die bisherigen Experimente ergaben verschiedenartige Abweichungen von der Theorie (Zusammenstellung s. § 6). Besonders überraschende Ergebnisse wurden bei Untersuchungen der Streuung in Gasen mit Hilfe der Wilsonkammer gefunden. So wurde das Verhältnis von beobachtetem zu theoretischem Streuvermögen von Klarmann und Bothe[4]) bei Krypton und Xenon zu 0,2, von Barber und Champion[5]) bei Jod zu 0,4 und bei Quecksilber zu 0,15 gefunden. Andrerseits sollte nach Skobelzyn und Stepanowa[6]) der Streuquerschnitt von Stickstoff den theoretischen Wert weit übertreffen, bei Winkeln um 90° etwa um einen Faktor 70, ein Resultat, das von Champion[7]) nicht bestätigt wurde.

Da in Anbetracht der Wichtigkeit der Fragestellung weiteres experimentelles Material von Nutzen schien, wurde ein Reihe von Messungen mit einer Wilsonkammer begonnen. In einer ersten Arbeit fanden Bosshard und Scherrer[8]) bei Stickstoff ähnliche, wenn auch nicht so grosse Anomalien wie Skobelzyn und Stepanowa. Eine zweite Messung (Scherrer und Zünti[9])) ergab einen ungefähr normalen Streuquerschnitt von Argon $\left(\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{th}} = 1{,}6\right)$. In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst die Streuung an Fluorkernen untersucht. Sie erwies sich ebenfalls als annähernd dem theoretischen Wert entsprechend.

Im Verlaufe dieser Untersuchungen wurden neuere Messungen von Randels, Chao und Crane[10]) an A, Kr, X und Luft bekannt, welche die früher gefundenen grossen Anomalien nicht bestätigten, vielmehr bei allen diesen Gasen eine den theoretischen Wert nur um einen Faktor 1,5 übersteigende Streuintensität ergaben. Ebenso massen Borisov, Brailovski und Leipunski[11]) den Streuquer-

schnitt von N zu 63% des theoretischen Wertes bei Energien von 0,3—1,4 MeV und zu 93% bei 1,4—2,5 MeV. In Übereinstimmung damit wurde bei einer Neuvermessung der früheren Aufnahmen mit verbesserter Auswertetechnik, sowie anhand einer Reihe neuer Filme ein normales Verhalten der Streuung an Stickstoff festgestellt.

§ 2. Apparatur und Auswertung.

Für die Untersuchung wurde die Wilsonkammer benützt, welche in den frühern Arbeiten ausführlich beschrieben worden ist[8]). Die Auswertung erfolgte nach dem Verfahren von Scherrer und Zünti[9]). Im besonderen wurde die sog. „Flimmereinrichtung" beibehalten: Bei der stereoskopischen Rückprojektion der Aufnahmen schneidet ein rotierender Sektor den Strahlengang der beiden Bilder im Wechsel ab. Die richtige Stellung der beweglichen Projektionsebene zeigt sich dadurch, dass die Spur ruhig bleibt, während sie sich sonst hin- und herbewegt (flimmert).

Die Energie der Elektronen wurde aus der Krümmung der Bahnen in einem Magnetfeld von 480 Oersted berechnet. Bei ca. ¼ der Aufnahmen mit Fluor betrug das Feld nur 240 Oersted, da auch Bahnen mit kleiner Energie ausgemessen werden sollten. (Wie in § 4, 2. ausgeführt wird, macht die Vielfachstreuung jedoch diese Messungen gerade bei kleinen Energien unbrauchbar.) Radius und Länge der Bahnen wurden mit Hilfe einer Serie von Testkreisen, die auf Celluloid eingeritzt waren, bestimmt. Es erwies sich als unnötig, die Bahnen zuerst nachzuzeichnen. Die Messung der Krümmung durch Anpassen der Testkreise an die projizierten Bahnen selbst hat ausserdem den Vorteil, dass auch kleine Streuungen von 5—10° sehr gut festgestellt werden können, während sie beim blossen Nachzeichnen übersehen werden, was die spätere Krümmungsmessung schwierig macht.

§ 3. Theoretische Streuintensität.

1. Theoretischer Wirkungsquerschnitt.

Die Streuung von Elektronen an Kernen wurde von Mott[1]) nach der Dirac'schen Theorie berechnet. Die exakte numerische Auswertung führte er allerdings nur für Streuung an Au um einen Winkel von 90° durch, doch gab er für leichte Kerne eine Entwicklung nach $Z\alpha$ an $\left(\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137} = \text{Feinstrukturkonstante}\right)$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons der Geschwindigkeit βc um einen Winkel ϑ in den Raum-

winkel $d\omega$ im Coulombfeld eines Kernes der Ladung Ze beträgt danach:

$$d\sigma = \frac{d\omega}{4}\left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4 \sin^4\frac{\vartheta}{2}} \times$$

$$\left\{1-\beta^2\sin^2\frac{\vartheta}{2} + \pi\beta Z\alpha \sin\frac{\vartheta}{2}\cos^2\frac{\vartheta}{2} + \text{höhere Potenzen von } Z\alpha\right\}. \quad (1)$$

Nach einer neuern Rechnung von URBAN[12]) ist MOTT dabei ein Fehler unterlaufen: im Term mit $Z\alpha$ muss der Faktor $\cos^2\frac{\vartheta}{2}$ wegfallen. Im folgenden sei daher immer die Formel benützt:

$$d\sigma = \frac{d\omega}{4}\left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4 \sin^4\frac{\vartheta}{2}}\left\{1-\beta^2\sin^2\frac{\vartheta}{2} + \pi\beta Z\alpha \sin\frac{\vartheta}{2} + +\right\}. \quad (2)$$

Experimentell kann jedoch nur der Wirkungsquerschnitt für Streuung um einen Winkel, der zwischen zwei bestimmten Werten ϑ_1 und ϑ_2 liegt, gemessen werden:

$$\sigma(\vartheta_1, \vartheta_2) = \pi\left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \times$$

$$\left\{\left| \operatorname{cotg}^2\frac{\vartheta}{2} + 2\beta^2 \ln\sin\frac{\vartheta}{2} + 2\pi\beta Z\alpha \frac{1}{\sin\frac{\vartheta}{2}} + + \right|_{\vartheta_2}^{\vartheta_1}\right\}. \quad (3)$$

Durchläuft ein Elektron eine Strecke L_0 in einem Medium mit N_i Kernen der Ladung $Z_i e$ im cm³, so erleidet es im Mittel $n(\vartheta_1, \vartheta_2) = N_i L_0 \sigma(\vartheta_1, \vartheta_2)$ Streuungen um einen Winkel zwischen ϑ_1 und ϑ_2. Unter Vernachlässigung des Gliedes in $Z\alpha$ kann dies auch geschrieben werden:

$$n(\vartheta_1, \vartheta_2) = N_i Z_i^2 L_0 \; \sigma_H(\vartheta_1, \vartheta_2),$$

wo $\sigma_H(\vartheta_1, \vartheta_2)$ der Streuquerschnitt für Wasserstoff ist. Bei einer Mischung von Gasen, wie sie in der Wilsonkammer vorkommt, addieren sich die Streuintensitäten der verschiedenen Komponenten, und es wird

$$n(\vartheta_1, \vartheta_2) = \Sigma(N_i Z_i^2)\, L_0 \sigma_H(\vartheta_1, \vartheta_2). \quad (4)$$

Das dabei vernachlässigte lineare Glied in $Z\alpha$ wird am einfachsten durch Einführung einer Grösse $\sigma'_H(\vartheta_1, \vartheta_2)$ berücksichtigt, welche aus $\sigma_H(\vartheta_1, \vartheta_2)$ durch Anbringen der Korrektur mit einem Mittelwert Z_m — meistens genügt es, die Kernladung des überwiegenden Bestandteiles einzusetzen — entsteht.

Auch Formel (4) ist noch nicht direkt mit den experimentellen Resultaten vergleichbar, da nicht alle diese Streuungen beobachtet und ausgewertet werden können. Eine eingehende Diskussion dieser

Frage findet sich bei SCHERRER und ZÜNTI[9]). Im folgenden seien die wesentlichen Punkte jener Überlegungen kurz wiederholt.

2. *Definition der messbaren Streuung.*

Damit Streuwinkel und Energie der gestreuten Bahn mit genügender Sicherheit gemessen werden können, müssen die beiden Äste einer Streuung eine gewisse — je nach den Anforderungen an die Genauigkeit festzusetzende — Mindestlänge b haben. Bei der Wahl von b muss man eine Kompromisslösung zwischen zwei sich widerstrebenden Forderungen suchen: je grösser b ist, um so sicherer ist die Auswertung einer Streuung; je kleiner b gewählt wird, um so besser wird die Statistik der Ablenkungen, da ihre Anzahl mit wachsendem b rasch abnimmt. Im Anschluss an die frühern Arbeiten von BOSSHARD und SCHERRER[8]) und SCHERRER und ZÜNTI[9]) wird $b = 2$ cm festgesetzt. Der Streuwinkel kann dann auf $\pm 1^0$ genau gemessen werden, während die Energiebestimmung noch ziemlich unsicher ist (vgl. § 3, 5.).

Die Auswertung wird auch dann sehr fragwürdig, wenn die Streuebene stark geneigt ist, da sich in diesem Falle die optischen Verhältnisse wesentlich verschlechtern. Deshalb werden nur Streuungen ausgemessen, bei denen die Streuebene um weniger als 45^0 gegen die Horizontalebene geneigt ist. Dies ist schon deshalb notwendig, weil Streuungen um kleine Winkel ($< 30^0$), aber mit grosser Neigung der Streuebene, in der Projektion sehr klein erscheinen und daher leicht übersehen werden.

3. *Berechnung der Zahl der messbaren Streuungen.*

Infolge der obigen beiden Bedingungen ist nur ein gewisser Bruchteil aller Streuungen ausmessbar. Die Rechnungen von SCHERRER und ZÜNTI[9]) ergeben:

$$n(\vartheta_1, \vartheta_2) = L\,\overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)\,\Sigma(N_i Z_i^2)\,\sigma_H'(\vartheta_1, \vartheta_2) \tag{5}$$

L ist eine reduzierte Bahnlänge: Die ersten zwei cm jeder Bahn und sämtliche Bahnelemente, die weniger als zwei cm von der Wand entfernt sind, werden nicht berücksichtigt, da eine in ihnen vorkommende Streuung nicht messbar wäre. $\overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)$ trägt der Verminderung der Zahl der Streuungen durch die geringe Tiefe der Kammer (1 cm) Rechnung.

Tabelle I.

