

Using eq. (3) and the well known relation for Γ we find

$$\frac{f(k)}{f(-k)} = \frac{k}{Z \pi s h \cdot 2 \pi k/c} \cdot \left(c h^2 \frac{\pi k}{c} \sin^2 \pi \sqrt{\frac{2Z}{c} - \left(\frac{k}{c} \right)^2} \right). \quad (5)$$

If $f(k)$ has been found for a given Z and c then, since

$f(-k) = f^*(k)$, the last formula allows us to calculate directly $f(-k)$. Since the phase shift $\eta_0(k) = \arg f(k)$ is given we can calculate the total cross section $\sigma_0 = (4 \pi/k^2)/\sin^2 \eta_0$ for low energy scattering. Our analytical expression for $\eta_0(k)$ allows us to calculate in a simple manner the phase shifts. For more complicated potentials one can find the phase shift only by some complicated numerical method.

Zur Energiebestimmung von Protonen aus Reichweitemessungen

Von L. KOSCHMIEDER *

Physikalisches Institut der Universität Bonn
(Z. Naturforschg. 19 a, 1414—1416 [1964]; eingeg. am 10. September 1964)

Das Energiespektrum von Protonen kann man experimentell in einfacher Weise durch Messung der integralen Reichweitenkurve in Materie bestimmen. Dazu ist die Kenntnis der Reichweite und des Absorptionsquerschnitts als Funktion der Energie notwendig. Die Reichweite lässt sich mit Hilfe der BETHE-BLOCH-Formel auf den mittleren Energieverlust zurückführen, in den als einzige empirische Konstante die mittlere Ionisierungsenergie I eingeht. Der Absorptionsquerschnitt lässt sich bei Energien oberhalb 100 MeV aus dem optischen Modell berechnen. Bei kleineren Energien muß man die experimentellen Werte heranziehen.

Als sehr brauchbarer Absorber hat sich Kupfer erwiesen. Die mittlere Ionisierungsenergie wurde bei Energien unter 100 MeV um 370 eV gefunden¹⁻³, während bei Energien oberhalb 300 MeV die Werte um 315 eV liegen⁴⁻⁶. In den Reichweitentabellen, z. B. von STERNHEIMER⁷, wird I als Konstante eingesetzt, wie es von der BETHE-BLOCH-Theorie gefordert wird. Die Änderung von I mit der Energie ist wahrscheinlich auf eine Unterschätzung der Schaleneffekte zurückzuführen⁸. Der Absorptionsquerschnitt beträgt 0,75 barn bei einer kinetischen Energie größer als 80 MeV. Darunter steigt es auf 1,3 barn bei 20 MeV an und fällt dann unterhalb 10 MeV sehr schnell auf Null ab⁹⁻¹².

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, zu untersuchen, ob mit diesen Parametern die integrale Reichweitenkurve vollständig beschrieben wird oder ob als Folge von Sekundärprozessen Abweichungen auftreten.

Der γ -Strahl des Bonner 500 MeV-Elektronensynchro-

trons diente zur Photoproduktion von Protonen in einem Graphit-Target (2 cm hoch und in Strahlrichtung 1 cm tief). Die Protonen wurden durch ein 60° -Magnetenspektrometer mit einem Krümmungsradius von 1,42 m nach Impulsen sortiert und durch die Szintillationszähler Z1 und Z3 definiert (Abb. 1). Das Verhältnis der Zählraten I/I_0 ergab den Bruchteil der durchgelassenen Protonen. Von anderen positiven Teilchen wurden die Protonen durch ihre Laufzeit unterschieden. Der Absorber bestand aus Elektrolyt-Kupferplatten $15 \times 15 \text{ cm}^2$ mit der Dichte $(8,93 \pm 0,01) \text{ g/cm}^3$.

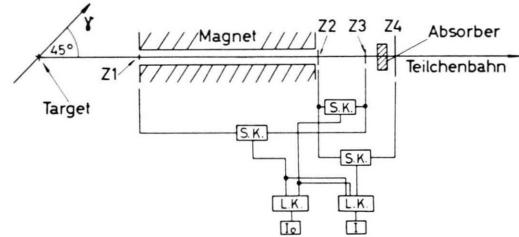


Abb. 1. Versuchsaufbau. Z1 bis Z4 = Szintillationszähler, S.K. = Schnelle Koinzidenz (6 nsec), L.K. = Langsame Koinzidenz (100 nsec).

