Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 9 (1936)

Heft: IV

Artikel: Die Erzeugung von Positronen beim Durchgang schneller -Teilchen durch Materie

Autor: Staub, Hans

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110630

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: 16.07.2025

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

Die Erzeugung von Positronen beim Durchgang schneller β-Teilchen durch Materie

von **Hans Staub**, Zürich.

(13. III. 36.)

Zusammenfassung. Es werden Messungen mit der Wilsonkammer beschrieben über den Durchgang schneller Elektronen durch Materie, wobei untersucht wurde, ob durch Kernumwandlung oder Paarbildung eine Emission von Positronen stattfindet. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt für einen solchen Prozess sicher kleiner als $5 \cdot 10^{-24}$ cm² ist, wie dies auch von der Theorie gefordert wird. Die Messungen werden insbesondere mit den abweichenden Resultaten von SKOBELZYN und STEPANOWA verglichen.

I. Einleitung.

Gelangen rasche Elektronen in die Nähe eines Atomkernes, so sind theoretisch zwei verschiedene Prozesse möglich. Erstens kann das Elektron vom Kern aufgenommen werden und dabei ein anderes, schweres oder leichtes, Partikel emittiert werden. Ein solcher Prozess ist mit der Forderung nach Erhaltung von Ladung, Energie und Impuls vereinbar, insbesondere wäre es denkbar, dass ein Positron emittiert würde. Zweitens kann in der Nähe des Kerns die kinetische Energie des Elektrons materialisiert werden, wie dies bei γ-Quanten der Fall ist. Es müsste dann die Emission eines positiven und negativen Elektrons stattfinden. Der Kern würde in diesem Falle nur die Rolle eines Katalysators spielen, der einen gewissen Impulsbetrag aufzunehmen hätte. Die kinetische Energie des Elektrons müsste mindestens von der Grösse $2\, m_0 c^2 = 10^6$ eV sein. Während der erste Prozess in bezug auf das Material sehr selektiv wäre, müsste prinzipiell der zweite bei jedem Stoff stattfinden.

Beide Prozesse sind *theoretisch* untersucht worden. Für den ersteren[1]), d. h. den der Kernumwandlung, ergibt die Theorie einen Wirkungsquerschnitt von etwa 10^{-44} cm². Ein solcher Effekt liegt daher ausserhalb jeder Beobachtungsmöglichkeit. Für die Paarbildung dagegen ergibt sich nach den Rechnungen von LANDAU

[1]) Nach einer mündlichen Mitteilung, für die ich Herrn FIERZ zu Dank verpflichtet bin.

und LIFSCHITZ[1]), NORDHEIM[2]) und STÜCKELBERG[3]) bei einer Energie des Elektrons von $2 \cdot 10^6$ eV ein Wirkungsquerschnitt von etwa 10^{-26} cm^2 bei Blei, und zwar proportional mit Z^2 wie bei den γ-Quanten. Der Querschnitt für Lichtquanten derselben Energie wäre nach BETHE und HEITLER[4]) 10^{-24} cm^2.

Diese Materialisation der kinetischen Energie wurde erstmals von ANDERSON und NEDDERMEYER[5]) auf Wilsonaufnahmen der kosmischen Strahlung beobachtet. Während der Ausführung der vorliegenden Arbeit erschienen Publikationen von SKOBELZYN und STEPANOWA[6]) sowie von ALICHANOW und KOSODAEW[7]), die beim Durchgang der energiereichen β-Strahlung des RaC durch Blei und Kohlenstoff das Auftreten von Positronen beobachteten, und zwar mit einer Ausbeute, die etwa 10^4 mal grösser war, als die von der Theorie berechnete. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher, unter bestmöglichen Bedingungen die allfällige Auslösung von Kernprozessen durch rasche Elektronen zu untersuchen und auch die theoretisch schwer zu deutenden Ergebnisse von SKOBELZYN und STEPANOWA nachzuprüfen.

