

Auf einen β -Zerfall kommen somit

$$8,9 \cdot 10^5 / 3,6 \cdot 10^7 = (2,48 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$$

γ -Quanten der Energie 2,42 MeV.

Als Ra-Quelle wurde ein von der PTB geeichtes Ra-Präparat von $2,881 \text{ mg} \pm 0,5\%$ Ra-Element benutzt.

Ein Vergleich der erhaltenen Intensitätswerte mit denen anderer Autoren gibt Tab. 1.

und Slätis¹² findet man auch dazu etwa passende γ -Energien, die dort jedoch dem γ -Spektrum von RaB zugeordnet sind. Nimmt man dagegen nach Kageyama¹³ an, daß an Stelle der zwei β -Übergänge von RaC nach Ra C' nur ein einziger mit der Energie 1000 keV führt, so müßte man eine γ -Strahlung von 312 keV erwarten, was etwa der K-Konversionslinie von 223 keV entsprechen würde, deren relative Intensitätsangabe der Grö-

Energie der γ -Strahlung in MeV	τ (NaJ) [cm ⁻¹]	μ (NaJ) [cm ⁻¹]	Vorliegende Messungen	Mladjenović u. Hedgran ⁵ 1954	Kageyama ⁴ 1952	Wolfson ³ 1950	Latyshev ² 1947
1,76	0,0065	0,160	3,22 \pm 0,40	3,14	3,2 \pm 0,4		2,42
1,82	0,006	0,157		0,33	0,22 \pm 0,06		0,41
2,20	0,00382	0,1429	1,00	1,00	1,00 \pm 0,2	1,0	1,00
2,42	0,00335	0,1394	0,48 \pm 0,06	0,36	0,5 \pm 0,1	0,35—0,40	0,50

Tab. 1. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der 2,20 MeV-Linie bezogen. μ ist der Gesamtabsorptionskoeffizient, τ der Absorptionskoeffizient für den Photoeffekt.

Legt man das Zerfallschema von Surugue¹¹ zugrunde, so würde die 2,42 MeV-Linie einem Übergang von dem Term 16,839 MeV über dem Grundzustand des Pb²⁰⁶ in den Grundzustand des Ra C' zuzuschreiben sein, was einer Energie von 2,439 MeV entsprechen würde. Der Ausgangsterm dieser γ -Strahlung kann demnach nur aus den Endtermen der zwei β -Übergänge von Ra C' mit 878 und 953 keV aufgefüllt werden. In der Tabelle der Konversionselektronen von Ra von Mladjenović

Benordnung nach mit unseren Messungen übereinstimmen würde.

Für die 2,2 MeV- γ -Linie ergibt sich auf Grund der obigen Messungen die Zahl der γ -Quanten pro Ra-Zerfall zu $2,48/0,48 = 5,2\%$ in relativ guter Übereinstimmung mit dem Wert 7,4% von Ellis und Mott¹⁴.

Herrn Professor Dr. W. Gentner sei an dieser Stelle für seine Anregungen und sein förderndes Interesse an dieser Arbeit herzlich gedankt.

¹¹ J. Surugue, J. Phys. Radium 7, 145 [1946].

¹² M. Mladjenović u. H. Slätis, Ark. Fys. 8, 65 [1954].

¹³ S. Kageyama, J. Phys. Soc. Japan 8, 689 [1953].

¹⁴ C. D. Ellis u. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. 141, 502 [1933].

Zur Absorptionsanalyse der sternauslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

Die Frage der Entstehung scharfer Maxima

Von K.-H. HÖCKER, H. KUHN UND M. RITZI

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart (Z. Naturforschg. 10a, 386—394 [1955]; eingegangen am 7. März 1955)

Wegen der definierten Reichweite, bei der man die Maxima der Übergangskurve für die Sternhäufigkeit und anderer Phänomene findet, schließen wir, daß die aus der Atmosphäre auf den Absorber treffende Ursache ein geladenes Teilchen sein muß. Da jedoch die Sterne neutral ausgelöst werden, muß ein neutrales Folgeteilchen mit Kernwechselwirkung angenommen werden. Bei einer gewissen, nicht von vornherein unplausiblen spektralen Verteilung kann man die beobachteten Maxima errechnen, wobei die Absorberform das Zustandekommen der Maxima begünstigt.

A. Problemstellung

Die Häufigkeit der Kernzertrümmerungen, die auf Meereshöhe und auf der Zugspitze mit Hilfe von Photoplatten hinter Absorbern aus verschiedenen Materialien beobachtet wurde, zeigt

einen Verlauf über zwei relativ steile Maxima¹. Inzwischen liegen ergänzende Ergebnisse vor, die

¹ E. Schopper, K.-H. Höcker u. E. Rössle, Z. Naturforschg. 6a, 603 [1951] (I). E. Rössle u. E. Schopper, Z. Naturforschg. 9a, 836 [1954] (II).



teilweise auf ganz andere Weise gewonnen wurden. Wir erwähnen zunächst die Messungen mit Kristallzählern von Kuhn und Schopper, die wie die Photoplattemessungen auf der Zugschmelze ausgeführt wurden². Die Anordnung registriert nicht nur Kernzertrümmungen, sondern alle den Kristallzähler treffenden Teilchen und Teilchengruppen, die dort eine Mindestenergie abgeben. Als solche wurde — in drei Meßreihen — 7, 12 und 25 MeV gewählt. Es wurden dieselben Absorberformen wie bei den Photoplattemessungen benutzt. Die hinter Blei und Eisen gemessenen Intensitäten weisen zwei Maxima auf, die je nach dem registrierten Energiebereich mehr oder weniger stark hervortreten. Sie liegen an denselben Stellen, bei denen sie in Photoplattemessungen beobachtet wurden. Entsprechend findet man bei Kohle in 30 cm tiefen Absorbern ein Maximum und den Anstieg zu einem zweiten. Man geht wohl nicht fehl mit der Annahme, daß die Ursache der Maxima hier wie da die gleiche ist. Das gilt insbesondere von den 2. Maxima in Blei und Eisen und den Maxima in Kohle, während die Kristallzähler in der Umgebung des 1. Fe- und Pb-Maximums zusätzlich Schauer registrieren.

