Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 15 (1942)

Heft: I

Artikel: Der Wirkungsquerschnitt für die Materialisation der 2,62 MeV - Strahlung in Argon

Autor: Zuber, K.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111290

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: 05.12.2025

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

Der Wirkungsquerschnitt für die Materialisation der 2,62 MeV γ-Strahlung in Argon

von **K. Zuber.**

(13. XI. 41.)

Zusammenfassung: Mit einer automatischen Wilsonkammer-Anordnung wird die Paarbildung und der Comptonprozess in Argon untersucht. Die Zahl der Paare wird mit der Anzahl Comptonelektronen, die eine Mindestenergie von 2,09 MeV besitzen, verglichen. Der Wirkungsquerschnitt für den Comptonprozess wird unter Berücksichtigung des durch die Vielfachstreuung bedingten Fehlers in der Energiebestimmung berechnet. Es ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt der Material sation von 2,62 MeV-Quanten für das Argonatom $\sigma_p = (1{,}31 \pm 0{,}12) \cdot 10^{-25}$ cm^2. Die Materialisation im Coulombfeld der Atomelektronen, wie sie von PERRIN behandelt worden ist, konnte nicht beobachtet werden.

1. Die Bildung von Elektronenpaaren durch Materialisation von γ-Strahlung ist für die Wechselwirkung von energiereichen Quanten mit Materie von grosser Bedeutung. Um so überraschender ist es, dass für diesen Prozess relativ nur wenige Bestimmungen des Wirkungsquerschnittes in der Literatur zu finden sind, welche zum Teil auch voneinander stark abweichen.

Die erste Angabe über den Wirkungsquerschnitt findet sich in der für die Paarerzeugung durch γ-Strahlen grundlegenden Arbeit von CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI[1]). Diese Autoren verglichen mit Hilfe einer Wilsonkammer-Anordnung die von der γ-Strahlung des Ra-Th aus einer Bleifolie ausgelöste Anzahl von Positronen mit der der Elektronen. Sie kommen zu dem Schluss, dass für die intensive γ-Strahlung von 2,62 MeV die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung 20—30% derjenigen für den Comptonprozess ist. Dies stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem später von BETHE und HEITLER[2]) berechneten Wert überein.

Aus der Grösse der totalen Absorption der γ-Strahlung in Absorbern von verschiedener Ordnungszahl ist von JACOBSON[3]) auf den Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung geschlossen worden. Auch hier stimmt der experimentelle Wert mit dem theoretischen Werte von BETHE und HEITLER sehr gut überein. Allerdings musste JACOBSON die Inhomogenität der γ-Strahlung durch eine

---

[1]) J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT und G. P. S. OCCHIALINI, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 235, 1933.

[2]) H. BETHE und W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 83, 1934.

[3]) J. C. JACOBSON, Z. f. Phys. **103**, 747, 1936.

das Resultat sehr stark beeinflussende und recht beträchtliche Korrektur berücksichtigen. Auch stimmen die Schlussfolgerungen, die JACOBSON aus seinen Messungen in bezug auf den Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes zieht, mit dem von HULME und Mitarbeitern[1]) berechneten Wert nicht überein.

Mit einer Wilsonkammer-Anordnung ist von GROSHEV[2]) der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung im Stickstoff und Krypton bestimmt worden. Die Proportionalität mit dem Quadrate der Ordnungszahlen ist erfüllt, dagegen findet er zu kleine Absolutwerte. So findet GROSHEV z. B. für Krypton $\sigma_p = 2{,}5 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$, wogegen nach der Theorie $\sigma_p = 4{,}8 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$ sich ergibt.

Die theoretischen Werte von BETHE und HEITLER sind unter Annahme der BORN'schen Näherung berechnet. Wie JAEGER[3]) gezeigt hat, ergeben sich bei genauerer Rechnung für eine Quantenenergie, wie sie in allen experimentellen Untersuchungen verwendet worden ist, im Falle des Blei recht beträchtliche Abweichungen gegenüber dem Wert von BETHE und HEITLER. Dagegen stimmt die exaktere Rechnung mit den Ergebnissen der BORN'schen Näherung bei Elementen, für die $Z \leqq 54$ ist, überein.