Die Impulsauflösung des Magneten ist bestimmt durch die vertikale Ausdehnung des γ -Strahles im Target (2 cm) und die radiale Größe der Zähler Z1 (2 cm) und Z3 (3,5 cm). Die Halbwertsbreite betrug

$$\Delta p/p = 0,03.$$

Aus der Impulsverteilungskurve lässt sich die differentielle Reichweitenkurve berechnen. Vielfachstreuung der Protonen im 2 mm dicken Aperturzähler verschlechtert das Impulsauflösungsvermögen. Die differentielle Reichweitenkurve wurde damit korrigiert. Dagegen konnte der Einfluß der Streuung in Z2 vernachlässigt werden.

- * Gegenwärtige Adresse: Cambridge, Mass., Pierce Hall, Harvard University.
- ¹ H. BICHSER, R. F. MOZLEY u. W. A. ARON, Phys. Rev. **105**, 1788 [1957].
- ² V. C. BURKIG u. K. R. MACKENZIE, Phys. Rev. **106**, 848 [1957].
- ³ N. BLOEMBERGEN u. P. J. VAN HEERDEN, Phys. Rev. **83**, 561 [1951].
- ⁴ R. MATHER u. E. SEGRÈ, Phys. Rev. **84**, 191 [1951].
- ⁵ V. P. ZRELOV u. G. D. STOLETOV, Soviet Phys.—JETP **9**, 461 [1959].

- ⁶ W. H. BARKAS u. S. VON FRIESEN, Nuovo Cim., Suppl. **19**, 41 [1961].
- ⁷ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **115**, 137 [1959].
- ⁸ U. FANO, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 1 [1963].
- ⁹ R. F. CARLSON, R. M. EISBERG, R. H. STOKES u. T. H. SHORT, Nucl. Phys. **36**, 511 [1962].
- ¹⁰ R. GOLOSIEK u. K. STRAUCH, Nucl. Phys. **29**, 474 [1961].
- ¹¹ J. M. CASSELS u. J. D. LAWSON, Proc. Phys. Soc., Lond. **67**, 125 [1953].
- ¹² A. J. KIRSCHBAUM, Univ. of California Radiation Laboratory — UCRL 1967 (nicht veröffentlicht).



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Nämennennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

An den Polschuhen gestreute Protonen verfälschen die Reichweitenkurve. Deshalb wurde der Protonenstrahl mit verschiedenen großen Aperturzählern untersucht, um diesen Effekt zu bestimmen.

Die Abb. 2 zeigt eine der gemessenen Reichweitenkurven. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler; sie sind im Durchschnitt $\leq 1 \cdot 10^{-2}$.

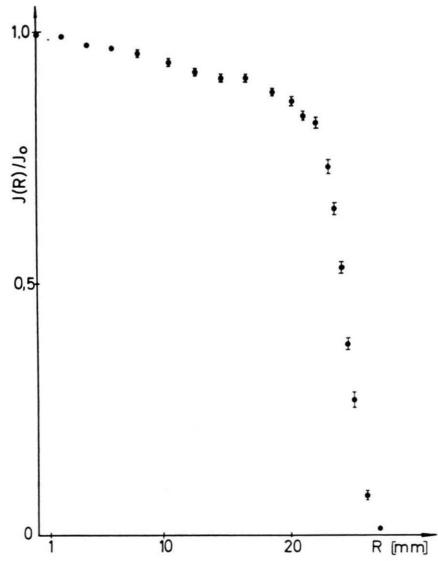


Abb. 2. Integrale Reichweitenkurve für $E=144,3$ MeV.

Vernachlässigt man die hier unbedeutende statistische Reichweitenstreuung, so wird, wenn $W(R)$ die sich aus der Anfangsimpulsverteilung ergebende Reichweitenverteilung ist,

$$I(R) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^R \alpha dR \right\} \cdot \left(1 - \int_0^R W(R) dR \right).$$

Der Faktor $\exp \left\{ - \int_0^R \alpha dR \right\} \cong e^{-\alpha R}$ beschreibt die Kernabsorption der Protonen im Absorber ($\alpha = n \sigma$, σ Wirkungsquerschnitt).