II. Versuchsanordnung.

Die Versuche wurden mit einer Wilsonkammer vorgenommen, da mit deren Hilfe am einfachsten gleichzeitig über Art, Energie und Ladungsvorzeichen eines Teilchens Aufschluss erhalten wird. Da ausserdem nur nach Prozessen mit grossem Wirkungsquerschnitt gesucht wurde, so konnte die Untersuchung mit einer relativ kleinen Zahl von Aufnahmen durchgeführt werden.

Die verwendete Wilsonkammer[8]) besass einen Durchmesser von 14 cm und befand sich in einem Magnetfeld von 4—500 Gauss. Die Füllung der Kammer bestand aus Sauerstoff mit einem 50-proz. Gemisch von Wasser und Äthylalkohol. Das Expansionsverhältnis betrug 1,14. Die Beleuchtung erfolgte durch eine Entladung in Quecksilberdampf, indem die Dampfstrecke über einen 8000 Volt Transformator von 10 KW Leistung kurzgeschlossen wurde. Die Steuerung der verschiedenen Manipulationen besorgte ein Helmholtzsches Pendel. Da das Lichtbündel in der Kammer ziemlich

---

[1]) LANDAU und LIFSCHITZ, Phys. Zeitschr. Sowjetunion **6**, 244, 1933.
[2]) NORDHEIM, J. de Phys. VII, **6**, 135, 1935.
[3]) STÜCKELBERG, Helv. Phys. Acta **8**, 325, 1935.
[4]) BETHE und HEITLER, Proc. Roy. Soc. A. **146**, 83, 1934.
[5]) ANDERSON und NEDDERMEYER, Int. Conf. on Phys., London 1934.
[6]) SKOBELZYN und STEPANOWA, J. de Phys. VIII, **6**, 1, 1935.
[7]) ALICHANOW und KOSODAEW, Zeitschr. f. Phys. **90**, 249, 1934.
[8]) C. T. R. WILSON, Proc. Roy. Soc. A. **142**, 88 1933.

schmal (ca. 5 mm) war, so lagen alle Spuren von einer gewissen Länge ziemlich genau in einer Horizontalebene, so dass auf stereoskopische Aufnahme verzichtet werden konnte. Die Photographien wurden mit einem Kern-Kinoobjektiv 1 : 1,8 auf Gevaert Leica Superchromfilm aufgenommen. Die Belichtungszeit betrug 0,2 sec.

III. Versuche mit UX_2.

Da bei unseren Versuchen vor allem auf die Abwesenheit jeder harten γ-Strahlung geachtet werden musste, wurde zunächst als Quelle für die raschen β-Teilchen ein intensives Präparat von UX benützt. Die schwache γ-Strahlung dieser Substanz, die sich aus den zwei Komponenten UX_1 und UX_2 zusammensetzt, besitzt nach MEITNER[1]) keine Linie mit einer Energie über $2\,mc^2$. Dagegen erstreckt sich das kontinuierliche β-Spektrum des UX_2 (Halbwertszeit 1,14 m) bis zu $1{,}3 \cdot 10^6$ eV.

Als Ausgangsmaterial zur Herstellung des Präparates diente 1 kg kristallisiertes Uranylnitrat. Die Aufbereitung erfolgte nach den Methoden von RUSSELL und SODDY[2]) sowie von v. BAEYER, HAHN und MEITNER[3]). Zunächst wurde die Hauptmasse des Urans durch mehrmalige fraktionierte Kristallisation entfernt und sodann nach Zusatz von etwas $FeCl_3$ mit NH_4OH das U als Ammoniumuranat das Fe und UX_1 als Hydroxyd gefällt. Durch Auswaschen mit Ammoniumkarbonatlösung wurde das Ammoniumuranat entfernt, der Rest in Salpetersäure gelöst und als Beschwerungssubstanz für das UX_1 eine kleine Menge des isotopen Thoriumnitrates sowie etwas Zirkonnitrat zugesetzt. Aus der mit Ammoniak genau neutralisierten Lösung wurde durch Fällung des UX_1, Zr und Th mit Natriumthiosulfat die Substanz von Eisen getrennt. Der Niederschlag wurde schliesslich in Salzsäure gelöst und eingedampft. Eine Aktivitätsmessung mit einer Ionisationskammer ergab, dass ungefähr 50% des ursprünglich mit 1 kg Uranylnitrat im Gleichgewicht befindlichen UX_1 gewonnen worden war.

