

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 16 (1943)

**Heft:** V

**Artikel:** Das Problem der Emission leichter positiver Teilchen durch -Strahler

**Autor:** Bradt, H. / Heine, H.-G. / Scherrer, P.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111415>

### **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:** 09.12.2025

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

## Das Problem der Emission leichter positiver Teilchen durch $\beta^-$ -Strahler

von H. Bradt, H.-G. Heine und P. Scherrer.

(27. IX. 1943.)

Auf Wilsonkammer-Aufnahmen, ausgeführt mit einer in der Wilsonkammer befindlichen, negative Zerfallselektronen aussendenden  $\beta$ -aktiven Quelle, findet man unter etwa hundert von der Quelle ausgehenden Elektronenspuren eine Spur entgegengesetzter Krümmung. Diese „positiven“ Spuren sind sonst von den Elektronenspuren nicht zu unterscheiden. Mit einer  $\text{Th}(\text{B} + \text{C} + \text{C}'')$ -Quelle sind solche Spuren von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI<sup>1)</sup>, mit  $\text{Ra}(\text{B} + \text{C})$ -Quellen von SKOBELZYN und STEPANOWA<sup>2)</sup>, von DA SILVA<sup>3)</sup> und von SIZOO und BARENDREGT<sup>4)</sup>, mit UX- und  $^{32}_{15}\text{P}$ -Quellen von SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN<sup>5)</sup> beobachtet worden.

Bei der Interpretation dieser Spuren ist man auf ganz ausserordentliche Schwierigkeiten und auf so krasse Widersprüche gegen Theorie und gesicherte Tatsachen gestossen, dass die experimentellen Resultate der genannten Autoren angezweifelt worden sind. Von diesen wurden die positiven Spuren als Bahnen von der Quelle ausgesandter, positiver Elektronen betrachtet. Allerdings erscheinen auch die Bahnen zur Quelle zurückkehrender (z. B. an den Wänden der Wilsonkammer reflektierter) negativer Elektronen als positive Spuren; doch sprachen die mitgeteilten Beobachtungen entschieden dafür, dass höchstens ein kleiner Bruchteil der vorhandenen positiven Spuren so zustande gekommen sein könnte.

Wir standen den mit der Wilsonkammer erhaltenen Resultaten äusserst kritisch gegenüber und versuchten, durch eigene Experimente die Ergebnisse der genannten Autoren und die Stichhaltigkeit der gegen diese Ergebnisse vorgebrachten Argumente zu überprüfen.

---

<sup>1)</sup> CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. **144**, 235, 1934.

<sup>2)</sup> SKOBELZYN u. STEPANOWA, Journ. de phys. **6**, 1, 1935.

<sup>3)</sup> DA SILVA, Ann. de phys. **11/12**, 504, 1939.

<sup>4)</sup> SIZOO und BARENDREGT, Physica **6**, 1085, 1939.

<sup>5)</sup> BARENDREGT u. SIZOO, Physica **7**, 490, 1940. SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN, Physica **7**, 860, 1940.

### I. Wilsonkammer-Untersuchungen.

Die Anordnung ist die gleiche wie bei Sizoo und Mitarbeitern (Fig. 1). Das aktive Material wird jeweils in eine abgeschmolzene Glaskapillare von 20—30  $\mu$  Wandstärke und 0,8 mm lichter Weite gebracht. (Das von der Kapillare reflektierte Licht lässt die Quelle in der Reproduktion dicker als auf dem Film erscheinen.) Um übersichtliche Bilder zu erhalten, werden nur sehr schwache und nahezu punktförmige Quellen verwendet; ebenso erleichtern Stereoaufnahmen zu entscheiden, welche Bahnen von der Quelle ausgehen und welche nicht. Es wurden von uns zunächst die natürlichen  $\beta$ -Strahler  $UX_2$  und  $Th(C + C'')$  untersucht. Die durch Ausmessen der Elektronenspuren (Bahnlänge  $> 3$  cm) erhaltenen Energiespektren stimmen gut mit den von LECOIN<sup>1)</sup> angegebenen überein.

Die auf den Aufnahmen vorhandene Anzahl von Spuren reflektierter resp. gestreuter Elektronen, die bei geeigneter Anfangsrichtung eine Chance hätten durch die Quelle zu gehen, beträgt etwa 0,1 pro Expansion. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Spur eines reflektierten Elektrons auf dem Film durch die Quelle zu gehen scheint, ist von der Grössenordnung des Verhältnisses von Präparatfleck-Durchmesser zum Durchmesser der Wilsonkammer und beträgt bei uns etwa  $\frac{1}{50}$ . Das heisst, nur auf etwa 500 Aufnahmen wird die Spur eines reflektierten Elektrons nicht als solche erkannt und folglich als positive Spur angesehen werden. Diese Abschätzung wurde auch noch auf andere Weise quantitativ bestätigt, indem bei der Auswertung der Filme an zwei verschiedenen Stellen der Wilsonkammer kleine Kreisflächen vom gleichen Durchmesser wie der Präparatfleck als fiktive „Quellen“ markiert wurden, und die Anzahl der durch sie hindurchgehenden „positiven Spuren“ (reflektierter negativer Elektronen) ausgezählt wurde. Diese Zahl ist nur ein kleiner Bruchteil der Zahl der von der wirklichen Quelle ausgehenden positiven Spuren.