Als zweites verweisen wir auf die Messungen von Lindenberger und Meyer³ mit einer Doppelionisationskammer in 150 m Höhe. Die Kammer arbeitet im Energiebereich zwischen 8 und 36 MeV und registriert im wesentlichen Kernzertrümmungen. Die Absorber bestanden aus Blei bis zu 15 cm Dicke und Kohle bis zu 30 cm Dicke. In Blei findet man ein Maximum bei etwa 1 cm, das mit dem Übergang der nuklearen Komponente nicht verträglich ist. In Kohle findet man das Maximum hinter 23 cm. Die Absoluthäufigkeit liegt bei 1,75 Kernprozessen pro Tag und g Argon.

Eine dritte Gruppe von Experimenten zeigt die charakteristischen Maxima in der Übergangskurve, welche die Russische Koinzidenzschaltung liefert. Thurn, Bothe und Krämer⁴ haben diese Erscheinung in jüngster Zeit sehr genau untersucht. Wenn auch alle diese verschiedenartigen Messungen von teilweise sehr verschiedenartigen Dingen

nicht gerade zur Deckung gebracht werden können — das ist allein schon durch die Unterschiede in den Höhen, in denen gemessen wurde, erschwert — so zeigen sie doch, daß das Auftreten der Maxima kaum durch eine spezielle Eigenschaft der Versuchsanordnungen erklärt werden kann. Es erscheint uns daher sinnvoll, nach einem Mechanismus zu fragen, der die Maxima liefern könnte.

B. Der Beitrag durch Photonen

Die Häufigkeitsmaxima in den Sternauslösekurven gehen auf die Wirkung eines neutralen Teilchens zurück. Während man das 1. Maximum in Blei, Eisen und Zinn wegen seiner auffallenden Ähnlichkeit mit dem bei Rossi-Koinzidenzen auftretenden Kurvenverlauf auf den ersten Blick durch die weiche Komponente erklären möchte, scheitert diese Deutung bei den 2. Maxima in diesen Stoffen und bei den Maxima in Kohle grundsätzlich. Aber auch die Erklärung des ersten Maximums in Blei, Eisen, Zinn auf der Grundlage der Auslösung durch Photonen enthält Schwierigkeiten. Es müßte nämlich der Wirkungsquerschnitt für Sternerzeugung durch Photonen im Gegensatz zu den Messungen von Kikuchi und Miller⁵ unterhalb 10⁸ eV nicht abnehmen, sondern zunehmen, oder im kritischen Energiebereich in 3000 m Höhe gleichfalls im Widerspruch zu verschiedenen Messungen⁶ ein Spektrum vorliegen, wie es aus der oberen Atmosphäre jenseits des Maximums der weichen Komponente bekannt ist^{6a}. Auf der Basis heute plausibler Spektren und Wirkungsquerschnitte ergibt sich also kein Maximum von Photonensternen, sondern lediglich eine auf den ersten cm Blei, Eisen und Zinn schnell abklingende Intensität. Eine Darstellung unserer diesbezüglichen Rechnungen findet man bei Kuhn⁷.

C. Ein 2-Teilchen-Mechanismus

1. Das Schema

Wegen der bei Photonen vorliegenden Schwierigkeiten und der an verschiedenen Stellen beob-

² G. Kuhn u. E. Schopper, Z. Naturforschg. **9a**, 851 [1954] (III).

³ K. H. Lindenberger u. P. Meyer, Z. Phys. **139**, 372 [1954].

⁴ H. Thurn u. W. Bothe, Z. Naturforschg. **6a**, 576 [1951]. H. Thurn, Z. Naturforschg. **7a**, 497 [1952]; **8a**, 134 [1953]. W. Bothe u. Krämer, Phys. Rev. **94**, 1402 [1954].

⁵ S. Kikuchi, Phys. Rev. **81**, 1060 [1951]; R. D. Miller, Phys. Rev. **82**, 260 [1951].

⁶ G. Baroni, G. Cortini, A. Milone, L. Scarsi u. G. Vauderhaege, Nuovo Cim. **9**, 867 [1952]. C. N. Chou, Phys. Rev. **90**, 473 [1953]. — K. Hintermann, Helv. Phys. Acta **27**, 125 [1954].

^{6a} Ein solches Spektrum diskutierten wir in I.

⁷ H. Kuhn, Diplomarbeit T. H. Stuttgart 1953.

achteten Maxima haben wir versucht, losgelöst von der Erfahrung an bisherigen Elementarteilchen das Zustandekommen der gemessenen Kurvenform rechnerisch zu erfassen: Ionisierende Teilchen T_1 mit passender Energieverteilung mögen von außen auf den Absorber treffen. Sie kommen am Ende ihrer Reichweite zur Ruhe und zerfallen dort in ein neutrales Teilchen T_2 , das seinerseits — etwa mit geometrischem Wirkungsquerschnitt — Sterne erzeugt. Die Lebensdauer muß so sein, daß eine genügend große Intensität in der Atmosphäre existiert, z. B. 10^{-6} Sek. Dieser Mechanismus trägt der beobachteten neutralen Auslösung Rechnung und macht andererseits verständlich, daß eine definierte Reichweite auftritt. Da zwei Maxima beobachtet sind, sind zwei relative Häufigkeitsmaxima über der Energieskala anzunehmen. Tab. 1 stellt die hier interessierenden Reichweiten R in den Materialien, mit denen gemessen wurde, zusammen.

