Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 27 (1954)

Heft: III

Artikel: Über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung von der Kernladungszahl bei 6 MeV -Strahlen

Autor: Staub, H. / Winkler, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112511

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: 07.08.2025

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

Über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung von der Kernladungszahl bei 6 MeV γ-Strahlen

von **H. Staub** und **H. Winkler.**

(7. V. 1954.)

Summary: Relative nuclear pair production cross-sections have been measured for the γ-rays of the reaction $F^{19}(p, \gamma)\,\alpha$, average energy 6,3 MeV, in Al, Cu, Ag, W and Pb, by the technique of coincindence of annihilation quanta.

The results show that at this energy the Bethe-Heitler formula, based on Born approximation, and predicting proportionality of the cross-section with Z^2 is very nearly correct. After correcting for shielding effects the cross-section of lead deviates only $-2 \pm 4\%$ from the Z^2 law, in agreement with the behaviour expected from absorption measurements.

Einleitung.

Die Theorie der Paarerzeugung durch γ-Strahlen im Coulombfeld eines Kernes ist von Bethe und Heitler[1]) gegeben worden. Sie benutzt die Bornsche Näherung, welche voraussetzt, dass

$$\frac{Z e^2}{h v} \ll 1$$

und gibt den Wirkungsquerschnitt als proportional Z^2. Für hohe Kernladungszahlen ist die Bedingung nicht mehr erfüllt, mit $v = c$ und $Z = 82$ (Pb) wird

$$\frac{Z e^2}{h c} = 0{,}6\,.$$

Ohne Benutzung der Bornschen Näherung haben Jaeger und Hulme[2–4]) eine Theorie zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes für γ-Energien bis etwa 3 MeV gegeben. Es zeigt sich, dass die Bethe-Heitlersche Theorie in diesem Gebiet für schwere Kerne zu niedrige Werte liefert. Andererseits folgt aus einer theoretischen Arbeit von Davies und Bethe[5]), dass für grosse γ-Energien und bei hohem Z die Wirkungsquerschnitte tiefer liegen als die durch Bornsche Näherung gewonnenen. Im Zwischengebiet werden bei einer

bestimmten Quantenenergie die nach BETHE-HEITLER berechneten Werte gerade mit den experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitten auch bei schweren Kernen übereinstimmen.

Die erwähnten Theorien und die letzte Folgerung wurden bereits mehrfach experimentell geprüft. Die drei wichtigsten Methoden zur Untersuchung des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung sind: 1. Messung des totalen Absorptionskoeffizienten und Subtraktion der anderen Absorptions- oder Streueffekte, welche aus theoretischen Ansätzen berechnet werden. 2. Messung der Zahl der erzeugten Paare durch die Annihilationsstrahlung beim Zerfall des Positrons. 3. Direkte Registrierung der Zahl der erzeugten Paare mit einem Paarspektrographen. Dabei genügt es im allgemeinen, Relativwerte des Wirkungsquerschnittes für Kerne mit verschiedener Ordnungszahl zu messen. Für kleine Z kann die Bethe-Heitlersche Theorie als genügend genau genommen werden, man muss also nur noch den Gang des Wirkungsquerschnittes mit Z kennen. Durch Absorptionsmessungen sind jedoch auch Absolutbestimmungen vorgenommen worden. Der Paarspektrograph ist unterhalb einer Quantenenergie von 6 MeV ungeeignet. Auch misst er nur einen Ausschnitt aus dem Impulsspektrum der Paare. Umgekehrt ist die Registrierung der Annihilationsstrahlung besser für kleinere γ-Energien anzuwenden, bei denen die Reichweite der Positronen noch nicht zu gross ist. Die Absorptionsmethode schliesslich stösst auf Schwierigkeiten, sowohl dicht über dem Schwellenwert von 2 mc^2, da dort andere Absorptionseffekte die Paarerzeugung noch stark überwiegen, als auch bei energiereicheren γ-Strahlen, die bereits Kernphotoprozesse auslösen.

Bestimmungen der Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wurden in neuerer Zeit zwischen 1,3 und 2,6 MeV von HAHN et al.[6]) und von DAYTON[7]) durch Zählung der Annihilationsstrahlung vorgenommen. Durch Bestimmung der totalen Absorption und entsprechende Auswertung der Ergebnisse haben zwischen 2,6 MeV und 19 MeV ADAMS[8]), COLGATE[9]), ROSENBLUM et al.[10]), BERMAN[11]) und WALKER[12]) gemessen, bei 88 MeV LAWSON[13]) und bei 280 MeV DE WIRE et al.[14]). Mit dem Paarspektrographen liegen Messungen der Z-Abhängigkeit bei 17,6 MeV durch WALKER[15]) vor. Die Werte von HAHN und DAYTON stimmen mit der exakten Theorie von JAEGER und HULME im wesentlichen überein, nicht jedoch die Messungen von COLGATE bei 2,6 MeV. Durchwegs liegen die Wirkungsquerschnitte für grosse Z über den nach BETHE-HEITLER berechneten, für Pb und 2,6 MeV etwa um 25%. Mit wachsender γ-Energie sollten die Abweichungen kleiner werden; ROSENBLUM und COLGATE