Der Einfluß der Kernabsorption auf die Reichweitenverteilung läßt sich dadurch eliminieren, daß man von der Stelle R_1 ab, an der ohne Kernabsorption der Abfall der Reichweitenkurve beginnen würde, alle Meßwerte mit dem Faktor $1/I_0(1-R_1)$ multipliziert. Nach Korrektur der Absorberdicke um das Kupfer-Äquivalent der Zähler und des Luftweges und nach Berücksichtigung der Verlängerung des Protonenweges im Absorber um 0,45% infolge Vielfachstreuung erhalten wir die Kurven Abb. 3-5. Die gestrichelten Kurven ergeben sich aus der Integration von $W(R)$ ohne Vielfachstreuung in Z1. Bei 144 MeV hat dieser Effekt keinen Einfluß mehr.

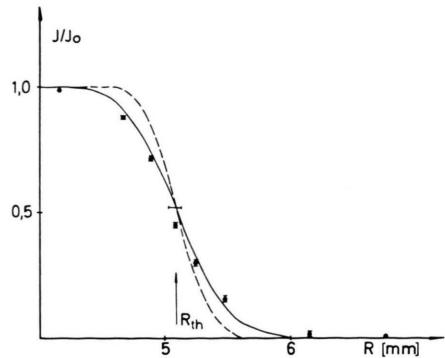


Abb. 3. Reichweitenverteilung für $E=57,0$ MeV.

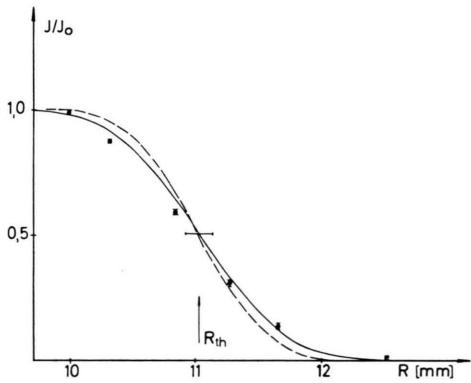


Abb. 4. Reichweitenverteilung für $E=88,9$ MeV.

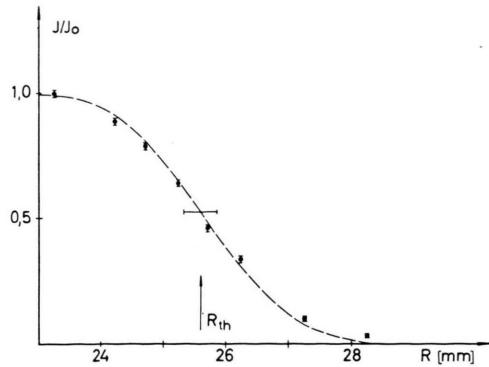


Abb. 5. Reichweitenverteilung für $E=144,3$ MeV.

Die von uns gemessenen und die von STERNHEIMER⁷ berechneten Reichweiten sind:

E	$R_{\text{gem.}}$	$R_{\text{Sternh.}}$
144,3 MeV	$25,60 \pm 0,6$ mm	25,6 mm
88,9 MeV	$10,96 \pm 0,4$ mm	11,03 mm
57 MeV	$5,08 \pm 0,2$ mm	5,09 mm

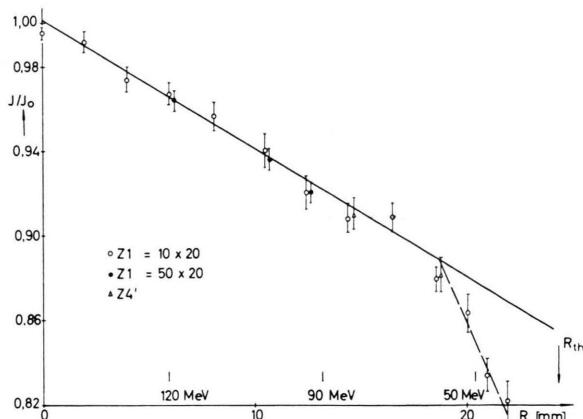


Abb. 6. Absorption der Protonen in Kupfer für $E = 144,3$ MeV. Die ausgezogene Kurve entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 0,75 barn.

Die Fehler der gemessenen Reichweiten kommen von der Unsicherheit in der Bestimmung des Maximums der Reichweitenverteilung und aus dem Fehler der Spektrometereichung von 1%. Die hier gemessenen Reichweiten stimmen mit den von STERNHEIMER⁷ berechneten Werten überein, in denen er $I = 371$ eV setzt.