Im Hinblick auf die Bedeutung des Paarbildungsprozesses schien es am Platze zu sein, die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes nochmals aufzunehmen und dabei die Bedingungen derart zu wählen, dass ein Vergleich mit den Ergebnissen von BETHE und HEITLER statthaft ist.

2. Verwendet wurde das Plattenmaterial, welches zur Untersuchung des Materialisationsprozesses in einer mit Argon gefüllten Wilsonkammer früher aufgenommen worden war[4]). Die Zahl der im Gas gebildeten Elektronenpaare wurde verglichen mit der Anzahl der im gleichen Volumen ausgelösten Comptonelektronen, die eine bestimmte Mindestenergie besitzen. Dies Verfahren ist ähnlich dem von CHADWICK und Mitarbeitern angewandten, doch tritt an Stelle der Folie, in der immer Energieverluste stattfinden, das Füllgas der Wilsonkammer selbst. Ferner ist die Ordnungszahl von Argon klein genug, um einen Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen von BETHE und HEITLER zu ermöglichen.

Die Wilsonkammer-Anordnung ist in früheren Arbeiten[4])[5])

---

[1]) H. R. HULME, J. MCDONGALL, R. A. BUCKINHAM und R. H. FOWLER, Proc. Roy. Soc. (A) **153**, 131, 1935.

[2]) L. V. GROSHEV, C. R. Moskau **26**, 419, 1940.

[3]) J. C. JAEGER, Nature **148**, 86, 1941.

[4]) K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 207, 1938.

[5]) K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **11**, 366, 1938.

beschrieben worden. Verwendet wurde eine schwach gefilterte Ra-Th-Quelle, von der ein γ-Strahlbündel ausgeblendet worden war, das in der Mitte der Wilsonkammer einen Durchmesser von ungefähr 2,5 cm besass. Der beleuchtete Teil der Kammer war etwas über 4 cm hoch. In dieser Arbeit werden nur Elektronen mit einer Mindestenergie von 2,09 MeV betrachtet. Dieser Comptonenergie entspricht ein Winkel zwischen der Anfangsrichtung des Elektrons und dem γ-Strahl von etwas weniger als 12^0. Dies hat unter den gegebenen geometrischen Bedingungen zur Folge, dass die Spuren eine Länge von mindestens 5 cm aufweisen, was für die Bestimmung der Elektronenenergie als ausreichend angesehen werden kann. Die Beschränkung auf kleine Winkel erlaubt es auch, dass man bei der Energieberechnung die eventuelle Neigung der Spur gegen die Normalebene des magnetischen Feldes vernachlässigen darf.

Die γ-Strahlung des Ra-Th setzt sich zusammen aus der sehr intensiven Linie von 2,62 MeV, einer schwachen Linie von 3,2 MeV und zwei weicheren Komponenten bei 1,7[1]) und 2 MeV[2]). Da nur Elektronen mit einer Mindestenergie von 2,09 MeV betrachtet wurden, haben die weicheren Komponenten keine störende Wirkung.

Aus technischen Gründen wurden nur Startpunkte von Paaren und Comptonelektronen gezählt, die in einem mittleren Teil von 4 cm Länge des γ-Strahlbündels liegen. Damit wird einerseits erreicht, dass die mittlere Spurlänge nicht zu klein wird, andererseits sind die an der Eintrittsstelle des γ-Strahlbündels ausgelösten Elektronen durch das Magnetfeld so weit abgelenkt worden, dass sie das Erkennen von Startpunkten im kritischen Teil der Kammer nicht zu sehr erschweren.

3. Da die Energie eines Elektrons mit der Wilsonkammer nicht exakt bestimmt werden kann, wird die zu erwartende Energieverteilung der Comptonelektronen von der aus der Klein-Nishina-Formel berechneten abweichen. Doch lässt sich die Verteilung der beobachtbaren Energien angeben, wenn man die Grösse des wahrscheinlichen Fehlers bei der Energiemessung kennt.