finden auch in den Grenzen ihrer Genauigkeit zwischen 4,7 und 6,2 MeV fast völlige Übereinstimmung mit dem Z^2-Gesetz. Bei 10 und 17,6 MeV gibt dann das Gesetz bereits zu hohe Werte; ROSENBLUM, WALKER und ADAMS finden dort negative Abweichungen von 10 bis 15% für Pb. Die Abweichungen bleiben weiter ziemlich konstant, wie die Messungen bei 88 und 280 MeV zeigen, und die erhaltenen Werte stimmen mit der Theorie von DAVIES-BETHE überein.

In der vorliegenden Arbeit wird bei 6,3 MeV die Methode der Zählung der Annihilationsquanten angewandt. Es werden nur Relativmessungen an Al, Cu, Ag, W und Pb vorgenommen.

Experimentelles.

Wir benutzten die γ-Strahlung der F^{19} $(p, \alpha)O^{11*}$ γ O^{16}-Reaktion. Es treten 3 Linien mit den Energien 6,14, 6,91 und 7,11 MeV auf, ferner noch zwei Kaskadenlinien von 12,0 und 1,5 MeV aus der Reaktion F^{19} $(p, \gamma)Ne^{20}$, deren Intensität aber nur etwa 0,5% derjenigen der 6—7-MeV-Linien beträgt[16]). Die mittlere Energie der drei Linien bei 6 MeV errechnet sich für dieses Experiment zu 6,3 MeV[16]).

20 μA analysierte Protonen von 1,5 MeV Energie des kürzlich fertiggestellten van-de-Graaff-Generators der Universität Zürich treffen auf eine rotierende Target aus CaF_2 in „dicker" Schicht. Man erhält eine fast punktförmige γ-Quelle von 4 mm Durchmesser. Mittels Kanälen in Bleiabschirmungen werden in entgegengesetzter Richtung zwei Strahlenbündel ausgeblendet (Abb. 1). Das eine fällt auf einen Szintillationszähler als Monitor für die Primärintensität, das andere auf den zu untersuchenden Probekörper, in welchem es Elektronenpaare erzeugt. Diese werden im Probekörper selbst gestoppt und die beim Zerfall des Positrons entstehenden Annihilationsquanten durch zwei Szintillationszähler in Koinzidenz registriert. Die Verbindungslinie der beiden Koinzidenzzähler steht senkrecht zum Primärstrahl.

Da die Reichweite der energiereichsten auftretenden Positronen in Al 1 cm beträgt, und also ein Positron keineswegs dort zerfällt, wo es entsteht, sind besondere Vorsichtsmassnahmen nötig. Der Raumwinkel für Koinzidenzzählung ändert sich nämlich stark über das Volumen des Probekörpers. Der Probekörper wird deshalb ziemlich lang (in Richtung des Primärstrahles) gewählt und erstreckt sich zur Strahlungsquelle hin noch über den Koinzidenzen liefernden Raum zwischen den Kristallen hinaus. So hat sich dann in diesem Raum im Probekörper bereits eine Gleichgewichtsverteilung zwischen entstehenden und zerfallenden Positronen gebildet. Ferner haben alle Probekörper die Dichte des leichtesten Materials (Al)

von 2,6 g/cm³. Die Reichweite der Positronen wird dadurch in allen Probekörpern ungefähr gleich. Angaben in der Literatur über die Z-Abhängigkeit der Reichweite von Elektronen in Materialien gleicher Dichte sind selten. Messungen von TRUMP et al.[17]) zeigen in Übereinstimmung mit der Theorie[18]), dass der Unterschied zwischen Al und Pb gleicher Dichte höchstens 25% beträgt. Eine gewisse Anzahl Positronen verlässt den Probekörper und zerfällt ausserhalb. Wegen der grossen Reichweite würde eine Kassette um den Probekörper zu dick. Die Zahl der unzerfallen austretenden Positronen ist