Das Präparat wurde in einen Aluminiumzylinder von 8 mm Durchmesser und 1,5 mm Wandstärke eingefüllt und im Innern der Wilsonkammer an deren Wand befestigt. Quer durch die Kammer wurde bei einigen Aufnahmen ein Streifen Aluminiumblech von 0,1 mm Dicke gelegt, um aus dem Energieverlust der Elektronen beim Durchgang deren Bewegungsrichtung festzustellen.

---

[1]) MEITNER, Zeitschr. f. Phys. **17**, 157, 1923.
[2]) RUSSELL und SODDY, Phil. Mag. **18**, 620, 1909.
[3]) v. BAEYER, HAHN und MEITNER, Phys. Zeitschr. **15**, 649, 1914.

Mit dieser Anordnung wurde eine Serie von 128 Expansionen aufgenommen. Auf diesen Aufnahmen befanden sich durchschnittlich 10—20 Spuren negativer Elektronen verschiedener Energie. Auf 4 Aufnahmen wurde je eine Spur mit umgekehrter Krümmung festgestellt, die einwandfrei aus dem Präparat, bzw. dessen Aluminiumhülle austraten. Bei zweien ging das Teilchen vom Präparat durch die Aluminiumtrennwand, wobei der Energieverlust zeigte, dass es sich um Positronen handelte. Bei der Aufnahme der dritten Spur war die Trennwand entfernt worden. Da die Spur aber eindeutig durch das kleine Präparat geht, so ist es unwahrscheinlich, dass es sich um ein reflektiertes Elektron handelt. Die vierte Spur rührt von einem Teilchen mit sehr kleiner Energie her, so dass die Trennwand nicht erreicht wurde. Dafür nimmt aber infolge des Energieverlustes längs der Bahn die Krümmung mit wachsender Entfernung vom Präparat zu, so dass es sich auch hier sicher um ein Positron handelt. Die Energien der vier beobachteten Positronen sind: 700, 700, 560 und 130 eKV.

IV. Versuche mit RaC.

Aus diesem Ergebnis kann allerdings noch nicht der Schluss gezogen werden, dass die beobachteten Positronen durch die β-Strahlung im Aluminium erzeugt wurden. Vielmehr ist es auch möglich, dass in dem radioaktiven Präparat selbst bei der Emission der β-Strahlung Positronen erzeugt werden. Eine Paarbildung im Präparat oder im Aluminium durch die γ-Strahlung des UX ist dagegen wegen der zu kleinen Energie dieser Strahlung nicht möglich. Es wurde daher die Versuchsanordnung grundsätzlich geändert, und zwar so, dass auf magnetischem Wege ein monochromatisches Bündel schneller Elektronen ausgeblendet wurde, wobei sowohl die γ-Strahlung als auch die sicher kleinere Energie besitzenden Positronen von der Wilsonkammer ferngehalten wurden. Dadurch wurde es auch möglich, als Quelle die energiereichere β-Strahlung des RaC zu benützen, dessen kontinuierliches Spektrum sich bis zu etwa $3{,}15 \cdot 10^6$ eV[1]) erstreckt, ohne dass dessen intensive γ-Strahlung, welche Energien bis $2{,}1 \cdot 10^6$ eV besitzt, störend wirkte.

Die verwendete Anordnung benützt zur Fokussierung die magnetische Elektronenlinse. Die Methode des magnetischen Längsfeldes wurde angewendet, weil die Fokussierung auch bei relativ grossen Öffnungswinkeln noch sehr gut ist und ausserdem

[1]) Chadwick u. Ellis Proc. Cambr. Phil. Soc. A. **21**, 274, 1922.