In früheren Arbeiten[3])[4]) ist darauf hingewiesen worden, dass mit einem Gas wie z. B. Argon in der Wilsonkammer, die Genauigkeit der Energiebestimmung zur Hauptsache durch die Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt wird. Ferner ist gezeigt worden,

---

[1]) J. C. Jacobson, l. c.
[2]) D. Skobeltzin, C. R. **194**, 1486, 1932.
[3]) L. Simons und K. Zuber, Proc. Roy. Soc. (A) **159**, 383, 1937.
[4]) K. Zuber, Helv. Phys. Acta **11**, 207, 1938.

dass sich der wahrscheinliche Fehler berechnen lässt, indem man von einer von BOTHE[1]) angegebenen Formel ausgeht. Man findet[2])

$$\Delta E = 0 \cdot 49 \, \frac{E + 0{,}51}{E + 1{,}02} \cdot Z \cdot \sqrt{\frac{d}{e \cdot A}} \cdot \varrho$$

Hier bedeutet E die Energie, ΔE den wahrscheinlichen Fehler, beide ausgedrückt in MeV., Z, d und A die Ordnungszahl, die Dichte und das Atomgewicht des Kammergases, l und ϱ die Länge und den Krümmungsradius der Spur. Der experimentell beobachteten Fehler stimmte sehr gut mit dem aus der Formel berechneten überein[2]). Nun hat auch kürzlich WILLIAMS[3]) die Frage der durch Vielfachstreuung begrenzten Genauigkeit der Energiemessung von Elektronen mit der Wilsonkammer theoretisch behandelt. Es mag erwähnt werden, dass die Formel von WILLIAMS im fraglichen Energiegebiet zu praktisch den gleich grossen Fehlern führt wie unsere Formel. So findet sich zum Beispiel nach WILLIAMS für eine Elektronenenergie von 2,35 MeV, einer Spurlänge von 7,5 cm und den bei dieser Untersuchung in Frage kommenden Bedingungen als wahrscheinlicher Fehler $\Delta E = 0{,}152$ MeV. Rechnet man dagegen nach der in dieser Arbeit verwendeten und auch experimentell bestätigten Formel, so findet sich in sehr guter Übereinstimmung mit WILLIAMS $\Delta E = 0{,}146$ MeV.

Zur Berechnung der beobachtbaren Energieverteilung der Comptonelektronen wurde zunächst nach KLEIN-NISHINA bestimmt, wieviele Elektronen in Energieintervalle von je 0,1 MeV Breite fallen würden, wenn die Energie der Elektronen exakt bestimmt werden könnte. Mit der angegebenen Formel wurde für jedes Intervall der wahrscheinliche Fehler und die Gauss'sche Fehlerkurve berechnet, und die Beiträge aller Fehlerkurven an ein bestimmtes Energieintervall addiert. Durch Integration wurde zuletzt noch bestimmt, wieviele Elektronen mit einer beobachteten Energie, die grösser als ein vorgegebener Wert ist, erwartet werden.

Die Resultate dieser Rechnungen sind zusammen mit den experimentellen Werten in der Tabelle 1 zusammengestellt. Es wurden drei Fälle in Betracht gezogen: A) Die γ-Strahlung besteht nur aus 2,62 MeV-Quanten. B) Auf 100 Quanten von 2,62 kommen 9 Quanten von 3,2 MeV. Dieses Quantenverhältnis ist, allerdings

---

[1]) W. BOTHE, Hdb. d. Phys., 2. Aufl., 22/I, 20, 1933.

[2]) In der früheren Arbeit ist als Zahlenfaktor 0,54 angegeben worden. Es wurde darauf hingewiesen, dass die experimentellen Fehler um rund 10% geringer ausfallen. Dies ist nun durch den Faktor 0,49 berücksichtigt worden.

[3]) E. J. WILLIAMS, Phys. Rev. **58**, 292, 1940.

mit einem recht beträchtlichen Fehler, in der früheren Arbeit als wahrscheinlich angegeben worden. C) Auf 100 Quanten von 2,62 MeV kommen 6 Quanten von 3,2 MeV.

Tabelle 1.

