

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 28 (1955)  
**Heft:** IV

**Artikel:** Absolute Paarbildungsquerschnitte von Blei für Gammastrahlen von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Na}^{24}$  und Paarerzeugung der  $\text{RaC}$ -Gamma-Strahlung in Blei  
**Autor:** Schmid, P. / Huber, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112613>

### 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:** 15.01.2026

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

# Absolute Paarbildungsquerschnitte von Blei für Gammastrahlen von $\text{Co}^{60}$ und $\text{Na}^{24}$ und Paarerzeugung der RaC-Gamma-Strahlung in Blei

von P. Schmid und P. Huber, Basel.

(2. IV. 55).

*Summary.* Using the method of detecting annihilation coincidences, absolute cross sections in lead for the creation of electron pairs by  $\gamma$ -rays have been determined at 1.3 and 2.75 MeV. The sum of the cross sections for both  $\gamma$ -rays of  $\text{Co}^{60}$  is found to be  $0.274 \pm 0.008$  barns. This value is in good agreement with earlier measurements and is 109 percent higher than the value calculated from the Born approximation. The value determined for the pair production cross section in lead at 2.75 MeV is  $3.18 \pm 0.12$  barns which is 12 percent higher than calculated from the Born approximation. This agrees with the numerical calculations of JAEGER and HULME within the limits of error.

In addition, the pair production in lead by  $\gamma$ -rays of RaC has been observed. It can be described by the assumption that 0.480 quanta of energy 1.8 MeV and pair production cross section  $1.25 \pm 0.05$  barns are emitted per alpha ray of Ra.

## 1. Einleitung.

Ein Gammastrahl von grösserer Energie als 1 MeV kann gemäss der Diracschen Theorie<sup>1)</sup> im Coulombfeld von Kernen ein Elektronenpaar erzeugen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Effekt, im folgenden kurz als „Paarbildungsquerschnitt“ bezeichnet, wurde von BETHE und HEITLER<sup>2)</sup> unter den Voraussetzungen

$$2\pi Ze^2/\hbar v_+, \quad 2\pi Ze^2/\hbar v_- \ll 1 \quad (1)$$

$$2E_+E_-/E_\gamma \ll 137 Z^{-1/3} \cdot mc^2 \quad (2)$$

näherungsweise berechnet. Es bedeuten  $Z$  die Kernladungszahl,  $e$  die Elementarladung,  $m$  die Elektronenmasse,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum/ $2\pi$ ,  $v_+$  und  $v_-$  die Geschwindigkeiten der  $\beta$ -Teilchen im Abstand einer de Broglie-Wellenlänge vom Kern,  $E_+$ ,  $E_-$  und  $E_\gamma$  die Energien des Positrons, des Elektrons und des Gammaquants. Die Zulässigkeitsbedingung (1) für die Bornsche Näherung fordert, dass die kinetische Energie der  $\beta$ -Teilchen im genannten Abstand wesentlich grösser sei als der Betrag ihrer potentiellen Energie. Andererseits beschränkt Bedingung

(2) die  $\beta$ -Energien so, dass die Abschirmung des Coulombfeldes durch die Hüllenelektronen noch zu vernachlässigen ist. Unter Verzicht auf die Bornsche Näherung haben JAEGER und HULME numerische Berechnungen der Paarbildungsquerschnitte mittlerer und schwerer Kerne für Gammaenergien zwischen der Schwelle und  $5\text{ mc}^2$  durchgeführt<sup>3-5</sup>). Abweichungen vom Bethe-Heitlerschen Wert infolge Asymmetrie im Impulsspektrum der Paarteilchen wurden für den nichtrelativistischen Fall von NISHINA, TOMONAGA und SAKATA<sup>6</sup>), für den extrem relativistischen Fall von DAVIES, BETHE und MAXIMON<sup>7</sup>) in allgemeiner Form angegeben.

Die  $Z$ -Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnittes zwischen 1,2 und 2,6 MeV wurde von CLELAND, TOWNSEND und HUGHES<sup>8</sup>), HAHN, BALDINGER und HUBER<sup>9</sup>), DAYTON<sup>10</sup>) und SCHMID und HUBER<sup>11</sup>) durch Nachweis der Vernichtungsstrahlung experimentell untersucht, wobei sich eine befriedigende Übereinstimmung mit den Rechnungen von JAEGER und HULME ergab. Ähnliche Experimente mit höhern Gammaenergien sind in der Arbeit von STAUB und WINKLER<sup>12</sup>) über die  $Z$ -Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnittes bei 6 MeV erwähnt. Absolutmessungen bei 2,62 MeV haben CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI<sup>29</sup>) für Blei, und ZUBER<sup>30</sup>) für Argon durch Vergleich mit dem gut bekannten Comptonquerschnitt durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit werden die Paarbildungsquerschnitte von Blei für Gammastrahlen von  $\text{Co}^{60}$ , und  $\text{Na}^{24}$  durch Zählen der Vernichtungsquanten absolut gemessen. Die Paarerzeugung der komplexen  $\text{RaC}$ -Gammastrahlung in dünnen Bleischichten wird ebenfalls absolut gemessen und durch Angabe einer äquivalenten monochromatischen Strahlung vereinfacht dargestellt.

## 2. Messmethode und Zähleranordnung.

Bei hohen Gammaenergien kann man den absoluten Paarbildungsquerschnitt als Differenz zwischen dem totalen Absorptionsquerschnitt und der Summe der Wirkungsquerschnitte für Compton- und Photoeffekt aus Transmissionsexperimenten ermitteln. Da aber der schlecht bekannte Photoeffekt an Blei für Gammaenergien unter 5 MeV einen beträchtlichen Beitrag zur Absorption liefert, ist diese Methode für solche Energien ungeeignet.

In den vorliegenden Messungen befindet sich die absolut geeichte Gamma-Quelle bei wohldefinierter Geometrie im Innern des Blei-Probekörpers  $PK$  (Fig. 1), der seinerseits von einer Kassette  $KA$  aus leichtem Material umgeben ist. Die Gammastrahlen werden haupt-

sächlich im Probekörper absorbiert, wobei der Anteil der Paar-  
erzeugung durch das Verhältnis des Paarbildungsquerschnittes zum  
totalen Absorptionsquerschnitt gegeben ist.

Die Positronen werden im Probekörper oder in der Kassette auf  
thermische Geschwindigkeit abgebremst und innert ca.  $10^{-10}$  s unter