*

der Bildpunkt der Quelle ausserhalb des magnetischen Feldes liegen kann. Fig. 1 zeigt die benützte Anordnung. Am Ende einer Spule von 5 cm Innendurchmesser und 24 cm Länge befindet sich ein Präparat von 5 mgr Ra in einer Messinghülse, die mit einer dünnen Glimmerfolie verschlossen ist. Die Spule ist mit 1600 Windungen aus 2 mm starkem Kupferdraht bewickelt. Im Innern der Spule liegt eine zylindrische Messingbüchse, die an beiden Enden Fenster (P und F) von 5 mm Durchmesser besitzt, die mit Aluminiumfolie von 20 μ Dicke verschlossen sind. Die Büchse wird auf etwa 1 mm Hg Druck ausgepumpt. Genau in ihrer Achse liegt ein zylindrischer Bleiklotz K von 6 cm Länge und 1,3 cm Durchmesser, der die im Magnetfeld nicht abgelenkte

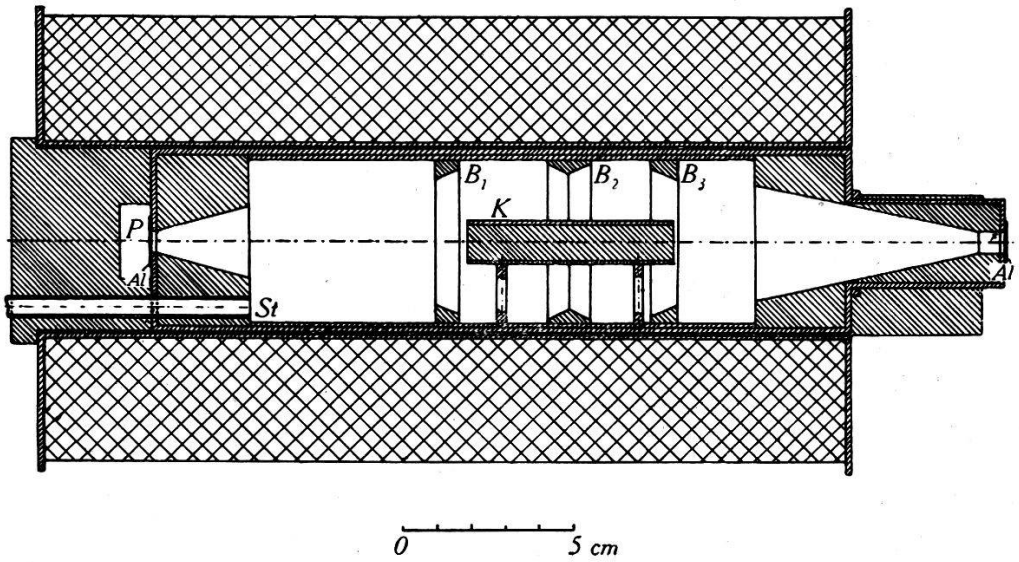

Fig. 1.

γ-Strahlung von F abhält. Alle von P ausgehenden Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit dagegen bewegen sich auf Schraubenlinien, wobei bei jedem Magnetfelde ein bestimmter Geschwindigkeitsbereich in F fokussiert wird. Nur ein kleiner Bruchteil wird durch K abgefangen. Da die Energie der benützten β-Strahlung etwa $2 \cdot 10^6$ eV betrug, so wurden die Positronen, die in der Quelle selbst entstehen, entsprechend ihrer kleinen Energie in einem innerhalb K liegenden Punkte fokussiert und damit von F abgehalten. Die Blenden B_1 B_2 B_3 dienen zur Abschirmung der gestreuten γ-Strahlung. Die Punkte F und P sind gegen Ein- bw. Austritt der γ-Strahlung möglichst stark mit Blei gepanzert. Das Fenster F befindet sich unmittelbar gegenüber einer Bohrung in der Wand der Wilsonkammer, die mit den zu untersuchenden Materialien verschlossen wird. Da vermieden werden muss, dass das Feld der Fokussierungsspule weit ausser-

halb der Spule noch eine merkliche Feldstärke besitzt, weil sonst die Homogenität des viel schwächeren Feldes der Wilsonkammer gestört würde, muss die Spule möglichst schlank ausgebildet werden; das hat aber zur Folge, dass die Blenden für die γ-Strahlung nur geringe Abmessungen haben können, wodurch die Abschirmung nicht ganz vollkommen wird. Fig. 2 zeigt eine Wilsonaufnahme ohne eingeschalteten Spulenstrom. Man erkennt einige wenige Spuren von Comptonelektronen, die von dieser unvollständigen Abschirmung herrühren. Fig. 3 dagegen zeigt eine Aufnahme mit einem Spulenstrom von 25,5 Amp., entsprechend einem Magnetfeld von 1800 Gauss. Man erkennt ein sehr inten-