Bereich	15^0—20^0	20^0—30^0	30^0—60^0	60^0—180^0
$\overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)$	0,390	0,349	0,258	0,183

4. *Unelastische Streuungen.*

a) Unelastische Streuungen an den Hüllenelektronen sind an der dabei entstehenden Gabelung der Spur erkennbar und können daher leicht ausgeschieden werden.

b) Unelastische Streuungen am Atomkern mit Aussendung von Bremsstrahlung sollten an und für sich daran festgestellt werden können, dass die Energie des Elektrons nach dem Stoss kleiner ist als vorher. Auf diese Weise haben verschiedene Autoren gefunden, dass Streuungen mit grossem Energieverlust häufiger sind, als nach der Theorie von Bethe und Heitler[13]) zu erwarten ist ([4])[5])[14])[15]) u. a.).

Die Trennung elastischer und unelastischer Kernstreuungen ist jedoch ziemlich schwierig, da das streuende Gas die Genauigkeit der Energiemessung beeinträchtigt.

5. *Genauigkeit der Energiemessung.*

a) Da das Elektron beim Durchgang durch das Gas infolge Ionisation ständig Energie verliert, nimmt die Krümmung der Spur stetig zu. Bei den untersuchten Energien (0,2—3,1 MeV) und den benutzten Gasen ist dieser Energieverlust indessen zu vernachlässigen, weil er nur 1000—2000 eV pro cm Weg beträgt.

b) Ein grösserer Fehler entsteht infolge kleiner elastischer Streuungen, welche nicht als solche erkannt werden, sondern nur Unregelmässigkeiten in der Krümmung verursachen. Dies ist eine ähnliche Erscheinung wie die bekannte Vielfachstreuung in Folien. Während jedoch hier einzelne kleine Streuungen sich zu einer grossen Ablenkung zusammensetzen und somit die Winkelverteilung der Streuungen verfälschen, geben sie bei Untersuchungen mit der Wilsonkammer nur zu einer Änderung der Krümmung der Bahn, also zu einer falschen Energiebestimmung Anlass. Es ist schwierig, theoretisch abzuschätzen, wie gross dieser Fehler bei der verwendeten Methode der Krümmungsmessung mittels Testkreisen ist. Dagegen lässt er sich gut berechnen, falls die Krümmung dadurch bestimmt wird, dass man den Winkel zwischen den Tangenten an beiden Bahnenden misst und durch die Länge der Bahn dividiert. Praktisch ist diese theoretisch einwandfreieste Methode nicht gut durchführbar, lässt sich aber angenähert dadurch verwirklichen, dass man an beiden Enden der Bahn Sehnen von etwa 1 cm Länge abträgt, auf diesen die Mittelsenkrechten errichtet und ihren Schnittpunkt als Mittelpunkt des Krümmungskreises annimmt. Diese Methode ist zwar, auch bei Verwendung geeigneter Schablonen, zeitraubender und mühsamer als die Auswertung mit

Hilfe der Testkreise, dafür aber objektiver und bei sorgfältiger Ausführung genauer (vgl. ZUBER[16])). Deshalb wurden die Streuungen auf diese Weise ausgemessen, während das Energiespektrum nach der Testkreismethode bestimmt wurde. Indessen ergaben Kontrollmessungen an 250 Spuren übereinstimmende Resultate mit beiden Verfahren, so dass die Anwendung der im folgenden skizzierten Theorie berechtigt ist.

WILLIAMS[17]) hat seine Theorie der Vielfachstreuung an Folien auf das Problem der Energiemessung in der Wilsonkammer angewendet: Der Winkel zwischen den beiden Tangenten an den Enden einer Bahn der Länge l wird durch die vielen kleinen Einzelstreuungen um einen Betrag Θ geändert, welcher im wesentlichen gleich gross ist wie die Ablenkung einer Bahn beim Durchgang durch eine Folie der entsprechenden Dicke. Dies bewirkt einen Fehler in der Krümmungsbestimmung von

$$k_s = \frac{\Theta}{l}$$

Nach WILLIAMS folgt die Wahrscheinlichkeit für eine zusätzliche Krümmung k_s einer Gauss'schen Verteilung:

$$W(k_s)\, dk_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\varkappa}\, e^{-\frac{k_s^2}{2\varkappa^2}}\, dk_s\,. \tag{6}$$

Dabei ist $\varkappa^2$ das mittlere Quadrat der Krümmungsänderung und es gilt

$$\varkappa = \sqrt{2\pi}\,\frac{e^2}{m_0 c^2}\,\frac{\sqrt{\Sigma(N_i Z_i^2)}}{\sqrt{l}}\,\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta^2}\,\alpha_m = \sqrt{2\pi}\,\frac{e}{H\varrho}\,\frac{\sqrt{\Sigma(N_i Z_i^2)}}{\beta\sqrt{l}}\,\alpha_m$$

wo α_m eine mit β, l und $\Sigma(N_i Z_i^2)$ nur langsam veränderliche Grösse ist. Die mittlere relative Krümmungsänderung ergibt sich zu

$$\frac{\varkappa}{k_0} = \frac{1}{H}\sqrt{2\pi}\,\frac{e}{\beta}\,\frac{\sqrt{\Sigma(N_i Z_i^2)}}{\sqrt{l}}\,\alpha_m = \frac{H_s}{H} \tag{7}$$

H_s ist dasjenige Magnetfeld, welches eine gleiche zusätzliche Krümmung bewirken würde wie die Vielfachstreuung und hängt nicht von H ab. Die Bedingung für eine genaue Energiemessung ist also: $H \gg H_s$. In Tabelle II sind die wichtigsten Grössen dieser Theorie für das bei den Messungen an Fluor benützte Gasgemisch ($\Sigma(N_i Z_i^2) = 17{,}5 \cdot 10^{20}\ \mathrm{cm}^{-3}$) berechnet. ($H = 480$ Oersted.)

Als Längen sind hiebei die experimentell gefundenen mittleren Bahnlängen in die Rechnung eingesetzt worden. Die 3. Spalte gibt die mittlere Grösse ϑ_m der die Vielfachstreuung bewirkenden kleinen Ablenkungen, die 4. Spalte ihre mittlere Anzahl n. Damit die statistische Behandlung des Problems exakt ist, muss $n \gg 1$ sein. Nach WILLIAMS beträgt indessen der Fehler in der Berechnung von $\varkappa$ nur wenige Prozent für $n = 10$. In der letzten Spalte ist der mit Hilfe der Beziehung $E = f(k)$ berechnete mittlere Fehler in der Bestimmung der kinetischen Energie angegeben.

Tabelle II.

E MeV	$l = l_m$ cm	ϑ_m	n	α_m	H_s Oe.	$\frac{\varkappa}{\kappa_0} = \frac{H_s}{H}$	$\frac{\Delta E}{E}$
0,1	4	3,6°	15	2,3	104	0,21	0,4
0,25	6	2,2°	12	2,2	60	0,13	0,2
0,5	7,5	1,4°	11	2,1	46	0,10	0,14
1	9	0,9°	11	2,1	38	0,08	0,11
2,5	10	0,4°	11	2,1	34	0,07	0,08

Aus der Tabelle ist sofort ersichtlich, wie schwierig eine Unterscheidung von elastischen und unelastischen Stössen ist. Eine rohe Abschätzung, bei welcher die Gültigkeit der Theorie auch für kleinere Längen angenommen wird, mag dies erläutern: Es sei eine elastische Streuung gegeben, deren beide Äste die Längen l_1 und l_2 haben, während ihre Krümmungen zu k_1 und k_2 gemessen werden. Die mittlere Krümmung sei durch $\bar{k} = \frac{l_1 k_1 + l_2 k_2}{l_1 + l_2}$ definiert. (Dies ist das Mittel aller möglichen Werte der wahren Krümmung k bei gegebenen k_1 und k_2.) Damit unelastische Streuungen ausgeschieden werden können, darf der mittlere Krümmungsunterschied der beiden Bahnstücke, der durch die Vielfachstreuung bewirkt wird, nicht zu gross sein. Es gilt:

$$\overline{(k_2 - k_1)^2} = \overline{(k_2 - k)^2} + \overline{(k_1 - k)^2}.$$

Aus Gleichung (7) folgt annähernd

$$\overline{\left(\frac{k_2 - k_1}{\bar{k}}\right)^2} = \left(\frac{H_s}{H}\right)^2 \left(\frac{l_m}{l_1} + \frac{l_m}{l_2}\right) = \left(\frac{H_s}{H}\right)^2 \frac{l_m}{\bar{l}}$$

mit

$$\bar{l} = \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2}.$$

Nimmt man z. B. $l_1 = l_2 = 5$ cm an, so ergibt sich für eine Bahn von 1 MeV eine mittlere relative Krümmungsänderung von

$$\frac{\sqrt{(k_2 - k_1)^2}}{\bar{k}} = 0{,}15\,.$$

Damit von einer Streuung mit Sicherheit behauptet werden kann, dass sie unelastisch sei, muss die relative Krümmungsänderung das Dreifache dieses Wertes, also rund 50% sein, was einem Energieverlust von gleicher Grösse entspricht.

Wenn auch unelastische Streuungen mit kleinerem Energieverlust festgestellt werden sollen, muss das Magnetfeld vergrössert werden. Im angeführten Beispiel wäre für die sichere Messung einer Krümmungsänderung von 20% ein Magnetfeld von ca. 1100 Oersted erforderlich. Dabei würde aber der Radius der betrachteten Spuren nur noch 4,3 cm, ein Wert, der für die Auswertung schon unangenehm klein ist und sich mit der Annahme $l_1 = l_2 = 5$ cm nur schlecht vereinbaren lässt. Die einzige gangbare Möglichkeit für die genaue Untersuchung unelastischer Streuungen in Gasen mit Hilfe der Wilsonkammer ist die Verkleinerung der Vielfachstreuung durch Herabsetzen des Streuvermögens des Gases, was aber die Messung der Einzelstreuungen sehr langwierig macht, da ihre Zahl quadratisch mit der Vielfachstreuung abnimmt.

6. *Einfluss der Vielfachstreuung auf das Spektrum der Elektronen.*

Es ist von Interesse, sich zu überlegen, in welcher Weise wegen der Vielfachstreuung das gemessene Spektrum der Elektronen vom tatsächlichen abweicht. Wenn $L(\varrho)\,d\varrho$ die Bahnlänge aller Bahnen mit wahren Krümmungsradien zwischen ϱ und $\varrho + d\varrho$ ist, so folgt für das gemessene Spektrum $L_g(\varrho)$ aus einfachen Rechnungen:

$$L_g(\varrho) = L(\varrho)\left[1 + \left(\frac{H_s}{H}\right)^2\left(3 + \frac{3\,\varrho}{L(\varrho)}\cdot\frac{dL(\varrho)}{d\varrho} + \frac{\varrho^2}{2\,L(\varrho)}\cdot\frac{d^2L(\varrho)}{d\varrho^2}\right)\right]. \quad (8)$$

Die Korrektur wird überraschend gross. Sie schwankt für die Messungen an Fluor zwischen -25% für die grössten und $+25\%$ für die kleinsten untersuchten Energien.