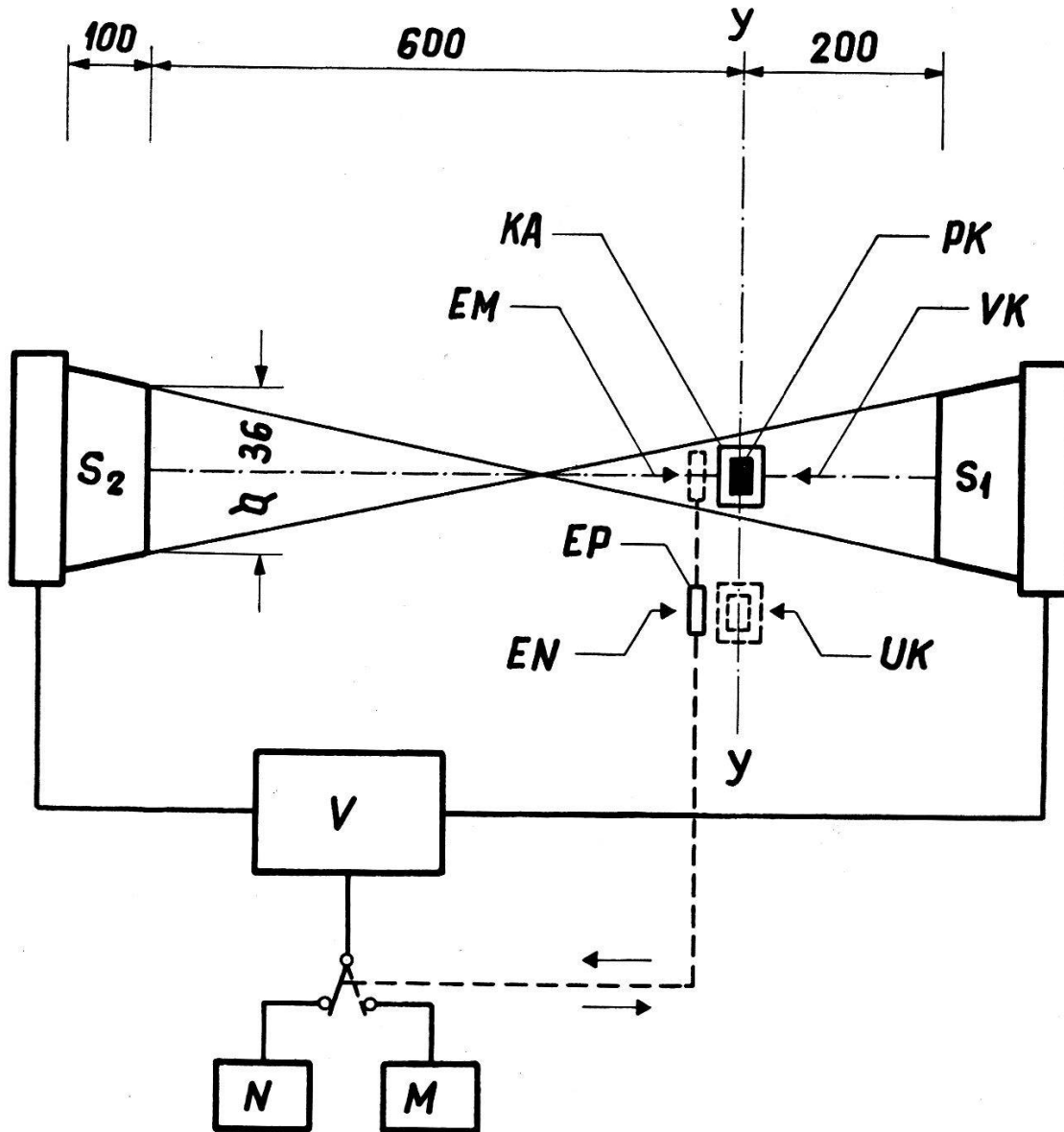


Fig. 1.  
Zähler-Anordnung.

Aussendung zweier  $180^\circ$  korrelierter 0,51 MeV-Gammaquanten  
vernichtet. (Der Mechanismus der Annihilation in Metallen wurde  
von HAHN et al.<sup>9)</sup> diskutiert.) Um die Positronenvernichtung mit  
einer vom Orte der Annihilation möglichst unabhängigen Wahr-  
scheinlichkeit nachzuweisen, werden zwei kegelstumpfförmige Szin-  
tillationszähler  $S_1$  und  $S_2$  (Lösung von  $p$ -Terphenyl in Toluol mit



wenig Diphenylhexatrien) koaxial zum rotationssymmetrischen Probekörper aufgestellt. Wie aus Fig. 1 und 2 hervorgeht, ist der allen Vernichtungsquanten mit Ursprung in Probekörper oder Kassette zugeordnete Raumwinkel für Koinzidenzzählung allein durch  $S_2$  bestimmt, also konstant (vgl. Fig. 2). Ungefähr 40% der auf eine Zählerfront auftreffenden Vernichtungsquanten erzeugen eine so

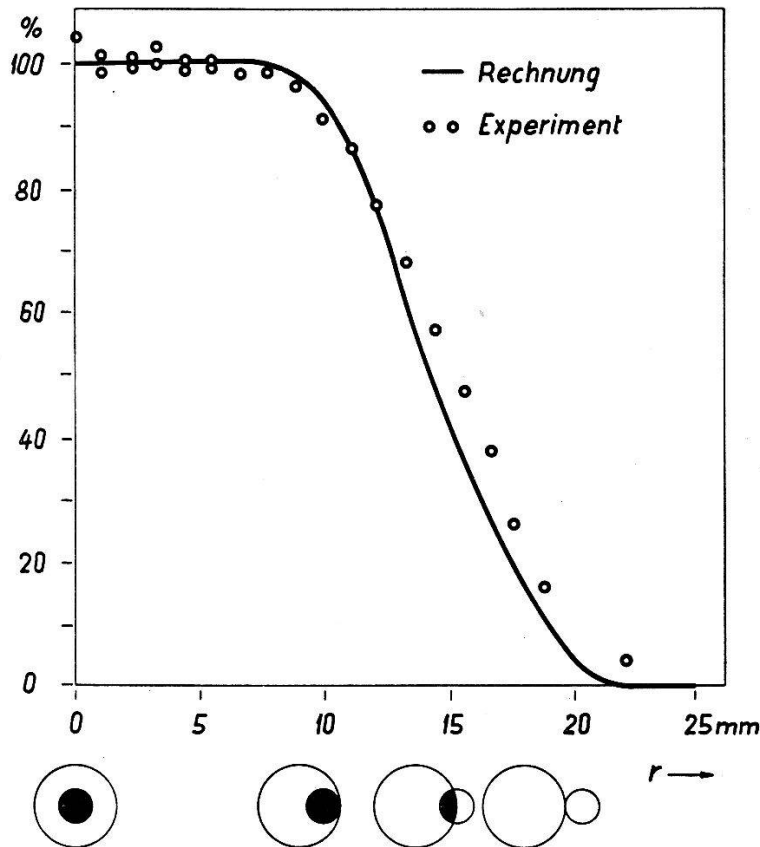


Fig. 2.

Raumwinkel für Koinzidenzzählung in bezug auf ein  $\text{Na}^{22}$ -Präparat mit 3 mm Durchmesser in der Ebene Y-Y (Fig. 1)  $r$  cm von der Zählerachse entfernt. Darunter ist die  $r$  zugeordnete Zentralprojektion der Front von  $S_2$  auf die Front von  $S_1$  schematisch dargestellt.

starke Szintillation, dass die Multiplierimpulse den zugehörigen Eingang der Koinzidenzschaltung  $V^{13}$ ) (Auflösungsvermögen  $3 \cdot 10^{-8}$  s) betätigen. Die Ausgangsimpulse dieser Stufe werden im Zählwerk  $N$  registriert.

Den gesamten Koinzidenz-Untergrund kann man durch Verschieben von Probekörper und Gammaquelle aus Stellung  $VK$  längs Y-Y nach Stellung  $UK$  (Fig. 1) bestimmen, da ihm das Merkmal der  $180^\circ$ -Richtungskorrelation fehlt. Zur laufenden Kontrolle der Ansprechwahrscheinlichkeit wird periodisch ein Positronenstrahler

$EP$  ( $\text{Na}^{22}$ -Präparat)\*) aus Stellung  $EN$  in den empfindlichen Raum (Stellung  $EM$ ) eingeschwenkt, bei gleichzeitiger Umschaltung auf das Zählwerk  $M$ . Mit einem geeichten  $\text{Na}^{22}$ -Präparat an Stelle der Gamma-Quelle lässt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronenvernichtung im Probekörper absolut messen.

Aus der pro Sekunde beobachteten Zahl von Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen kann man dann die Häufigkeit der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen im Blei-Probekörper berechnen. Daraus erhält man bei bekannter Aktivität der Gamma-Quelle den absoluten Paarbildungsquerschnitt von Blei für die betreffende Energie.