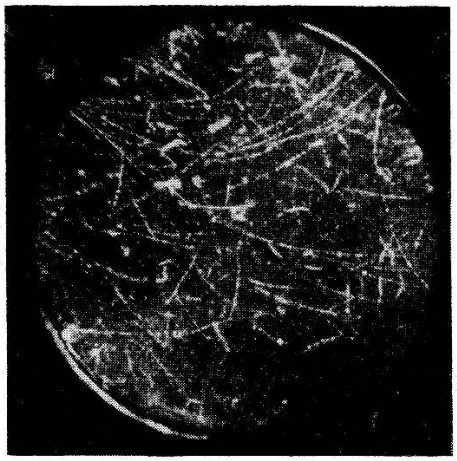

Fig. 2.

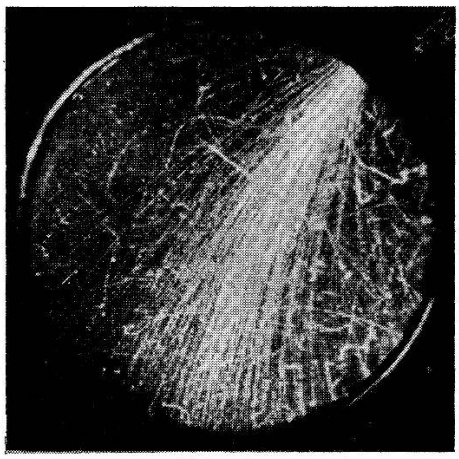

Fig. 3.

sives Bündel rascher β-Teilchen (Magnetfeld der Wilsonkammer $H = 215$ Gauss) von einer Energie von etwa $1{,}3 \cdot 10^6$ eV. Aus den beiden Aufnahmen ergibt sich, dass die Intensität der γ-Strahlung gegenüber derjenigen der β-Strahlung vernachlässigt werden kann. In Fig. 4 ist der Zusammenhang zwischen Fokussierungsstrom und mittlerer Energie der fokussierten Elektronen, wie er sich experimentell aus der Ausmessung der Wilson-Aufnahmen ergab, dargestellt. Da, wie die Figur zeigt, der Strom bei $2 \cdot 10^6$ eV Elektronen etwa 40 Amp. beträgt, so wurde eine automatische Schaltung benützt, die unmittelbar vor bzw. nach der Expansion den Stromkreis schloss oder öffnete.

Für die Versuche mit RaC-Strahlung wurde das Fenster der Wilsonkammer mit Kohlenstoff, Aluminium oder Blei verschlossen. Die Dicke der Materialien ergab sich aus der zu erwartenden Reichweite[1]) der Positronen von $5 \cdot 10^5$ eV zu etwa 0,2 gr/cm^2. Bei dieser Schichtdicke war die Zahl der austretenden β-Teilchen etwa 4 bis 10, so dass ihre Spuren gut einzeln erkennbar und ausmessbar waren. Blei und Aluminium wurden in Form von

[1]) Hdbch. Exp. Phys. XV, 320.

Blechen, Kohlenstoff in Form einer mit wenig Paraffin gepressten Graphitpastille verwendet. Das Magnetfeld der Wilsonkammer betrug wiederum etwa 400 Gauss. Da bei dieser Anordnung die eigentliche Quelle, d.h. das Fenster der Wilsonkammer sehr klein

