

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 14 (1941)
Heft: II

Artikel: Kernstreuung schneller Elektronen am Argon
Autor: Scherrer, P. / Zünti, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111174>

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: 21.02.2026

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

Kernstreuung schneller Elektronen am Argon

von P. Scherrer und W. Züti.

(27. III. 1941.)

Zusammenfassung: Messungen der elastischen Streuung von Elektronen am Argonkern zeigen die bei Stickstoff mit derselben Apparatur gefundene starke Anomalie nicht. Der Streuquerschnitt wird sowohl in seiner Winkelabhängigkeit als in seiner Energieabhängigkeit in ziemlich guter Übereinstimmung mit der Mott'schen Theorie befunden.

Einleitung.

Bei der elastischen Streuung schneller Elektronen am Atomkern zeigt sich bekanntlich eine erhebliche Unstimmigkeit zwischen Experiment und Theorie. Auffallend gross sind die Abweichungen der Streuung an Stickstoff, welche von SKOBELZYN und STEPANOWA¹⁾ und neuerdings in ihrer Energieabhängigkeit von BOSSHARD und SCHERRER²⁾ (siehe dort auch ausführliches Verzeichnis der Literatur) untersucht wurden. Der Streuquerschnitt des Stickstoffkerns für die elastische Elektronenstreuung überschreitet den von der Mott'schen Theorie geforderten Wert bei grossen Energien und grossen Streuwinkeln um mindestens den 20fachen Betrag. In letzter Zeit ist von J. M. JAUCH³⁾ der Versuch gemacht worden, die Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron theoretisch zu verstehen, doch war es bis jetzt nicht möglich, eine Hamiltonfunktion zu finden, welche die anomale Streuung erklären und zugleich die Elektronenterme für die Hüllen-Elektronen genügend ungestört lassen würde.

Es kann allerdings geltend gemacht werden, dass die experimentellen Daten auf diesem Gebiete sehr spärlich, sehr inhomogen und teilweise widersprechend sind. Umsomehr war es wünschenswert, Streumessungen auch an andern Atomkernen mit der von BOSSHARD und SCHERRER benützten Apparatur und nach demselben Auswerteverfahren durchzuführen. Eine durch die Anordnung oder durch die Auswertemethode vorgetäuschte Anomalie der Streuung müsste dann bei verschiedenen Streukernen in gleicher Weise zu Tage treten. Aus diesem Grunde wurde in der vorliegenden Arbeit mit der für Stickstoff benützten Anordnung die Streuung am Argonkern bestimmt, über welche Messungen bereits vor-

vorliegen^{(12) (13)}). Es sei vorweggenommen, dass die Streuung nicht die grosse Anomalie zeigt, welche beim Stickstoff gefunden wurde; die Wirkungsquerschnitte überschreiten die theoretischen Werte nur unwesentlich.

§ 1. Auswertung der Streumessungen mit der Wilsonkammer.

Da der Einfluss der Geometrie der Wilsonkammer auf die Winkelverteilung und auf die Absolutwerte der Streumessungen überraschend gross ist, möchten wir in diesem Abschnitt die Fragen besprechen, welche bei Streu-Untersuchungen an Gasen nach der Nebelkammermethode auftreten. In der einschlägigen Literatur^{4) 5)} findet sich merkwürdigerweise keine Andeutung darüber.

Wir denken uns die Elektronen in einem homogenen Magnetfeld von der Stärke H Oerstedt, dessen Richtung senkrecht sei, bewegt. Ein Elektron mit der kinetischen Energie

$$E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad \text{Erg} = 511\,000 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \text{ eV}$$

und horizontaler Anfangsgeschwindigkeit beschreibt eine Kreisbahn vom Radius ϱ , wo

$$H \varrho = \frac{m_0 c^2}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ Oerstedt} \cdot \text{cm} = 1705 \left(\frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \text{ Oerstedt} \cdot \text{cm}.$$

Schliesst die Anfangsgeschwindigkeit den Winkel φ mit der Horizontalebene ein, so wird die Bahn eine Schraubenlinie, deren Horizontalprojektion ein Kreis vom Radius $\varrho_p = \varrho \cos \varphi$ ist. In der Schmiegungeebene wird der Krümmungsradius $\varrho_s = \frac{\varrho}{\cos \varphi}$ gemessen.

Die wahre Bahnlänge l wird korrekt aus der Bahnlänge l_p in der Horizontalprojektion mit Hilfe der Beziehung $l = \frac{l_p}{\cos \varphi}$ bestimmt. Für Bahnstücke, deren Länge klein gegen ϱ ist, kann die wahre Bahnlänge jedoch ohne merklichen Fehler in der Schmiegungeebene gemessen werden.

Wird das Elektron um den Winkel ϑ gestreut, so setzt es seine Bahn auf einer Schraubenlinie mit anderer Achse und Steigung fort. Die Tangenten im Schnittpunkt schliessen den Streuwinkel ϑ ein; die von ihnen aufgespannte Ebene heisst Streuebene.

Es ist ausserordentlich wichtig, genau übersehen zu können, in welchen Fällen ein Streuprozess erkannt und vermessen werden kann, und wann eine genaue Festlegung einer Streuung infolge geometrischer oder experimenteller Umstände nicht möglich ist.

Neben elastischen treten auch unelastische Kernstreuungen (d. h. das Elektron gibt einen merklichen Betrag seiner Energie ab) und Streuungen an Atomelektronen auf, die von der Mott'schen Theorie nicht erfasst werden. Solche Streuungen muss man daher ausscheiden können. Diejenigen an Atomelektronen werden an den meist verdickten, auffälligen Spuren der Sekundärelektronen leicht erkannt.

Zur Scheidung der elastischen von den unelastischen Streuungen muss die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung bestimmt werden. Dadurch erweisen sich gewisse Streuungen von vornherein als unmessbar: z. B. wenn der eine Ast nahezu mit der Richtung des Magnetfeldes zusammenfällt. Auch gewisse Stellungen der Streuebene können je nach der speziellen Anordnung der Aufnahme- und Wiedergabe-Apparate zu praktisch unmessbaren Streuungen führen; es lässt sich für jede Anordnung eine derartige Einschränkung der Streuebenenstellung angeben, so dass diese ungünstigen Fälle quantitativ übersehen und ausgeschlossen werden können.