Ist die primäre Gammastrahlung nicht monochromatisch, so erfasst das Experiment nur die totale Paarbildung, liefert aber keine Informationen über die Beiträge der einzelnen Gamma-Linien. Die Interpretation der Messung ist daher nicht immer eindeutig.

### 3. Paarbildung an Blei in vereinfachter Darstellung.

Für die Berechnung der Positronenvernichtung im Probekörper ist es nützlich, die Zahl der von einem Gammastrahl und dessen Sekundärquanten in einer dünnen Bleischicht erzeugten Positronen zu kennen.

Die normierte Energie des Primärquants sei  $\alpha_0 = h\nu/mc^2$ , und der geometrisch bestimmte Durchstossweg in der Bleischicht, kurz „Transmissionslänge“ genannt, sei mit  $X$  bezeichnet. Zur Vereinfachung des Problems wird angenommen, die Summe der von Primärquant und nicht absorbiertem Sekundärquant durchlaufenen Wege sei im Mittel gleich der Transmissionslänge. Weiter wird die Comptonstreuung von Sekundärquanten gleich wie Absorption durch Photoeffekt behandelt, die Paarbildung durch mehrfach gestreute Quanten also vernachlässigt. Die damit verbundenen Fehler sind in den folgenden Anwendungen viel kleiner als 1%.

Wie im Anhang gezeigt wird, lässt sich nun die Paarbildungswahrscheinlichkeit  $P(\alpha_0, X)$  beim Durchgang eines Primärquants mit der normierten Energie  $\alpha_0$  für die Transmissionslänge  $X$  durch folgende Potenzreihe approximieren:

$$P(\alpha_0, X) \cong P_1(\alpha_0) X + P_2(\alpha_0) X^2 + P_3(\alpha_0) X^3 + \dots \quad (3)$$

Sie konvergiert gut, solange die Transmissionslänge nicht viel grösser ist als die mittlere freie Weglänge der Primärquanten im Blei.

---

\*) Die hier benützten  $\text{Na}^{22}$ -Präparate wurden von einer starken Quelle aus aktiviertem Mg gewonnen. Für die Herstellung derselben sind wir Herrn Prof. Dr. C. J. BAKKER (Amsterdam) zu Dank verpflichtet.

Die ersten drei Koeffizienten dieser Potenzreihe sind in Fig. 3 als Funktion der Primärquanten-Energie dargestellt.

Der erste ist identisch mit dem „makroskopischen“ Paarbildungsquerschnitt, d. h. dem Produkt aus dem atomaren Wirkungsquerschnitt für Paarbildung und der Anzahl Atome pro  $\text{cm}^3$ . Der Berechnung dieser Koeffizienten wurden die theoretischen Paarbildungsquerschnitte nach JAEGER und HULME<sup>3-5)</sup> und die gemäss

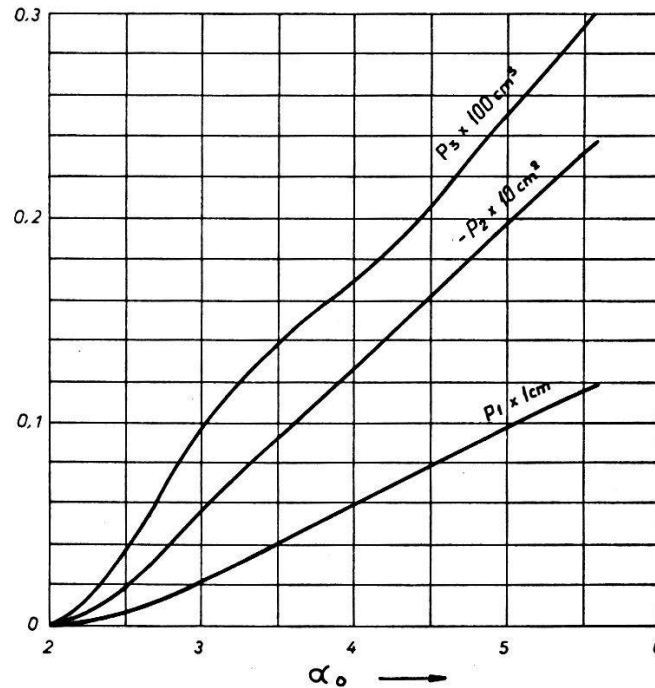


Fig. 3.

Koeffizienten der Potenzreihenentwicklung (3) als Funktion der in Einheiten  $\text{mc}^2$  gemessenen primären Gammaenergie.

Z-Abhängigkeitsmessungen<sup>9-11)</sup> korrigierten Bethe-Heitlerschen Werte<sup>14)</sup> zugrunde gelegt. Die Absorptionskoeffizienten sind für die Bleidichte  $11,28 \text{ g cm}^{-3}$  nach Angaben von DAVISSON und EVANS<sup>15)16)</sup> berechnet. Der differentielle Comptonquerschnitt ist zum Teil den Tafeln von NELMS<sup>17)</sup> entnommen worden.

#### 4. Paarbildung durch Gammastrahlen von $\text{Co}^{60}$ .

##### 4.1. Berechnung der pro Sekunde vernichteten Positronen auf Grund halbempirischer Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung.

Als Gammaquelle dient ein rundes Scheibchen  $Q$  aus homogen aktiviertem Co-Blech (Fig. 4). Dieses befindet sich zwischen den scheibenförmigen Hälften  $PK$  des Probekörper aus reinstem Blei (Kahlbaum, puriss.). Die umgebende Aluminiumkassette besteht aus zwei runden Deckblechen  $KB$  und dem Ring  $KR$ . Dimension und Maße dieser Bestandteile sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1.

Teil	Mat.	Durchmesser mm	Höhe mm	Dicke mm	Masse g	Dichte gem <sup>-3</sup>
<i>Q</i>	Co	14,7	—	0,123	0,182	8,7
<i>PK</i>	Pb	14,75	2,95	—	5,683	11,28
<i>KB</i>	Al	18	—	1,80	—	2,7
<i>KR</i>	Al	14,84 × 17,00	6,00	—	0,87	2,68

Die Verteilung  $W(X)$  der Transmissionslängen  $X$  für die Gammastrahlen von  $Q$  in  $PK$  lässt sich dank der Rotationssymmetrie exakt angeben. Hierzu ist es zweckmässig, alle Längen in Einheiten des

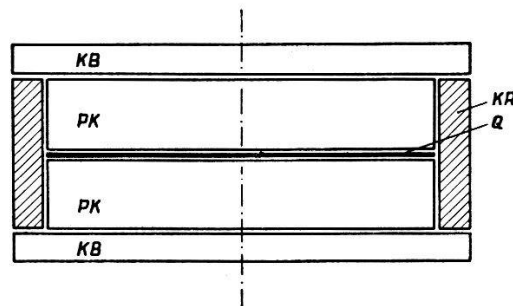


Fig. 4.

Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette für Messungen mit  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Na}^{24}$ .

Durchmessers von Probekörper und Quelle zu messen. Im übrigen sind die Fälle zu unterscheiden, wo die Wege stirn- bzw. mantelseitig austreten. Es sollen dann folgende Bezeichnungen gelten:

- $x$  = normierte Transmissionslängen in  $PK$ .  
 $h$  = „ Höhe von  $PK$ .  
 $w_s(x, h)$  = „ Transmissionslängen-Verteilung für stirnseitigen Austritt.  
 $w_m(x, h)$  = „ Transmissionslängen-Verteilung für mantelseitigen Austritt.