7. *Einfluss der Vielfachstreuung auf die Zahl der zu erwartenden Streuungen.*

Durch die Verfälschung der Energiemessung infolge der Vielfachstreuung entsteht einerseits eine zusätzliche statistische Schwankung, andrerseits ein systematischer Fehler: Da die wirkliche En-

ergie der Elektronen teils grösser, teils kleiner als die gemessene ist, weicht auch der Streuquerschnitt infolge seiner starken Energieabhängigkeit von dem aus der gemessenen Energie berechneten Werte ab. Um die Korrektur zu berechnen, schreibt man den Wirkungsquerschnitt [Gl. (3)] zweckmässig in Funktion von ϱ statt von β: Bei Vernachlässigung des Gliedes in $Z\alpha$ erhält man eine Abhängigkeit

$$\sigma(\varrho, \vartheta_1, \vartheta_2) = Z^2 \left(\frac{A}{\varrho^2} + \frac{B}{\varrho^4}\right).$$

Eine elementare Rechnung ergibt, dass die Zahl der zu erwartenden Streuungen sich infolge der Vielfachstreuung um einen Bruchteil ε erhöht, wo

$$\varepsilon = -\left(\frac{H_s}{H}\right)^2 \left(\frac{3\,A\,\varrho^2 + 2B}{A\,\varrho^2 + B} + \frac{2\,\varrho}{L_g(\varrho)} \cdot \frac{d L_g(\varrho)}{d\varrho} \cdot \frac{A\,\varrho^2 + 2\,B}{A\,\varrho^2 + B}\right). \quad (9)$$

Für kleine Energien kann ε sehr gross werden, da $\frac{H_s}{H}$ mit abnehmender Energie rasch wächst (vgl. § 4, 2, Fig. 3).

8. *Berechnung der Streuungen in einem endlichen Energiebereich.*

Die Gesamtlänge der Bahnen, deren gemessene Krümmungsradien zwischen $\varrho_0 - \frac{\Delta\varrho}{2}$ und $\varrho_0 + \frac{\Delta\varrho}{2}$ liegen, sei $L_g(\varrho_0)$. Nach Gl. (5) und (9) wird dann die theoretische Zahl der Streuungen

$$n_{\text{th}}(\varrho_0, \vartheta_1, \vartheta_2) = \overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)\, L_g(\varrho_0)\, \Sigma(N_i Z_i^2) \cdot \sigma'_H(\varrho_0, \vartheta_1, \vartheta_2) \times (1 + \varepsilon + \delta), \quad (10)$$

wo

$$\delta = \frac{1}{12}\left(\frac{\Delta\varrho}{\varrho_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{3\,A\,\varrho_0^2 + 10\,B}{A\,\varrho_0^2 + B} - \frac{2\,\varrho_0}{L_g(\varrho)} \cdot \frac{d L_g(\varrho)}{d\varrho} \cdot \frac{A\,\varrho_0^2 + 2\,B}{A\,\varrho_0^2 + B}\right)$$

die Korrektur für die endliche Breite $\Delta\varrho$ des Intervalles ist. Sie ist bei diesen Messungen im allgemeinen kleiner als 1% ($\Delta\varrho/\varrho_0 =$ 0,11—0,17) und erreicht erst am steil abfallenden Ende des Spektrums grössere Werte von 5—25%.

§ 4. Messungen an Fluor.

1. *Experimentelles.*

Zur Untersuchung der Streuung an Fluorkernen muss die Wilsonkammer mit einem fluorhaltigen Gas gefüllt werden. Am besten eignet sich hiezu die einfachste gesättigte Kohlenstoffverbindung CF_4 (Tetrafluorkohlenstoff), im Normalzustand ein farbloses Gas. Infolge des geringen Gehaltes an andern Kernen (nur 1 C-Kern auf 4 F-Kerne) kann aus Streumessungen an CF_4 mit grosser Sicherheit auf die Streuung an Fluor selbst geschlossen werden. Während die meisten Fluorverbindungen chemisch aktiv sind, reagiert CF_4 bei Zimmertemperatur nicht mit Metallen und ist praktisch unlöslich in Wasser und Alkohol. Die wichtigsten physikalischen Daten sind:

Siedepunkt: 145^0 abs.

Schmelzpunkt: ca. 80^0 abs.

Dampfdruck bei der Temperatur der flüssigen Luft: 0,1 mm Hg.

Spezifische Wärme bei 25^0: $C_v = 12$ cal/Mol (EUCKEN und BERTRAM[18])).

Infolge der grossen Molekularwärme kann eine Wilsonkammer nicht mit CF_4 allein gefüllt werden (BRETSCHER und FEATHER[19])). Die bei der Expansion entstehende Abkühlung berechnet sich nämlich aus der Beziehung

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\frac{R}{C_v}},$$

wobei T_1 und T_2 die Temperaturen des Gases vor und nach der Expansion sind und V_2/V_1 das Expansionsverhältnis bedeutet. Je grösser die spezifische Wärme C_v, um so stärker muss daher das Gas expandiert werden, um die für die Kondensation des Dampfes notwendige Temperaturerniedrigung zu erzeugen. Zur Verkleinerung der mittleren spezifischen Wärme muss ein Edelgas beigefügt werden ($C_v = 3$ cal/Mol). Da dieser Zusatz ein möglichst kleines Streuvermögen (kleine Atomnummer) haben soll, kommt nur He in Betracht. Bei einer Mischung von zwei Volumteilen He mit einem Teil CF_4 wird die mittlere Molekularwärme $\overline{C}_v = 6$ cal/Mol; zur Erreichung guter Spuren wurde bei dieser Füllung der Kammer ein Expansionsverhältnis von 1,375 benötigt.

Für die Messungen standen 5 Liter CF_4 unter Atmosphärendruck zur Verfügung. Um das Gas von allfälligen Beimischungen von Luft zu befreien, wurde es in einem Kühlgefäss, das in flüssige Luft tauchte, kondensiert, und der nicht verflüssigte, sehr kleine Rest des Gases abgepumpt. Das Molekulargewicht des aus dem

Kondensat verdampften Gases wurde durch Wägung eines bekannten Volumens zu 87,2 ± 0,9 g gemessen, in guter Übereinstimmung mit dem Sollwert 88,0 g von CF_4.

Zur Füllung wurde die Kammer mit Wasserstoff durchgespült und evakuiert. Durch Verdampfen einer Mischung von gleichen Teilen Wasser und Äthylalkohol aus einem an der Pumpleitung angebrachten Vorratsgefäss wurde sie hierauf mit dem für die Tröpfchenbildung notwendigen Dampf bis zum Sättigungsdruck gefüllt. Dann wurde eine geeignete Menge CF_4 aus dem Kühlgefäss in die Kammer hinein verdampft und schliesslich das Helium beigefügt, welches beim Eintritt durch ein mit Wasser und Alkohol gefülltes U-Rohr strömte und so durch Mitreissen von kleinen Tröpfchen die Übersättigung sicherstellte. Das Helium stammte von der Ohio Chemical and Manufacturing Company, Cleveland, und ist nach Angabe der Firma zu 98,2% rein. Es war unmöglich, Angaben über die Natur der Beimengungen zu erhalten. Einer Arbeit von HANSEN[20]) über die Gewinnung von He aus Erdgasen ist jedoch zu entnehmen, dass sie zur Hauptsache aus N_2 bestehen.

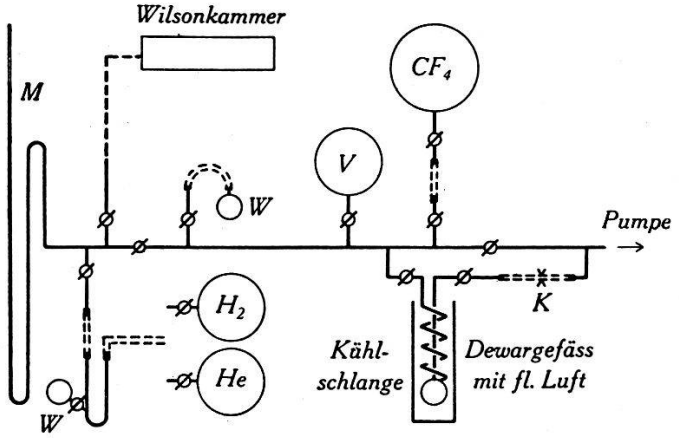

Fig. 1. Abfüllvorrichtung.

——— Glasrohr - - - - Kupferrohr = = = = Gummischlauch

M = Manometer.
W = Vorratsgefäss mit Wasser + Alkohol.
K = Klemmhahn, mit dessen Hilfe die Kammer langsam durch die Kühlschlange ausgepumpt werden kann, so dass das CF_4 ausfriert und wieder zurückgewonnen wird (§ 4, 3.).
V = Vorratsgefäss für das zurückgewonnene CF_4.

Das Gasgemisch der Kammer bestand bei einer mittleren Temperatur von 21° aus folgenden Bestandteilen:

CF_4	187 mm Hg	
He	358 mm Hg	
N_2	7 mm Hg	(Verunreinigung des He)
H_2O	16 mm Hg	Diese Werte sind einer Arbeit von
C_2H_5OH	23 mm Hg	GAUTIER und RUARK[21]) entnommen.

Das sind die vor der Expansion gemessenen Partialdrucke. Da jedoch nur solche Elektronen scharfe Spuren erzeugen, die in das schon expandierte Gas hineingeschossen werden, ist für die Berechnung der Streuung eine um das Expansionsverhältnis ($V_2/V_1=1{,}375$) kleinere Zahl der streuenden Kerne einzusetzen. In Tabelle III ist die Zahl N_i der Kerne und die für das Streuvermögen charakteristische Grösse $N_i Z_i^2$, sowie der prozentuale Anteil am Geamtstreuvermögen für die einzelnen Kernsorten zusammengestellt.

Tabelle III.

Kern	N_i	$N_i Z_i^2$	$\frac{N_i Z_i^2}{\Sigma(N_i Z_i^2)}$
F	17,9 10^{18} cm^{-3}	14,5 10^{20} cm^{-3}	82,5%
C	5,6 „	2,0 „	11,5%
O	0,9 „	0,6 „	3,5%
He	8,6 „	0,3 „	2%
N	0,2 „	0,1 „	0,5%
H	4,1 „	0,04 „	—

Die für die Streuung massgebende Summe $\Sigma(N_i Z_i^2)$ nimmt den Wert $17{,}5 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} an, wobei auf die Streuung an Fluorkernen selbst 82,5% fallen.