Ferner müssen die beiden Äste der Streuung eine durch praktische Versuche festzulegende Mindestlänge b aufweisen, damit die Krümmungsmessung mit genügender Genauigkeit erfolgen kann. Diese Länge b darf keine merkliche Störung durch weitere Streuungen erleiden. Die zusätzliche Forderung, dass die Länge der Äste eine ausreichend genaue Winkelmessung erlauben muss, ist dann normalerweise erfüllt.

Demnach gilt eine Streuung als messbar, wenn die Streuebenenstellung zugelassen und die ungestörte Länge jedes Astes mindestens b beträgt. Es handelt sich nun darum, die Zahl der als messbar erkannten Streuvorgänge mit der Theorie zu vergleichen, welche natürlich nur die Gesamtzahl der Streuvorgänge zu berechnen gestattet.

Die von Mott⁶⁾ angegebene Entwicklung für differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$d\sigma = \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \left[\frac{1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta/2}{\sin^4 \vartheta/2} + \pi \beta Z \alpha \frac{\cos^2 \vartheta/2}{\sin^3 \vartheta/2} + \dots \right] d\Omega \quad (1)$$

ist mit der Erfahrung nicht direkt vergleichbar. Eine erste Integration gibt den Wirkungsquerschnitt für eine Streuung zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$

$$d\sigma = \pi \left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \left\{ \frac{\cos \vartheta/2}{\sin^3 \vartheta/2} - \beta^2 \operatorname{ctg} \vartheta/2 \right. \\ \left. + \pi \beta Z \alpha \frac{\cos^3 \vartheta/2}{\sin^2 \vartheta/2} \right\} d\vartheta \quad (2)$$

Die geschweifte Klammer soll die Mott'sche Verteilungsfunktion $f(\vartheta, \beta)$ genannt werden.

Durch eine zweite Integration findet man den Wirkungsquerschnitt für Streuung in dem Bereich zwischen ϑ_1 und ϑ_2 :

$$\sigma(\vartheta_1, \vartheta_2) = \pi \left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \left\{ \left| \operatorname{ctg}^2 \vartheta/2 - 2\beta^2 \log \sin \vartheta/2 \right. \right. \\ \left. \left. + 2\pi \beta Z \alpha \frac{(1 - \sin \vartheta/2)^2}{\sin \vartheta/2} \right|_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \right\} \quad (3)$$

Durchläuft ein Elektron eine Strecke l cm in Materie mit N Kernen pro cm^3 der Kernladungszahl Z , so erleidet es im Mittel die Zahl

$$n_s = N l \sigma(\vartheta_1, \vartheta_2)$$

elastischer Einzelstreuungen um Winkel zwischen ϑ_1 und ϑ_2 .

Das Experiment gibt aber zuverlässig nun Aufschluss über die Zahl der messbaren Streuungen. Das Problem liegt also darin, zu erfahren, welcher Bruchteil der n_s Streuungen messbar sein könnte. Das hängt offenbar ganz von der Kammergeometrie und den vorkommenden Bahnen ab.

Man kann ein Verfahren angeben, das sicher zum Ziele führt, wenn zwei Voraussetzungen erfüllt sind: Das Auswertverfahren vermöge die räumliche Bahn zu rekonstruieren, und der Raum, in dem Nebelspuren sichtbar gemacht werden können, sei genügend scharf definiert.

Jedes Bahnelement Δl der registrierten Bahnen einer bestimmten Energie wird mit einem Gewichtungsfaktor $g(\vartheta)$ versehen, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass eine in Δl möglicherweise vorkommende Streuung um den Winkel ϑ eine messbare Streuung sei. Gleichung 2 wird mit $N \Sigma g(\vartheta) \Delta l$ multipliziert und zwischen ϑ_1 und ϑ_2 integriert:

$$n'_s = \pi N \left(\frac{Ze^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \Sigma \Delta l \cdot g(\vartheta) \cdot f(\vartheta, \beta) d\vartheta \quad (4)$$

Die erhaltene Zahl n_s' gibt dann offenbar an, wie viele messbare Streuungen in den registrierten Bahnen zu erwarten sind, wenn die Mott'sche Theorie zu Recht besteht.

Die Bestimmung der $g(\vartheta)$ ist prinzipiell möglich. Sind alle Streuazimute gleich wahrscheinlich (was trotz Anwesenheit eines Magnetfeldes beim heutigen Stand der Kenntnisse als sicher gelten kann), so reduziert sie sich auf geometrische Probleme, die sich mit Hilfe der Definition der messbaren Streuungen bei den oben gemachten Voraussetzungen formulieren lassen.

In voller Allgemeinheit ist das Verfahren praktisch nicht durchführbar. Man muss versuchen, durch Wahl der Kammergeometrie und des Auswertverfahrens den $g(\vartheta)$ eine solche Gestalt zu geben, dass die Integration von (4) noch ohne grossen Aufwand möglich ist.

Ein gangbarer Weg öffnet sich z. B., wenn $g(\vartheta)$ nur die Werte 0 oder c_ϑ annimmt. Dann kann $\Sigma g(\vartheta) \Delta l$ in der Form $c_\vartheta' \cdot l'$ geschrieben werden, wo $l' < l = \Sigma \Delta l$ eine reduzierte Bahnlänge bedeutet, die von ϑ nicht mehr abhängt, während

$$\int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} c_\vartheta f(\vartheta, \beta) d\vartheta$$

immer angebar ist.

Wir werden im folgenden die Gewichte $g(\vartheta)$ für die von BOSSHARD und uns benutzte Anordnung bestimmen, und zeigen, dass sie gerade die oben angedeutete Form annehmen.

§ 2. Anwendung auf eine spezielle Anordnung.

Diskussion der Fehler.