In Tabelle I ist die Anzahl der eindeutig von der Quelle ausgehenden positiven Spuren ( $N^+$ ), sowie ihr Verhältnis zur Zahl der ausgemessenen Elektronenbahnen ( $N^-$ ), wiedergegeben, zusammen mit den entsprechenden, von anderen Autoren bestimmten Werten.

Unsere Aufnahmen bestätigen also grössenordnungsmässig die von Anderen erhaltenen Resultate; die  $(H\varrho)$ -Verteilung der positiven Spuren ist beim  $UX_2$  wie beim  $Th(C + C'')$  vergleichbar mit derjenigen der RaB-Elektronenspuren.

Beim  $RaE$ , das auf die gleiche Weise untersucht wurde, haben wir nun ebenfalls positive Spuren sicher nachweisen können. Um

<sup>1)</sup> LECOIN, Journ. de phys. **9**, 81, 1938.

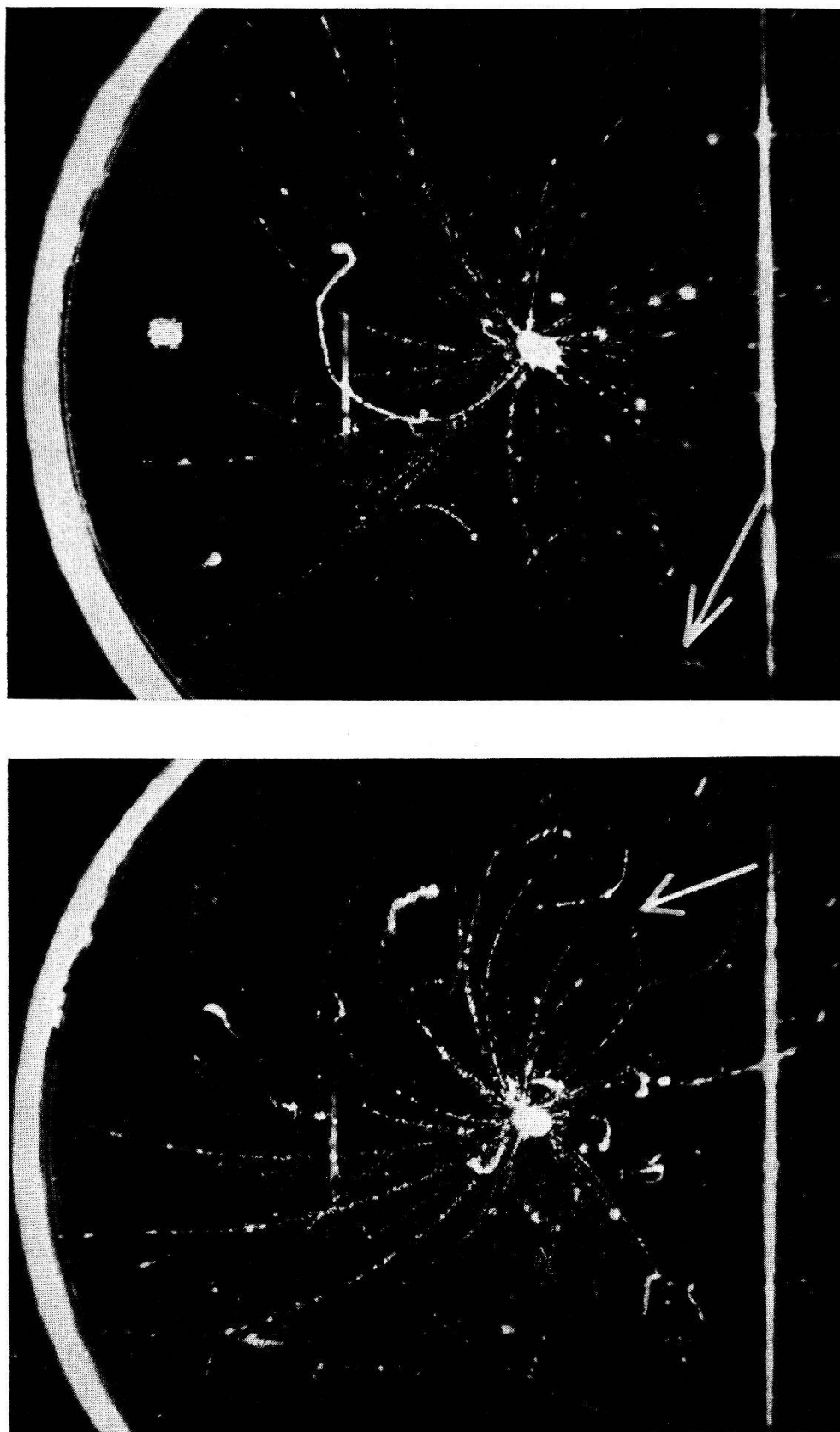


Fig. 1.