	Blei	Zinn	Eisen	Kohle ($s = 1,7$)	Energiewerte [MeV]	
					μ -Mes.	Protonen
1. Maximum g/cm ² cm	49 4,3	36 4,8	36 4,6	27 16	85	190
2. Maximum g/cm ² cm	216 19	153 21	156 20	125 74	270	500

Tab. 1. Zusammengehörige Reichweiten in verschiedenen Materialien.

Die beobachteten Maxima passen zu diesen Reichweiten mit Ausnahme des ersten Maximums in Blei, das bei nur etwa der halben Absorberdicke gefunden wird. Versuche, diese Differenz aufzuklären, scheinen uns z. Z. nicht angebracht. Man muß berücksichtigen, daß bei den Messungen in Blei Sterne mit zwei und mehr Armen berücksichtigt sind, während sonst erst ab drei Armen gezählt wurde. Die letzte Spalte der Tabelle gibt zur Orientierung zugehörige Energiewerte, falls den Maxima μ -Mesonen oder Protonen zuzuordnen wären.

Das einfallende ionisierende Teilchen darf nicht direkt von der nuklearen Komponente erzeugt werden. Wäre dies der Fall, so träte im Absorber Nachbildung ein, was mit den Beobachtungen (steiler Abfall nach dem Maximum) nicht verträglich wäre.

2. Die Dichte der Bahnenden im Absorber für Teilchen bestimmter Reichweite

Wir fragen als erstes nach der Dichte der Bahnenden für Teilchen gleicher Reichweite in einem Absorber, der durch Abb. 1 gekennzeichnet wird.

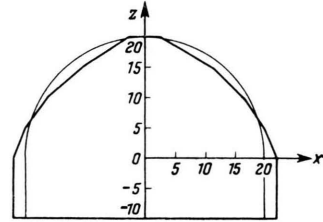


Abb. 1. Schnitt durch den Absorber und Koordinatensystem. Die stark ausgezogene Kurve markiert den experimentell benutzten Absorber. Er wurde für die Rechnung durch Halbkugel + Zylinder approximiert.

Bedeutet $h(R, \vartheta) d\vartheta$ den Strom der einfallenden ionisierenden Teilchen mit einer Reichweite zwischen R und $R + dR$ unter der Richtung ϑ gegen die Vertikale, so ist die Quellstärke an einem Orte \mathfrak{r} im Absorber, herrührend von einer Reichweite R ,

$$Q(\mathfrak{r}) = \int_{\mathcal{C}(\mathfrak{r}, R)} h(R, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (1)$$

Dabei ist für jedes \mathfrak{r} über die Winkel so zu integrieren, daß das Teilchen im Absorber die Strecke R zurücklegt. Es wird angenommen, daß die Teilchenbahnen Geraden sind. Für $h(R, \vartheta)$ setzten wir eine isotrope und eine $\cos \vartheta$ -Verteilung im oberen Halbraum an. Bei diesen Winkelverteilungen werden sich die Enden der Teilchen am wenigsten in der Umgebung eines Punktes häufen. Die Unterschiede in den Ergebnissen sind nicht bedeutend. Daher geben wir nur die für die $\cos \vartheta$ -Verteilung wieder $[h(R, \vartheta) = h_0(R) \cdot \cos \vartheta]$. h_0 stellt den vertikalen Strom von Teilchen dar, der am Tag bezogen auf den Raumwinkel 1 durch die Flächeneinheit hindurchgeht, pro Reichweiteintervall 1 cm Absorbermaterial. Aus Symmetriegründen braucht Q nur für die Punkte eines Achsenschnittes angegeben zu werden, den wir als xz -Ebene bezeichnen. Die Überführung des Kurvenintegrals (1) in ein gewöhnliches Integral ergibt:

$$Q_k = 2h_0 \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \frac{(A^2 - R^2 - x^2 - z^2) \sin \vartheta d\vartheta}{R \sqrt{4R^2 x^2 - (A^2 - R^2 - x^2 - z^2)^2 + 4(A^2 - R^2 - x^2 - z^2) z R \cos \vartheta - 4R^2(x^2 + z^2) \cos^2 \vartheta}}, \quad (2a)$$

wobei die Teilchen erfaßt sind, die durch die Halbkugeloberfläche hindurchgetreten sind. Diejenigen Teilchen, die durch den Zylindermantel einfallen, ergeben den Betrag

$$Q_z = 2 h_0 \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \frac{(A^2 + R^2 - x^2 - R^2 \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}{R \sqrt{4 R^2 x^2 - (A^2 - R^2 - x^2) - 2 R^2 (A^2 - R^2 + x^2) \cos^2 \vartheta - R^4 \cos^4 \vartheta}} \quad (2b)$$

Die Integrale sind geschlossen auswertbar. Auf die Grenzen ist zu achten. Sie hängen vom jeweiligen Aufpunkt ab. Insbesondere gibt es Gebiete, in die keine Teilchen hineingelangen können. Die Abb. 2a und 2b geben zwei typische Beispiele für die Verteilung der Bahnenden. Die erste gibt die Quellverteilung für Teilchen der Reichweite $R = 14$ cm, die zweite für $R = 26$ cm, aufgetragen über einem Achsenschnitt des Absorbers. Man sieht die starke Konzentrierung der Bahnenden im Innern trotz der angenommenen isotropen Verteilung. Bei einer \cos^2 -Verteilung oder gar einer Verteilung gemäß der energiereichen nuklearen Komponente wären die Maxima schärfer. Im Fall 2a ist das Maximum ein Grat auf der Oberfläche einer Halbkugel mit dem Radius $A - R = 6$ cm. In das Innere dieser Kugel kann kein Teilchen gelangen. Im Falle der Abb. 2b liegt der Grat auf der anderen Seite des Koordinatennullpunkts auf der Oberfläche der Halbkugel mit $R - A = 6$ cm Radius. Die Bahnenden sind hier weniger scharf im Innern konzentriert; daher ist der Grat weniger hoch. Das Maximum ist am schärfsten und höchsten, wenn $R = A$ ist.