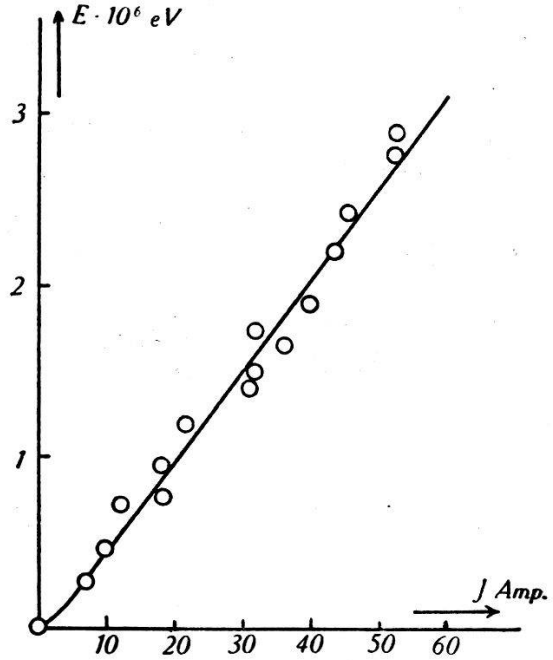

Fig. 4.

war, so wurde auf die Aluminiumtrennwand zur Bewegungsrichtungsbestimmung verzichtet, indem vorausgesetzt wurde, dass die Endpunkte der Spuren positiver Krümmung, die von reflektierten Elektronen herrührten, gleichmässig über die ganze Kamerawand

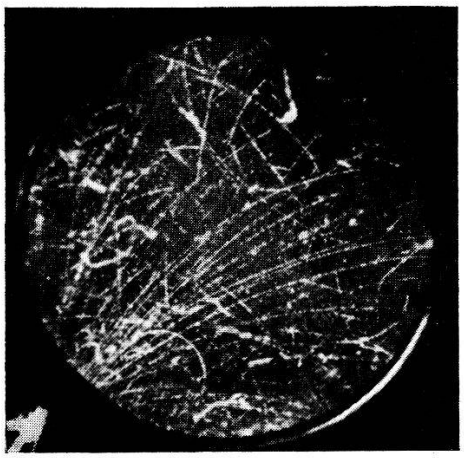

Fig. 5.

verteilt würden, während diejenige von im Material erzeugten Positronen nur in dem kleinen Fenster endigen würden.

Mit der beschriebenen Apparatur wurden 286 Expansionen photographiert, auf deren Bilder insgesamt 1467 negative Elek-

tronenspuren mit einer mittleren Energie von $1{,}9 \cdot 10^6$ eV vermessen wurden. Diese Aufnahmen verteilen sich folgendermassen: 37 Aufnahmen mit 227 Spuren bei Kohlenstoff von 0,27 gr/cm² Dicke; 119 Aufnahmen mit Al von 0,23 gr/cm² mit 675 Spuren und 130 Aufnahmen mit Blei von 0,23 gr/cm² mit 565 Spuren. Eine der Aufnahmen mit Aluminium ist in Fig. 5 wiedergegeben.

V. Ergebnisse.

Auf keiner der Aufnahmen konnten Spuren schwerer Teilchen festgestellt werden, die aus dem bestrahlten Material stammten. Dagegen fanden sich 18 Spuren von Elektronen, deren Krümmung auf ein positives Vorzeichen schliessen liess, vorausgesetzt, dass sich die Teilchen vom Fenster wegbewegten. Die genauere Untersuchung der Anfangspunkte dieser Bahnen ergab aber mit Bestimmtheit, dass sich diese völlig gleichmässig über die ganze Kammerwand verteilten. Diese Teilchen können also ihren Ursprung nicht im bestrahlten Präparat haben. Entsprechend der regellosen Verteilung endigte eine einzige dieser Spuren *zufällig* in der bestrahlten Folie. *Daraus folgt, dass es sich nicht um Teilchen handeln kann, die durch die $2 \cdot 10^6$ eV-β-Strahlung im Material erzeugt wurden.* Aus dem Krümmungsverlauf der Bahnen ergab sich, dass es sich zum grössten Teil um reflektierte Elektronen, in einigen wenigen Fällen auch um Positronen handelt, die von der γ-Strahlung im Glas der Kammerwand erzeugt worden waren.