2. *Ergebnisse.*

Bei einem Magnetfeld von 480 Oersted wurden auf 1620 Aufnahmen rund 870 m, bei einem Feld von 240 Oersted auf 450 Photographien 190 m sichtbare Spuren (L_0) ausgemessen. Fig. 2

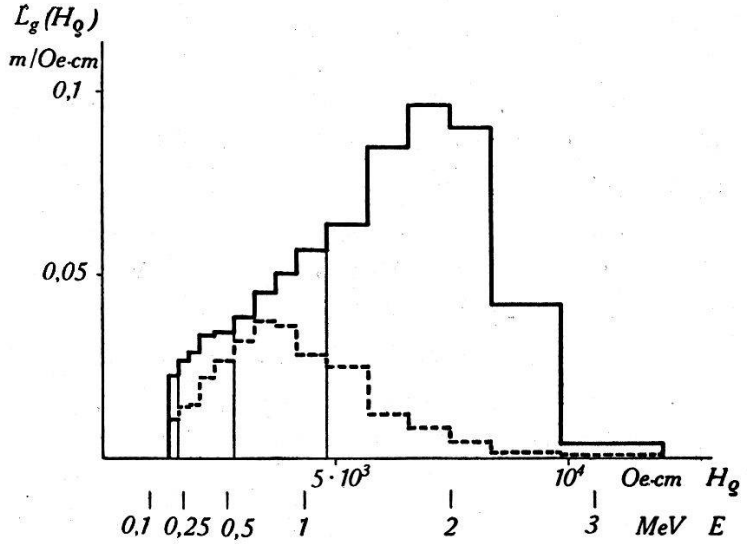

Fig. 2.

——— $H = 480$ Oersted - - - - $H = 240$ Oersted

zeigt das für die theoretische Berechnung zu verwendende Spektrum $L_g(H\varrho)$ (nach Abzug der in § 3, 3 erwähnten Bahnelemente). Die Unterteilungen im Spektrum entsprechen der Zusammenfassung der Resultate in grössere Energiebereiche. Die Form des Spektrums ist nicht durch die Energieverteilung der Elektronen des Ra(B + C), sondern durch die experimentelle Anordnung, vor allem durch die Einstellung der Elektronenlinse, bedingt. Diese wurde so gewählt, dass möglichst viele Teilchen mit grossem $H\varrho$ gemessen wurden, damit auch bei Energien über 1 MeV trotz des kleinen Wirkungsquerschnittes eine genügende Zahl von Streuungen beobachtet werden konnte.

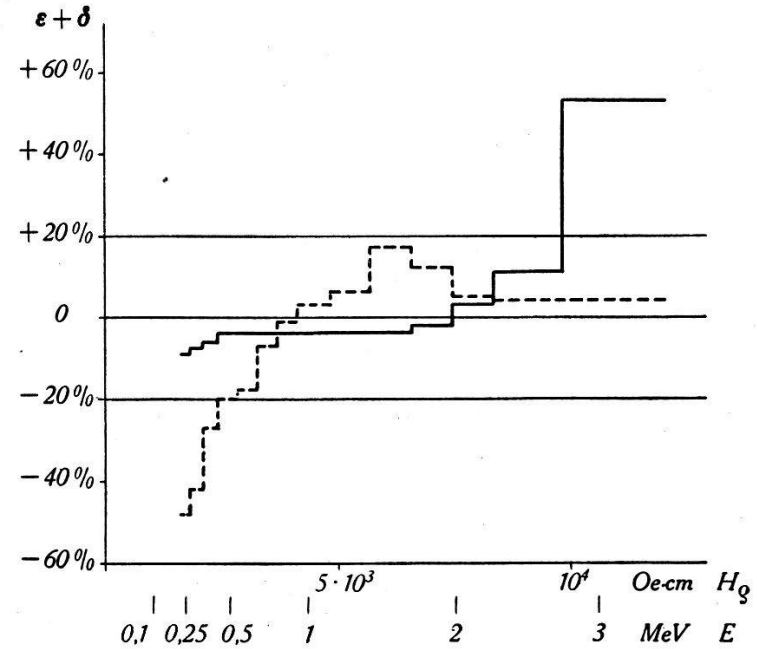

Fig. 3.

——— $H = 480$ Oersted. - - - - $H = 240$ Oersted.

Fig. 3 zeigt die in § 3, 7, 8 berechneten Korrekturen $\varepsilon + \delta$ für die Magnetfelder 480 und 240 Oersted. Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, wie stark die Korrektur für kleine Felder und kleine Energien ansteigt. Setzt man fest, dass sie kleiner als 20% sein soll (da sie nur in erster Näherung berechnet worden ist), so sind bei den Messungen mit 240 Oersted Bahnen mit Energien unter 0,5 MeV auszuschliessen. Die Erfassung kleiner Energien durch Anwendung eines kleinen Magnetfeldes ist also unmöglich, wenn nicht gleichzeitig das Streuvermögen des Gases entsprechend herabgesetzt wird. Immerhin scheint es bemerkenswert, dass in diesem, im folgenden nicht berücksichtigten Energiebereich, bei welchem die Korrektur im Mittel − 30 bis − 40% betragen sollte, die Zahl der gefundenen Streuungen tatsächlich nur etwa 60% des unkorri-

gierten theoretischen Wertes betrug. Die grosse Korrektur für $E > 2{,}5$ MeV dagegen ist belanglos, da dieser Bereich wegen der kleinen Bahnlänge sehr wenig zum mittleren Streuquerschnitt beiträgt.

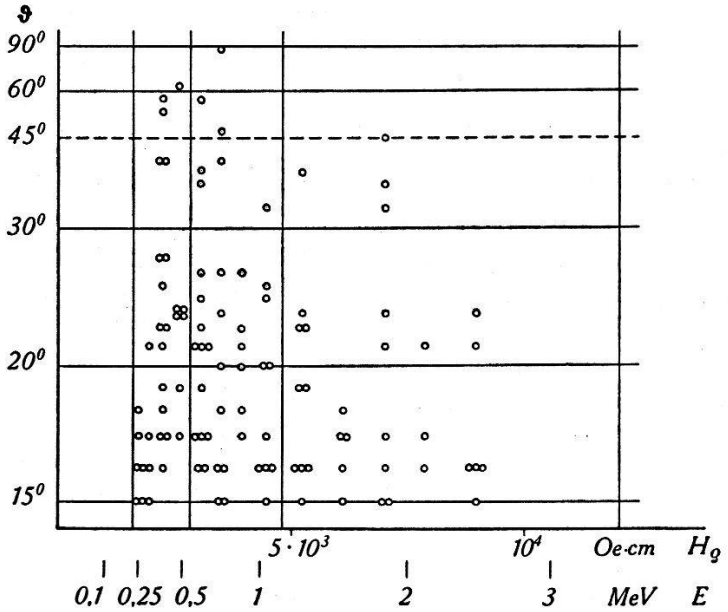

Fig. 4.

Tabelle IV.

Energie \ Winkel		15°—20°	20°—30°	30°—60°	60°—180°	15°—180°
0,2—0,5 MeV L = 39 m	n_{ex}	14,5	11	4	1	30,5
	n_{th}	12,4	7,9	3,4	0,5	24,2
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,2*	*1,4*	*1,2*	*2*	*1,3* ± 0,2
0,5—1,1 MeV L = 166 m	n_{ex}	18,5	15	6	1	40,5
	n_{th}	14,0	9,0	3,8	0,5	27,3
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,3*	*1,7*	*1,6*	*2*	*1,5* ± 0,2
1,1—3,1 MeV L = 424 m	n_{ex}	18,5	8	4	0	30,5
	n_{th}	10,7	6,9	2,8	0,4	20,8
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,7*	*1,2*	*1,4*	—	*1,5* ± 0,3
0,2—3,1 MeV L = 629 m	n_{ex}	51,5	34	14	2	101,5
	n_{th}	37,1	23,8	10,0	1,4	72,3
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,4* ± 0,2	*1,4* ± 0,2	*1,4* ± 0,4	*1,4*	*1,4* ± 0,1

In Fig. 4 sind die gemessenen Streuungen mit den Parametern ϑ und $H\varrho$, bzw. E, eingetragen. Die Unterteilung in Energiegruppen erfolgte so, dass auf jeden Bereich ungefähr gleich viele Streuungen fallen, diejenige nach Winkelbereichen ist gleich wie in früheren Arbeiten ([7]) [8]) [9])).

In Tabelle IV werden Theorie und Experiment verglichen.

Streuungen, welche auf der Grenze zweier Intervalle liegen, sind je zur Hälfte beiden Bereichen zugeordnet. (Daher die halbzahligen experimentellen Werte.)

Sowohl die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Energie (letzte Kolonne) als auch diejenige vom Winkel (letzte Zeile) wird durch die Mott'sche Theorie richtig wiedergegeben. Dagegen ist die beobachtete Streuintensität für alle Bereiche etwas grösser als der berechnete Wert, und zwar im Mittel um den Faktor

1,4.

3. *Diskussion der Fehler.*

Für eine Verfälschung der Resultate kommen folgende Fehlerquellen in Betracht:

a) Statistische Schwankungen.
b) Veränderung der Kammerfüllung während der Messung.
c) Fehler in der geometrischen Korrektur.
d) Ungenauigkeit der Messung des Magnetfeldes.
e) Unelastische Streuungen.
f) Unsicherheit in der Berechnung der Vielfachstreuung.
g) Subjektive Fehler.

a) Statistische Schwankungen.

Für den Mittelwert des Streuquerschnittes über alle Energien und Winkel beträgt der mittlere relative Fehler

$$\frac{\sqrt{\overline{\Delta n_{\mathrm{ex}}^2}}}{\overline{n_{\mathrm{ex}}}} \sim \frac{\sqrt{n_{\mathrm{ex}}}}{n_{\mathrm{ex}}} = 10\% .$$

b) Veränderung der Kammerfüllung während der Messung.

Es ist nicht anzunehmen, dass sich der CF_4-Gehalt während der Messung geändert hat, weil die Kammer vakuumdicht war, der Druck sich während der Messperioden (2×14 Tage) nicht änderte und das Expansionsverhältnis konstant blieb, was nicht der Fall gewesen wäre, wenn ein Teil des CF_4 z. B. durch Luft ersetzt worden wäre. Ausserdem wurde nach Beendigung der Aufnahmen die Kammer sehr langsam durch eine in flüssige Luft getauchte Kühlschlange ausgepumpt, wobei das CF_4 zum grössten

Teil kondensierte. Es konnten so 85% des ursprünglich eingefüllten CF_4 zurückgewonnen werden. Dies ist eine weitere Bestätigung dafür, dass sich der Kammerinhalt nicht wesentlich geändert hat.

Der Fehler in der Berechnung von $\Sigma(N_i Z_i^2)$, welcher durch Schwankungen von Temperatur und Expansionsverhältnis, sowie durch Verunreinigungen entsteht, kann auf höchstens $\pm$ 2% geschätzt werden.

c) Fehler in der geometrischen Korrektur.