Die Spuren werden zusammen mit drei in der Mittelebene der Wilsonkammer angebrachten Drahtmarken stereoskopisch photographiert. Die Auswertung der Aufnahmen erfolgt durch stereoskopische Projektion. Zunächst wird eine horizontale Projektionsebene angebracht, die gegenüber den Objektiven genau die Lage einnimmt, welche die Ebene durch die drei Marken in der Kammer bei der Aufnahme hatte. Die Filme werden dann so justiert, dass die drei Markenprojektionen zur Deckung kommen.

Brächte man nun eine Fläche an, in welcher die reale Elektronenbahn erhalten war, so müssten sich auf dieser die projizierten Bahnbilder decken. Diese Fläche wird in erster Näherung durch eine allseitig kippbare, in der Höhe verstellbare Projektionsebene ersetzt. Damit kann die räumliche Bahn stückweise erkannt werden. Beim Bestreben, ein möglichst grosses Stück der Spur

zur Deckung zu bringen, stellt man automatisch auf die Schmiegungebene ein. Ihre Horizontalspur verläuft senkrecht zum Bahnstück; der Neigungswinkel gegen die Horizontalebene ist identisch mit dem früher eingeführten Winkel φ .

Die Sicherheit in der Einstellung auf Deckung wird bedeutend erhöht durch eine Flimmereinrichtung. Vor den Objektiven ist ein rotierender Sektor angebracht, der den Strahlengang wechselweise unterbricht. Die Bahnen scheinen dann hin und her zu tanzen. Bewegungslosigkeit eines Bahnstriches ist das Kriterium für Deckung.

Es kann so auch besonders gut entschieden werden, ob zwei Bahnen einen gemeinsamen Schnittpunkt haben oder nicht. Diese Sicherung gegen vorgetäuschte Streuungen ist von grosser Wichtigkeit. Die Empfindlichkeit der Einstellung hängt ziemlich stark von der Qualität der Bahn und auch von ihrer Orientierung ab. Diese Bemerkung gilt in noch vermehrtem Masse für die Beobachtung ohne Flimmern.

Der Streuwinkel ϑ erscheint in der Projektion in wahrer Grösse, wenn Projektionsebene und Streuebene zusammenfallen. Muss die Projektionsebene stark geneigt werden, so verschlechtern sich die optischen Verhältnisse sehr. Daher wurde, um keine Fehler zu bekommen, die maximale Neigung zu 45° festgesetzt. Die Projektionsebene ist so eingerichtet, dass eine grössere Kippung verhindert wird. Zwangsläufig tritt damit eine Einschränkung der Streuebenenneigung ein, auf die aber bei der Definition der messbaren Streuung Bedacht genommen war.

Die Feststellung der Streuebene ist manchmal etwas unsicher, weil die beiden Tangenten, die sie bestimmen, nicht sichtbar sind, die Bahnen selbst aber rasch aus dieser Ebene herauslaufen, besonders bei starken Krümmungen. Auf die möglichen Folgen der Unschärfe des Grenzwinkels kommen wir noch zurück.

Die Bestimmung des Streuwinkels selbst ist hingegen mit grosser Genauigkeit möglich. Auch ein beträchtlicher Fehler in der Streuebenenstellung kann die Grösse des Streuwinkels nur wenig beeinflussen, wie geometrische Überlegung und Erfahrung zeigen.

Es bleibt noch die Festsetzung der nötigen Mindestlänge b der Spur übrig. Hier muss ein Kompromiss geschlossen werden. Wegen der Energiemessung wünscht man diesen Wert möglichst gross; dann sinkt aber die Zahl der messbaren Streuungen rapid. In Anlehnung an BOSSHARD und SCHERRER soll $b = 2$ cm gewählt werden. Der Fehler der Streuwinkelmessung beträgt dann etwa $\pm 2^\circ$, während die Energie bis zu 30% falsch sein kann.

Berechnung der Gewichte.

Der Raum, in dem Elektronen sichtbare Spuren hinterlassen können, hat die Form eines flachen Zylinders von 18 cm Durchmesser und 1 cm Höhe. Die Elektronen treten in der Mitte der Seitenwand durch ein Glimmerfenster von 0,5 cm Durchmesser in nahezu horizontaler Richtung ein.

Die Ableitung des Gewichtsfaktors $g(\vartheta)$ soll in zwei Schnitten geschehen. Zuerst wird der Einfluss einer begrenzten Schichtdicke d betrachtet:

Wir lassen zunächst das Magnetfeld ausser acht. Nach einer Streuung um den Winkel ϑ wird die Elektronbahn eine Mantellinie eines Kreiskegels mit horizontaler Achse vom Öffnungswinkel 2ϑ bilden. Durch eine Normalebene zur Kegelachse sollen nun lauter Mantellinien der Länge b abgeschnitten werden. Die Schnittfigur hat dann folgendes Aussehen:

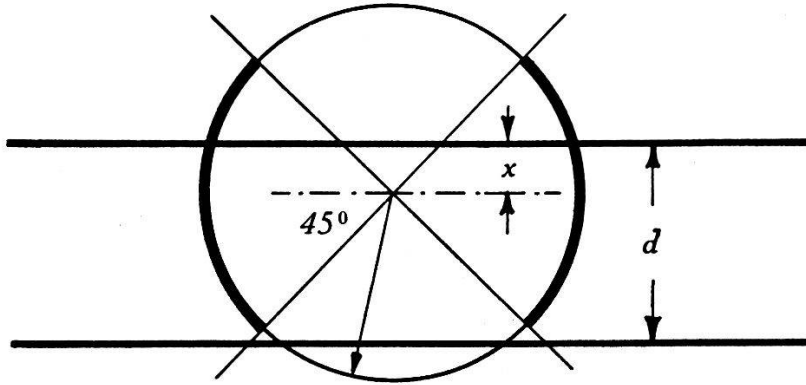


Fig. 1. $r = b |\sin \vartheta|$.

Diejenigen Mantellinien, die sowohl im Schichtstreifen, als auch (wegen der Einschränkung der Streuebenenstellung) in den hervorgehobenen Kreisstücken endigen, ergeben messbare Streuungen. Ihr Bruchteil kann leicht abgeleitet werden.