Die Absorption der Protonen wird bis zu einer Energie von 60 MeV sehr gut durch den konstanten Wirkungsquerschnitt von 0,75 barn beschrieben (Abb. 6). Bei kleineren Energien treten Abweichungen auf, die weit größer sind als der zu erwartende Anstieg des Absorptionsquerschnittes. Daher wurde die Reichweitenkurve mit zwei verschiedenen Zählern Z1 gemessen, die in axialer Richtung des Spektrometers unterschiedlich groß waren, und dabei ein deutlicher Einfluß am Ende der Reichweitenkurve festgestellt. Man muß daher annehmen, daß das Energiespektrum der Protonen durch Streuung an den Polschuhen in diesem Bereich verfälscht wird.

Experimente zur Entladungsausbreitung in selbstlöschenden Zählrohren *

Von H. G. FRANKE, E. HUSTER, O. KRAFFT und K. H. ROHE

Institut für Kernphysik der Universität Münster
(Z. Naturforschg. **19 a**, 1416—1419 [1964]; eingeg. am 14. September 1964)

Nach KORFF und PRESENT¹ werden die in der Entladung eines selbstlöschenden Zählrohres entstehenden Photonen vom Löschdampf stark absorbiert, und die Entladung breitet sich durch Photoeffekt im Gas in einer engen drahtnahen Zone in kleinen Schritten von ca. 1 mm Länge² aus. HUSTER und ZIEGLER^{3, 4} fanden dagegen in der Entladung so viele Photonen großer Reichweite, daß sie ihnen versuchsweise die Ausbreitung durch Photoeffekt an der Kathode in wenigen großen Schritten zuschrieben, deren Länge etwa gleich dem Zählrohrradius R sein sollte. Eine eindeutige experimentelle Entscheidung zwischen beiden Hypothesen wurde jedoch bisher nicht erbracht.

Drei Reihen deshalb durchgeföhrter Experimente zeigen, daß beide Ausbreitungsformen in selbstlöschenden Zählrohren vorkommen (Draht- und Mantelkomponente).

Messungen an einem Gitterzählrohr

Between Anode and Kathode eines Zählrohres wurde konzentrisch ein Gitter mit ca. 3% Bedeckungsgrad angebracht. Breitet sich die Entladung über die Kathode aus, so sollte ein geeignet gewähltes Gitterpotential die

Photoelektronen daran hindern können, zum Draht zu gelangen.

Abb. 1 zeigt die Meßergebnisse. Bei negativer Gitterspannung ($U_g < 0$) sind die Plateaus lang und flach. Nur Primärionisationen im Inneren des Gitterraumes führen zu Zählstößen. Das Gitter übernimmt die Rolle der Kathode. Die Zählrohrwand ist an der Entladung gar nicht beteiligt.

Bei $U_g > 0$ sind die Plateaukurven steiler und die Zählraten höher, weil nun auch Primärionisationen zwischen Gitter und Kathode zu Zählstößen führen. Zwischen Gitter und Kathode erzeugte Elektronen erreichen verzögert die Anode und zünden dort verspätet Entladungen. Mit wachsender positiver Gitterspannung werden die Kurven flacher, weil Elektronen aus dem Raum außerhalb des Gitters das Gitterinnere schneller erreichen und damit Mehrfachzählungen desselben ionisierenden Ereignisses seltener werden.

Diese Befunde wurden durch Kontrollmessungen bestätigt (Strommessungen und Bestimmung der Impulsformen an Anode, Gitter, Kathode).

Der Befund bei $U_g < 0$ zeigt, daß ein Zählrohr mit einem Bedeckungsgrad der Kathode von nur 3% einwandfrei arbeitet. Zudem stimmte die Einsatzspannung mit der eines vollwandigen Zählrohres gleichen Durchmessers überein. Das beweist, daß die Ausbreitung der Entladung durch Photoeffekt an der Kathode nahezu keine Rolle spielen kann.

Messungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zählrohrentladungen an einem Gitterzählrohr bei $U_g \leq 0$ deuteten aber darauf hin, daß auch die Mantelkomponente zur Ausbreitung der Entladungen beiträgt.

* Vorgetragen auf der Frühjahrstagung 1964 der DPG in Karlsruhe, Fachausschuß Plasmaphysik; Phys. Verh. **4**, 254/55, 1964.

¹ S. A. KORFF u. R. D. PRESENT, Phys. Rev. **65**, 274 [1944].

² S. A. KORFF, Rev. Sci. Instrum. **24**, 1071 [1953].

³ E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Z. Phys. **146**, 281 [1956] I.

⁴ E. HUSTER u. E. ZIEGLER, Z. Phys. **149**, 583 [1957] II.