Die so normierten Verteilungsfunktionen haben folgende Form\*):

$$w_s(x, h) = \frac{2h}{\pi x^2} \left( \frac{\pi}{2} - \sqrt{(x^2 - h^2)} - (x^2 - h^2)^2 - \arcsin \sqrt{x^2 - h^2} \right) \quad (4)$$

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[ \left( 2 - \frac{1}{x^2} \right) e(x, 0) + \left( \frac{1}{x^2} - 1 \right) f(x, 0) \right] \text{ für } 1 \geq h \geq x \quad (5)$$

\*) Für die Rückführung der ursprünglichen Integraldarstellung von  $w_m$  auf tabellierte Funktionen sind wir Herrn Dr. K. HALBACH zu Dank verpflichtet.

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[ \left(2 - \frac{1}{x^2}\right) e(x, \vartheta) + \left(\frac{1}{x^2} - 1\right) f(x, \vartheta) + \right. \\ \left. + \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta \right] \text{ für } 1 \geq x \geq h \quad (6)$$

$$w_m(x, h) = \frac{4}{3\pi} \left[ (2x^2 - 1) e\left(\frac{1}{x}, \varphi\right) - (2x^2 - 2) f\left(\frac{1}{x}, \varphi\right) + \right. \\ \left. + \sqrt{1 - \frac{1}{x^2} \sin^2 \varphi} \sin \varphi \cos \varphi \right] \text{ für } x \geq 1 \geq h, \quad (7)$$

$$\text{wobei} \quad \vartheta \equiv \arcsin \sqrt{1 - h^2/x^2} \quad (8)$$

$$\varphi \equiv \arcsin \sqrt{x^2 - h^2} \quad (9)$$

$$e(k, \psi) \equiv \int_{\psi}^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha} d\alpha \quad (10)$$

$$f(k, \psi) \equiv \int_{\psi}^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (11)$$

Die Funktionen  $e$  und  $f$  sind Differenzen zwischen vollständigen und unvollständigen elliptischen Integralen und können daher gebräuchlichen Funktionstabellen, z. B. JAHNKE-EMDE<sup>18</sup>), entnommen werden.

Die ersten vier Momente beider Transmissionslängen-Verteilungen

$$M^{(\beta)}(h) \equiv \int_0^{\infty} x^{\beta} w(x, h) dx \quad (12)$$

sind in Tabelle 2 für den Fall  $h = 0,20$  angegeben:

**Tabelle 2.**

	$\beta = 0$	$\beta = 1$	$\beta = 2$	$\beta = 3$
$M_s^{(\beta)}(h)$	0,4874	0,1556	0,0572	0,02469
$M_m^{(\beta)}(h)$	0,5129	0,1632	0,0805	0,04906
$M^{(\beta)}(h)$	1,0003	0,3188	0,1377	0,07375

Emittiert die Quelle mit der Aktivität  $q$  pro Sekunde  $q_k$  Quanten mit der Energie  $\alpha_{0k}$  ( $k = 1, \dots$ ), so berechnet sich die Zahl  $R(PK, q)$  der pro Sekunde im Probekörper entstandenen Paare zu

$$R(PK, q) = \sum_k q_k \int_0^{\infty} P(\alpha_{0k}, X) W(X) dX \cong \sum_k q_k \sum_{\beta=1}^3 P(\alpha_{0k}) D^{\beta} M^{(\beta)}(h), \quad (13)$$

wo  $D$  den Durchmesser von Probekörper und Quelle bedeutet.

Die schwache Paarbildung in der Kassette lässt sich folgendermassen berechnen: zuerst wird die Paarbildung in einem zu  $PK$  ähnlichen Probekörper  $PK'$  ermittelt, welcher dasselbe Volumen aufweist wie Kassette und wahrer Probekörper zusammen. Die Differenz zwischen  $R(PK', q)$  und  $R(PK, q)$  wird entsprechend dem Verhältnis der makroskopischen Paarbildungsquerschnitte beider Materialien reduziert und liefert in guter Näherung das gesuchte  $R(KA, q)$ .

Obwohl sich die Energien der beiden  $Co^{60}$ -Gammaquanten (1,17 und 1,33 MeV, entsprechend  $\alpha_0 = 2,30$  und 2,61) nur um ca. 13% unterscheiden, beträgt das Verhältnis der zugehörigen Paarbildungsquerschnitte nach der Bethe-Heitler-Theorie 1:6. Da in diesem Gebiet keine exakten Berechnungen vorliegen und das Verhältnis von wahren und nach Bethe-Heitler berechnetem Wirkungsquerschnitt unter 1,5 MeV mit sinkender Gammaenergie sehr stark zunimmt, sind vernünftige Annahmen über die Anteile beider Quanten an der Paarerzeugung in Blei unmöglich. Andererseits ist aber das Verhältnis zwischen der wahren und der nach BETHE-HEITLER berechneten Summe beider Paarbildungsquerschnitte in Abhängigkeit von  $Z$  gemessen und für Blei zu  $2,045 \pm 0,068$  bestimmt worden<sup>11</sup>). Deshalb sollen hier ausnahmsweise die Koeffizienten  $P(\alpha_0)$  nicht den Kurven in Fig. 3 entnommen, sondern auf Grund der so korrigierten Bethe-Heitlerschen Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Die zugrunde liegende Summe der korrigierten Paarbildungsquerschnitte für beide Gammastrahlen ist  $(0,267 \pm 0,09) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

In Tabelle 3 sind die Beiträge von Primär- und Sekundärstrahlung an die Koeffizienten  $P(\alpha_0)$  zusammengestellt. Zusammen mit den Momenten aus Tabelle 2 erhält man die ebenfalls in Tabelle 3 angegebenen Werte für  $R(PK, q)$ .

Tabelle 3.

	Beitrag von Primär- strahlung $\times 10^3$	Beitrag von Sekundär- strahlung $\times 10^3$	Total
$P_1(2,30) + P_1(2,61) \dots$	+ 8,80 $\text{cm}^{-1}$	—	+ 8,80 $\text{cm}^{-1}$
$P_2(2,30) + P_2(2,61) \dots$	− 2,81 $\text{cm}^{-2}$	+ 0,40 $\text{cm}^{-2}$	− 2,41 $\text{cm}^{-2}$
$P_3(2,30) + P_3(2,61) \dots$	+ 0,60 $\text{cm}^{-3}$	− 0,15 $\text{cm}^{-3}$	+ 0,45 $\text{cm}^{-3}$
$R(PK, q) \dots \dots \dots$	+ 3,44 $q$	+ 0,08 $q$	+ 3,52 $q$

\*



Die totale Zahl der pro Sekunde entstandenen Paare  $R(q)$  erhält man aus  $R(PK, q)$  durch Vornahme folgender Korrekturen  $\Delta R$ :

	$\Delta R \times 10^3$
Paarbildung in Kassette . . . . .	+0,024 $q$
Äussere Paarbildung in Quelle $Q$ . . . .	+0,047 $q$
Innere Paarbildung in Quelle $Q$ . . . . .	+0,06 $q$
Selbstabsorption . . . . .	-0,051 $q$
Raumwinkelverlust (endl. Dicke von $Q$ ) .	-0,033 $q$
Korrektur $\Delta R$ . . . . . Total	<u>+0,047 <math>q</math></u>

Wird die mittlere kinetische Anfangsenergie der Positronen zu  $0,4 \text{ mc}^2$  angenommen, so gehen nach HEITLER<sup>1)</sup> bei überthermischen Geschwindigkeiten 1,8% durch Zweiquantenvernichtung im Flug und höchstens 0,3% durch Einquantenvernichtung verloren. Die relative Häufigkeit der Dreiquantenvernichtung in Metallen beträgt, wie RICH<sup>19)</sup> experimentell bestätigt fand, 0,3%. All diese Prozesse geben keine  $180^\circ$ -korrelierten Vernichtungsquanten und werden von der beschriebenen Apparatur nicht nachgewiesen.