Wilsonkammer-Aufnahmen mit (He + H<sub>2</sub>) als Füllgas: RaE-Quelle.  
Der Krümmung der positiven Spuren entsprechen 80 keV resp. 175 keV.

die Zahl der Mehrfachstreuungen herabzusetzen, wurde ein Teil dieser Aufnahmen mit ( $\text{H}_2 + \text{He}$ ) als Füllgas der Wilsonkammer gemacht; Fig. 1 gibt zwei solcher Aufnahmen wieder. Bei der zweiten Aufnahme ist die Bewegungsrichtung des Teilchens, welches die positive Spur erzeugt hat, eindeutig zu erkennen. Das Teilchen erleidet nämlich mehrere unelastische Streuungen; es kann in diesem Fall gar kein Zweifel bestehen, dass sich das Teilchen, welches diese Spur erzeugt hat, von der Quelle fortbewegt.

Tabelle 1.

Quelle	Obere Grenze des $\beta$ -Spektrums in MeV	Zahl der Aufnahmen	Zahl der $e^-$ pro Aufnahme	Zahl der positiven Spuren	$N^+/N^-$
$\text{UX}_2$	2,32	417 <sup>1)</sup>	24	62	$0,6 \cdot 10^{-2}$
		577	5,2	12	$0,4 \cdot 10^{-2}$
$\text{Th}(\text{C} + \text{C}'')$	2,20	135 <sup>2)</sup>	15	24	$1,2 \cdot 10^{-2}$
		551	5,5	10	$0,3 \cdot 10^{-2}$
RaE	1,17	2560	9	73	$0,3 \cdot 10^{-2}$

Das aus dem gemessenen ( $\text{H}\varrho$ )-Spektrum der positiven RaE-Spuren berechnete Energiespektrum der positiven Teilchen (Positronen) ist in Fig. 2 zusammen mit dem RaB- $\beta$ -Spektrum wieder-

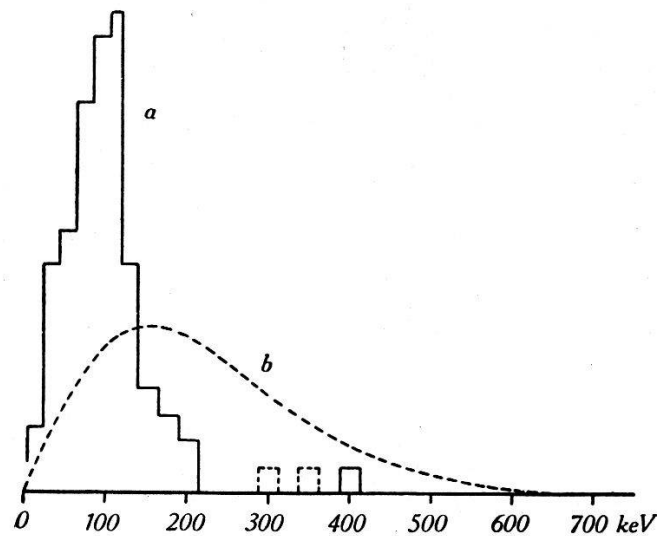


Fig. 2.

$a$  = Energieverteilung von 73 positiven Spuren einer RaE-Quelle.

$b$  = RaB-Elektronenspektrum.

gegeben. Die Energie der vom RaE ausgehenden positiven Teilchen ist danach im Mittel geringer als bei den anderen, bisher untersuchten Substanzen. Die obere Grenze des Spektrums liegt jedoch

<sup>1)</sup> BARENDREGT und SIZOO, loc. cit.

<sup>2)</sup> CHADWICK, BLACKETT u. OCCHIALINI, loc. cit.

sicher oberhalb von etwa 250 keV, wie dies aus dem Abfall des Spektrums bei höheren Energien zu entnehmen ist. (Bei unseren Aufnahmen wurde sogar eine positive Spur gefunden, deren Krümmung einer Energie von 400 keV entspricht.) Dieses Resultat ist, wie noch näher ausgeführt wird, besonders bemerkenswert.

Unsere Wilsonkammer-Untersuchungen lassen, vom experimentellen Standpunkt aus, einen Zweifel an der Tatsache, dass zumindest der grösste Teil der beobachteten positiven Spuren Bahnen von aus der Quelle emittierten, positiven Teilchen sind, nicht als gerechtfertigt erscheinen.

## II. Paarerzeugung durch Elektronen und Positronenemission der $\beta^-$ -Strahler.

Die eingangs angedeuteten Widersprüche, welche sich bei der Interpretation der positiven Wilsonkammer-Spuren ergeben haben, leiten sich aus folgenden Tatsachen ab.