3. Die zu erwartende Sternhäufigkeit von Teilchen bestimmter Reichweite

Die eben berechnete Verteilung der Bahnenden von T_1 ist die Quellverteilung für die Teilchen T_2 . Die Teilchen T_2 werden vom Quellpunkt isotrop emittiert. Die Wahrscheinlichkeit, daß sie ein Element do der Oberfläche einer Kugel mit dem Radius ϱ um die Quelle durchsetzen, ist $e^{-a\varrho} do / 4\pi\varrho^2$, a ist der Absorptionskoeffizient im Absorber. Die registrierende Photoplatte ist in der Achse des Ab-

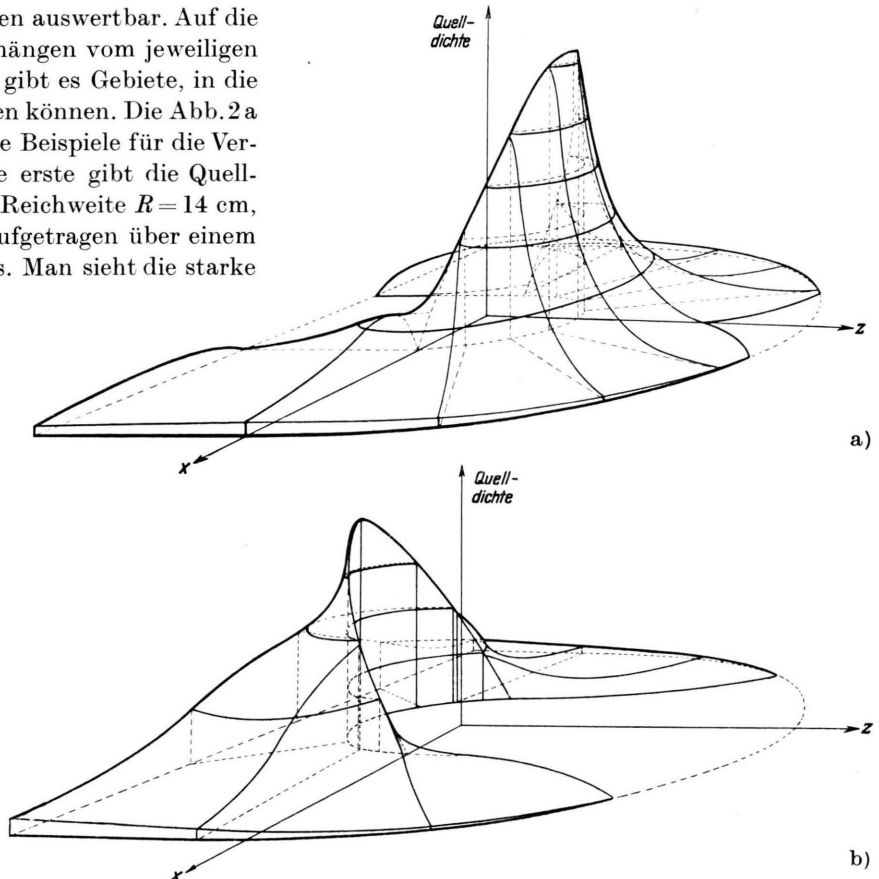


Abb. 2. Verteilung der Bahnenden im Absorber, aufgetragen über einem Achsenschnitt a) für $R = 14$ cm, b) für $R = 26$ cm bei isotropem Einfall.

sorbers untergebracht. Ihre Ausdehnung senkrecht zur Achse wird vernachlässigt. Wählt man die gedachte Kugelfläche so, daß ϱ der Abstand des Meßpunktes \bar{z} vom Quellvolumen $d\tau = x dx d\varphi dz$ bei \bar{x} ist, so ergibt sich als Beitrag dieses Volumenelementes zur Sternintensität im Punkte \bar{z} der photographischen Emulsion (Dicke d)

$$Q \cdot x dx d\varphi dz \cdot \frac{e^{-a\varrho}}{4\pi\varrho^2} df \cdot d \cdot \sum_i \sigma_i N_i, \quad (3)$$

$$\varrho = \sqrt{x^2 + (z - \bar{z})^2}.$$

Dabei ist $\sum \sigma_i N_i$ die Reaktionswahrscheinlichkeit in der photographischen Emulsion. Bezogen auf die Volumeneinheit, sollte man

$$dS(\bar{z}) = Q \frac{e^{-a\varrho}}{4\pi\varrho^2} \sum \sigma_i N_i x dx d\varphi dz \quad (4)$$

Sterne finden, deren erzeugende Strahlung am Ort x, φ, z entstanden ist. Die Gesamtzahl der Sterne ergibt sich daraus durch Integration über den Absorber. Wegen der Zylindersymmetrie hängt weder ϱ noch Q von φ ab. Deshalb ist die Integration über φ ausführbar. Man erhält

$$S(\bar{z}) = \sum \sigma_i N_i \iint Q(x, z) \frac{e^{-a\varrho}}{\varrho^2} \frac{x}{2} dx dz. \quad (5)$$