Daher ist die Zahl der Zweiquanten-Vernichtungen thermischer Positronen pro Sekunde gegeben durch:

$$A(q) = (3,49 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} q. \quad (14)$$

#### 4.2. Zählung der $180^\circ$ -korrelierten Annihilationsquanten.

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen am Ort des Probekörpers wurde primär mit Hilfe eines gekapselten  $\text{Na}^{22}$ -Standardpräparates<sup>20)</sup> absolut gemessen. Dann konnte die Zahl der vom eingeschwenkten Monitorpräparat  $EP$  (Fig. 1) pro Sekunde ausgelösten Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen dieser Nachweiswahrscheinlichkeit zugeordnet werden. Der Monitor  $EP$  diente nun auch als sekundäres Standard zur fortlaufenden, absoluten Eichung. Absorber, die sich permanent in der Zählerverbindungsline befinden, verfälschen die Eichung mit Hilfe des Monitors nicht, weil sie die Vernichtungsquanten aus der zu messenden Quelle und diejenigen aus dem Monitor gleichermassen schwächen. Insbesondere betrifft diese Feststellung den Probekörper selbst, in dem ja die nachzuweisenden Positronen erzeugt und vernichtet wurden.

Der Koinzidenz-Untergrund, d. h. die Zahl jener Koinzidenzen, die nicht von zwei Vernichtungsquanten stammen, konnte bis auf kleine Korrekturen durch Verschiebung des Probekörpers aus der Zählerverbindungsline summarisch ermittelt werden. Die Zahl der



Untergrund-Impulse war dreimal grösser als diejenige der Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen und setzte sich wie folgt zusammen:

- 1% eigentlicher Nulleffekt durch Höhenstrahlung.
- 14% Koinzidenzen zwischen Kern-Gammaquanten aus  $EP$  und einem Vernichtungsquant des zugehörigen Positrons.
- 17% zufällige Koinzidenzen.
- 68% Koinzidenzen zwischen den beiden in Kaskade emittierten  $Co^{60}$ -Gammaquanten.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse der drei durchgeführten Messreihen zusammengestellt.

Tabelle 4.

	1. Messreihe	2. Messreihe	3. Messreihe
Mittleres Datum . . . . .	7. 9. 1954	17. 9. 1954	3. 10. 1954
Messzeit . . . . .	55 h	45 h	49 h
$A$ . . . . .	$5540 \pm 170 \text{ s}^{-1}$	$5720 \pm 170 \text{ s}^{-1}$	$5680 \pm 190 \text{ s}^{-1}$

Die Quellstärken des  $Na^{22}$ -Standardpräparates und des verwendeten  $Co^{60}$ -Präparates wurden einerseits mit je 2% mittlerem Fehler absolut gemessen, andererseits durch Vergleich der Intensitäten der Kern-Gammastrahlen besser als auf 1% aneinander angeschlossen<sup>20</sup>). Die Fehler der Quellstärken sind deshalb gegenüber den 3%igen mittleren Fehlern der vorliegenden Messung unbedeutend. Um die Zahl der Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen in den metallischen, gekapselten  $Na^{22}$ -Präparaten aus den Quellstärken zu berechnen, musste mit folgenden Korrekturfaktoren multipliziert werden:

Korrektur für $K$ -Einfang <sup>21-23</sup> ) . . . . .	$0,895 \pm 0,006$
Positronenvernichtung im Flug . . . . .	$0,977 \pm 0,004$
Einquantenvernichtung . . . . .	$0,996$
Dreiquantenvernichtung . . . . .	$0,997$
Totaler Korrekturfaktor . . . . .	<u><math>0,868 \pm 0,007</math></u>

#### 4.3. Berechnung des absoluten Paarbildungsquerschnittes.

In Tabelle 5 werden die nach (14) für das jeweilige Datum berechneten Werte  $A(q)$  zusammengestellt und mit den gemessenen Werten  $A$  aus Tabelle 4 verglichen. Die angegebenen mittleren Fehler enthalten die statistischen Schwankungen und die mittleren Fehler der angebrachten Korrekturen.

**Tabelle 5.**

	1. Messreihe	2. Messreihe	3. Messreihe	Mittelwert
$A(q) \dots$	$5530 \text{ s}^{-1}$	$5500 \text{ s}^{-1}$	$5460 \text{ s}^{-1}$	—
$A/A(q) \dots$	$1,002 \pm 0,031$	$1,040 \pm 0,030$	$1,040 \pm 0,033$	$1,026 \pm 0,030$

Da  $\overline{A/A(q)}$  von 1 verschieden ist, muss die zugrunde liegende Summe der Paarbildungsquerschnitte von Blei für beide  $\text{Co}^{60}$ -Gammastrahlen (0,267 barns, vgl. pg. 377) mit dem Faktor  $1,026 \pm 0,030$  multipliziert werden. Als neuen Wert erhält man:

$$\Phi(1,17 \text{ MeV}) + \Phi(1,33 \text{ MeV}) = (0,274 \pm 0,008) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (15)$$

Das Verhältnis von gemessener zu nach BETHE-HEITLER berechneter Summe der Paarbildungsquerschnitte beträgt daher:

$$\sum \Phi / \sum \Phi_{BH} = 2,09 \pm 0,06. \quad (16)$$

Die gute Übereinstimmung mit den aus  $Z$ -Abhängigkeitsmessungen gefundenen Werten<sup>9-11)</sup> für  $\text{Co}^{60}$ -Gammaquanten spricht dafür, dass der allgemein verwendete Ansatz

$$\Phi/\Phi_{BH} \cong 1 + b Z^2 \quad (17)$$

die Abweichung von der Bethe-Heitler-Theorie im Falle von  $\text{Co}^{60}$ -Gammastrahlen mindestens bis zu  $Z = 82$  auf wenige Prozent genau darstellt, d. h. dass der nächste Term  $c Z^4$  in der Entwicklung (17) keinen merklichen Beitrag mehr liefert.

## 5. Paarbildung durch Gammastrahlen von $\text{Na}^{24}$ .

### 5.1. Berechnung der im Probekörper pro Sekunde entstandenen Positronen.

Für die Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette gelten gleichfalls Fig. 4 und die Erläuterungen unter 4.1. Dieselben Probekörper waren wieder verwendbar, hingegen mussten die Kassettenbestandteile aus Kupfer angefertigt werden, damit sie bei gleichen Abmessungen auch die energiereichsten Positronen abbremsten. Die Quelle besteht aus einem planparallelen  $\text{NaCl}$ -Einkristall\*), der

\*) Herrn H. WEYENETH danken wir besonders für die präzise Bearbeitung des Kochsalzscheibchens.

durch beidseitig aufgekittete Aluminiumfolien geschützt ist. Die homogene Aktivierung erfolgte in Harwell. Die Daten sind in Tabelle 6 angegeben.

Tabelle 6.

Teil	Mat.	Durchmesser mm	Höhe mm	Dicke mm	Masse g	Dichte gcm <sup>-3</sup>
<i>Q</i>	NaCl	14,8	—	0,27 ± 0,01	0,100	2,16
	Al	14,8		0,10	0,058	2,7
	C, H	—		0,13	0,005	
<i>KB</i>	Cu	17,0	—	1,06		8,9
<i>KR</i>	Cu	17,00 × 14,86	6,02	—	2,881	8,94

Die Energien der beiden in Kaskade emittierten Gammaquanten sind 1,368 und 2,754 MeV, entsprechend  $\alpha_0 = 2,68$  und  $5,39^{24}$ ). Unter Verwendung der zugehörigen Koeffizienten  $P(\alpha_0)$  aus Fig. 3 und der Momente aus Tabelle 2 erhält man nach (13) für die unkorrigierte Zahl der im Probekörper pro Sekunde entstandenen Paare  $0,05015 q$ . Der Beitrag der energieärmeren Strahlung beträgt 8%, derjenige von Sekundärquanten 2%. Deshalb ist diese Zahl im wesentlichen durch den Wert des Koeffizienten  $P_1(5,39)$  bestimmt, welcher einem Paarbildungsquerschnitt von  $\Phi = 3,41 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  entspricht. ( $P_2$  und  $P_3$  sind bis auf kleine Korrekturen für Sekundärstrahlung zu  $P_1$  proportional.)