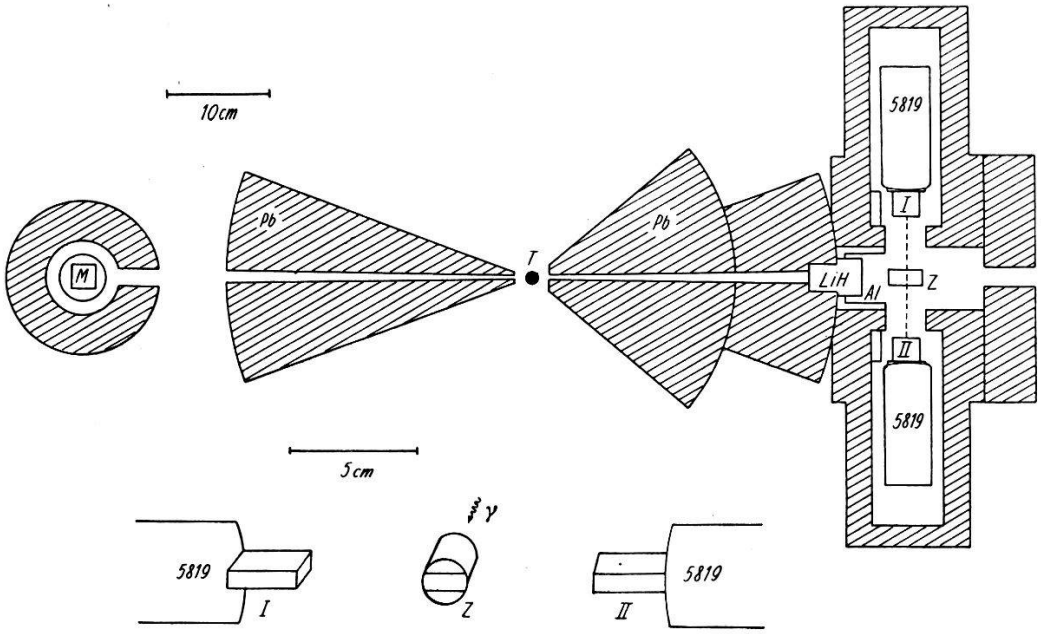

Fig. 1.
Versuchsanordnung. T: CaF_2 – Target; Z: Probe-Körper; I, II: Koinzidenzzähler; M: Monitor.

nur dann proportional der Zahl der erzeugten Paare, wenn die Reichweite der Positronen in allen verwendeten Substanzen gleich ist. Durch die Abmessungen der Probekörper und der Kristalle der Koinzidenzzähler wird der Effekt noch weiter vermindert. Die Probekörper sind Zylinder von 16,5 mm Durchmesser und 35 mm Länge, deren Achse mit der Achse des Primärstrahles zusammenfällt. Sie befinden sich in einem Graphitrohr mit 1,5 mm Wandstärke und bestehen aus einer Mischung der zu untersuchenden Substanz in Pulverform mit Berylliumpulver. Der Durchmesser des ausgeblendeten Bündels der Primärstrahlung beträgt an der Stelle des Probekörpers etwa 15 mm; das Bündel ist jedoch nicht scharf begrenzt. Die NaJ(Tl)-Kristalle der Zähler sind 27 × 27 × 7 mm gross; sie wenden eine Schmalseite dem Probekörper zu. Vom kreisförmigen Querschnitt des Probekörpers kann nur ein 7 mm hoher

Ausschnitt in der Mitte direkte Koinzidenzen liefern (Fig. 1, unten). Die langen Seiten des Ausschnitts werden auch von Positronen lieferndem Material begrenzt; dadurch entsteht in der Mitte eine Verteilung, die nicht mehr stark von der Reichweite abhängt.