Infolge der Symmetrie genügt es, einen Halbkreis und $0 < x < d/2$ zu betrachten. Es sind verschiedene Fälle möglich:

$$q = \begin{cases} \frac{1}{2} & \left\{ \begin{array}{l} \frac{r}{\sqrt{2}} < x < \frac{d}{2} \\ 0 < x < \frac{r}{\sqrt{2}} \end{array} \right\} & r\sqrt{2} < d \\ \frac{1}{4} + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{x}{r} & \left\{ \begin{array}{l} 0 < x < d - \frac{r}{\sqrt{2}} \\ d - \frac{r}{\sqrt{2}} < x < \frac{d}{2} \end{array} \right\} & d < r\sqrt{2} < 2d \\ \frac{1}{\pi} \left\{ \arcsin \frac{x}{r} + \arcsin \frac{d-x}{r} \right\} & \left\{ \begin{array}{l} d - \frac{r}{\sqrt{2}} < x < \frac{d}{2} \\ 0 < x < \frac{d}{2} \end{array} \right\} & 2d < r\sqrt{2} \end{cases}$$

*

Wegen der Divergenz des Elektronenbündels darf angenommen werden, dass alle x -Werte gleich häufig auftreten. Der Mittelwert \bar{q} errechnet sich dann durch einfache Integration zu

$$\bar{q} = \begin{cases} \frac{1}{2} - \frac{r}{\pi d} (2 - \sqrt{2}) & r \leq d \sqrt{2} \\ \frac{2}{\pi} \left\{ \arcsin \left(\frac{d}{r} \right) - \frac{r}{d} + \sqrt{\left(\frac{r}{d} \right)^2 - 1} \right\} & r > d \sqrt{2} \end{cases}$$

Wäre die Streuebene keinen Einschränkungen unterworfen, so lautete die Antwort

$$\bar{q} = \begin{cases} 1 - \frac{2}{\pi} \frac{r}{d} & r \leq d \\ \frac{2}{\pi} \left\{ \arcsin \left(\frac{d}{r} \right) - \frac{r}{d} + \sqrt{\left(\frac{r}{d} \right)^2 - 1} \right\} & r > d \end{cases}$$

Für die speziellen Werte $d = 10$ mm, $b = 20$ mm d. h. $\frac{r}{d} = 2 |\sin \vartheta|$ findet man für \bar{q} folgenden Verlauf: Fig. 2.

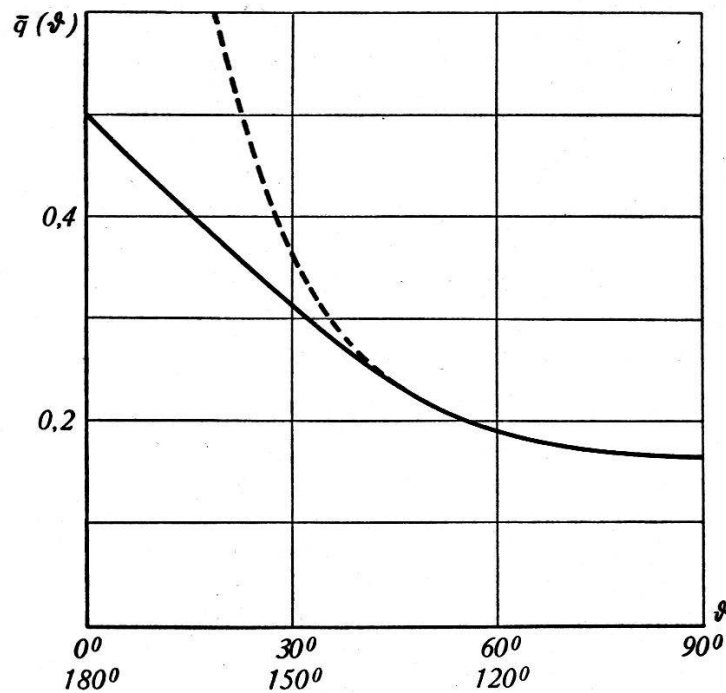


Fig. 2.

Die unterbrochene Kurve bezieht sich auf den Fall, dass für die Streuebene keine Einschränkung besteht.

Man sieht leicht, dass die Formeln noch annähernd richtig bleiben, auch wenn die anfängliche Bahn etwas gegen die Horizontale geneigt ist.

Nun soll die Bahnkrümmung durch das Magnetfeld in Betracht

gezogen werden. Der Kreiskegel geht in eine kompliziertere Fläche über; die Endpunkte der Mantellinien von der Länge b liegen nicht mehr in einer Ebene. Es ist aber leicht zu übersehen, dass die Deformationen, die Fig. 1 erleidet, ganz geringfügig bleiben müssen, wenn nur $r > b$. In unserem Falle beträgt der Minimalradius 5 cm, so dass die Gültigkeit der Formeln durch das Magnetfeld sicher nicht beeinträchtigt wird.

\bar{q} ist ziemlich empfindlich auf die nicht genau bekannte Schichtdicke d und den Grenzwinkel. Nimmt man als Fehlergrenzen $d = 10 \pm 1$ mm und $45^\circ \pm 5^\circ$ an, so übersteigt der kombinierte Fehler von \bar{q} nirgends 15%.

Für Winkel zwischen 45° und 135° ist die Schichtdicke allein massgebend, während für kleine Winkel der Einfluss des Grenzwinkels überwiegt.

Wegen der seitlichen Begrenzung der Schicht treten noch zusätzliche Hindernisse für das Zustandekommen einer messbaren Streuung auf.

Das Gewicht wird $g(\vartheta) = 0$ für folgende Bahnelemente:

Fall 1. Im Anfang einer Bahn auf die Länge b .

Fall 2. Nach einer erkennbaren Streuung (gleich welcher Grösse) auf die Länge b .

Beides ist zufolge der Definition der messbaren Streuung evident.

Fall 3. Die Spur endet in der Kammerwand. Sobald der Abstand des Bahnelementes von der Wand b unterschreitet, tritt eine zusätzliche winkelabhängige Verminderung der messbaren Streuungen auf, wie man sich an einem beliebigen Beispiel klar machen kann. Dieser Wandeinfluss droht nun die einfache Integration in Frage zu stellen. Man kann die Schwierigkeit umgehen durch die Festsetzung, dass im Wandstreifen von der Breite b alle Bahnelemente mit dem Gewicht 0 behaftet werden, während allenfalls vorkommende messbare Streuungen nicht gezählt werden dürfen.