Für Selbstabsorption und Raumwinkelverlust sind Korrekturen von 0,7% bzw. 2,9% anzubringen, so dass sich die gesuchte Zahl zu

$$R(PK, q) = 0,04834 q \quad (18)$$

bestimmt.

Die Aktivität der verwendeten Na<sup>24</sup>-Quelle wurde drei wahrscheinliche Lebenszeiten nach den Experimenten 5.2 auf 1% genau gemessen<sup>20</sup>). Da die eigene Beobachtung während 80 h eine Halbwertszeit von  $14,93 \pm 0,1$  h ergab, Messungen von SREB<sup>25</sup>) und SOLOMON<sup>26</sup>) hingegen auf  $15,05 \pm 0,05$  h schliessen lassen, erfolgte die Umrechnung der Quellstärke unter der Annahme einer Halbwertszeit von  $15,00 \pm 0,08$  h. Damit ergibt sich für den Vergleichszeitpunkt aller Messungen die Aktivität  $q = (3,65 \pm 0,07) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ , also

$$R(PK) = (1,767 \pm 0,035) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}. \quad (19)$$

Für Positronen, die ohne Aussendung von 180° korrelierten Quanten vernichtet werden, sind folgende Korrekturen anzubringen: 5,1% für Zweiquanten-Vernichtung im Flug<sup>1</sup>), 0,7% für Ein-

quanten-Vernichtung<sup>1)</sup> und 0,3 % für Dreiquanten-Vernichtung<sup>19)</sup>. Damit erhält man

$$A(PK) = (1,659 \pm 0,035) \cdot 10^5 s^{-1}. \quad (20)$$

Die Paarbildung in der Kassette beträgt schätzungsweise 6% derjenigen im Probekörper. Sie wird, zusammen mit der inneren und äusseren Paarbildung in der Quelle, experimentell berücksichtigt.

### 5.2. Zählen der Zweiquanten-Vernichtungen thermischer Positronen.

Die Messmethode war im wesentlichen gleich wie bei Verwendung von  $\text{Co}^{60}$  als Gammaquelle. Durch Messung (A) mit und (B) ohne Kassettenring konnte gezeigt werden, dass ca. 7% aller Vernichtungsstrahl-Koinzidenzen von Annihilation im Kassettenring stammen. Da die Quanten darin schwächer absorbiert werden als im Probekörper, war die Zahl der registrierten Koinzidenzen entsprechend zu reduzieren. Zur Ermittlung aller pro Sekunde in Quelle und Kassette gebildeten Positronen musste noch eine Messung (C) ohne Probekörper durchgeführt werden. Auch dabei war noch eine Korrektur für die Verschiedenheit der Absorptionsverhältnisse anzubringen. Schliesslich hatte man noch zu berücksichtigen, dass die Gamma-Intensität mit eingesetztem Probekörper am Ort der Kassette ca. 19% kleiner ist als in diesem Hilfsversuch (C).

	Zahl der Zweiquanten-Vernichtungen pro Sekunde $\times 10^{-5} s$	
Messung (A), Annihilationen in Probekörper und Kassette unkorrigiert . . . . .		$+ 1,762 \pm 0,044$
Korrektur für verminderte Absorption im Kassettenring . . .		$- 0,052 \pm 0,011$
Messung (C), korrigierte Zahl der Annihilationen in Kassette und Quelle . . . . .	$+ 0,187 \pm 0,006$	
Innere und äussere Paarerzeugung in der Quelle, vgl. <sup>8)</sup> <sup>27)</sup> <sup>28)</sup> . . .	$- 0,026 \pm 0,001$	$- 0,026 \pm 0,001$
Paarbildung in Kassette, wenn Probekörper entfernt . . . . .	$+ 0,161 \pm 0,006$	
Paarbildung in Kassette bei Messanordnung (A) . . . . .		$- 0,130 \pm 0,005$
Im Probekörper entstandene Positronen ergeben . . . . .		$+ 1,544 \pm 0,045$
		(21)

In vierzehn einstündigen Messzyklen wurden Nachweiswahrscheinlichkeit (vgl. 4.2), Koinzidenz-Untergrund und totale Koinzidenzzahl in Anordnung (A) alternierend festgestellt. Der Koinzidenz-Untergrund war stets kleiner als 20%.

In der vorstehenden Zusammenstellung wird die oben beschriebene Auswertung zahlenmässig durchgeführt. Die Daten sind auf den für alle Messungen gültigen Vergleichszeitpunkt reduziert.

### 5.3. Absoluter Paarbildungsquerschnitt von Blei für 2,75-MeV-Gammastrahlen.

Das Verhältnis von gemessener zu berechneter Zahl der Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen im Probekörper beträgt  $0,937 \pm 0,034$ . Nimmt man an, dass der zur Berechnung verwendete Paarbildungsquerschnitt für die weichere Gammastrahlung richtig ist, — und hierzu hat man nach dem Ergebnis von 4.3 allen Grund —, so bestimmt sich der Paarbildungsquerschnitt von Blei für die harte Gammastrahlung von  $\text{Na}^{24}$  aus obigem Verhältnis und dem zugrunde liegenden Paarbildungsquerschnitt von 3,41 barns (vgl. pg. 381) zu

$$\Phi(2,75 \text{ MeV}) = (3,18 \pm 0,12) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \quad (22)$$

Der Bethe-Heitlersche Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist nach der Formel von HOUGH<sup>14)</sup> 2,85 barns, so dass die vorliegende Messung auf folgende Abweichung von der Bornschen Näherung schliessen lässt:

$$\Phi/\Phi_{BH} = 1,12 \pm 0,04. \quad (23)$$

JAEGER und HULME<sup>5)</sup> geben für die Gammaenergie 2,55 MeV ( $\alpha_0 = 5,0$ ) und Blei ein Verhältnis von  $\Phi/\Phi_{BH} = 1,20 \pm 0,10$  an. Der absolute Paarbildungsquerschnitt von Blei für die Gammastrahlung von Th (C + C'') wurde von CHADWICK et al. zu  $\Phi(2,62 \text{ MeV}) = 2,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  gemessen. Experimentell haben DAYTON<sup>10)</sup> und HAHN et al.<sup>9)</sup> durch Beobachtung der Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Blei für dieselbe Energie die Werte  $\Phi/\Phi_{BH} = 1,23 \pm 0,03$  bzw.  $1,33 \pm 0,03$  gefunden.

Der in vorliegender Messung bestimmte Paarbildungsquerschnitt liegt etwa 6% unter dem nach JAEGER und HULME zu erwartenden Wert, ist aber mit diesem im Rahmen der angegebenen Fehler-schranken noch gut verträglich. Von beiden aus Z-Abhängigkeitsmessungen bestimmten Querschnitten weicht er aber beträchtlich ab. Ein eventueller systematischer Fehler des hier beschriebenen

Experimentes infolge von inhomogener Aktivierung der Quelle ist wesentlich kleiner als die angegebene Fehlerschranke und kann für den Unterschied nicht verantwortlich gemacht werden.