Die in § 3, 3 berechnete Wahrscheinlichkeit $\overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)$, eine vorkommende Streuung messen zu können, hängt stark von der Tiefe d der belichteten Schicht ab. Nach Beendigung der Aufnahmen wurden Streifen von Kopierpapier in verschiedene Teile der Kammer gebracht und belichtet. Die Dicke des Lichtbündels wurde so zu $d = 10 \pm 0{,}5$ mm gemessen. Eine Schwankung von d um 0,5 mm ergibt für $\overline{q}(\vartheta_1, \vartheta_2)$ im Mittel eine Unsicherheit von $\pm$ 5%.

d) Ungenauigkeit der Messung des Magnetfeldes.

Die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Feldes (Eichfehler, Spannungsschwankungen) beträgt etwa $\pm$ 2%, was einer Unsicherheit von $\pm$ 5% für den mittleren Streuquerschnitt entspricht.

e) Unelastische Streuungen.

Die Zahl n_{unel} der nach Bethe und Heitler[13]) zu erwartenden unelastischen Streuungen beträgt für eine mittlere Energie von 1,5 MeV:

Energieverlust . .	10%	20%	50%
n_{unel}	2	1	0,3

Ein Versuch, diese unelastischen Stösse festzustellen, muss, wie in § 3, 4, 5 ausgeführt, fehlschlagen. Eine Statistik der Streuungen, die auf den mit $H = 480$ Oersted gemachten Aufnahmen gefunden wurden, ergibt folgendes Bild:

Tabelle V.

Energieabnahme				
$\frac{k_2 - k_1}{\overline{k}}$	>0,3	0,2—0,3	0,1—0,2	0—0,1
n_{ex}	5,5	3,5	10	20
Energiezunahme				
$\frac{k_1 - k_2}{\overline{k}}$	>0,3	0,2—0,3	0,1—0,2	0—0,1
n_{ex}	4	9	12	20

Diese Verteilung der relativen Krümmungsänderungen lässt sich annähernd durch eine Gauss'sche Kurve mit dem Mittelwert

$$\frac{\sqrt{\overline{(k_2 - k_1)^2}}}{\bar{k}} = 0{,}2$$

darstellen. Die mittlere Länge der gestreuten Bahnen beträgt nur 2,8 cm, da die bei der angewandten Messmethode (vgl. § 3, 5) in Betracht kommende Länge zwischen den Mittelpunkten der abgetragenen Sehnen kleiner ist als die sichtbare Länge der Spuren. Eine rohe Extrapolation der in § 3, 5 skizzierten Theorie der Vielfachstreuung, welche bei diesen kleinen Längen nicht mehr genau ist, ergäbe für die mittlere Abweichung den Wert

$$\frac{\sqrt{\overline{(k_2 - k_1)^2}}}{\bar{k}} = 0{,}21$$

in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

Aus den Zahlen der Tabelle V ist zu schliessen, dass es im vorliegenden Falle unmöglich ist, unelastische Streuungen festzustellen. Selbst wenn der Wirkungsquerschnitt für unelastische Stösse den theoretischen Wert um das 5-fache übersteigen sollte, wären nur ca. 8 Streuungen zu erwarten, bei denen die Krümmung um mehr als 10% zunimmt, während die Zahl der durch die Vielfachstreuung verursachten scheinbar unelastischen Stösse derselben Art rund 20 beträgt. Deshalb wurden sämtliche ausgemessenen Streuungen berücksichtigt. Eine Subtraktion der nach der Theorie berechneten Stösse mit Energieverlust über 10% (sofern sie zu Streuungen um Winkel über 15° Anlass gäben) würde den gefundenen mittleren Streuquerschnitt um 2% verkleinern. Eigentlich sollte man sämtliche Streuungen subtrahieren, welche mit Aussendung von Bremsstrahlung, auch bei beliebig kleiner Quantenenergie, verbunden sind. Bekanntlich divergieren jedoch alle Theorien der Bremsstrahlung für kleine Energieverluste. Mott[22]) glaubt aber, dass der Wirkungsquerschnitt für Streuung um einen bestimmten Winkel bei Berücksichtigung der Strahlungskräfte um höchstens 2—3% grösser wird.

f) Unsicherheit in der Berechnung der Vielfachstreuung.

Die Theorie von Williams[17]) ist von mehreren Autoren experimentell nachgeprüft worden. Nach den neuesten Messungen von Kulchitsky und Latyshev[23]) ist die Breite der Gaussverteilung bis etwa $Z = 50$ um 3—4%, für schwere Kerne um 10—14% kleiner als nach Williams. Da in die in § 3, 7 berechnete Korrektur das

mittlere Quadrat der Ablenkungen eingeht, ist sie um 6—8% zu gross. Der Fehler kann aber — bei einer Gesamtkorrektur von 4% für den mittleren Wirkungsquerschnitt — vernachlässigt werden.

g) Subjektive Fehler.

Es ist ausserordentlich schwierig, die Fehler abzuschätzen, die durch die Unzuverlässigkeit oder Voreingenommenheit des Beobachters bei der Auswertung der Aufnahmen entstehen können. Es betrifft dies folgende Punkte:

1. Bestimmung der Bahnlänge. Bei der in § 3, 3 angegebenen Berechnung der messbaren Streuungen ist vorausgesetzt worden, dass die Wahrscheinlichkeit, eine in einem Bahnelement möglicherweise vorkommende Streuung messen zu können, nicht von der Qualität der Spur abhängt. Dies ist jedoch nicht von vornherein sicher. Auch bei Nichtberücksichtigung aller diffusen Spuren — die bei diesen Messungen ziemlich selten waren — finden sich auf den meisten Aufnahmen Bahnen von verschiedener Stärke, je nach dem Zeitpunkt, in welchem das Elektron in das Gas hineingeschossen wurde. Es entsteht daher die Frage, welche Bahnen gezählt werden sollen und welche nicht. Die Entscheidung ist naturgemäss subjektiv. Ihre Richtigkeit lässt sich in gewissem Masse dadurch überprüfen, dass man zwei getrennte Statistiken aufstellt, einerseits für solche Bahnen, bei denen kein Zweifel besteht, dass jede Streuung bemerkt würde, andererseits für schwächere Spuren, deren Beurteilung unsicher ist. Auch diese Einteilung ist stark vom Beobachter und seiner Übung abhängig. Es empfiehlt sich, eine grössere Anzahl Aufnahmen ziemlich rasch durchzumessen, damit die Beurteilung der Bahnen möglichst dieselbe bleibt.

Es ergab sich folgendes Resultat:

Gruppe	Länge	Streuungen $> 15^0$	Str. pro m
1. (Stark)	520 m	89	$0{,}171 \pm 0{,}018\ \mathrm{m}^{-1}$
2. (Schwach)	109 m	17	$0{,}156 \pm 0{,}038\ \mathrm{m}^{-1}$

Die relative Anzahl Streuungen ist für beide Gruppen innerhalb der statistischen Schwankungen dieselbe, so dass angenommen werden kann, dass die Auswahl der zu berücksichtigenden schwachen Spuren richtig erfolgt ist. In Tabelle IV sind daher die beiden Gruppen nicht unterschieden. Immerhin muss mit einer gewissen Unsicherheit in der Bestimmung der Bahnlänge gerechnet werden, welche zusammen mit der Ungenauigkeit, die durch Auf- oder Abrunden der Bahnlängen auf ganze cm und durch allfällige Fehler in der Projektion entstehen kann, auf etwa $\pm$ 5% geschätzt werden kann.

2. Bestimmung der Energie. Im allgemeinen war die Zuordnung der Bahnen zu einem bestimmten Testkreisradius eindeutig. Um eine Tendenz zur Bevorzugung kleinerer oder grösserer Radien möglichst zu verringern, wurde beim Anpassen der Testkreise an die Bahnen abwechselnd von der Seite der grossen und der kleinen Radien begonnen.

3. Anzahl der Streuungen. Die stereoskopische Projektion, verbunden mit der Flimmereinrichtung (s. § 2), ermöglicht eine genaue Feststellung einer Streuung. Es ist daher nicht anzunehmen, dass zu viele Streuungen gezählt worden sind. Andererseits scheint es sehr unwahrscheinlich, dass bei der systematischen Ausmessung jeder einzelnen Spur eine Streuung übersehen worden sein sollte.

Champion[7]) bemerkt, dass Streuungen gegen die konkave Seite der Bahn (⌒) oft nicht erkannt würden, sodass die Statistik der konvexen Streuungen allein (⌃) zuverlässiger sei. Die gefundenen Zahlen: 60 konkave und 46 konvexe Streuungen bestätigen diese Ansicht nicht.

Ein gewisser Fehler in der Totalzahl der Streuungen kann infolge der beschränkten Genauigkeit der Winkelmessung ($\pm 1^0$) entstehen: An der untern Grenze des untersuchten Winkelbereiches (bei 15^0) werden einerseits einige Streuungen zu viel gezählt (ca 2%), andrerseits tritt eine zusätzliche statistische Schwankung von etwa $\pm$ 3% auf. Zieht man noch die Unsicherheit in der Bestimmung der Neigung der Streuebene ($\pm 5^0$) und der Länge der gestreuten Bahn ($\pm$ 2 mm) in Betracht, so erhält man einen mittleren Fehler in der Zahl der beobachteten Streuungen von $\pm$ 5%.

Zusammenfassung.

Die statistische Schwankung beträgt $\pm$ 10%, die übrigen Fehler im Mittel ebenfalls $\pm$ 10%, wozu noch eine Tendenz zur Verkleinerung des resultierenden Streuquerschnittes (e, g) um höchstens 5% kommt.

Die gemessene Streuintensität übertrifft demnach den theoretischen Wert um einen Faktor

$$1{,}35 \pm 0{,}2.$$

Der Überschuss ist etwas grösser als der mittlere Fehler, doch kann nicht mit Sicherheit auf eine Abweichung des mittleren Wirkungsquerschnittes von der Theorie geschlossen werden.

Es ist zu bemerken, dass sich die Berechnungen auf das verwendete Gasgemisch beziehen, dessen Streuvermögen nur zu 82,5% von Fluorkernen verursacht wird. Der Streuquerschnitt von F

selbst ist nur dann gleich dem berechneten Wert, wenn die übrigen Bestandteile des Gemisches annähernd normal streuen. Dies scheint jedoch der Fall zu sein: 11,5% der Streuungen stammen von C, 3,5% von O. Streumessungen von ALICHANOV, ALICHANIAN und KOZODAEW[24]) an Celluloidfolien, deren Streuvermögen ungefähr zu je 45% von C und von O stammt, ergaben annähernd Übereinstimmung mit der Theorie. Ebenso wurden bei Untersuchungen über die Vielfachstreuung an C Folien mittlere Ablenkungen von 75—100% des theoretischen Wertes gefunden (OLESON, CHAO und CRANE[25]), OLESON, CHAO, HALPERN und CRANE[26]), SHEPPARD und FOWLER[27])). Es kann also angenommen werden, dass C und O normal streuen; auch bei N treten keine grossen Abweichungen von der Theorie auf, wie im folgenden § 5 gezeigt werden soll. Eine eventuelle Anomalie von He oder H hätte keinen merklichen Einfluss auf die Berechnung des Streuquerschnittes, da ihr Beitrag zum Gesamtstreuvermögen nur 2% beträgt.