Andere Hindernisse für messbare Streuungen kommen normalerweise nicht in Betracht. Die Gewichte haben also in der Tat die Eigenschaft, nur die Werte 0 oder $\bar{q}(\vartheta)$ anzunehmen.

Die Bestimmung der reduzierten Bahnlänge l' kann auf zwei Arten erfolgen: Entweder werden schon bei der Auswertung die mit dem Gewicht 0 behafteten Bahnstücke von der sichtbaren Bahnlänge l_i der einzelnen Spur abgezogen; der Rest sei l'_i . $\sum l'_i$ ist dann offenbar die reduzierte Bahnlänge l' . Der andere Weg besteht darin, die sichtbare Bahnlänge

$$l = \sum_{i=1}^M l_i$$

zu bestimmen, die ja gewöhnlich angegeben wird. Zur Berücksichtigung der Bahnanfänge (Fall 1) muss die Länge $M \cdot b$ subtrahiert werden. Die Abzüge wegen Fall 2 und 3 sind energieabhängig und können nur geschätzt werden auf Grund der Erfahrung. Wir mussten in dieser Arbeit den zweiten Weg wählen und fanden für l' die Werte

$$\sum^M l_i - 4 M \quad (0,25 < E < 0,35 \text{ MeV}) \text{ und}$$

$$\sum^M l_i - 3 M \quad (0,35 < E < 3 \text{ MeV}),$$

wobei der Fehler kleiner als M ist. Da l_i im Mittel 10 cm beträgt, ist die reduzierte Bahnlänge auf 15% bekannt.

Zum bessern Überblick soll unter Einführung der reduzierten Bahnlänge das Verhältnis $\frac{n_s'}{n_s}$ gebildet werden.

$$\frac{n_s'}{n_s} = \frac{l'}{l} \cdot \frac{\int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \bar{q}(\vartheta) \cdot f(\vartheta \beta) d\vartheta}{\int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} f(\vartheta \beta) d\vartheta}$$

Ganz rechts steht nach Definition der Mittelwert von $\bar{q}(\vartheta)$ im Bereich ϑ_1 bis ϑ_2 , den wir als $\bar{q}(\vartheta_1 \vartheta_2)$ bezeichnen. Er sollte theoretisch noch von β abhängen. Die Integration wurde planimetrisch für die Winkelbereiche 20—30°, 30—45°, 45—60°, 60—90°, 90 bis 180° und die β -Werte 0,8, 1 durchgeführt. Die Unterschiede für die beiden β -Werte lagen aber immer innerhalb der Genauigkeitsgrenzen, so dass eine einfache Tabelle genügt:

Tabelle I.

Bereich	20—30	30—45	45—60	60—90	90—180
$\bar{q}(\vartheta_1 \vartheta_2)$	0,35 0,49	0,28 0,30	0,21 0,21	0,17 0,17	0,17 0,17

Die Zahlen der zweiten Zeile beziehen sich auf den Fall, dass die Streuebene keiner Einschränkung unterworfen ist. Nur der Bereich 20—30° wird davon merklich beeinflusst; die Unsicherheit des Grenzwinkels kann also auch nur diesen Bereich treffen.

Die Korrektur ist ungemein gross. Nimmt man hinzu, dass der Wert von l'/l zwischen 0,5 und 0,75 liegt, so ergibt sich, dass von

zehn Streuungen schlimmstenfalls kaum eine messbar ist. In der Tat fand sich z. B. unter den fünf beobachteten Streuungen um Winkel $> 90^\circ$ keine einzige messbare!

Genauigkeit der Energiemessung.

Die Energiemessung mit Hilfe des Magnetfeldes wird durch die Anwesenheit des streuenden Gases notwendigerweise gestört. Es ist in mancher Hinsicht nützlich zu wissen, welche Beträge der Fehler annehmen kann. Drei Gründe tragen dazu bei:

a) Energieverluste infolge Ionisierung und Strahlung. Statt einer Kreisbahn beschreibt das Elektron eine Spirale. Man weiss, dass schnelle Elektronen pro cm Weg in Argon NTP grössenordnungsmässig 2000 eV ihrer Energie verlieren. Der Fehler kommt also nur für kleine Energien in Betracht.

b) Kleine Einzelstreuungen. Solche um 10° Ablenkungswinkel und darunter sind oft nicht erkennbar, sondern geben nur Anlass zu Unregelmässigkeiten in der Bahnkrümmung, deren Messung dadurch beeinträchtigt wird. Ein Bild von der Häufigkeit solcher Streuungen in Argon ($N = 1,6 \cdot 10^{19}$) vermittelt die folgende Tabelle, die angibt, auf welche Bahnlänge l im Mittel eine Streuung um einen projizierten Winkel grösser als 10° auftritt⁷⁾.

Tabelle II.

Energie MeV	0,1	0,25	0,5	1	2,5
l cm	1,5	8	25	80	400

Streuungen zwischen 7 und 10° sind etwa gleich häufig wie solche zwischen 10 und 180° .

c) Vielfachstreuung. In der Theorie der Vielfachstreuung von E. J. WILLIAMS⁸⁾ ist auch das Problem der zufälligen Krümmung von Nebelkammerbahnen behandelt. Die Grundlage bildet die Berechnung der mittleren projizierten Winkelablenkung Θ nach Durchdringung der Schichtdicke l .

Der mittlere zufällige Krümmungsradius ist definiert durch $\varrho_v = \frac{l}{\Theta}$. Dann gilt

$$\varrho_v = \frac{\sqrt{l}}{Z \sqrt{N}} \cdot \frac{\beta \cdot H \varrho}{e} \cdot \frac{1}{2\bar{\alpha}}$$

Die hier auftretende Grösse $\bar{\alpha}$ ist nur ganz langsam veränderlich und hat im interessierenden Gebiet etwa den Betrag 3. ϱ_v über-

lagert sich der durch das Magnetfeld H verursachten Bahnkrümmung ϱ . Man kann daher schreiben

$$\frac{|\Delta \varrho|}{\varrho} = \frac{k}{H} \quad \text{wo } k = 2\bar{\alpha} \frac{eZ \sqrt{N}}{\beta \sqrt{l}}$$

Für Argon $N = 1,6 \cdot 10^{19}$ und $l = 10$ cm erhält man folgende Tabelle:

Tabelle III.