## 6. Paarerzeugung der RaC-Gammastrahlung in Blei.

RaC emittiert nach Angaben von EVANS<sup>31)</sup>, LATYSHEV<sup>32)</sup> und MLADJENOVIC und HEDGRAN<sup>33)</sup> mindestens 12 verschiedene Gammastrahlen mit Energien über 1 MeV. Die in den beiden letztgenannten Arbeiten beschriebenen relativen Gammaspektren stimmen im wesentlichen miteinander überein, stehen aber im Widerspruch zu dem von EVANS<sup>31)</sup> nach Beobachtungen von ELLIS<sup>34)</sup>

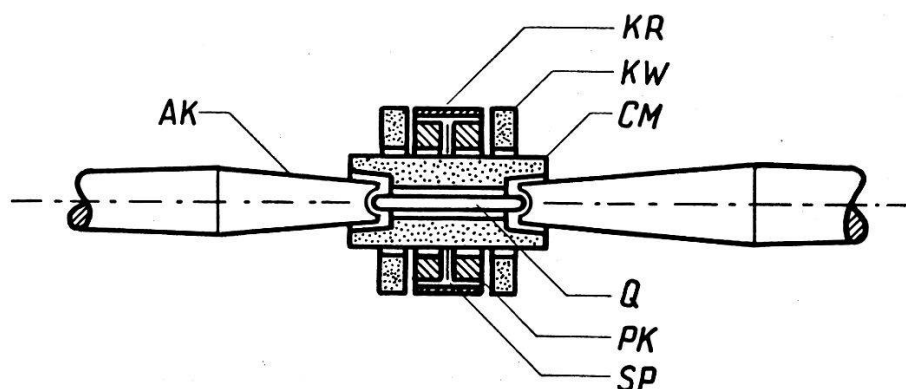


Fig. 5.

Anordnung von Quelle, Probekörper und Kassette für Messungen mit RaC.

zusammengestellten absoluten Spektrum. Für eine Kontrolle der Theorie über Paarerzeugung ist deshalb die Gammastrahlung von RaC ungeeignet. Dagegen kann umgekehrt die Beobachtung der Paarerzeugung zur Normierung des zuverlässig scheinenden relativen Gammaspektrums von LATYSHEV dienen, wenn der Verlauf des absoluten Paarbildungsquerschnittes zwischen 1,0 und 2,5 MeV als bekannt vorausgesetzt wird.

### 6.1. Messanordnung zum Nachweis der Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen im Probekörper.

Als Gammaquelle Q (Fig. 5) dient ein Pt-Röhrchen von 0,5 mm Wandstärke, gefüllt mit  $1,613 \pm 0,010$  mg Ra im Gleichgewicht mit allen Folgeprodukten\*). Sie befindet sich zwischen den in der Zählerachse liegenden Abschirmkernen AK aus Blei, welche die Szintillationszähler S (Fig. 1) vor der direkten Strahlung schützen,

\*) Zur Verfügung gestellt von der Radium-Stiftung Zürich, Präp. Nr. 430 und neu geeicht durch Union Minière du Haut-Katanga, Bruxelles.



ohne den Raumwinkel für Koinzidenzzählung zu beeinträchtigen. Der Kohlenstoffmantel *CM* absorbiert die im Platin erzeugten Positronen und trägt die beiden ringförmigen Probekörper *PK* aus Blei, sowie die Kassettenwände *KW* aus Kohlenstoff. In diesem Experiment besteht auch der Kassettenring *KR* aus Blei, damit die Vernichtungsstrahlung darin gleich stark absorbiert wird wie im Probekörper. Die absolute Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Zweiquantenvernichtung thermischer Positronen am Orte des Probekörpers kann mit Hilfe des  $\text{Na}^{22}$ -Präparates *SP* vorgenommen werden.

## 6.2. Normierung des Latyshevschen Gammaspektrums von *RaC* auf Grund der beobachteten Paarerzeugung in Blei.

Die Konzentration des Radiums variiert längs der Achse des verwendeten Röhrchens stark und unregelmässig. Deshalb wurde die Aktivität pro Längeneinheit durch Ausblendung mit einem 0,2 mm breiten Spalt an 40 äquidistanten Stellen gemessen. Numerische Integrationen ergaben schliesslich die ersten vier Momente der Transmissionslängenverteilungen.

Das Spektrum der *RaC*-Gammastrahlung nach LATYSHEV wurde nun provisorisch so normiert, dass die Intensität der 2,20 MeV-Linie — von LATYSHEV selbst mit 1 angegeben — gleich 0,074 pro Alphazerfall von *Ra* ist (EVANS<sup>31</sup>). Unter Berücksichtigung der Absorption im Pt-Rohr und in *CM*, und unter Verwendung der  $P(\alpha_0)$ -Werte aus Fig. 3 berechnete sich der Sollwert für die Zahl der im Probekörper entstandenen (durch Aussendung von  $180^\circ$ -korrelierten Quanten vernichteten) Positronen zu  $1,650 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ . Abgesehen von der willkürlichen Normierung des Spektrums dürfte der Fehler dieser Zahl (ca. 1,5%) vor allem durch die Unsicherheit der erwähnten Absorptionskorrekturen bestimmt sein.

Gemessen wurden in Probekörper und Kassettenring zusammen  $(1,91 \pm 0,05) \cdot 10^5$ , im Kassettenring ohne Probekörper nur  $(0,57 \pm 0,02) \cdot 10^5$  Zweiquantenvernichtungen thermischer Positronen pro Sekunde. Da die Gammastrahlung im ersten Fall vom Probekörper effektiv zu 12% absorbiert wurde, ist die Zahl der in diesem entstandenen, durch Aussendung von  $180^\circ$  korrelierten Quanten vernichteten Positronen gleich  $(1,42 \pm 0,05) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

Hieraus folgt, dass der provisorische Normierungsfaktor um  $16 \pm 4\%$  zu hoch war, d. h. dass die von LATYSHEV angegebenen relativen Intensitäten mit  $(0,064 \pm 0,003)/\text{Alphazerfall von Ra}$  zu multiplizieren sind.



Werden nun die den einzelnen Gammalinien  $(\alpha_{0k})$  zugeordneten Koeffizienten  $P(\alpha_{0k})$  mit den so korrigierten Intensitäten  $J(\alpha_{0k})$  multipliziert und addiert, so erhält man:

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_1(\alpha_{0k}) = + 0,0197 \text{ cm}^{-1} \quad (24)$$

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_2(\alpha_{0k}) = - 0,00456 \text{ cm}^{-2} \quad (25)$$

$$\sum_k J(\alpha_{0k}) P_3(\alpha_{0k}) = + 0,00068 \text{ cm}^{-3}. \quad (26)$$

Wie man sich durch Vergleich von (24) bis (26) mit Fig. 3 leicht überzeugt, stimmt die Potenzreihe (3) für dieses Spektrum in den ersten zwei Gliedern exakt, im dritten Glied bis auf 2% mit derselben Potenzreihe für eine monochromatische Strahlung überein, welche die Energie  $\alpha_0' = 3,55$  und die Intensität 0,480 pro  $\alpha$ -Zerfall von Ra aufweist. Dies gilt allerdings nur bei Benützung der in Fig. 3 dargestellten Funktionen. Davon macht man sich in sehr guter Näherung dadurch frei, dass man nicht die Energie der fiktiven Gammastrahlung, sondern den zugeordneten Paarbildungsquerschnitt von  $1,25 \pm 0,05$  barns vorschreibt.

Zum Schluss möchten wir Herrn Dr. K. P. MEYER für seine Mitarbeit bei den Quellstärkebestimmungen, den Herren Dr. F. ALDER, Prof. Dr. E. BALDINGER, Prof. Dr. M. FIERZ und Dr. K. HALBACH für wertvolle Anregungen und Diskussionen herzlich danken. Der Arbeitsgemeinschaft Kernreaktor der Firmen Brown Boveri, Escher Wyss und Gebrüder Sulzer dankt der eine von uns (P. Sch.) für ihre grosszügige finanzielle Hilfe.