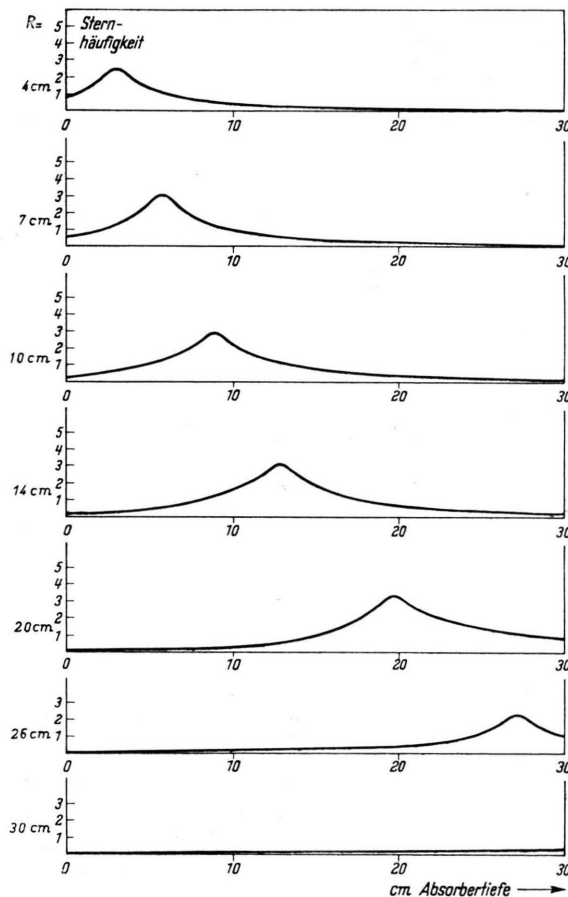


Abb. 3a.

Abb. 3a gibt die Sternhäufigkeit in der Achse des Absorbers für Teilchen verschiedener Reichweite in Blei, Zinn und Eisen. Die Beobachtungen in diesen drei Materialien lassen sich rechnerisch gut durch die Zahlen für Eisen repräsentieren, denn die Reichweiten der Teilchen T_1 sind etwa die gleichen (s. Tab. 1), und die Absorptionskonstante a für die Teilchen T_2 geht in die Rechnung nicht merklich ein. Die Kurven haben entsprechend der Quelldichte ihr größtes Maximum in der Umgebung des „Zentrums“ des Absorbers (= Koordinatenursprung). Für Reichweiten, die vergleichbar

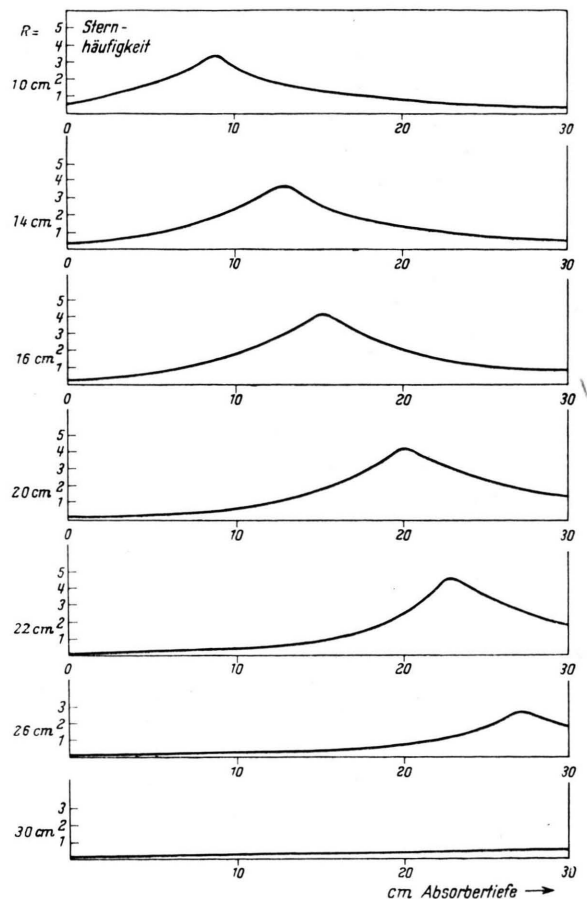


Abb. 3b.

Dieses Integral muß numerisch ausgewertet werden. Dabei ist das Glied $e^{-a\varrho}$ und damit der Absorptionskoeffizient a von untergeordneter Bedeutung. Entscheidend für den Verlauf der Sternhäufigkeit ist der Abfall mit $1/\varrho^2$ um die lokale Quelle. Das Ergebnis der Rechnung zeigen die Abb. 3a, b, c für verschiedene Reichweiten und Absorber.

mit den Dimensionen des Absorbers sind, nimmt die Intensität der Sterne stark ab. Das liegt daran, daß in diesem Fall ein großer Teil der Quellen von T_2 nach außerhalb des Absorbers fallen. Abb. 3b stellt dasselbe für Kohle dar. In Abb. 3c sind die Lineardimensionen des Absorbers um den Faktor 1,5 vergrößert. Das Material ist gleichfalls Kohle.

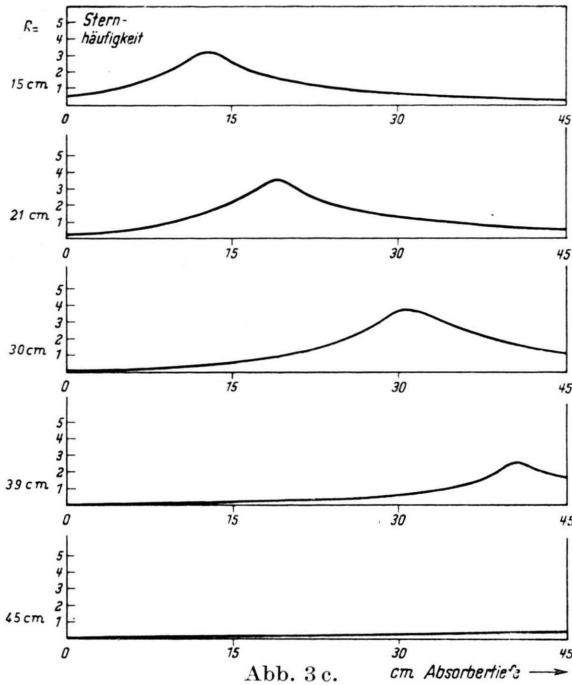


Abb. 3 c.

Abb. 3. Sternhäufigkeit in der Achse des Absorbers für verschiedene Reichweiten von T_1 . a) Eisenabsorber 30 cm tief, b) Kohleabsorber 30 cm tief, c) Kohleabsorber 45 cm tief.