1. Es wurden von SKOBELZYN u. STEPANOWA, von DA SILVA und von SIZOO u. BARENDREGT in der Wilsonkammer positive Spuren (die, wie gesagt, als Positronenpuren betrachtet wurden) auch dann noch beobachtet, wenn die Quelle von einem Absorber

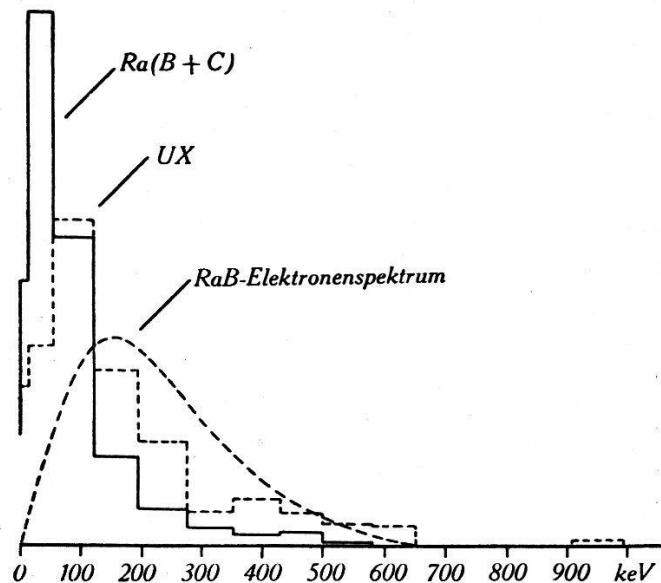


Fig. 3a.

Energieverteilung der positiven Spuren von Ra(B+C)- und UX-Quellen.  
(Nach SIZOO und BARENDREGT.)

umgeben wurde, welcher — nach Ausweis des gemessenen ( $H\varrho$ )-Spektrums dieser Spuren — alle direkt von der Quelle emittierten Positronen absorbieren sollte. Dies geht klar aus Fig. 3 hervor: In Fig. 3a sind die Spektren der positiven UX- und Ra(B+C)-Spuren nach SIZOO u. BARENDREGT zusammen mit dem  $\beta$ -Spektrum

des RaB eingezeichnet. In Fig. 3b sind die Resultate der Wilsonkammer-Absorptionsmessungen zusammen mit der Absorptionskurve der RaB- $\beta$ -Strahlung eingetragen; danach scheinen die positiven Teilchen ausserordentlich viel durchdringender zu sein als die RaB- $\beta$ -Strahlen, deren Energiespektrum mit dem Energiespektrum der positiven Teilchen vergleichbar ist. Nach SKOBELZYN-STEPANOWA, DA SILVA u. SIZOO-BARENDREGT ist diese grössere Durchdringungsfähigkeit aber nur eine scheinbare: aus dem in Fig. 3

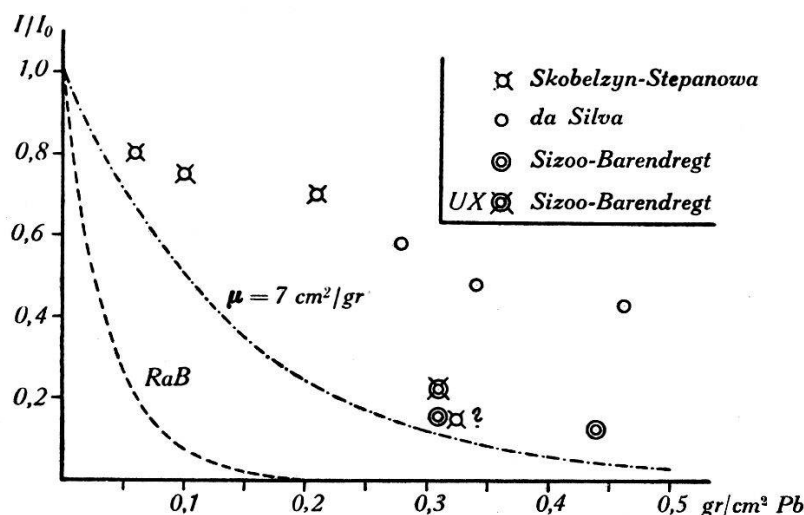


Fig. 3b.

Relative Häufigkeit der positiven Wilsonkammerspuren hinter Bleiabsorbern (Ra(B+C)-Quelle). Zum Vergleich ist die Absorptionskurve der RaB- $\beta$ -Strahlen und eine Absorptionskurve mit  $\mu = 7 \text{ cm}^2/\text{gr}$  eingezeichnet.

dargestellten Sachverhalt wurde von den genannten Autoren gefolgert, dass die hinter stärkeren Absorbern beobachteten positiven Spuren von Positronen, die im Absorber selbst erzeugt werden, herühren müssen. Zur Deutung des Prozesses, der zur Entstehung der Positronen im Absorber führen soll, konnte nur die von der DIRAC'schen Theorie beschriebene *Paarerzeugung durch Elektronen*<sup>1)</sup> herangezogen werden. Aus der beobachteten Häufigkeit der Spuren ergab sich dann für diesen Prozess im krassen Widerspruch zur Theorie (die einen  $Z^2$ -proportionalen Wirkungsquerschnitt von der Grössenordnung  $10^{-26} \text{ cm}^2$  für Pb erwarten lässt) ein annähernd  $Z$ -proportionaler Wirkungsquerschnitt der enormen Grössenordnung  $Z/82 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$  ( $10^{-22} \text{ cm}^2$  für Pb). Durch Paarerzeugung der  $\beta$ -Strahlen sollte nach SKOBELZYN-STEPANOWA etwa ein Viertel aller Zerfallsprozesse einer mit Pb bedeckten RaC-Quelle zur Entstehung eines Positrons führen!