Für die Fehler durch Nulleffekt wirkt die gleiche Dichte ebenfalls günstig. Die Koinzidenzzahlen der verschiedenen Substanzen wachsen so nur etwa mit Z, infolge der stärkeren Photoabsorption bei hohen Ordnungszahlen sogar noch langsamer. (Verhältnis der Koinzidenzen Al : Pb etwa 1 : 3.) Der Fehler eines konstanten Nulleffektes fällt also für das Verhältnis der Koinzidenzen immer weniger ins Gewicht. Ein Nulleffekt entsteht aus zwei Gründen: 1. Positronen, die ausserhalb des Probekörpers in den Abschirmungen erzeugt werden, dringen in den Probekörper ein und zerfallen dort. Auch ist die Ausblendung des Primärbündels nicht scharf, es werden also auch im Graphitrohr noch Paare erzeugt. 2. Andere Effekte als Annihilationsstrahlung können zu Koinzidenzen Anlass geben. Zu 1.: Der Kanal in der Bleiabschirmung ist eine stärkere Quelle von Positronen als der Probekörper. Diese Positronen werden am Ausgang des Kanals durch einen Körper aus LiH gestoppt und zum Zerfall gebracht. LiH hat ein sehr niedriges effektives Z und erzeugt selbst fast keine neuen Paare. Da der Raum um den Probekörper wegen der Bremsstrahlung des van-de-Graaff-Generators vollständig mit Blei abgeschirmt ist, wurde die Oberfläche des Bleis zum Probekörper hin mit Al von 8 mm Stärke belegt. Den Nulleffekt aus dem Graphitrohr und aus dem LiH-Körper bestimmten wir durch Messungen an einem Probekörper aus LiH. Seine Dichte ist geringer als die der anderen Substanzen, was erneut Unsicherheiten einführt. Da der Nulleffekt sehr klein ist (unter 10 % beim ungünstigsten Fall des Al), genügt es, ihn mit mässiger Genauigkeit zu kennen. Zu 2.: Ausser Annihilations-Strahlung können verschiedene andere Prozesse zu Koinzidenzen Anlass geben, wie Höhenstrahlung und Streuquanten, welche mit einem Compton-Elektron den einen und mit dem gestreuten Quant den anderen Zähler treffen. Ferner können primäre γ-Quanten in einem Kristall ein Paar erzeugen, dessen Positron dort zerfällt, wobei ein Annihilationsquant in den zweiten Zähler gelangt. Koinzidenzen geben schliesslich auch 2-Quanten-Comptoneffekt und Compton-Effekt in der K-Schale der Atome des Probekörpers, wobei eine Koinzidenz des gestreuten Quants mit dem Röntgenquant möglich ist. Alle diese Effekte sind an sich klein und werden durch die benutzte Registriermethode noch weiter reduziert. Die Comptonstreuung der Primärstrahlung ist stark nach vorn gerichtet, ihre Intensität pro Raumwinkeleinheit hat ein Maximum bei 10^0 Streuwinkel. Da die Primärstrahlung sehr durchdringend ist,

wurden die Kristalle der Zähler noch mit 10 mm Aluminium vor Positronen aus der nahen Bleiabschirmung geschützt. Nur der Raum zum Probekörper hin blieb offen, um die Annihilationsstrahlung nicht zu schwächen.

Fig. 2 zeigt ein Blockdiagramm der elektronischen Geräte. Alle drei Szintillationszähler haben als Multiplier den Typ RCA 5819 und werden von einem besonders gut stabilisierten Netzgerät mit 800 Volt versorgt. Bei der ständigen Überprüfung mit Kompensationsschaltung zeigte die Spannung weniger als 0,05% Schwankungen. Die Impulse gehen von den Zählern über Kathodenstufen auf

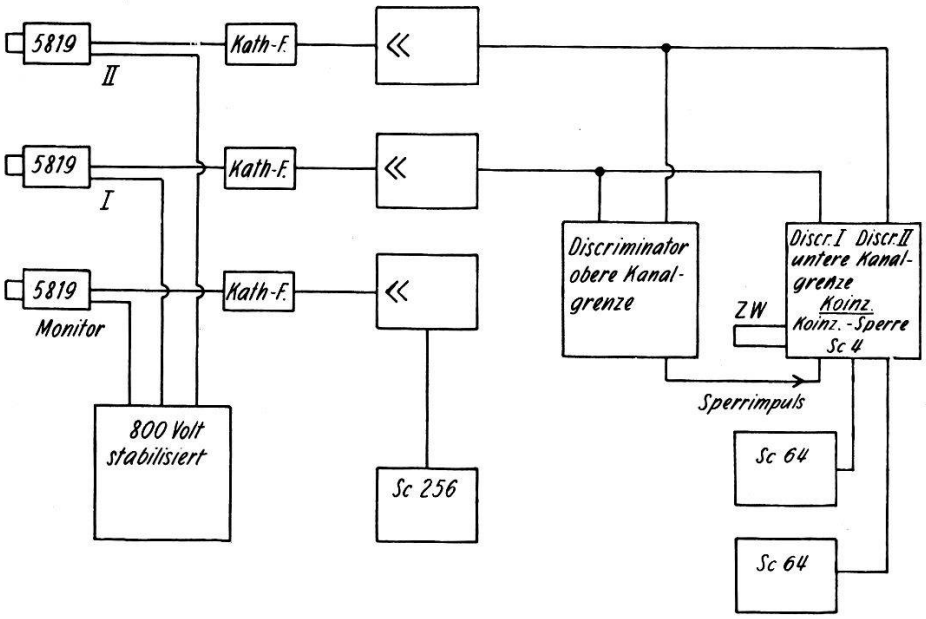

Fig. 2.
Blockschema der elektronischen Registrier-Einrichtung.