Aus diesem Ergebnis folgt, dass die mit der Quelle von UX_2 beobachteten Positronen aus der radioaktiven Quelle selbst stammen müssen. Dieser Effekt wurde bereits von Chadwick, Blackett und Occhialini[1]) sowie von Alichanow und Kosodaew[2]) gefunden. Es kann allerdings nicht entschieden werden, ob die Positronen durch die β-Partikel oder durch die γ-Quanten erzeugt werden. Indessen scheint es, dass die Mehrzahl der beobachteten Positronen von der γ-Strahlung erzeugt werden.

Bei unseren Versuchen müsste dies die sehr schwache γ-Strahlung des bei der Herstellung zugesetzten Th oder des im UX noch enthaltenen Ra und dessen Abkömmlingen sein. Da ja die γ-Strahlung des UX keine Paarbildung hervorrufen kann, und die Energie der β-Teilchen nur bis $1{,}3 \cdot 10^6$ eV reicht, so wäre es nicht möglich, das Auftreten von zwei unter vier Positronen mit einer Energie von $7 \cdot 10^5$ eV zu verstehen.

---

[1]) Chadwick, Blackett und Occhialini, Proc. Roy. Soc. A. **144**, 235, 1934.
[2]) Alichanow und Kosodaew, Zeitschr. f. Phys. **90**, 249, 1934.

VI. Maximaler Wirkungsquerschnitt.

Für die Erzeugung von Positronen durch schnelle β-Teilchen ergibt sich aus dem negativen Resultat unserer Versuche der maximale Wirkungsquerschnitt folgendermassen. Ist N_0^- die Zahl der auf die Substanz auftreffenden β-Teilchen, N_0^+ diejenige der insgesamt erzeugten Positronen, σ der Wirkungsquerschnitt, n die Anzahl der Atomkerne der Substanz pro Gramm, d deren Dicke in gr/cm², so ist:

$$N_0^+ = N_0^- \cdot \sigma \cdot n \cdot d.$$

Nun ist aber zu berücksichtigen, dass die einfallende Strahlung infolge der Fokussierung nicht homogen über den ganzen Raumwinkel von 4π verteilt ist; dagegen muss dies von den erzeugten Positronen angenommen werden. Ferner muss noch die Absorption der primären und sekundären Strahlung berücksichtigt werden. Ist Ω_0^+, ω_0^- der von den Positronen bzw. Negatronen homogen erfüllte Raumwinkel, Ω^+ und ω^- die in der Wilsonkammer für die + bzw. — Partikel wirksamen Raumwinkel, und μ^+/ϱ, μ^-/ϱ deren Massenabsorptionskoeffizienten, so ist

$$\frac{\Omega_0^+}{\Omega^+} N^+ = \frac{\omega_0^-}{\omega^-} N^- \cdot \frac{\sigma \cdot n}{\mu^+/\varrho - \mu^-/\sigma} \cdot \left(e^{-\mu^-/\varrho d} - e^{-\mu^+/\varrho d}\right).$$

Die Vernachlässigung dieser Korrektur kann auch grössenordnungsmässige Resultate, je nach der verwendeten Anordnung erheblich fälschen. Für die Absorptionskoeffizienten wurden die Werte Lenard's[1]) (für μ^-/ϱ extrapoliert) benützt, wobei vorausgesetzt wurden, dass die Positronen eine Energie von $5 \cdot 10^5$ eV hätten.

Nach dieser Berechnung ergeben sich die in Tabelle 1 zusammengestellten Resultate.

Tabelle 1.

Material	Zahl der Aufn.	Zahl der Spuren	Mittlere Energie 10^6 eV	$\sigma \times 10^{24}$ cm²	σ theoret. $\times 10^{27}$ cm²
C 0,23 gr/cm²	37	227	1,93	< 5	0,04
Al 0,27 gr/cm²	119	675	1,90	< 4	0,2
Pb 0,23 gr/cm²	130	565	1,92	< 34	7,2

In der letzten Kolonne sind die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung durch Elektronen eingetragen, wie sie sich aus den Formeln von Stückelberg und anderen[2]) ergeben. Dabei ist

[1]) Lenard, Hdbch. exp. Phys. **15**, 373.