§ 5. Messungen an Stickstoff.

1. Überprüfung der Messungen von BOSSHARD *und* SCHERRER[8]).

BOSSHARD und SCHERRER hatten im wesentlichen folgendes Resultat gefunden: Bei Energien unterhalb 0,2 MeV ist der Streuquerschnitt von Stickstoff kleiner als der theoretische Wert, steigt aber mit wachsender Energie rasch an. Für 1 MeV gilt ungefähr:

Winkelbereich .	20^0—30^0	30^0—60^0	60^0—180^0
$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	1	3—4	10—15

Bei einer durch die in § 1 erwähnten neueren Untersuchungen angeregten Kontrolle dieser Filme wurde jedoch festgestellt, dass eine Anzahl der registrierten Streuungen nicht der Wirklichkeit entsprachen. Solche vorgetäuschte Streuungen können z. B. dadurch entstehen, dass in unmittelbarer Nähe des Ortes, wo eine Bahn aus der beleuchteten Schicht austritt, eine andere Spur, etwa die eines Photoelektrons, in den Lichtkegel gelangt, so dass die beiden Bahnen wie die zwei Äste einer Streuung erscheinen. Da die Winkelverteilung dieser scheinbaren Streuungen annähernd isotrop ist, während die Mott'sche Streuwahrscheinlichkeit mit wachsendem Winkel rasch abnimmt, fällt die Überschusstreuung bei grossen Winkeln viel stärker ins Gewicht als bei kleinen, was die frappante Winkelabhängigkeit der gefundenen Anomalie erklärt. (Es ist bemerkenswert, dass die von SKOBELZYN und STEPANOWA[6]) gemessene Anomalie die gleiche Winkelabhängigkeit aufweist.)

Die Ausscheidung der vorgetäuschten Streuungen wurde hauptsächlich durch die verbesserte Auswertetechnik ermöglicht: Die beiden Bilder wurden bei der stereoskopischen Reproduktion nicht gleichzeitig, sondern mit Hilfe der „Flimmereinrichtung" in raschem Wechsel projiziert (s. § 2). Es konnte so mit viel grösserer Genauigkeit festgestellt werden, ob zwei Spuren, welche wie die Äste einer Streuung aussahen, im vermutlichen Knickpunkt tatsächlich zusammenstiessen oder windschief waren.

Nach Abzug dieser irrtümlichen Streuungen ergab sich ungefähr Übereinstimmung mit der Theorie. Da jedoch eine zuverlässige Auswertung schwierig schien, vor allem, weil die Aufnahmen bei verschiedenen, meist kleinen Magnetfeldern gemacht worden waren, wurde eine Reihe neuer Filme aufgenommen.

2. *Ergebnisse.*

Auf ca. 1000 Aufnahmen mit einem Magnetfeld von 480 Oersted wurden 515 m sichtbare Bahnlänge (L_0) ausgemessen. Das Spektrum zeigt Fig. 5.

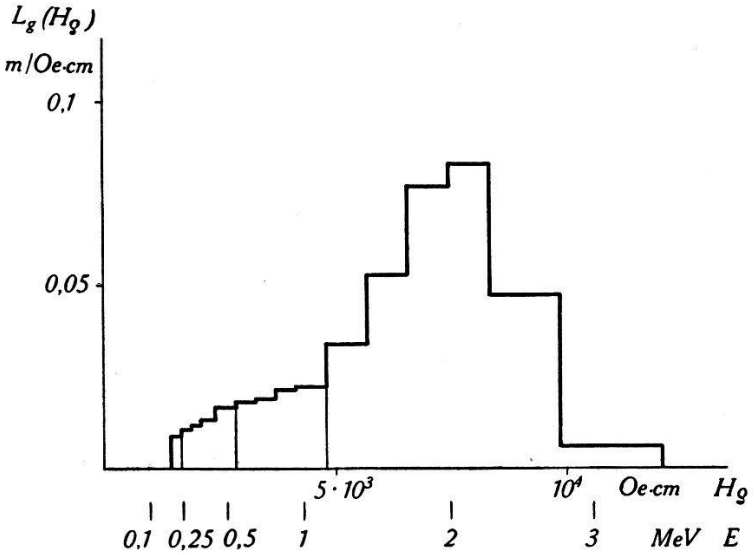

Fig. 5.

Die gemessenen Streuungen sind in Fig. 6 zusammengestellt.

Die Zahl der nach der Theorie zu erwartenden Streuungen wurde in derselben Weise berechnet wie für die Messungen an Fluor. Das gesamte Streuvermögen des verwandten Gasgemisches ist durch $\Sigma(N_i Z_i^2) = 15{,}9 \cdot 10^{20}\ \mathrm{cm}^{-3}$ gegeben, wovon 90% auf Stickstoff entfallen. Die Resultate sind aus Tabelle VI ersichtlich.

Die Abhängigkeit der Streuwahrscheinlichkeit von Energie und Winkel stimmt innerhalb der ziemlich grossen statistischen Schwan-

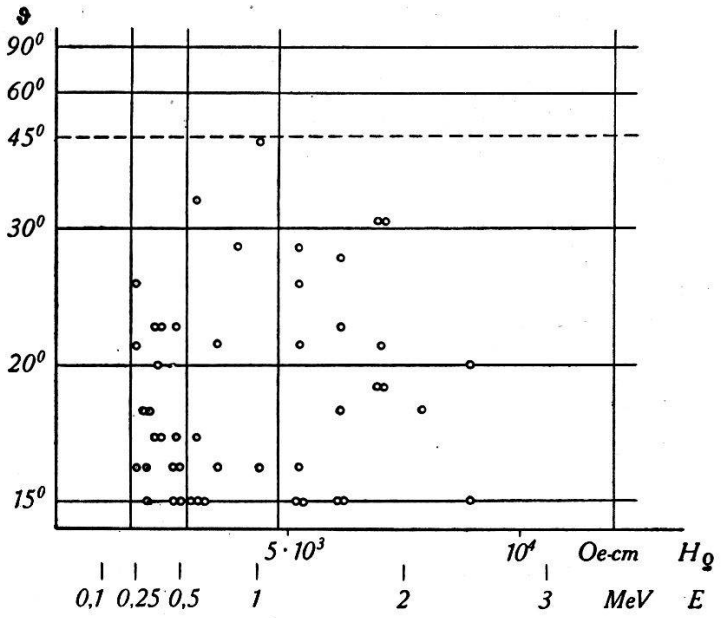

Fig. 6.

Tabelle VI.

Energie \ Winkel		15°—20°	20°—30°	30°—60°	60°—180°	15°—180°
0,2—0,5 MeV L = 17 m	n_{ex}	11	5,5	0	0	16,5
	n_{th}	4,7	3,1	1,3	0,2	9,3
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*2,3*	*1,8*	—	—	*1,7* ± 0,4
0,5—1,1 MeV L = 41 m	n_{ex}	4,5	2	2	0	8,5
	n_{th}	3,2	2,1	0,9	0,1	6,3
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,4*	*1,0*	*2,2*	—	*1,3* ± 0,4
1,1—3,1 MeV L = 309 m	n_{ex}	8	6,5	2	0	16,5
	n_{th}	6,0	3,7	1,6	0,2	11,5
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,3*	*1,8*	*1,3*	—	*1,4* ± 0,3
0,2—3,1 MeV L = 367	n_{ex}	23,5	14	4	0	41,5
	n_{th}	13,9	8,9	3,8	0,5	27,1
	$\frac{n_{ex}}{n_{th}}$	*1,7* ± 0,4	*1,6* ± 0,4	*1,1* ± 0,5	—	*1,5* ± 0,2

kungen mit der Mott'schen Theorie überein. Der Absolutbetrag ist im Mittel um den Faktor

$$1{,}5 \pm 0{,}3$$

höher. Die statistische Unsicherheit beträgt $\pm 15\%$, die übrigen Fehler sind von der gleichen Grösse wie bei den Messungen an Fluor. Eine Abweichung vom theoretischen Wert kann wiederum nicht mit Sicherheit behauptet werden.

3. *Vergleich mit früheren Arbeiten.*

In Tabelle VII sind die bisherigen Streumessungen an Stickstoff, nach steigender Energie angeordnet, zusammengestellt.

Tabelle VII.

Autor	Jahr	Winkel	Energie	$\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{th}}$
CHAMPION[7]) . . .	1936	$> 20^0$	0,5—1,1	0,9
BORISOV u. a.[11]) .	1940	$> 15^0$	0,3—1,4 1,4—2,5	0,63 0,93
Diese Arbeit . .	1942	$> 15^0$	0,2—3,1	1,5
RANDELS u. a.[10]) .	1940	$> 15^0$	1—4,5	1,5

Die Abhängigkeit vom Streuwinkel wird bei allen Messungen durch die Theorie richtig wiedergegeben. Dagegen scheint es, als ob die Streuwahrscheinlichkeit mit der Energie gegenüber dem Mott'schen Wert etwas anstiege. Ein zuverlässiger Schluss ist jedoch wegen der Unsicherheit der Messungen unmöglich.

Auf alle Fälle machen diese Untersuchungen eine Anomalie der von SKOBELZYN und STEPANOWA[6]) gefundenen Art sehr unwahrscheinlich.

§ 6. Übersicht über die bisherigen experimentellen Ergebnisse.

Es ist ziemlich schwierig, einen Überblick über die bisherigen Streumessungen zu gewinnen, da diese unter sehr verschiedenen Versuchsbedingungen ausgeführt worden sind. Energie, Winkel, streuender Kern und Beobachtungsart sind von den einzelnen Autoren variiert worden, was den Vergleich erschwert. Es ist vorteilhaft, die Arbeiten nach der Messmethode in zwei Gruppen zu unterteilen:

1. Untersuchungen der Streuung in Gasen (vereinzelt in Folien) mit Hilfe der Wilsonkammer;

2. Messung der Streuung in Folien (vereinzelt in Gasen) mit Zählrohr, Ionisationskammer oder Faradaykäfig.

1. *Arbeiten mit der Wilsonkammer.*

Die Vorteile der Methode sind bekannt: Jeder einzelne Prozess kann genau untersucht werden; insbesondere sind unelastische Streuungen an Elektronen der Atomhülle leicht auszuschliessen. Die Nachteile sind: grosse statistische Fehler und subjektive Auswertung. Daher kann nur ein mittlerer Streuquerschnitt mit einiger Sicherheit bestimmt werden, während die Messung von Energie- oder Winkelabhängigkeit infolge der ungenügenden Statistik notwendigerweise ungenau, wenn nicht unmöglich, wird.