MeV	$\bar{\alpha}$	Θ	k	$\frac{\Delta \varrho}{\varrho}$	$\frac{\Delta E}{E}$
0,1	3,0	60°	110	0,27	0,48
0,25	2,9	24°	80	0,20	0,34
0,5	2,8	14°	67	0,17	0,25
1	2,7	7,6°	61	0,15	0,20
2,5	2,7	3,4°	55	0,14	0,16

In der letzten Spalte ist mit Hilfe der Beziehung $\varrho = f(E)$ der mittlere Fehler der Energiemessung für das meist gebrauchte Feld $H = 400$ Oerstedt errechnet. Die Fehler können also ganz erheblich werden.

Aus diesen Überlegungen über Energiemessung können wir folgern, 1. dass im Energiebereich 0,1—0,25 MeV, der ursprünglich untersucht werden sollte, keine brauchbaren Messungen zu erwarten sind, 2. dass für eine einwandfreie Scheidung der elastischen von den unelastischen Streuungen eigentlich ein wesentlich stärkeres Magnetfeld erwünscht wäre. Bei einem Feld von 400 Oerstedt muss die Energie der beiden Äste um den Faktor 2 verschieden sein, damit mit Sicherheit auf unelastische Streuung geschlossen werden kann. 3. Dass es keinen Sinn hat, alle Vorkehrungen zu treffen, um die Krümmungen genauer als auf etwa 10% genau zu messen.

Praktische Durchführung.

Die geringe Tiefe der beleuchteten Schicht, $d = 10$ mm, erlaubt grosse Vereinfachungen bei der Auswertung.

Da uns nur mehr als zwei cm lange Spuren interessieren, kann der Winkel φ nur Werte $< 30^\circ$ annehmen. Für Radien $\varrho > 5$ cm ist die Länge des Bahnstückes dann nicht ausreichend, die durch $\varrho_p = \varrho_s \cdot \cos^2 \varphi$ gegebene Ungleichheit der beiden Krümmungen festzustellen. Man darf daher die Unterscheidung zwischen ϱ , ϱ_p und ϱ_s ohne Bedenken fallen lassen. Ebenso kann an Stelle

der wahren Bahnlänge l die projizierte Bahnlänge l_p treten, umso mehr, als die Bahnenden wegen Undeutlichkeit oft nicht ohne Willkür festzulegen sind.

Die Bestimmungsstücke einer Bahn ohne Streuung können also mit nützlicher Genauigkeit aus der Horizontalprojektion abgelesen werden, was viel Mühe erspart. Zur Bestimmung der Elemente einer Streuung hingegen ist die kippbare Projektionsebene unentbehrlich.

Das Hantieren mit Testkreisen und Transporteur auf der verhältnismässig schwach beleuchteten Projektionsebene ist so mühselig, dass der Umweg über die Nachzeichnung gewählt wurde. Diese kann später bequem ausgemessen und registriert werden.

Die Messung der Krümmungsradien erfolgt mit Hilfe von Testkreisen, die in Celluloid eingeritzt sind; die Länge der Spuren kann gleichzeitig abgelesen werden. Zur Messung der Streuwinkel ist eine andere Testkreisserie auf Celluloid längs einer Geraden so entzweigetreten, dass alle Kreise senkrecht geschnitten sind. Beim Anlegen der beiden Hälften an die Äste einer Streuung erscheint der Streuwinkel zwischen den Schnittkanten, wo er leicht gemessen werden kann.

Die Energie wurde in Bereiche ΔE eingeteilt, derart, dass $\frac{\Delta E}{E}$ ungefähr konstant bleibt. Zwischen 0,25 und 3 MeV sind 13 Bereiche $D-Q$ eingeschaltet. Eine Tabelle mit dem Magnetspulenstrom I als Parameter vermittelt den Übergang zwischen den Testkreisradien und den Energiebereichen auf Grund der bekannten Beziehung:

$$H\rho = \frac{1}{300} \sqrt{E^2 + 1022000E}, \quad E \text{ in } EV$$

Bei Bahnen ohne Streuung wird einfach die Länge im entsprechenden Energiebereich notiert. Solche mit Streuung werden mit sechs Bestimmungsstücken notiert: ρ, ρ', l, l' Radien bzw. Längen der Äste, Streuwinkel ϑ , und Angabe, ob Streuung vom Typ \supset oder \frown .

CHAMPION⁴⁾ gibt nämlich an, dass solche vom ersten Typ leicht übersehen werden. Er nahm daher in seine Statistik nur Streuungen vom zweiten Typ auf. Unsere Zahlen: 111 und 87 bestätigen diese Erfahrung nicht.

Die messbaren elastischen Kernstreuungen werden in ein E, ϑ -Diagramm eingetragen (Fig. 4).

Numerische Berechnung.

Die Wilsonkammer enthält im allgemeinen ein Gasgemisch mit mehreren Kernsorten. Die gesamte zu erwartende Streuung setzt sich additiv aus den Beiträgen der einzelnen Kernsorten zusammen.

In 1 cm³ Gas NTP sind $A = 2,70 \cdot 10^{11}$ Gasmoleküle vorhanden. Die Anzahl N_i der Kerne der Sorte i im cm³ berechnet sich zu

$$N_i = A \cdot \frac{273}{273 + t} \cdot \frac{1}{760} \sum_k R_k^i p_k$$

wenn p_k den Partialdruck des k -ten Gases in mm Hg bei t ° C und R_k^i die Anzahl der Atome der Sorte i im k -ten Gas bedeutet.

In unserem Falle ist der Gesamtdruck in der Kammer 600 mm Hg bei $t = 20$ ° C. Die Partialdrucke in mm Hg sind: Ar 508, N₂ 56, H₂O 15, C₂H₅OH 21. Die beiden letzten Zahlen sind der Arbeit von GAUTIER und RUARK⁹⁾ entnommen. Die beiden ersten ergeben sich aus der Angabe des Argon-Lieferanten*).