<sup>1)</sup> Die  $\gamma$ -Strahlung kann beim UX,  $\text{P}^{32}$  und RaE für die positiven Spuren überhaupt nicht, beim Ra(B+C) und Th(B+C+C'') nur für einen kleinen Bruchteil derselben verantwortlich gemacht werden.



Die genannten Autoren hielten durch ihre Wilsonkammer-Beobachtungen eine „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen für unzweideutig bewiesen und erklärten konsequenterweise die von unbedeckten Quellen ausgehenden positiven Spuren als Spuren von Positronen, welche durch eine „anomale“ Paarkonversion der kinetischen Energie der  $\beta^-$ -Strahlen erzeugt würden. Die Wahrscheinlichkeit dieser Paarkonversion wäre  $10^4$  bis  $10^6$  mal grösser als der theoretisch berechnete Wert.

Diese anscheinend zwingende Deutung steht nun aber nicht nur in krassem Widerspruch zur Theorie, sondern auch zu den folgenden, experimentell gesicherten Tatsachen.

2. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung durch Elektronen ist nicht „anomal“ gross, d. h. er ist nur von der Grössenordnung, welche die DIRAC'sche Theorie erwarten lässt. Dies beweisen die Versuche von FELDMEIER u. COLLINS<sup>1)</sup>, von ALICHANOW, ALICHANIAN u. KOSODAEW<sup>2)</sup>, von CRANE u. HALPERN<sup>3)</sup>, von STAUB<sup>4)</sup>, von SEN GUPTA<sup>5)</sup> und anderen; es wird ebenfalls bewiesen durch den experimentellen Nachweis<sup>6)</sup>, dass eine mit Pb bedeckte UX-Quelle keine *Annihilationsstrahlung* in auch nur annähernd dem Ausmass emittiert, der einem Wirkungsquerschnitt der Grössenordnung  $(10^{-23}—10^{-22})\text{ cm}^2$  für die Paarerzeugung durch schnelle Elektronen entspricht.

Das Resultat der letztgenannten Versuche wird ergänzt durch die Messungen von CHIEN-SHIUNG-WU<sup>7)</sup> über Intensität und Absorbierbarkeit der  $\gamma$ -Strahlung des Radiophosphors  $_{15}\text{P}^{32}$ . Die  $\gamma$ -Strahlung des  $\text{P}^{32}$  ist, wie diejenige des RaE, reine Bremsstrahlung, während sie vorwiegend Annihilationsstrahlung sein müsste, würde die behauptete „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen den Tatsachen entsprechen.

3. Der Nachweis, dass weder  $\text{UX}_2$ -, noch  $\text{P}^{32}$ -, noch  $\text{RaE}$ <sup>8)</sup>-Quellen, mit genügend starken Absorbern bedeckt, in merklichem Ausmasse 500 keV Annihilationsstrahlung aussenden, spricht aber

1) FELDMEIER u. COLLINS, Phys. Rev. **58**, 200, 1940.

2) ALICHANOW ALICHANIAN und KOSODAEW, Journ. de phys. **7**, 163, 1936.

3) CRANE u. HALPERN, Phys. Rev. **55**, 838, 1939.

4) STAUB, Helv. Phys. Acta **9**, 306, 1936.

5) SEN GUPTA, Proc. Phys. Soc. **51**, 355, 1939.

6) BRADT u. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **14**, 319, 1941.

7) CHIEN-SHIUNG-WU, Phys. Rev. **59**, 481, 1941.

8) STAHEL u. GUILLISSEN, Journ. de phys. **1**, 12, 1940.

Die Resultate von CHIEN-SHIUNG-WU u. von STAHEL und GUILLISSEN sind von diesen Autoren nicht in bezug auf die hier interessierende Frage diskutiert worden.



nicht nur gegen die behauptete „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen: er beweist überdies, dass diese radioaktiven Körper keine Positronen — wie diese auch immer entstanden sein mögen — im Ausmasse  $(10^{-3}—10^{-2}) e^+/\text{Zerfall}$  emittieren. Um ein Beispiel anzuführen: Bei einer Emissionsrate von  $0,9 \cdot 10^{-2} e^+/\text{Zerfall}$  des  $P^{32}$  (dies ist die Emissionsrate der positiven Spuren einer  $P^{32}$ -Quelle nach SIZOO, BARENDREGT und GRIFFIOEN) müsste eine mit einem Absorber bedeckte  $P^{32}$ -Quelle eine neunmal grössere Energie in Form von Annihilationsstrahlung als in Form von innerer Bremsstrahlung aussenden und die Absorptionskurve der vom  $P^{32}$  ausgehenden  $\gamma$ -Strahlung müsste praktisch exponentiell mit dem, einer 500 keV- $\gamma$ -Strahlung entsprechenden, Absorptionskoeffizienten abfallen. Davon ist gar keine Rede: Intensität wie Absorbierbarkeit deuten in der  $\gamma$ -Strahlung neben der Bremsstrahlung keine andere Komponente an.