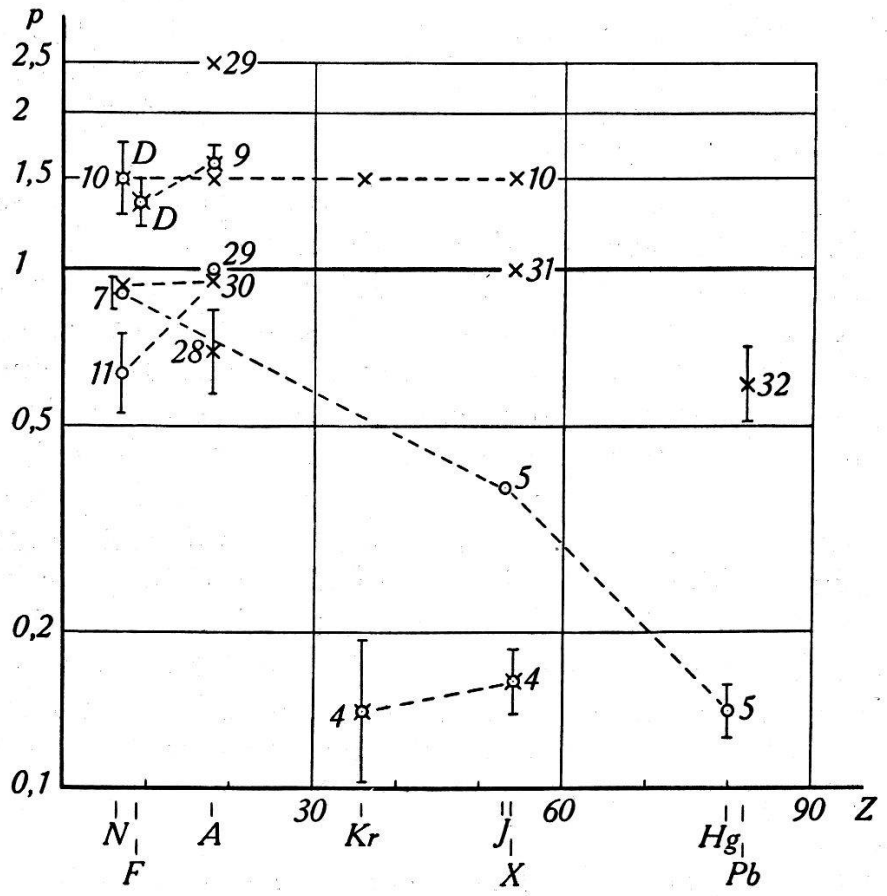

Fig. 7.

Die einzelnen Werte sind mit ihrer Nummer im Literaturverzeichnis gekennzeichnet. D = diese Arbeit.

o $E < 1$ MeV. × $E > 1$ MeV. ¤ beide Energiebereiche.

In Fig. 7 ist als Ordinate p das mittlere Verhältnis des experimentellen zum theoretischen Streuquerschnitt als Funktion der Atomnummer des streuenden Kernes aufgetragen. Die in den einzelnen Arbeiten untersuchten Energiebereiche sind durch verschiedene Markierung der betreffenden Werte gekennzeichnet. Resultate, die in zusammenhängenden Messreihen gefunden worden sind, sind

miteinander verbunden. Als mittlerer Fehler ist, wo möglich, die relative statistische Schwankung $\frac{1}{\sqrt{n_{ex}}}$ angegeben.

Der theoretische Wirkungsquerschnitt wurde durchwegs nach Gl. (2) (Mott'sche Formel mit Korrektur von URBAN) berechnet. Diese gibt die Winkelabhängigkeit bei den Messungen an A von ZUBER[28]) und SCHERRER und ZÜNTI[9]), sowie an X von KLARMANN und BOTHE[4]) besser wieder als Gl. (1). Bei allen Arbeiten stimmt die Abhängigkeit des Streuquerschnittes von Energie und Winkel innerhalb der ziemlich grossen statistischen Unsicherheit mit der Theorie überein, mit Ausnahme einer Messung an A, wo STEPANOWA[29]) die Streuung bei Energien unter 1 MeV normal, zwischen 1,5 und 3 MeV aber um einen Faktor 2,5 zu gross fand. (Nach einer neuern Arbeit von BRAILOVSKI und LEIPUNSKI[30]) streut A Elektronen von 1,5—3 MeV normal.)

Die mittleren Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte schwanken stark. Bei den leichten Kernen dürften sich die Unterschiede der einzelnen Resultate ($p = 0{,}7$ bis 1,6) im allgemeinen innerhalb der Messgenauigkeit bewegen und sich zum Teil durch die verschiedenen Auswertemethoden erklären lassen. Bei schwereren Kernen treten dagegen bedeutende Diskrepanzen auf. Die Messreihe von CHAMPION[7]) und BARBER und CHAMPION[5]) an N, J und Hg, welche mit Elektronen von RaE (ca. 0,5—1,1 MeV) ausgeführt wurde, ergibt eine Abnahme von p mit steigendem Atomgewicht. KLARMANN und BOTHE[4]) fanden in Übereinstimmung damit an Kr und X bei einer mittleren Energie von 1,3 MeV stark unternormale Streuung. Im Widerspruch dazu stehen die Messung von SEN GUPTA[31]) an X bei 2 MeV, welche eine normale Streuung ergab, und die Resultate von RANDELS, CHAO und CRANE[10]), die bei Energien von etwa 2—11 MeV in Kr und X einen Wert von $p = 1{,}5$ fanden.

Die angegebenen Werte für schwere Kerne sind freilich mit einer gewissen Vorsicht aufzunehmen, da die für die Berechnung der theoretischen Streuintensität benutzte Entwicklung nach $Z\alpha$ bei diesen Kernen nicht mehr gut konvergiert. Immerhin würden die relativen Unterschiede der einzelnen Messungen auch bei exakter Rechnung vermutlich bestehen bleiben.

Es darf wohl kaum angenommen werden, dass diese Unstimmigkeiten bei Kr und X nur auf mangelhafte Auswertung oder Vernachlässigung gewisser Korrekturen zurückzuführen sind. (Als Fehlerquellen kämen z. B. in Betracht: Schlechte Korrektur für die Geometrie und unzuverlässige Energiemessung, besonders bei Energien unter 2 MeV, wo die Bahnen in diesen stark streuenden

Gasen beträchtlich von der Kreisform abweichen.) Eine Erklärung wäre daher nur durch die Annahme möglich, dass p mit wachsender Energie rasch ansteigt. Der Wert $p = 0{,}6$, der für die Messungen von FOWLER und OPPENHEIMER[32]) an Pb-Folien (bei 5—17 MeV) berechnet werden kann, scheint freilich wiederum etwas niedrig, wenn man diese starke Energieabhängigkeit annehmen will; er dürfte jedoch auch nicht sehr genau sein.

2. *Streumessungen mit Zählrohr, Ionisationskammer oder Faradaykäfig.*

Die Vorteile dieser Methoden sind: objektive Registrierung und grössere statistische Genauigkeit, welche besonders zuverlässige relative Messungen gestattet. Nachteile: Bisher war es unmöglich, elastische und unelastische Streuungen zu unterscheiden; das Auftreten von Sekundärelektronen kann die Resultate verfälschen; sorgfältige Korrekturen für die Vielfachstreuung sind notwendig; bei Verwendung radioaktiver Körper muss entweder über das Spektrum integriert werden, so dass die Energieabhängigkeit nicht nachgeprüft werden kann, oder es müssen monochromatische Strahlen ausgeblendet werden, was die Intensität stark herabsetzt. Gute Resultate sind mit Kathodenstrahlen zu erreichen, doch beträgt die höchste bisher verwendete Spannung nur 145 kV (NEHER[33])).

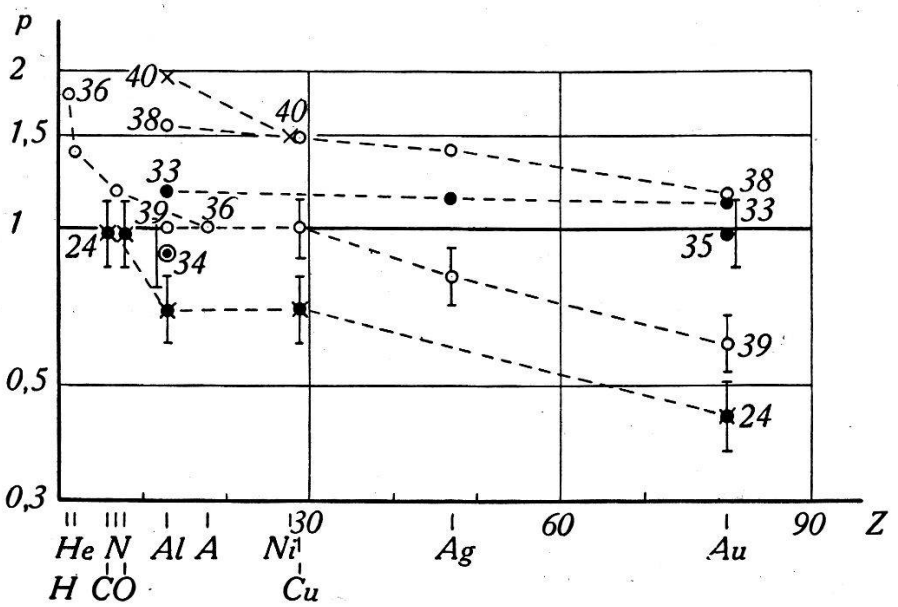

Fig. 8.

Die einzelnen Werte sind mit ihrer Nummer im Literaturverzeichnis gekennzeichnet.

o $E = 0{,}2$—$1{,}1$ MeV, × $E = 1$ —$2{,}4$ MeV } $\vartheta \leq 40^0$ • $E < 0{,}15$ MeV, ✱ $E = 0{,}6$—2 MeV } $\vartheta \geq 90^0$

⊙ $E = 0{,}05$ MeV. $30^0 \leq \vartheta \leq 120^0$

In Fig. 8 sind die experimentellen Ergebnisse in ähnlicher Weise dargestellt wie in Fig. 7. Durch die Art der Markierung sind ausserdem die Winkelbereiche, welche die einzelnen Autoren untersucht haben, unterschieden. Die mittleren Fehler sind nach Angabe der Autoren, wo vorhanden, eingezeichnet.

Mit Ausnahme der Streuung an Gold um 90°, wo die genauen numerischen Werte von MOTT[1]) benutzt wurden, sind auch hier sämtliche theoretischen Wirkungsquerschnitte nach Gl. (2) berechnet.

Zur Diskussion werden die Arbeiten am besten nach der Energie der verwendeten Elektronen geordnet.

1. $E < 0{,}15$ MeV.