Nun ist noch zu beachten, dass nur Elektronen, die in das schon expandierte Gas hineingeschossen werden, scharfe, messbare Spuren ergeben. Das Gasvolumen ist dann γ mal grösser, die Zahl der Streuzentren pro cm³ also γ mal kleiner. Man gelangt so zu folgenden Zahlen (Expansionsverhältnis $\gamma = 1,10$):

Tabelle IV.

N(Ar)	$1,53 \cdot 10^{19}$	1
N(N)	0,34	0,033
N(C)	0,13	0,014
N(O)	0,11	0,009
N(H)	$0,47 \cdot 10^{19}$	0,001

Hat man die Zahl $n_s'[1]$ der theoretisch zu erwartenden messbaren Streuungen für die überwiegende Sorte 1 berechnet, so gewinnt man die übrigen mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{n_s'[i]}{n_s'[1]} = \frac{N_i}{N_1} \left(\frac{Z_i}{Z_1} \right)^2$$

wo Z_i die entsprechenden Kernladungen sind. Die kleinen Glieder mit $Z\alpha$ in (3) sind dabei vernachlässigt. Die so gewonnenen Zahlen (siehe zweite Spalte der vorangegangenen Tabelle) können gegebenenfalls mit den aus andern Experimenten bestimmten Faktoren

$$Q(\vartheta, E) = \frac{n_s \text{ exp.}}{n_s \text{ theor.}}$$

versehen werden.

*) Herrn Direktor H. FROMM von der Schweizerischen Auergesellschaft Winterthur danken wir für die freundliche Überlassung von Argon.

Es ist bequem, eine wirksame Streuzentrenzahl N einzuführen:

$$N = N_1 \sum_i \frac{N_i}{N_1} \left(\frac{Z_i}{Z_1} \right)^2$$

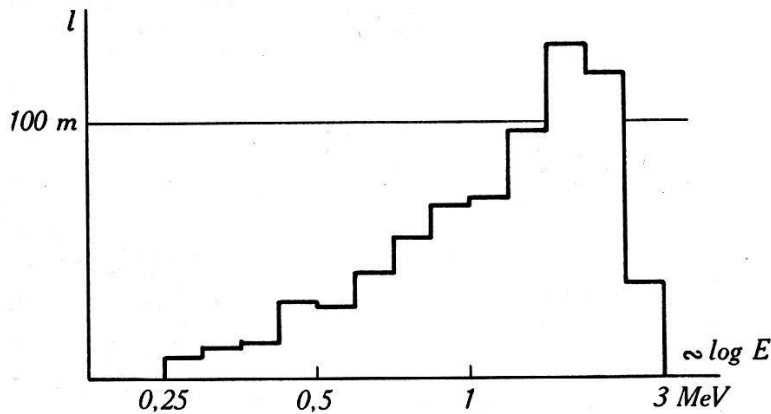


Fig. 3.

Setzt man für N, C, O, H zunächst normales Streuvermögen voraus, so nimmt die Summe den Wert 1,06 an, und wir haben

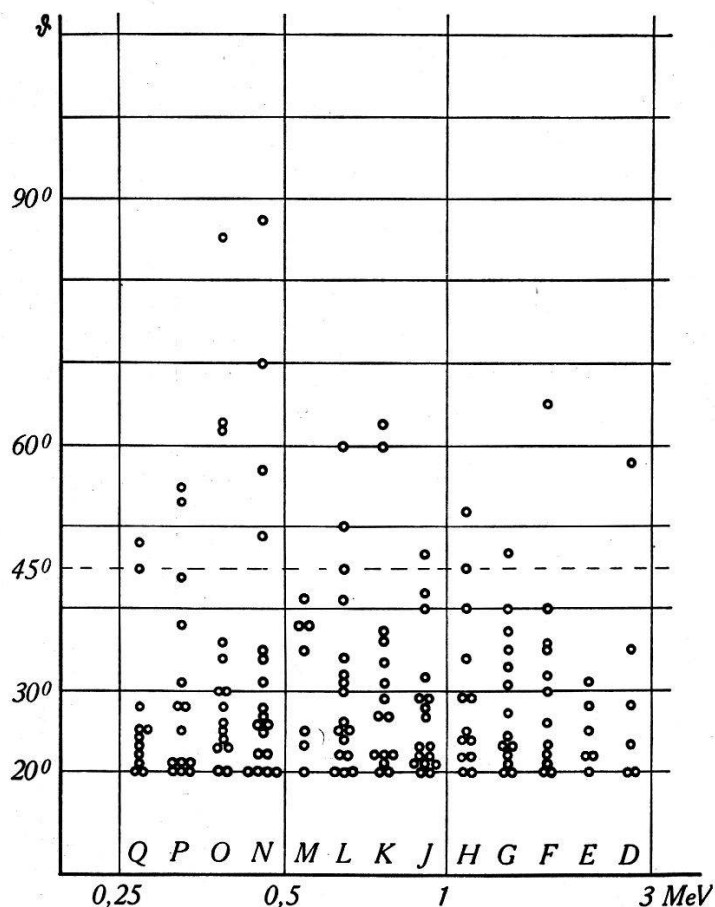


Fig. 4.

für N $1,62 \cdot 10^{19}$ zu setzen. (Die Korrektur für die anomale Streuung des Stickstoffs wird später an geeigneter Stelle eingeführt.)

Die Zahlen sind aber so klein, dass die statistischen Schwankungen einen allfälligen Gang überdecken.

Um ein Bild über die Winkelabhängigkeit zu gewinnen, soll über alle Energien summiert werden.

Tabelle VI.

Bereich	theor.	exp.	$\frac{\text{exp.}}{\text{theor.}}$
20—30	69	103	1,5
30—45	25	42	1,7
45—60	6	13	2,2
60—90	3,1	9	2,9
90—180	0,9	0	—

Darnach scheint, dass Streuungen um grosse Winkel häufiger vorkommen als die Theorie erwarten lässt.