4. Die naheliegendste Methode zum Nachweis einer Positronen-Emission der  $\beta$ -Strahler besteht in der räumlichen Trennung der positiven von den negativen Elektronen durch Fokussierung im magnetischen Feld. Im  $\beta$ -Spektrographen (magnetische Halbkreisfokussierung) ist die Positronenemission des RaC und des Th(C + C'') von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW untersucht worden, welche bei beiden Körpern nur eine Positronen-Emissionsrate von  $(2—4) \cdot 10^{-4} e^+/\text{Zerfall}$  feststellen konnten, eine Emissionsrate also, die von der Grössenordnung der berechneten Paarkonversions-Wahrscheinlichkeit der harten  $\gamma$ -Strahlung dieser Körper ist.

Wir haben mit dem in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> beschriebenen  $\beta$ -Spektrographen eine Positronenemission des RaE und des UX<sub>2</sub> — bei denen keine  $\gamma$ -Paarkonversion in Betracht zu ziehen ist — nachzuweisen versucht. Das einwandfreie Arbeiten des Spektrographen war mit den Elektronen des RaE und UX<sub>2</sub> und den Positronen des Radiostickstoffs N<sup>13</sup> geprüft worden. Trotz mehrfach variierten Versuchsbedingungen haben wir keine Andeutung einer Positronenemission feststellen können. Wenn also eine solche beim RaE und UX<sub>2</sub> überhaupt vorhanden ist, so müsste diese sehr viel seltener sein, als es die Wilsonkammer-Aufnahmen zu zeigen scheinen. Beim UX<sub>2</sub> muss nach dem Ergebnis unserer spektrographischen Messung die Positronen-Emissionsrate  $n^+$  sicher kleiner sein als etwa  $3 \cdot 10^{-4}$ :

$$n^+ \lesssim 3 \cdot 10^{-4} e^+/\text{Zerfall}$$

Die zum Nachweis einer vom UX<sub>2</sub> ausgehenden Annihilationsstrahlung unternommenen Versuche führten zu einer Abschätzung der gleichen Grössenordnung.

<sup>1)</sup> BRADT, HEINE u. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **16**, 455, 1943.

### III. Diskussion der Deutung der „positiven“ Wilsonkammer-Spuren.

Die Evidenz gegen das Ergebnis der Wilsonkammer-Untersuchungen scheint nach dem Vorangehenden in der Tat erdrückend zu sein. Andererseits — wir wiesen am Schlusse des ersten Abschnitts darauf hin — sind die positiven Spuren in der Wilsonkammer nicht einfach wegzuleugnen. Die im vorangehenden Abschnitt dargelegten Tatsachen beweisen jedenfalls, dass, wenn die beobachteten positiven Spuren die Bahnen positiv geladener, von den  $\beta^-$ -Strahlern emittierter Teilchen sind, diese Teilchen keine Positronen sein können. Die unter II/1—3 angeführten Tatsachen (Existenz der positiven Spuren, ihr anomales Durchdringungsvermögen, Fehlen von 500 keV-Annihilationsstrahlung) wären z. B. nicht mehr als einander widersprechend anzusehen, wenn wir die fraglichen Spuren als Bahnen von Teilchen, welche einige Male leichter sind als das Elektron, betrachten dürften. Spuren solcher Teilchen wären in der Wilsonkammer von den Spuren schneller Positronen kaum zu unterscheiden. Diese Teilchen wären natürlich energiereicher und daher durchdringender als Elektronen gleichen Impulses, die gleich stark gekrümmte Spuren erzeugen. (Die Energiewerte der Diagramme von Fig. 2 und Fig. 3 sind aus den gemessenen  $(H\varrho)$ -Werten für Teilchen mit Elektronenmasse berechnet; für kleinere Massenwerte würden sie sich beträchtlich vergrössern.) Damit würde das Argument, das so zwingend die „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen zu zeigen schien, hinfällig werden: die grosse Durchdringungsfähigkeit wäre nicht nur eine scheinbare.