4. Die Sternhäufigkeit bei einem konstanten Reichweitespektrum

Jede einzelne Kurve in den Abb. 3 ist steiler als das beobachtete Maximum. Wenn unser Schema den Beobachtungen irgendwie entsprechen soll, ist ein solches Ergebnis notwendig. Wir wollen nun alle diese Kurven (unter Beachtung gleicher Energie- bzw. Reichweiteintervalle) überlagern und damit die Sternhäufigkeit darstellen, die ein konstantes Spektrum von Teilchen T_1 in den beiden Kohleabsorbern sowie im 30 cm-Fe- (Pb-, Sn-) Absorber erzeugen würde (Abb. 4). Die Intensität in Kohle (b) ist gegenüber der in den Metallabsorbern (a) beträchtlich geringer, denn die in Kohle steckenbleibende Strahlung T_1 umfaßt bei konstantem Spektrum nur knapp 30% von den in Eisen (Blei, Zinn) zur Ruhe kommenden Teilchen; andererseits werden die Teilchen T_2 in Graphit nicht so stark absorbiert, so daß ungefähr ein Faktor 2 resultiert (vgl. hierzu Abschnitt D 1).

Die Kurve c stellt die Intensität im 45 cm-Graphitabsorber dar. Da hier mehr Teilchen erfaßt werden, liegen die Zahlen um einige Prozent höher als im 30 cm-Graphitabsorber.

5. Rückschluß auf das Spektrum aus gemessenen Sternhäufigkeiten

Man kann sich nun überlegen, wie ein Spektrum aussehen muß, das die gemessene Sternhäufigkeit zur Folge hat. Zunächst muß man etwas über den Prozentsatz der nuklear (einschl. durch π -Mesonen) ausgelösten Sterne in der auf dem Absorber liegenden Platte annehmen (Nullwert). Da die Intensitäten der Sterne, die nach dem hier bespro-

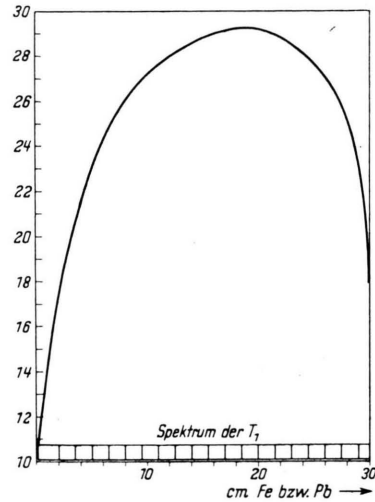


Abb. 4 a.

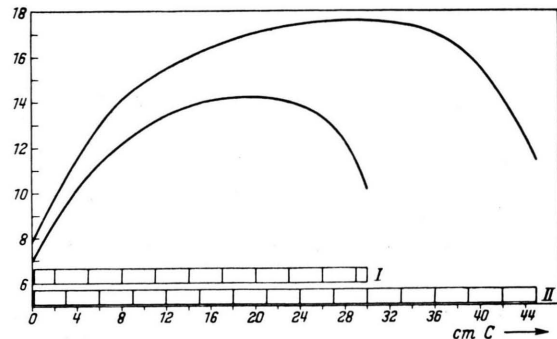


Abb. 4 b.

Abb. 4. Sternhäufigkeit in der Achse des Absorbers für ein konstantes Spektrum von T_1 . a) Eisenabsorber 30 cm tief, b) Kohleabsorber 30 cm und 45 cm tief.

chenen Mechanismus ausgelöst werden, für verschiedene Materialien auch beim Nullwert verschieden sind, ist die in I bis III erfolgte Mittelung über sämtliche Nullwerte (Ergebnis 12,6 Sterne $\text{cm}^{-3}\text{d}^{-1}$) nicht sinnvoll. Wir setzen als Grundlage unserer Diskussion an, daß $S_n = 10$ Sterne pro cm^3 und Tag in der Nullplatte nuklear ausgelöst wer-

den. Normiert man den Nullwert der durch die Teilchen T_2 in einen 30 cm-Graphitabsorber ausgelösten Sterne (s. Abb. 3b) auf $1,65 \text{ cm}^{-3} \text{ d}^{-1}$, so daß die Gesamtsternhäufigkeit $11,65 \text{ cm}^{-3} \text{ d}^{-1}$ ist, so ist sie im 45 cm-Graphitabsorber 11,9, im Eisen-(Blei-, Zinn-)Absorber 13,3 Sterne $\text{cm}^{-3} \text{ d}^{-1}$. Als Abfall der nuklearen Komponente benutzen wir der Übersichtlichkeit halber Exponentialfunktionen. Die Übergangseffekte der nuklearen Komponente, die Rössle und Schopper (loc. cit.) sehr ausführlich diskutierten, bleiben also hier außer Betracht.

gut. Im Bereich des 1. Maximums zeigt die Bleikurve einen Überschuß über den aus der Kohlekurve errechneten Wert. Bei der Beurteilung ist zu beachten, daß sie Sterne mit ≥ 2 Armen zählt, während bei den übrigen Kurven ≥ 3 Voraussetzung ist. Im übrigen können in den schweren Materialien im Bereich des 1. Maximums Photonen bei der Sternauslösung mitgewirkt haben. — Das Spektrum von T_1 hängt von der angenommenen Häufigkeit S_N der nuklear ausgelösten Sterne ab. Ist $S_N < 10$ Sterne $\text{cm}^{-3} \text{ d}^{-1}$, so muß die Häufigkeit S der nicht nuklear ausgelösten Sterne entsprechend größer