NEHER[33]) mass die Streuung von Kathodenstrahlen von 45 bis 145 kV an Al, Ag und Au in einem Winkelbereich von 95°—172° mit Hilfe eines Faradaykäfigs. Energie- und Winkelabhängigkeit stimmten bei Al mit Gl. (2) überein. Der von ihm angegebene Wert für Al: $p = 1{,}32$ erniedrigt sich mit der Korrektur von URBAN[12]) auf 1,2; sein Wert $p = 2{,}1$ für Au wird bei genauer Berechnung mit Berücksichtigung der von ihm gemessenen Winkelabhängigkeit 1,1. (Der Wert für Ag ist willkürlich dazwischen gelegt worden, da hier keine Rechnung möglich ist.) Im Gegensatz zu diesen etwas zu hohen Werten fanden CHASE und COX[34]) bei Messungen an Al mit Kathodenstrahlen von 50 kV eine eher etwas zu kleine Streuintensität ($p \sim 0{,}9$). Die Winkelverteilung stimmte zwischen 30° und 120° sehr genau ($\pm 2\%$) mit Gl. (1) überein, während gegenüber der hier verwendeten Gl. (2) Abweichungen bis 5% auftraten. Die gleichen Autoren massen die Streuung von 80 kV-Elektronen an Au unter 90° zu 97% des theoretischen Wertes (COX und CHASE[35])).

Es scheint somit, dass in diesem Energiebereich die Streuung durch die Theorie richtig wiedergegeben wird.

2. $E = 0{,}2 - 1{,}1$ MeV (Ra E).

HENDERSON[36]) mass das relative Streuvermögen von H_2, He, N_2, Luft und A für einen Winkelbereich von 9,2°—29,7°. Angegeben ist das Verhältnis des experimentellen Streuquerschnittes zur Summe der theoretischen Wirkungsquerschnitte für Streuung am Atomkern und an den Hüllenelektronen, letzterer berechnet nach MØLLER[37]). Für A ist p willkürlich = 1 gesetzt. Es scheint, dass die leichten Gase stärker streuen, als nach der Theorie erwartet werden kann.

Die Arbeiten von CHADWICK und MERCIER[38]) und von SAUNDERSON und DUFFENDACK[39]), welche die Streuung an Al, Cu, Ag und Au um Winkel zwischen 20° und 40°, bzw. 45° untersuchten, stimmen darin miteinander überein, dass p mit steigender Kernladung abnimmt. Die Absolutwerte stimmen bei SAUNDERSON und DUFFENDACK besser mit der Theorie überein; es ist ihnen vermutlich auch ein grösseres Gewicht zu geben, da diese Autoren mit Zählrohren arbeiteten, während CHADWICK und MERCIER eine Ionisationskammer benutzten.

Streumessungen um grosse Winkel fehlen für diesen Energiebereich.

3. $E = 1$—2 MeV.

BOTHE und RATZEL[40]) massen die Streuung schneller Elektronen an Folien von Al und Ni in den Winkelbereich 12,3°—22,5°, wobei sie mittels einer magnetischen Elektronenlinse enge Energieintervalle aussonderten. Ihre Werte für p sind:

Energie	1 MeV	2,4 MeV
Al	1,19	1,95
Ni	1,01	1,49

Das Verhältnis $p = \frac{n_{ex}}{n_{th}}$ sollte also bei Streuung um kleine Winkel mit zunehmender Energie rasch ansteigen, und zwar um so mehr, je leichter der Kern ist. Für Gold liegen in diesem Energiebereich keine Streumessungen um kleine Winkel vor.

Die Streuung um 90° wurde von ALICHANOV, ALICHANIAN und KOZODAEW[24]) untersucht. Danach wird die Energieabhängigkeit zwischen 0,6 und 2 MeV für Celluloid, Al, Cu und Au von der Theorie richtig wiedergegebenen (im Gegensatz zu den Messungen bei kleinen Winkeln), während der Absolutwert mit steigendem Atomgewicht wiederum abnimmt.

Zusammenfassung.

Eine Übersicht über das Verhalten des Streuquerschnittes in Funktion von Energie, Winkel und Atomnummer gibt Tabelle VIII.

Für jedes Wertepaar von Energie und Winkel ist das Verhältnis p von experimentellem zu theoretischem Wirkungsquerschnitt eingetragen, links oben für leichte Kerne (etwa Al), rechts unten für schwere Kerne (etwa Au). Für Winkel der Grössenordnung 1° sind die durch Messung der Vielfachstreuung gewonnenen Werte ([23]) u. a.) benützt. Die Resultate von Arbeiten mit der Wilsonkammer sind zur Unterscheidung eingeklammert.

Tabelle VIII.

Energie \ Winkel	1^0	20^0	60^0	90^0
0,1 MeV	? ?	1 ?	1 ?	1 1
0,4 MeV	1 ~ 1	1 < 1	(1) ?	? ② ?
1 MeV	1 $\gtrsim 1$	1 (< 1)	(1) (< 1)	1 < 1
2 MeV	1 $\gtrsim 1$	> 1 ① (~ 1)	? ③ ?	1 < 1

Aus der Tabelle ergibt sich:

1. Die Streuung ist normal für Energien unter 0,15 MeV.
2. Bei grösseren Energien sinkt p mit steigender Kernladung.
3. Für kleine Winkel (ca. 15^0-30^0) steigt p oberhalb 1 MeV rasch an.

Dies Abweichungen müssen, falls sie nicht durch irgendwelche, bisher unbekannte experimentelle Fehler bedingt sind, auf eine zusätzliche Wechselwirkung (ausser dem Coulomb-Feld) zwischen Elektron und Kern zurückgeführt werden (vgl. § 1).

Es muss indessen bemerkt werden, dass Punkt 3, der sich auf die Messungen von Bothe und Ratzel[40]) sowie auf einzelne, nur mit Vorsicht miteinander zu vergleichende Untersuchungen mit der Wilsonkammer (vor allem an Kr und X) stützt, nicht als unbedingt sicher anzusehen ist. Es ist sehr schwierig zu verstehen, wieso in diesem Energiebereich (um 2 MeV) die Streuung an leichten Kernen bei grossen (90^0) und sehr kleinen Winkeln (1^0) ungefähr normal, dazwischen aber (20^0) stark übernormal sein sollte.

Mit dieser Darstellung sollte gezeigt werden, dass die Erscheinungen der Kernstreuung schneller Elektronen noch einer weiteren experimentellen Abklärung bedürfen. Nach Tabelle VIII wären vor allem Untersuchungen in drei Richtungen wünschenswert (durch Pfeile gekennzeichnet —①→):

1. Es sollte festgestellt werden, ob die bei Messungen an Kr und X bei verschiedenen Energien gefundenen Unterschiede der Wirklichkeit entsprechen, wozu die Genauigkeit von Arbeiten mit der Wilsonkammer bei sorgfältiger Ausführung ausreichen sollte.

2. Die Verbindung zwischen der normalen Streuung an Au unter 90^0 bei kleinen Energien (bis 0,15 MeV[33])[35])) und der unternormalen Streuung bei Energien über 0,6 MeV ([24])) sollte untersucht werden.

3. Eine Messung der Winkelabhängigkeit bei grossen Energien über den ganzen Bereich von etwa 15^0—90^0 könnte den unsichern Punkt 3 klären. Am besten scheinen dazu Untersuchungen mit schnellen Kathodenstrahlen (um 2 MeV) geeignet.

Herrn Prof. Dr. P. Scherrer danke ich für das Interesse an dieser Arbeit; dem Jubiläumsfonds der E.T.H. bin ich für die Überlassung von Mitteln, welche die notwendigen Anschaffungen ermöglichten, zu Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

Literatur.

1) Mott, Proc. Roy. Soc. A **124**, 425 (1929); **135**, 429 (1932).
2) Breit, Thaxton und Eisenbud, Phys. Rev. **55**, 1018 (1939).
3) Jauch, Helv. Phys. Acta **13**, 451 (1940).
4) Klarmann und Bothe, Zs. f. Phys. **101**, 489 (1936).
5) Barber und Champion, Proc. Roy. Soc. A **168**, 159 (1938); Phys. Rev. **55**, 111 (1939).
6) Skobelzyn und Stepanowa, Nature **137**, 456 (1936).
7) Champion, Proc. Roy. Soc. A **153**, 353 (1936).
8) Bosshard und Scherrer, Helv. Phys. Acta **14**, 85 (1941).
9) Scherrer und Zünti, Helv. Phys. Acta **14**, 111 (1941).
10) Randels, Chao und Crane, Phys. Rev. **58**, 201 (1940).
11) Borisov, Brailovski und Leipunski, C. R. Moskau **26**, 142 (1940).
12) Urban, Zs. f. Phys. **119**, 67 (1942).
13) Bethe und Heitler, Proc. Roy. Soc. A **146**, 83 (1934).
14) Leprince-Ringuet, Ann. de Phys. **7**, 5 (1937).
15) Skobelzyn und Stepanowa, Nature **137**, 234 (1936).
16) Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 207 (1938).
17) Williams, Proc. Roy. Soc. A **169**, 531 (1939); Phys. Rev. **58**, 292 (1940).
18) Eucken und Bertram, Zs. f. Phys. Chem. **31**, 361 (1936).
19) Bretscher und Feather, Proc. Roy. Soc. A **141**, 194 (1933).
20) Hansen, Zs. Ver. D. Ing. **84**, 248 (1940).
21) Gautier und Ruark, Phys. Rev. **57**, 1040 (1940).
22) Mott, Proc. Camb. Phil. Soc. **27**, 255 (1931).
23) Kulchitsky und Latyshev, Phys. Rev. **61**, 254 (1942).
24) Alichanov, Alichanian und Kozodaew, C. R. Moskau **24**, 525 (1939).
25) Oleson, Chao und Crane, Phys. Rev. **60**, 378 (1941).
26) Oleson, Chao, Halpern und Crane, Phys. Rev. **56**, 482, 1171 (1939).
27) Sheppard und Fowler, Phys. Rev. **56**, 849 (1939); **57**, 273 (1940).
28) Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 370 (1938).
29) Stepanowa, Journ. exp. theor. Phys. **8**, 397 (1938) (russ.); Referat: Phys. Ber. **19**, 2410 (1938).

[30]) Brailovski und Leipunski, Journ. exp. theor. Phys. **11**, 479 (1941) (russ.); Referat: Chem. Zentralbl. **113**, 2962 (1942 I).
[31]) Sen Gupta, Proc. Phys. Soc. (London) **51**, 355 (1939); Referat: Chem. Zentralbl. **110**, 1630 (1939 II).
[32]) Fowler und Oppenheimer, Phys. Rev. **54**, 320 (1938).
[33]) Neher, Phys. Rev. **38**, 1321 (1931).
[34]) Chase und Cox, Phys. Rev. **58**, 243 (1940).
[35]) Cox und Chase, Phys. Rev. **51**, 140 (1937).
[36]) Henderson, Phil. Mag. **78**, 847 (1929).
[37]) Møller, Ann. der Phys. **14**, 568 (1932).
[38]) Chadwick und Mercier, Phil. Mag. **50**, 208 (1925).
[39]) Saunderson und Duffendack, Phys. Rev. **57**, 68 (1940).
[40]) Bothe und Ratzel, Zs. f. Phys. **115**, 497 (1940).