Da sich kein anderer Ausweg zeigte, um die einander sonst absolut widersprechenden Beobachtungen zu vereinbaren, schien es nicht ganz abwegig, der erläuterten, an sich ja sehr unwahrscheinlichen *Arbeitshypothese* einmal nachzugehen. Sie fand eine direkte Stütze in der Beobachtung, dass das  $(H\varrho)$ -Spektrum der positiven Spuren beim RaE sich bis zu Werten erstreckt, die für Teilchen von Elektronenmasse einer oberen Grenze des Spektrums von mindestens 250 keV entsprechen (Fig. 2). Die obere Grenze des RaE- $\beta$ -Spektrums liegt bekanntlich bei 1,17 MeV<sup>1)</sup>, und da RaE keinerlei Kern- $\gamma$ -Strahlung emittiert ist dies die ganze beim  $\beta$ -Zerfall zur Verfügung stehende Energie. Für die Ruhmasse eines beim  $\beta$ -Zerfall ausgesandten „Paares“ entgegengesetzt geladener, leichter Teilchen (ein Zerfall des RaE unter alleiniger Emission eines Positrons ist offenbar unmöglich) bliebe demnach nur ein Betrag von allerhöchstens  $(1,17 - 0,25) \text{ MeV} = 0,92 \text{ MeV}$  übrig, während die

<sup>1)</sup> FLAMMERSFELD, Zeitschr. f. Physik 112, 727, 1939.

Ruhenergie eines Elektronenpaares 1,02 MeV beträgt. Sind die positiven RaE-Spuren Bahnen positiver Teilchen, welche mit einem negativen Partner zusammen beim  $\beta$ -Zerfall des RaE ausgesandt werden, so zeigt allein der Energiesatz, dass diese Teilchen dann eine kleinere Ruhmasse als das Elektron besitzen müssen.

Gegen diese Arbeitshypothese sprechen überzeugende Einwände theoretischer Art. Auch lässt sie das Resultat der spektrophischen Messungen nicht verständlich erscheinen.

#### IV. Koinzidenz-Untersuchungen zum Nachweis einer „Paar“-Emission des ThC'', UX<sub>2</sub> und RaE.

Es stellte sich die Aufgabe, zu prüfen, ob eine paarweise Emission entgegengesetzt geladener leichter Teilchen durch  $\beta^-$ -Strahler sich mit anderen Hilfsmitteln als der Wilsonkammer nachweisen liesse. Eine spezifische Nachweismethode ist gegeben, wenn man bedenkt, dass bei solchen Paar-Emissionsprozessen nicht nur (wie z. B. bei der „Internal Conversion“) zwei, sondern drei Teilchen gleichzeitig vom Atom ausgesandt werden, nämlich die beiden Partner des Paares und das Zerfallselektron. Diese Methode besteht also in der Registrierung von *Dreifachkoinzidenzen*<sup>1)</sup> dreier, bezüglich der  $\beta$ -aktiven Quelle symmetrisch angeordneter  $\beta$ -Zählrohre (Fig. 4).

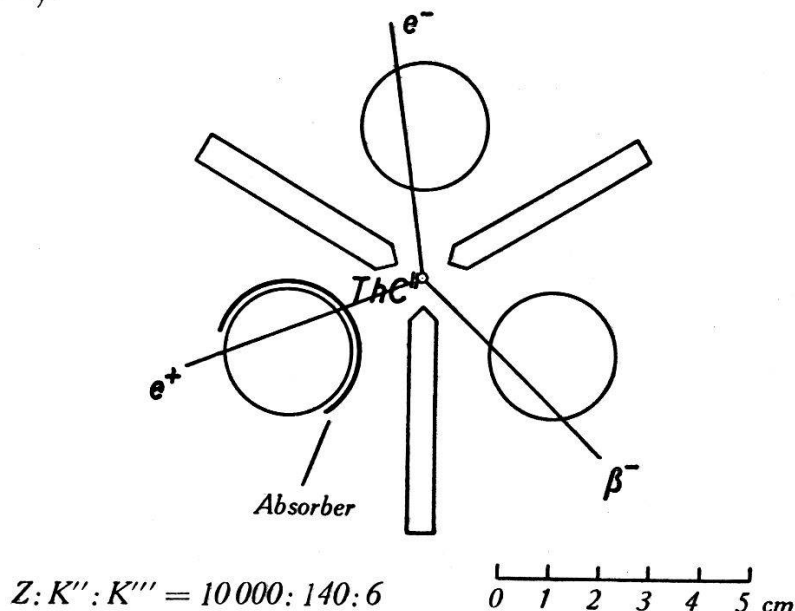


Fig. 4.

$Z:K'':K'''$  ist das Verhältnis von Einzelstößen, Zweifach- und Dreifachkoinzidenzen mit ThC''-Quelle, extrapoliert für verschwindende Zählrohrwandstärke ( $\Omega/4\pi = 0,081$ ). Die Einzelstosszahl war bei den ca. 100 mit ThC'' ausgeführten Messreihen für  $t = 0$  von der Grössenordnung (10 000–20 000) Stösse/min.

<sup>1)</sup> Beschreibung der Apparatur bei BRADT u. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **16**, 251, 1943.

Durch solche Dreifachkoinzidenzmessungen haben wir mit  $\text{ThC}''$ - und  $\text{UX}_2$ -Quellen eine „Paar“-Emission (gleichzeitige Emission zweier geladener Teilchen zusammen mit dem Zerfallselektron) tatsächlich nachweisen können.