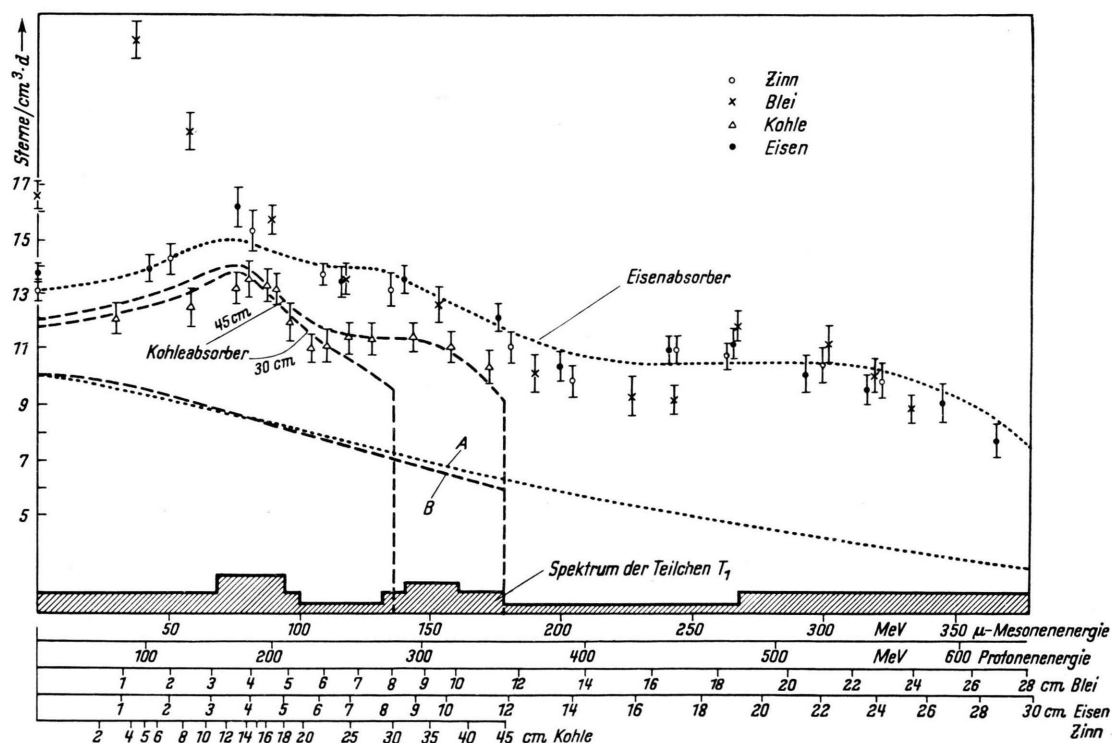


Abb. 5. Darstellung der in verschiedenen Absorbern gemessenen Sternhäufigkeit über der Energieskala. Die Kurven stellen Approximation der Meßwerte durch die Rechnung unter Annahme eines geeigneten Spektrums der Teilchen T_1 dar.

Wir tragen nun die Meßergebnisse von den verschiedensten Absorbern in Abb. 5 über der Energieskala auf. Zur Orientierung sind die Zahlen daran geschrieben, die μ -Mesonen und Protonen zu kommen würden. Das angegebene Energiespektrum wurde so bestimmt, daß das gemessene 1. Maximum in Kohle und das 2. Maximum in Eisen richtig herauskamen. Die Meßpunkte der Zinnkurve liegen gut auf der Eisenkurve, wie wir es erwarten. Die Bleikurve tut dasselbe etwas weniger

sein. Die Schwankungen mit der Energie sind dann natürlich prozentual geringer. Bei der Darstellung des 1. Kohlemaximums haben wir uns bemüht, das anschließende Minimum bei 22 cm Graphit zu erfassen. Wenn man das tut, muß man notwendigerweise ein weiteres Maximum in der Energieverteilung der Teilchen T_1 annehmen. Dessen Existenz gründet sich zwar nur auf zwei Meßpunkte im Kohleabsorber; das Ergebnis ist aber insofern interessant, als wir drei Maxima auf dem untersuch-

ten Energieintervall ebenso wie Thurn und Bothe bekommen. Unterschiede in der Lage könnten in der verschiedenen Höhe der Meßorte bedingt sein. — Ignoriert man die zwei Meßpunkte, so ergibt sich ein recht einfaches monoton abfallendes oder konstantes Spektrum bis etwa 18 cm Reichweite in Eisen.

6. Diskussion weiterer Experimente

Für die Registrierung der eben diskutierten Übergangskurve ist wesentlich, daß die Photoplatten *im* Absorber angeordnet waren. Da die Intensität der Kernzertrümmerungen wesentlich durch den $1/q^2$ -Abfall der Stromdichte der auslösenden Teilchen um eine begrenzte Quelle bedingt ist, findet man naturgemäß einen sehr viel schwächeren oder auch keinen Effekt, wenn das Registrierinstrument nur einseitig (von oben) vom Absorber bedeckt und ein größerer Abstand zum Absorber vorhanden ist. Das wäre bei Vergleich mit den Ergebnissen von Lindenberg und Meyer, die ein niedrigeres Maximum fanden und von Barford und Davis⁸, die mit einer Anordnung gemäß Abb. 6 keinen Effekt erzielen, zu beachten.

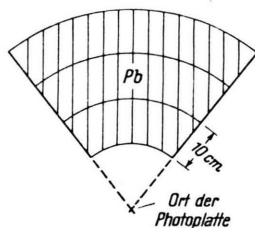


Abb. 6. Meßanordnung von Barford und Davis.

Interessant ist es, die Ergebnisse der Zählrohrkoinzidenzen von Thurn, Bothe und Krämer in unsere Betrachtung einzubeziehen, wozu die Form der Maxima herausfordert. Man muß annehmen, daß das neutrale Teilchen T_2 unbeständig ist und im Mittel auf einer Wegstrecke von etwa einem halben Meter in zwei geladene Teilchen zerfällt, wofür auch noch andere Gründe anzuführen sind⁹. Eine Abhängigkeit der Schauerkurve vom Abstand zwischen Absorber und Zählrohren, die diese

These eindeutig belegt, ist von Bothe und Krämer gefunden und, wie angegeben, gedeutet worden.