Kabel und dann in lineare Impulsverstärker. Vor dem Koinzidenzkreis mit einer Auflösungszeit von 0,7 μsec liegen zwei Discriminatoren, die alle Impulse unterhalb einer bestimmten Grösse ausschalten. Die Registrierung einer Koinzidenz im 4fach-Untersetzer wird ausserdem verhindert, wenn einer von zwei weiteren Discriminatoren anspricht, deren Niveau über der grössten Impulshöhe der 511-KeV-Strahlung steht. Das hierzu benützte Sperrsignal war 5 μsec lang, sein Einfluss auf die Messzeit muss nicht berücksichtigt werden. Es sind also nur Impulse aus einem bestimmten Energieintervall koinzidenzfähig. Aus Intensitätsgründen ist allerdings in dem eingestellten Intervall nicht nur die Photolinie der Annihilationsstrahlung (wie bei Dayton) enthalten, sondern auch noch ein grosser Teil der Compton-Linie. Für die Messung des Impulsspek-

trums benutzten wir Cu^{64}*). Die zufälligen Koinzidenzen werden durch Zählung der Einzelimpulse aus der Auflösungszeit bestimmt. Der Abstand der Zähler war so gewählt, dass die zufälligen Koinzidenzen nur wenige % der wahren ausmachen. Da alle zu grossen und zu kleinen Impulse nicht koinzidenzfähig sind, geht die Zahl der unter 2. genannten Koinzidenzen stark zurück und wurde mit Ausnahme der Höhenstrahlung nicht mehr berücksichtigt. Die elektronischen Geräte wurden auf Stabilität geprüft und keine Schwankungen von Bedeutung gefunden.

Die eigentlichen Messwerte wurden in zwei nicht unterbrochenen Registrierungen von 50 und 30 Stunden gewonnen; dabei tauschten wir die Probekörper häufig aus, so dass insgesamt für 5 Substanzen und den Nulleffekt 70 Messungen vorlagen. Wir wählten die Zeiten so, dass für jedes Material die statistische Genauigkeit 2% beträgt. Der statistische Fehler beim Monitor ist zu vernachlässigen. Die Untersuchung der Abweichungen der Koinzidenzzahlen ergab genügend Übereinstimmung mit einer Gauss'schen Verteilung.

Auswertung und Korrekturen.

Die Zahl der Koinzidenzen für ein Material wurde wie folgt behandelt (Tab. 1): Nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen und des Effektes der Höhenstrahlung wird die Koinzidenzzahl pro Monitoreinheit berechnet. Da Koinzidenzen auch durch ein- oder mehrfach gestreute Annihilationsquanten ausgelöst werden können, deren ursprüngliche Richtung nicht in den Raumwinkel für Koinzidenzzählung fällt, berücksichtigt ein erster Korrekturfaktor die verschieden starke Streuung in den Probekörpern; er beträgt bis zu 4%. Der zweite Korrekturfaktor von 40 bis 80% betrifft die Absorption der 511-KeV-Strahlung im Probekörper. In diesem sind auch Compton-Streuung unter kleinen Winkeln und Rayleigh-Streuung berücksichtigt. Die Absorptionskoeffizienten entnahmen wir der Literatur[19–22]). Die Zahl der im Fluge ohne 180° Winkelkorrelation zerfallenden Positronen zeigt eine schwache Z-Abhängigkeit[23]), dafür werden Korrekturen bis zu 1% angebracht. Vom Ergebnis wird der Nulleffekt, korrigiert für Paarerzeugung und Absorption im LiH, abgezogen; sein grösster Anteil (bei Al) beträgt 7%. Ein weiterer Multiplikationsfaktor berücksichtigt dann die Schwächung der Primärstrahlung im Probekörper und liefert Änderungen von 7—12%. Von der so erhaltenen relativen Zahl der erzeugten Paare werden die an Elektronen[24]) und an Beryllium erzeugten Paare abgezogen.

*) Für die Herstellung des Cu^{64} am Zürcher Betatron danken wir Herrn M. Walter.

Division durch die Zahl der Atome pro cm³ der einzelnen Substanz ergibt den Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung in willkürlichen Einheiten.

Tabelle 1.

1	2		3	4	5	6	7	8	9	10	11
Material	ϱ_x	ϱ_{Be}	N	$R = \frac{N}{M}$	Δs	Δaa	Δf	R_0	ΔaP	Δe Be	$\sigma_{rel.}$
Al	2,678	0	3844	75,1	0	0,432	0,076		0,069	0,028	1,895
Cu	2,687	0	3825	150,4	0,012	0,429	0,080		0,086	0,011	9,61
Ag	2,475	0,169	4103	188,3	0,022	0,480	0,087	7,1	0,103	0,012	23,9
W	2,187	0,542	3880	201,4	0,031	0,738	0,087		0,122	0,020	59,3
Pb	2,071	0,631	4174	200,7	0,037	0,828	0,087		0,120	0,022	74,0