	E	2,09	2,19	2,29	2,40	2,51	2,62	2,73	2,84	2,95	3,06
A	$\sigma \cdot 10^{25}$	5,87	4,40	3,08	1,83	0,90	0,37	0,12	0,03	0,01	0,00
	N	326	244	171	114	62	33	18	11	6	2
	$\sigma_{exp} \cdot 10^{25}$	5,87	4,40	3,08	2,05	1,12	0,69	0,32	0,20	0,11	0,04
	Δ	0,00	0,00	0,00	+0,22	+0,22	+0,23	+0,20	+0,17	+0,10	+0,04
B	$\sigma \cdot 10^{25}$	6,66	5,10	3,73	2,41	1,40	0,80	0,46	0,27	0,18	0,10
	N	326	244	171	114	62	33	18	11	6	2
	$\sigma_{exp} \cdot 10^{25}$	6,66	4,98	3,50	2,33	1,27	0,67	0,37	0,22	0,12	0,04
	Δ	0,00	−0,12	−0,23	−0,08	−0,13	−0,13	−0,09	−0,05	−0,06	−0,06
C	$\sigma \cdot 10^{25}$	6,39	4,87	3,51	2,22	1,23	0,65	0,34	0,20	0,12	0,07
	N	326	244	171	114	62	33	18	11	6	2
	$\sigma_{exp} \cdot 10^{25}$	6,39	4,78	3,36	2,22	1,22	0,65	0,35	0,22	0,12	0,04
	Δ	0,00	−0,09	−0,15	0,00	−0,01	0,00	+0,01	+0,02	0,00	−0,03

In der Tabelle bedeutet E die gemessene Energie in MeV, σ ist die Ordinate der Energiekurve und bedeutet im Falle A nichts anderes als den Wirkungsquerschnitt für einen Comptonprozess, bei dem das Elektron eine Mindestenergie E besitzt, berechnet pro Argonatom. N ist die experimentell gefundene Anzahl Spuren mit der scheinbaren Mindestenergie E. Die N wurden in σ-Werte umgerechnet, indem bei $E = 2{,}09$ die entsprechenden Werte einander gleichgesetzt wurden. Auf diese Weise sind dann die σ_{exp}-Werte erhalten worden. Die Differenz $\Delta = \sigma_{exp} - \sigma$ ist für jeden Fall auch noch angegeben.

Wie ersichtlich, ist im Fall C) die Übereinstimmung zwischen σ und σ_{exp} am besten, bei B) immer noch etwas besser als bei A). Obschon aus diesem Ergebnis keine zu weitgehenden Schlüsse gezogen werden dürfen, scheint die Verteilung der Comptonelektronen eher für eine grössere Intensität der 3,2 MeV-Strahlung zu sprechen, als dies aus Beobachtungen des Kernphotoeffektes nach Ellis[1]) und Stetter und Jentschke[2]) folgt (1—2 Quanten der Energie 3,2 MeV auf 100 Quanten von 2,62 MeV)[3]).

---

[1]) C. D. Ellis, Proc. Phys. Soc. (2) **50**, 213, 1938.

[2]) G. Stetter und W. Jentschke, Phys. Z. **40**, 104, 1939.

[3]) Es sei noch darauf hingewiesen, dass man der experimentellen Verteilung nicht Genüge leisten kann durch Annahme des alleinigen Vorkommens der 2,62 MeV-Linie unter gleichzeitiger Erhöhung des wahrscheinlichen Fehlers.

Die weicheren γ-Strahllinien liefern zu vernachlässigende Beiträge an die Elektronenverteilung. Die 2 MeV-Strahlung erzeugt Comptonelektronen mit einer Maximalenergie von 1,72 MeV und würde mit der von Skobeltzin angegebenen Intensität weniger als 3 Spuren mit einer beobachteten Energie von mehr als 2 MeV erwarten lassen. Der Beitrag der 1,7 MeV-Strahlung ist noch kleiner.

Der Photoeffekt ist in Argon für diese Quantenenergie sehr klein. Nach der Formel von HULME und Mitarbeitern[1]) sind weniger als zwei Photoelektronen zu erwarten. Auch sie spielen daher für die Energieverteilung keine Rolle.

4. In dem gleichen Gebiet der Wilsonkammer, in dem die 326 Comptonelektronen mit einer Mindestenergie von 2,09 MeV festgestellt wurden, konnten 73 Elektronenpaare beobachtet werden. Leider war es nicht möglich, bei allen die Energie zu bestimmen, da nicht immer beide Partner eine genügende Spurlänge aufwiesen. Da aber gleichzeitig in der ganzen Wilsonkammer 98 ausmessbare Paare erhalten wurden, ist es zulässig, deren Energieverteilung auch auf die 73 Paare zu übertragen. Von den 98 Paaren wurden 6 mit Energien unterhalb 1,2 MeV, 81 mit Energien zwischen 1,2 und 2,4 MeV und 11 mit Energien grösser als 2,0 MeV festgestellt. Die 6 Paare mit den kleinsten Energien sind wohl sicherlich den weichen γ-Strahlkomponenten zuzuordnen. Es sollen für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes die drei früheren Fälle diskutiert werden.