Es ist aber zu beachten, dass in den bisherigen Rechnungen dem Stickstoff, der 9% des Kammerinhaltes ausmacht, ein normales Streuvermögen zugeschrieben wurde. Sein theoretischer Beitrag ist nur 3%. Die Messungen von BOSSHARD und SCHERRER haben aber gezeigt, dass der Stickstoff anomal streut, indem die grossen Streuwinkel sehr stark bevorzugt werden.

Der Einfluss des Stickstoffs kann mit Hilfe der Tabellen jener Arbeit erfasst werden, wenn man die Winkelbereiche 20—30, 30—60, 60—180° wählt und drei Energiegruppen bildet.

Tabelle VII.

MeV Bahnlänge	$Q-N$ 0,25—0,5 65 m	$M-J$ 0,5—1 192 m	$H-D$ 1—3 451 m	Total 0,25—3 708 m
	Ar + N ₂	Ar + N ₂	Ar + N ₂	
theor. 20—30°	23 + 1	25 + 1	18 + 1	69
exp.	37	34	32	103
$\frac{\text{exp.}}{\text{theor.}}$	1,5	1,3	1,7	1,5
theor. 30—60°	10,3 + 0,8	11,5 + 1	8,0 + 0,9	33
exp.	16	21	18	55
$\frac{\text{exp.}}{\text{theor.}}$	1,4	1,7	2,0	1,7
theor. 60—180°	1,5 + 0,4	1,5 + 0,4	1,0 + 0,4	5,3
exp.	5	3	1	9
$\frac{\text{exp.}}{\text{theor.}}$	2,6	1,5	0,7	1,7

Eine bessere Übersicht als Tabelle VII gibt Fig. 5, in der die gefundenen Quotienten $\frac{n_s' \text{ exp.}}{n_s' \text{ theor.}}$ graphisch dargestellt sind:

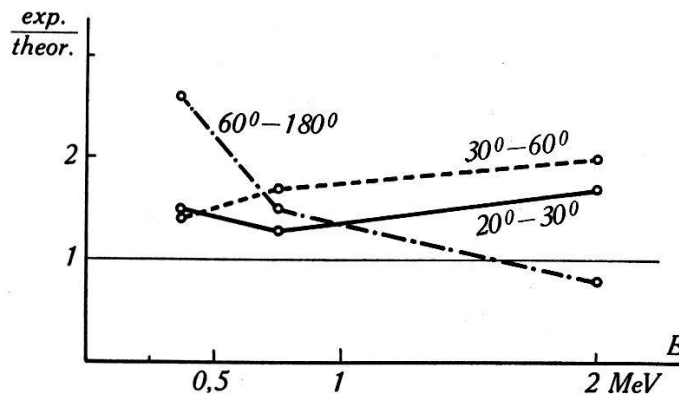


Fig. 5.

Daraus geht klar hervor, dass der Überschuss der Streuwerte bei grossen Winkeln sich durch die Anwesenheit des Stickstoffes völlig erklären lässt.

Im ganzen scheint die Winkelverteilung der theoretisch geforderten nahezukommen. Ein einfacher Gang mit der Energie lässt sich nicht erkennen. Die Absolutwerte sind aber ungefähr um den Faktor

$$1,6$$

zu hoch.

Vergleich mit andern Arbeiten.

Streumessungen an Argon sind von KIRCHNER¹⁰⁾, HENDERSON¹¹⁾, ZUBER¹²⁾ und STEPANOWA¹³⁾ ausgeführt worden. Die ersten beiden Arbeiten beziehen sich aber auf Elektronen mittlerer Geschwindigkeit.

ZUBER¹²⁾ untersuchte in der Wilsonkammer Compton-elektronen mit Energien zwischen 1,7 und 2,4 MeV, auf Streuungen $> 30^\circ$. Bildet man zwei Winkelbereiche $30-60^\circ$ (37 Streuungen) und $60-180^\circ$ (11 Streuungen), so ergibt sich die Streuung im ersten zu 0,7 der theoretischen, während im zweiten Übereinstimmung herrscht.

Die Arbeit von STEPANOWA¹³⁾ war nicht zugänglich. Einem Referat¹⁴⁾ ist zu entnehmen, dass die Streuung für Energien zwischen 0,2 und 1,1 MeV der Theorie entspricht, während sie für höhere Energien 1,1—3 MeV um den Faktor 2,5 grösser ist.

Die hier gewonnenen Ergebnisse passen in diesen Rahmen hinein. Man darf daher behaupten, dass die Streuung von Elektronen mit Energien zwischen 0,2 und 3 MeV an Argonkernen durch die Mott'sche Theorie nahezu wiedergegeben wird.

Es erscheint uns wichtig, dass die Ergebnisse über die stark anomale Streuung an Stickstoff durch die Resultate an Argon indirekt gestützt werden; diese der Theorie so stark widersprechenden Resultate können sicher nicht durch die Apparatur hervorgerufen sein.

Wir danken dem Jubiläumsfonds der E.T.H., dessen Mittel die notwendigen Anschaffungen ermöglichten.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

Literatur:

- 1) SKOBELZYN und STEPANOWA, Nature **137**, 456 (1936).
 - 2) BOSSHARD und SCHERRER, Helv. Phys. Acta **14**, 85 (1941).
 - 3) J. M. JAUCH, Helv. Phys. Acta **13**, 451 (1940).
 - 4) C. CHAMPION, Proc. Roy. Soc. A, **153**, 353 (1936).
 - 5) KLARMANN und BOTHE, Zs. f. Phys. **101**, 489 (1936).
 - 6) N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. A, **124**, 425 (1929).
 - 7) E. J. WILLIAMS, Proc. Roy. Soc. A, **169**, 531 (1939).
 - 8) E. J. WILLIAMS, Phys. Rev. **58**, 292 (1940).
 - 9) GAUTIER und RUARK, Phys. Rev. **57**, 1040 (1940).
 - 10) KIRCHNER, Ann. d. Phys. **83**, 969 (1927).
 - 11) HENDERSON, Phil. Mag. **78**, 847 (1929).
 - 12) ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 371 (1938).
 - 13) STEPANOWA, Journ. exp. theor. Phys. URSS **8**, 397 (1938)
 - 14) Physikalische Berichte 1938, S. 2410.
-