Kolonne 1 Material.
2 Zusammensetzung des Probekörpers (ϱ in g/cm³).
3 Gemessene Zahl der Koinzidenzen.
4 Koinzidenzrate R = Koinzidenzen pro 10^6 Monitorimpulse.
5 Korrektur für Streuung der 511-KV-Strahlung (relativ zu Al).
$R_1 = R\,(1 + \Delta s)$.
6 Korrektur für Schwächung der 511-KV-Strahlung.
$R_2 = R_1\,(1 + \Delta aa)$.
7 Korrektur für im Fluge zerfallende Positronen.
$R_3 = R_2\,(1 + \Delta f)$.
8 Nulleffektrate R_0 = Koinzidenzen durch Nulleffekt pro 10^6 Monitorimpulse (für einen Probekörper mit
$\Delta s = \Delta aa = \Delta f = 0$). $R_4 = R_3 - R_0$.
9 Korrektur für Absorption der Primärstrahlung.
$R_5 = R_4\,(1 + \Delta aP)$.
10 Korrektur für Paarerzeugung an Elektronen und an Be.
$R_6 = R_5\,(1 - \Delta e\mathrm{Be})$.
11 Relativer Wirkungsquerschnitt: $\sigma = R_6/n_x$ in willkürlichen Einheiten.
n_x = Zahl der Atome des Materials pro cm³.

Ergebnisse.

Fig. 3 zeigt die relativen Wirkungsquerschnitte, dividiert durch Z^2. Durch die Punkte wurde die beste Grade der Form $1 + b(Z - 1)$ gelegt, woraus man direkt die Abweichungen von der Bethe-Heitlerschen Theorie ablesen kann. Für Pb ergibt sich $-4 \pm 4\%$. Zum genauen Vergleich ist an den theoretischen Werten noch ein Abzug für die Abschirmung des Coulombfeldes durch die Hüllenelektronen[25])[18]) anzubringen, bei Pb 2,1%, bei Ag 1,5%. Bei 6,3 MeV zeigt sich also höchstens eine sehr kleine negative Abweichung vom Z^2-Gesetz, die für Pb -2% beträgt. Colgates[9]) und Rosenblums[10])

Messungen aus der Totalabsorption können ohne weiteres ebenso interpretiert werden.

Fehler.

Da das beschriebene Experiment eine Relativmessung ist, ist die Kenntnis einer Reihe von Grössen unnötig; man muss lediglich sicher sein, dass sie während der Messung konstant bleiben. Das wird für alle notwendigen Grössen als gesichert betrachtet, und sie werden daher in die Diskussion der Fehler nicht eingeschlossen. Ausser den statistischen Fehlern sind nur noch die Fehler in der Dichte für die

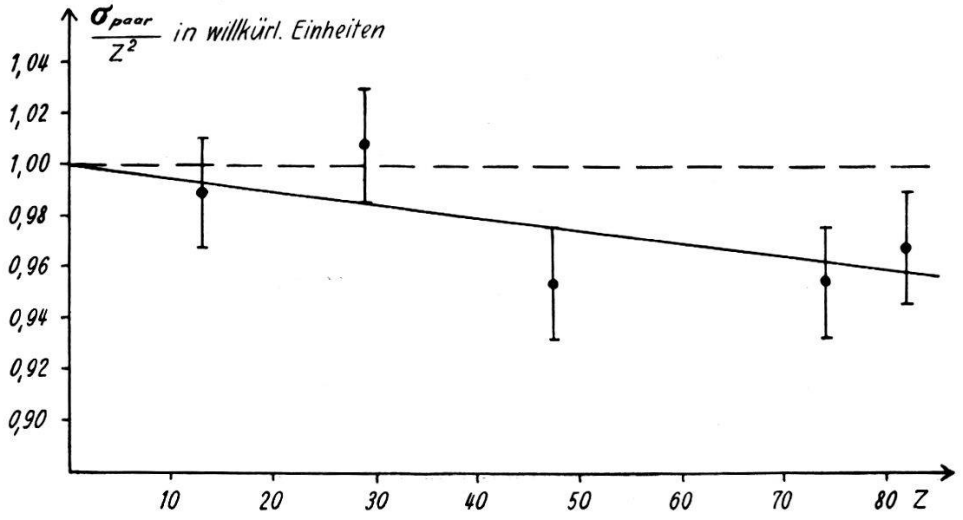

Fig. 3.

σ_{paar}/Z^2 als Funktion von Z bei $E_\gamma = 6{,}3$ MeV.

einzelnen Substanzen unabhängig. Sie betragen höchstens 1% und sind kombiniert mit den statistischen Fehlern in Fig. 3 aufgetragen. Alle anderen Fehler erstrecken sich in gewisser Weise systematisch über alle Substanzen und beeinflussen dabei fast nur die Steigung der Graden. Wir kombinieren sie daher am Ende mit dem Fehler der Steigung, der aus den Abweichungen der einzelnen Punkte gewonnen wird. Die Reinheit der Substanzen war: Al 99,98%, Cu 99,9%, Ag 99,97%, W 99,9%, Pb 99,5%.