### Anhang.

#### Ableitung von (3).

In Übereinstimmung mit den Tafeln von NELMS<sup>17)</sup> werden folgende zusätzliche Abkürzungen benützt:

$\alpha_0, \alpha$  = Energie von Primär- bzw. Sekundärquant in  $\text{mc}^2$ .  
 $\lambda_0, \lambda$  = Wellenlänge von Primär- bzw. Sekundärquant in Comptonwellenlängen. Es gilt die Beziehung  $\alpha\lambda \equiv 1$ .

$$f(\lambda_0, \lambda) \equiv \frac{3}{8} \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda_0} - 2(\lambda - \lambda_0) + (\lambda - \lambda_0)^2 \right]$$

$$\sigma_0 \equiv \frac{8}{3} \cdot \pi (e^2/mc^2)^2.$$

Weiter sei:

$NZ$  = Elektronendichte.

$X'$  = Eindringtiefe des Primärquants in Blei.

$p_0(\lambda_0, X)$  = Anzahl der von einem Primärquant im Mittel erzeugten Positronen.

$p(\lambda_0, \lambda, X)$  = Anzahl der von Sekundärquanten mit Wellenlänge  $\lambda$  pro Wellenlängeneinheit und pro 1 Primärquant ( $\lambda_0$ ) erzeugten Positronen.

Mit den vereinfachten Bezeichnungen  $\mu(\lambda) \equiv \mu$      $\mu(\lambda_0) \equiv \mu_0$   
 $\kappa(\lambda) \equiv \kappa$      $\kappa(\lambda_0) \equiv \kappa_0$

erhält man:

$$p_0(\lambda_0, X) = \frac{\kappa_0}{\mu_0} (1 - e^{-\mu_0 X})$$

$$p(\lambda_0, \lambda, X) = \frac{\kappa}{\mu} NZ \sigma_0 f(\lambda_0, \lambda) [\mu_0 (1 - e^{-\mu_0 X}) + (\mu_0 - \mu) (e^{-\mu_0 X} - e^{-\mu X})].$$

Entwicklung bis zu Termen dritten Grades in  $X$  liefert:

$$p_0(\lambda_0, X) \cong \kappa_0 X - \frac{1}{2} \kappa_0 \mu_0 X^2 + \frac{1}{6} \kappa_0 \mu_0 X^3 + \dots$$

$$p(\lambda_0, \lambda, X) \cong \kappa NZ \sigma_0 f(\lambda_0, \lambda) \left[ \frac{1}{2} X^2 - \frac{1}{6} (\mu_0 + \mu) X^3 + \dots \right].$$

Nach der Definition von  $P(\alpha_0, X)$  ist

$$P(\alpha_0, X) \equiv P(\lambda_0^{-1}, X) = p_0(\lambda_0, X) + \int_{\lambda_0}^{1/2} p(\lambda_0, \lambda, X) d\lambda.$$

Mit

$$I_2(\lambda_0) \equiv \int_{\lambda_0}^{1/2} \kappa(\lambda) f(\lambda_0, \lambda) d\lambda$$

$$I_3(\lambda_0) \equiv \int_{\lambda_0}^{1/2} \kappa(\lambda) [\mu(\lambda_0) + \mu(\lambda)] f(\lambda_0, \lambda) d\lambda$$

und

$$P_1(\lambda_0^{-1}) \equiv \kappa_0$$

$$P_2(\lambda_0^{-1}) \equiv -\frac{1}{2} [\kappa_0 \mu_0 - NZ \sigma_0 I_2(\lambda_0)]$$

$$P_3(\lambda_0^{-1}) \equiv \frac{1}{6} [\kappa_0 \mu_0^2 - NZ \sigma_0 I_3(\lambda_0)]$$

gilt also näherungsweise die mit (3) identische Entwicklung:

$$P(\lambda_0^{-1}, X) \cong P_1(\lambda_0^{-1}) X + P_2(\lambda_0^{-1}) X^2 + P_3(\lambda_0^{-1}) X^3 + \dots \quad (3a)$$

**Literaturverzeichnis.**

- 1) W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London 1954, third edition.
  - 2) H. BETHE und W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. **A 146**, 83 (1934).
  - 3) J. C. JAEGER und H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. **153**, 443 (1936).
  - 4) J. C. JAEGER, Nature **137**, 781 (1936).
  - 5) J. C. JAEGER, Nature **148**, 86 (1941).
  - 6) Y. NISHINA, S. TOMONAGA, S. SAKATA, Scient. Pap. Inst. Phys. and Chem. Research, Japan, **24**, Nr. 17 (1934).
  - 7) H. DAVIES und H. A. BETHE und L. C. MAXIMON, Phys. Rev. **93**, 788 (1954).
  - 8) M. R. CLELAND, J. TOWNSEND und A. L. HUGHES, Phys. Rev. **84**, 298 (1951).
  - 9) B. HAHN, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **25**, 505 (1952).
  - 10) I. E. DAYTON, Phys. Rev. **89**, 544 (1953).
  - 11) P. SCHMID und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **27**, 152 (1954).
  - 12) H. STAUB und H. WINKLER, Helv. Phys. Acta **27**, 223 (1954).
  - 13) R. E. BELL, R. L. GRAHAM und H. E. PETCH, Can. J. Phys. **30**, 35 (1952).
  - 14) P. V. C. HOUGH, Phys. Rev. **73**, 266 (1948).
  - 15) CH. M. DAVISSON und R. D. EVANS, Phys. Rev. **81**, 404 (1951).
  - 16) CH. M. DAVISSON und R. D. EVANS, Rev. Mod. Phys. **24**, 79 (1952).
  - 17) ANN T. NELMS, NBS Circular 542, U. S. Departement of Commerce, National Bureau of Standards, Washington (1953).
  - 18) E. JAHNKE und F. EMDE, "Tables of Functions", Dover Publications, New York 1945, fourth edition.
  - 19) J. A. RICH, Phys. Rev. **81**, 140 (1951).
  - 20) P. SCHMID, K. P. MEYER und P. HUBER, „Präzisionsquellstärkebestimmungen durch Beobachtung von Gamma-Gamma-Koinzidenzen mit Hilfe von Szintillationszählern“. Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.
  - 21) R. SHERR und H. R. MILLER, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954).
  - 22) W. E. KREGER, Phys. Rev. **96**, 1554 (1954).
  - 23) P. F. ZWEIFEL, Phys. Rev. **96**, 1572 (1954).
  - 24) A. HEDGRAN, D. LIND, Arkiv Fysik **5**, 177 (1952).
  - 25) J. H. SREB, Phys. Rev. **81**, 469 (1951).
  - 26) A. K. SOLOMON, Phys. Rev. **79**, 403 (1950).
  - 27) S. D. BLOOM, Phys. Rev. **88**, 312 (1952).
  - 28) H. SLAETIS und K. SIEGBAHN, Arkiv Fysik **4**, 485 (1952).
  - 29) J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT und G. P. S. OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. **A 144**, 235 (1934).
  - 30) K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **15**, 38 (1942).
  - 31) R. D. EVANS, Nucleonics **1**, Oct., 32 (1947) und Rev. Mod. Phys. **20**, 305 (1948).
  - 32) G. D. LATYSHEV, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 (1947).
  - 33) M. MLADJENOVIC und A. HEDGRAN, Physica **18**, 1242 (1952).
  - 34) C. D. ELLIS, Proc. Roy. Soc. (London) **A 143**, 350 (1933); C. D. ELLIS, G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc. (London) **A 129**, 180 (1930).
-