[2]) Stückelberg, Landau und Lifschitz, Nordheim, l. c.

allerdings zu berücksichtigen, dass diese Ableitungen nur für Energien der β-Teilchen, die gross gegen mc^2 sind, gelten. Diesem Umstand wurde dadurch Rechnung getragen, dass die theoretischen Querschnitte σ durch einen Korrektionsfaktor verbessert wurden. Der Faktor lässt sich durch die Annahme abschätzen, dass die Abweichungen bei niedrigen Energien in derselben Weise verlaufen, wie bei der theoretisch von BETHE genauer untersuchten Paarerzeugung durch γ-Strahlen.

Die Resultate zeigen also, dass die Kernumwandlung durch schnelle Elektronen bei den drei betrachteten Elementen einen kleinen Wirkungsquerschnitt hat. Ebenso ergibt sich, dass der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung durch Elektronen sicher nicht grösser, wahrscheinlich aber, wie die Theorie es fordert, bedeutend kleiner ist, als derjenige für γ-Quanten. Dieser letztere ist nach BETHE bei Blei für Quanten von $2 \cdot 10^6$ eV Energie 10^{-24} cm². Dieses Resultat steht im Widerspruch mit den Messungen von SKOBELZYN und STEPANOWA[1]). In einer kürzlich erschienenen Notiz in der Nature von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW[2]) wird jetzt ebenfalls der Wirkungsquerschnitt für Elektronen kleiner als für γ-Quanten angegeben. Zum Vergleich seien die von SKOBELZYN und STEPANOWA mitgeteilten Wirkungsquerschnitte aufgeführt. Sie finden bei Pb: $\sigma = 150 \cdot 10^{-24}$, bei N: $\sigma = 5 \cdot 10^{-24}$ cm². Da nach SKOBELZYN und STEPANOWA die Ausbeute an Positronen unabhängig vom Material ist, so muss der Wirkungsquerschnitt proportional mit der Ordnungszahl Z gehen, im Gegensatz zur Theorie, die $\sigma \sim Z^2$ fordert. Der Wert σ/Z ist somit konstant und nach SKOBELZYN und STEPANOWA von der Grösse $\sigma/Z = 1{,}5 \cdot 10^{-24}$ cm². Aus unseren Resultaten (C, Al, Pb zusammen) folgt jedoch, dass σ/Z höchstens 10^{-25} cm² ist. Ausserdem ist hierbei zu berücksichtigen, dass SKOBELZYN und STEPANOWA keine Korrekturen wegen der ungleichen räumlichen Winkel für Positronen und die primären Elektronen anbringen. Aus ihren Angaben geht hervor, dass ohne diese Vernachlässigung σ/Z etwa $4 \cdot 10^{-24}$ cm² sein würde. Da sich bei den Versuchen dieser Autoren das radioaktive Präparat direkt in der Kammer befindet, so ist anzunehmen, dass die beobachteten Positronen aus der Quelle selbst stammen. Die Versuche, diesen Effekt durch Messungen mit verschieden dicken Absorptionsschichten zu eliminieren, sind wegen der kleinen Anzahl beobachteter Positronen mit grossen statistischen Fehlern behaftet.

---

[1]) SKOBELZYN und STEPANOWA, l. c.

[2]) ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW, Nature **136**, 719, 1935.

Aus unseren Versuchen geht also hervor, dass der Wirkungsquerschnitt schneller Elektronen für Paarbildung höchstens von der gleichen Grössenordnung sein kann wie derjenige von γ-Quanten gleicher Energie. Um zu entscheiden, ob die Resultate der Theorien von LANDAU und LIFSCHITZ[1]), NORDHEIM[2]) und STÜCKELBERG[3]) genau die richtige Grösse ergeben, wäre eine bedeutend grössere Zahl von Wilsonaufnahmen nötig.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER möchte ich auch an dieser Stelle für sein Interesse und seine wertvollen Ratschläge bei der Ausführung dieser Arbeit herzlichst danken.

Zürich, Physikal. Institut der E. T. H.

---

[1]) LANDAU und LIFSCHITZ, l. c.
[2]) NORDHEIM, l. c.
[3]) STÜCKELBERG, l. c.