Der Zerfall der Positronen auf eine andere Art als Zweiquantenzerfall des zur Ruhe gekommenen Positrons beeinflusst unsere Resultate nicht. Die Möglichkeiten sind bei HEITLER[25]) und HAHN et al.[6]) ausführlich diskutiert. Für die schwache Z-Abhängigkeit des Zweiquantenzerfalls im Fluge wurde nach einer Abschätzung mit Hilfe der Formeln von BETHE[23]) bereits korrigiert. Der Effekt ist

am kleinsten im Al-Körper, in dem 7,6% aller Positronen so zerfallen, am grössten im Pb-Körper, in welchem er 8,7% beträgt. Die Wahrscheinlichkeit des Einquantenzerfalls im Fluge ist nach BETHE[23]) für den vorliegenden Energiebereich der Positronen selbst im ungünstigsten Fall des Bleis noch mehr als 10mal kleiner.

Der Dreiquantenzerfall des ruhenden Positrons ist in unserem Fall auch sehr selten, da sämtliche Materialien in Form von Metallen vorliegen. Ebenso ist der Einquantenzerfall der ruhenden Positronen

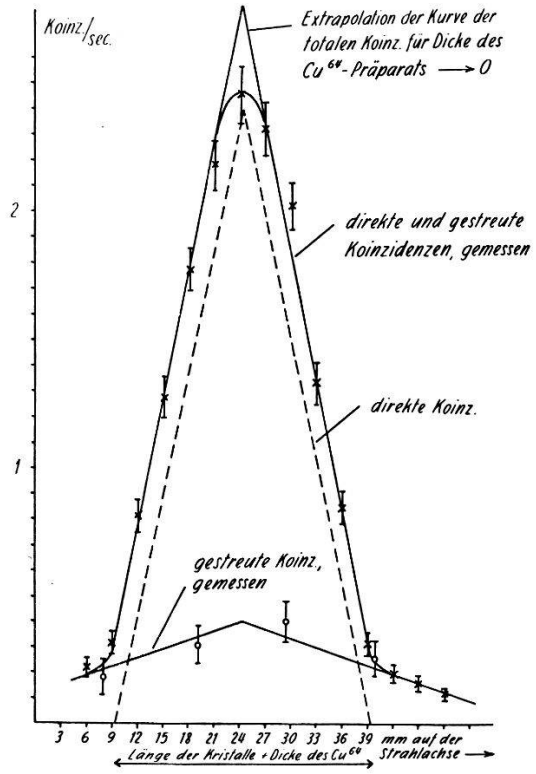

Fig. 4.

Raumwinkel für Koinzidenzzählung auf der Achse des Probekörpers. (Für Kohlenstoff-Probekörper.)

äusserst unwahrscheinlich. Die bei der Annihilation thermischer Positronen auftretende Abweichung von der exakten 180°-Korrelation[26])[27]) ist nach der Geometrie vernachlässigbar klein.

Die Zahl der Koinzidenzen, bei denen ein oder beide Quanten einen Streuprozess gemacht haben, darf nicht vernachlässigt werden, weil a) nur ein Teil des von Primärstrahlung getroffenen Probekörpers direkte Koinzidenzen liefern kann, b) in der Nähe der Kristalle und des Probekörpers stark streuendes Material (Blei) vorhanden ist. Jedoch wurden die Abschirmungen der Kristalle so geformt, dass sie möglichst wenig zur Streuung beitragen. Die notwendigen Korrekturen legten wir wie folgt fest: Mit einem Cu^{64}-