A) Die 3,2 MeV-Strahlung hat die Intensität null. Dann sind von 98 ausmessbaren Paaren 92 = 94% der 2,62 MeV-Strahlung zuzuordnen. Von den 73 Paaren stammen somit 68,5 Paare von dieser Strahlung. Da 326 Comptonprozesse einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 5{,}87 \cdot 10^{-25}$ cm^2 (Tab. 1 A) entsprechen, ergibt sich als Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung $\sigma_p = 1{,}23 \cdot 10^{-25}$ cm^2 pro Argonatom.

B) Die 3,2 MeV-Strahlung besitze die Intensität von 9 Quanten auf 100 der 2,62 MeV-Strahlung. Von den 98 Paaren sind dann 11 der 3,2 MeV und 81 der 2,62 MeV-Energie zuzuordnen oder 87,3%, somit von den 73 Paaren 60,3. Unter den 326 Comptonelektronen mit mehr als 2,09 MeV sind in diesem Fall 42 der 3,2 MeV-Strahlung zuzuschreiben. Es folgt ein Wirkungsquerschnitt von $1{,}24 \cdot 10^{-25}$ cm^2.

C) Der Wirkungsquerschnitt, der sich unter Annahme von 6 Quanten der 3,2 MeV-Strahlung auf 100 der 2,62 MeV-Strahlung

[1]) l. c.

ergibt, ist wieder $\sigma_p = 1{,}24 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$. Für das Resultat ist es somit ziemlich belanglos, welche Intensität die 3,2 MeV-Strahlung besitzt.

An dem angegebenen Wert für den Wirkungsquerschnitt ist noch eine Korrektur anzubringen, weil die Füllung der Wilsonkammer nur zu $(90 \pm 2)\%$ aus Argon, der Rest aus Sauerstoff und einem Gemisch von Wasser- und Alkoholdampf bestand. Da der Comptonprozess, pro Atom berechnet, einen Wirkungsquerschnitt besitzt, welcher proportional Z, die Paarbildung aber einen solchen, der proportional Z^2 ist, so muss der angegebene Wert noch mit $1{,}06 \pm 0{,}02$ multipliziert werden. Man erhält somit $\sigma_p = (1{,}31 \pm 0{,}12) \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$. Der Fehler ist der wahrscheinliche Fehler, wie er sich aus den statistischen Fehlern berechnen lässt. Nach Bethe und Heitler erhält man den Wert $1{,}19 \cdot 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$. Die Übereinstimmung ist genügend gut, wenn man an die Bedeutung des wahrscheinlichen Fehlers denkt. Auf jeden Fall lässt sich die von Groshev angegebene bedeutende Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in unserem Fall nicht bestätigen.

5. Neben der Materialisation der γ-Strahlung im Coulombfeld eines Kernes sollte auch die Materialisation im Coulombfeld eines Atomelektrons beobachtet werden können. Nach Perrin[1]), welcher diesen Prozess vom Standpunkt der Erhaltungssätze betrachtet hat, lassen sich die beiden Arten der Materialisation von einander leicht unterscheiden, da man an Stelle von Elektronenzwillingen nun Drillinge beobachten müsste, die aus zwei Elektronen und einem Positron bestehen würden. Für eine γ-Strahlenergie von 2,62 MeV müssten die Teilchenenergien zwischen 75 und 1225 kV liegen und der Winkel zwischen der γ-Strahlrichtung und der Anfangsrichtung der Teilchen weniger als 29^0 betragen. Die Häufigkeit derartiger Prozesse sollte nach Perrin, verglichen zu den Materialisationen am Atomkern, um den Faktor $1/Z$ geringer sein. Da im ganzen 142 Paare in Argon festgestellt wurden, ist zu erwarten, dass etwa 8 Drillinge zu finden wären. In Wirklichkeit konnte kein einziger Prozess gefunden werden, der den Perrin'schen Bedingungen genügen würde. Die Wahrscheinlichkeit für eine derartige Materialisation scheint damit kleiner zu sein, als es Perrin annimmt.

Physikal. Institut der Universität Zürich.

---

[1]) F. Perrin, C. R. **197**, 1100, 1933.