Das Durchdringungsvermögen der die  $\text{ThC}''$ -Dreifachkoinzidenzen auslösenden Partikel, das durch Absorptionsmessungen der Zweifach- und Dreifachkoinzidenzen mit reinen  $\text{ThC}''$ -Quellen bestimmt wurde, ist so gross, dass diese „Paar“-Emission sicher nicht der Elektronenhülle (Augereffekt usw.), sondern dem  $\text{ThC}''$ -Kern zugeordnet werden muss. Der aus Absorptionsmessungen zu entnehmende Absorptionskoeffizient dieser Teilchen ist von der Grössenordnung  $7 \text{ cm}^2/\text{gr Al}$  (siehe Fig. 3b); diese Absorbierbarkeit ist völlig unvereinbar mit einer dem Spektrum der  $\text{RaB-}\beta$ -Strahlen vergleichbaren Energieverteilung. Sie ist dagegen nicht unvereinbar mit den Resultaten der Wilsonkammer-Absorptionsmessungen.

Das Verhältnis der Rate der  $\text{ThC}''$ -Dreifachkoinzidenzen zur korrigierten Rate der Zweifachkoinzidenzen (welch letztere vor uns auch von BENEDETTI<sup>1)</sup> gemessen worden ist), extrapoliert auf verschwindende Zählrohrwandstärke, ist von der Grössenordnung des relativen von Quelle und Zählrohr aufgespannten Raumwinkels, wie es erwartet werden muss, wenn die beobachteten Koinzidenzen durch „Paar“-Emissionsprozesse ausgelöst werden. Die sich aus den Koinzidenzmessungen ergebende  $\text{ThC}''$ -„Paar“-Emissionsrate von  $3 \cdot 10^{-2}$  (Anzahl der pro Zerfall ausgesandten „Paare“) ist von der gleichen Grösse wie die von CHADWICK, BLACKETT u. OCCHIALINI mit der Wilsonkammer beobachtete, auf reines  $\text{ThC}''$  bezogene Emissionsrate positiver Spuren.

Bei Benutzung sehr dünnwandiger Zählrohre wurden Dreifachkoinzidenzen auch mit  $\text{UX}_2$ -Quellen beobachtet, hingegen nicht mit  $\text{RaE}$ -Quellen. Das Durchdringungsvermögen von mindestens einem der diese Koinzidenzen auslösenden Partikel ist wesentlich geringer als beim  $\text{ThC}''$ . Auch ist die relative Häufigkeit der mit  $12 \mu\text{Al}$ -Zählrohren registrierten Dreifachkoinzidenzzahl etwa 30 mal kleiner, entsprechend (unter Berücksichtigung der Absorption) einer „Paar“-Emissionsrate von  $\geq 2 \cdot 10^{-3}$ . Dies und die sehr grosse Absorbierbarkeit der  $\text{UX}_2$ -Dreifachkoinzidenzen lässt es nicht als unmöglich erscheinen, die Auslösung dieser Koinzidenzen durch Hülleneffekte zu erklären. Werden sie jedoch durch Paar-Emissionsprozesse des Atomkerns ausgelöst, so ist der Grössenordnung nach Übereinstimmung mit der Wilsonkammer vorhanden.

---

<sup>1)</sup> BENEDETTI Journ. de phys. 1, 265, 1940.



Das Ergebnis von *Koinzidenzmessungen mit RaE, AcC''* und  $P^{32}$  lässt nicht (zumindest nicht mit Sicherheit) auf eine „Paar“-Emission schliessen.

### V. Zusammenfassung.

Die Diskussion dieses Berichts<sup>1)</sup> zusammenfassend ist somit folgendes Ergebnis festzuhalten:

1. Eine „Anomalie“ der Paarerzeugung durch Elektronen ist ebensowenig vorhanden wie eine solche der Paarerzeugung durch  $\gamma$ -Strahlen.
2. Es ist bei den natürlichen  $\beta$ -Strahlern, zumindest beim  $UX_2$  und RaE, sowie auch beim Radiophosphor  $P^{32}$  keine Emission von Positronen mit einer Häufigkeit der Grössenordnung  $(10^{-3} - 10^{-2}) e^+/\text{Zerfall}$  vorhanden.

Diese Resultate, welche die Prüfung der Dirac'schen Theorie des Elektrons betreffen, dürfen unserer Meinung nach als sicher gestellt betrachtet werden.

3. Eine allen Beobachtungen genügende Deutung der „positiven“ Wilsonkammerspuren kann jedoch noch nicht gegeben werden; die bisher ausgeführten Untersuchungen reichen zu einer Entscheidung nicht aus.

Wir sind Herrn Prof. Dr. E. STAHEL für die Überlassung von radioaktiven Präparaten zu Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der E.T.H.

---

<sup>1)</sup> Eine Arbeit, in der die Experimente ausführlicher beschrieben werden, wird später erscheinen.