Präparat in Form eines dünnen Scheibchens wurde entlang der Achse des Primärstrahles der Raumwinkel für Koinzidenzzählung gemessen. Er wird auch dort nicht Null, wo dies aus der Geometrie der Kristalle zu erwarten wäre, sondern es bleibt ein Rest gestreuter Strahlung. Dieser Rest wird in die Mitte extrapoliert mit Hilfe von Cu^{64}, das dicht an der Grenze des nach der Geometrie für Koinzidenzzählung wirksamen Volumens über die Länge des Probekörpers geführt wird. Für diese Messungen benutzten wir „Phantom"-Probekörper aus Al oder Graphit. Innerhalb des geometrisch wirksamen Volumens ergibt sich übrigens die Kurve des Raumwinkels für Koinzidenzzählung, genau den Erwartungen entsprechend, als ein Dreieck (Fig. 4). Für Al findet man 30% der total registrierten Quanten als gestreut, jedoch stammen diese nicht alle aus Streuung im Probekörper. Die Streuung in der Abschirmung wird zu 5% abgeschätzt. Die Dichte der Elektronen ist in den anderen Probekörpern etwas geringer, ferner ist noch die mögliche Verlängerung des Weges im Probekörper und dadurch bei schweren Elementen höhere Photoabsorption zu berücksichtigen. Für eine Streuung im Probekörper zwischen 15 und 35% ergibt sich im Verhältnis Al:Pb ein Fehler von 1,5%. Bei der Korrektur der Absorption der 511-KeV-Strahlung wird die Weglänge der direkten Quanten im Probekörper aus der Geometrie berechnet, die der gestreuten Quanten abgeschätzt. Von den Absorptionskoeffizienten werden für Compton-Streuung unter kleinen Winkeln (direkte Koinzidenzen) 1,7% vom Streukoeffizient abgezogen, ebenso von der Rayleigh-Streuung, die bis zu 3% der totalen Absorption beträgt, zwischen 60 und 100%. Der mögliche Fehler in den Weglängen der Annihilationsquanten wirkt auf das Verhältnis Al:Pb mit 2%, der Fehler im Absorptionskoeffizient mit 1,4%. Eine vorsichtige Schätzung des Fehlers im Nulleffekt trägt weiter zur Änderung dieses Verhältnisses 1% bei. Der Probekörper ist nicht „dünn" für die primäre Strahlung. Deren Schwächung wird unter Berücksichtigung der oben erwähnten Dreieckskurve berechnet mit Koeffizienten aus der Literatur [19][20]), $^2/_3$ der nur gestreuten Quanten werden dabei als verloren angesehen. Die Korrektur liefert bei ungünstigen Annahmen einen Fehler von 0,5% zum Verhältnis Al:Pb. Endlich wird der Fehler bei Abzug der Paarerzeugung an Elektronen und im Beryllium als kleiner 0,3% geschätzt. Der gesamte Fehler wird für das Verhältnis der Werte σ_{paar}/Z^2 von $Z = 13$ zu $Z = 82$ 3,5%.

Fräulein V. Meyer und den Herren F. Bumiller und R. G. Mills, welche bei der Bedienung der van-de-Graaff-Anlage halfen, gilt unser Dank.

Literaturverzeichnis.

1) H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **146**, 83 (1934).
2) J. C. Jaeger und H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. **153**, 443 (1936).
3) J. C. Jaeger, Nature **137**, 781 (1936).
4) J. C. Jaeger, Nature **148**, 86 (1941).
5) H. Davies und H. A. Bethe und L. C. Maximon, Phys. Rev. **93**, 788 (1954).
6) B. Hahn, E. Baldinger und P. Huber, Helv. Phys. Acta **25**, 505 (1952).
7) I. E. Dayton, Phys. Rev. **89**, 544 (1953).
8) G. D. Adams, Phys. Rev. **74**, 1707 (1948).
9) S. A. Colgate, Phys. Rev. **87**, 592 (1952).
10) E. S. Rosenblum, E. F. Shrader und R. M. Warner jr., Phys. Rev. **88**, 612 (1952).
11) A. I. Berman, Phys. Rev. **85**, 774 (1952).
12) R. L. Walker, Phys. Rev. **76**, 527 (1949).
13) J. L. Lawson, Phys. Rev. **75**, 433 (1949).
14) J. W. de Wire, A. Ashkin und L. A. Beach, Phys. Rev. **82**, 447 (1951).
15) R. L. Walker, Phys. Rev. **76**, 1440 (1949).
16) W. F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison und W. A. Fowler, Rev. Mod. Phys. **22**, 291 (1950).
17) Trump, van de Graaff und Cloud, Am. J. Roentgenol. Radium Therapy XLIII, 728 (1940).
18) Experimental Nuclear Physics, Band I, Teil II (H. A. Bethe und G. Ashkin), John Wiley & Sons, New York.
19) C. M. Davisson und R. D. Evans, Rev. Mod. Phys. **24**, 79 (1953).
20) C. M. Davisson und R. D. Evans, Phys. Rev. **81**, 404 (1951).
21) W. Franz, Z. Physik **98**, 314 (1935).
22) P. B. Moon, Proc. Phys. Soc. (London) **A 63**, 1189 (1950).
23) H. A. Bethe, Proc. Roy. Soc. **150**, 129 (1935).
24) A. Borsellino, Helv. Phys. Acta **20**, 136 (1947).
25) W. Heitler, „The Quantum Theory of Radiation" (Oxford University Press, London 1936).
26) S. de Benedetti, C. E. Cowan, W. R. Konneker und H. Primakoff, Phys. Rev. **77**, 205 (1950).
27) H. Maier-Leibnitz, Z. f. Naturforschung **6a**, 663 (1951).