D. Intensitätsfragen

Teilchen mit den oben diskutierten Eigenschaften sind bisher nicht gefunden. Die zu fordernde Intensität ist fast von der Größe der Intensität der energiearmen μ -Mesonen. Nach Sands¹⁰ bleiben in einer Höhe von 3000 Metern sekundlich $1,5 \cdot 10^{-5}$ μ -Mesonen aus vertikaler Richtung kommend im g Blei stecken. Die Zahl gilt als Mittelwert. Dann ist unser h_0 [Gl. (2)] für den ganzen vom Absorber erfaßten Bereich im Mittel:

$$h_0^{\text{Pb}} = 15 \mu\text{-Mesonen cm}^{-2}\text{d}^{-1} \text{ sterad}^{-1} \text{ pro Reichweiteintervall 1 cm Pb,}$$

$$h_0^{\text{Pb}} = h_0^{\text{Fe}} = h_0^{\text{Sn}}. \text{ Für Kohle gilt:}$$

$$h_0^{\text{C}} = 4,1 \mu\text{-Mesonen cm}^{-2}\text{d}^{-1} \text{ sterad}^{-1} \text{ pro Reichweiteintervall 1 cm C.}$$

Multipliziert man die Relativzahlen Abb. 4 mit $h_0^{\text{C}} = 4,1$, $\Sigma \sigma_i N_i = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ und dem Abstand der überlagerten Linien (3 cm), so kommt man in 30 cm-Kohleabsorber auf eine Sternhäufigkeit von maximal $7,9 \text{ cm}^{-3}\text{d}^{-1}$. Für Blei, Eisen und Zinn ergibt sich $16,5 \text{ cm}^{-3}\text{d}^{-1}$. Das ist das Doppelte von dem, was man experimentell beobachtet, wenn man den nuklearen Anteil wie in Abb. 5 annimmt.

Gegen eine Identifizierung des fraglichen Teilchens mit μ -Mesonen spricht 1. die aus den Experimenten von Rössle und Schopper abgelesene, wenn auch nicht zwingend begründete mittlere Anregungsenergie der Maximumsterne von 100 bis 200 MeV, während hier (bei Impulsaufnahme durch einen Atomkern) höchstens 100 MeV, im Mittel sogar nur 35 MeV, zur Verfügung stehen, 2. die landläufige Interpretation des Zerfalls der μ -Mesonen. — Andererseits könnte die geforderte Energieverteilung (Abb. 5) qualitativ aus einer Reihe von Messungen über das Spektrum energiearmer π - und μ -Mesonen herausgelesen werden¹¹. Man betrachte als ein Beispiel die in Abb. 7 dargestellte Häufig-

⁸ N. C. Barford u. G. Davis, Proc. Roy. Soc., Lond. A **214**, 225 [1952].

⁹ K. H. Höcker, Physikertagung Stuttgart 1954.

¹⁰ M. Sands, Phys. Rev. **77**, 180 [1950].

¹¹ a) Spektrum der Mesonenspuren in Kernzertrümmerungen: U. Camerini, P. H. Fowler, W. O. Lock u. H. Muirhead, Phil. Mag. **41**, 413 [1950]; s. a. Progr. in Cosmic Ray Physics I, Ed. J. G. Wilson, S. 369.
b) Spektrum langsamer μ -Mesonen um 100 MeV: A.

Vaissenberg, Doclady **92**, 263 [1953]; E. W. Kellermann u. K. Westermann, Proc. Phys. Soc., Lond. A **62**, 356 [1949]. M. York, Phys. Rev. **85**, 998 [1952]. — H. L. Lichtenstein, Phys. Rev. **93**, 858 [1954].
c) Spektrum langsamer μ -Mesonen um 300 MeV: Rogozinski u. Lesage, Colston Papers 1949, Verl. Butterworth, London S. 36. S. V. Chandrasekhar Aiyar, Nature, Lond. **153**, 375 [1944]. G. T. Reynolds, Rev. Mod. Phys. **21**, 122 [1949].

keitsverteilung der σ -Sterne¹². Trotz der großen statistischen Fehler ist das erste Maximum der Häufigkeit der Kernzertrümmerungen hier wiederzufinden. Ähnlich liegen die Registrierungen der μ -Mesonenenden.

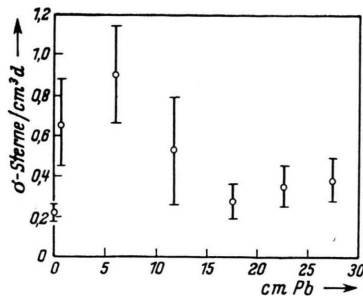


Abb. 7. Häufigkeit der σ -Sterne in Bleiabsorbern. Entsprechende Übergangskurven sind für Eisen- und Kohleabsorber gemessen worden¹².

¹² E. Rössle, Dissertation T. H. Stuttgart 1954, Diplomarbeit T. H. Stuttgart 1951.

Eine andere Möglichkeit wäre, das Teilchen T_1 unter den Protonen zu suchen (angeregte Nukleonen?). Denn diese allein haben neben den μ -Mesonen eine vielleicht noch ausreichende Intensität (s. Tab. 2). Da aber ein Proton für den Effekt nicht verantwortlich sein kann, kann man nur nach einer Teilchengruppe suchen, die unter Protonen registriert wurde. Die angegebene Häufigkeit der Protonen als Ganzes reicht jedoch nur knapp aus. Ein Bruchteil dieser Zahlen würde größere Intensitätsschwierigkeiten bedingen. Daher scheint eine Suche in dieser Richtung wenig Aussicht auf Erfolg zu haben.

Teilchenart	Protonen ¹³		μ -Mesonen ¹⁴	
	$E < 500$ MeV	$E < 500$ MeV	$E < 300$ MeV	$E < 300$ MeV
Häufigkeit (cm ⁻² d ⁻¹ sterad ⁻¹)	70	50	1000	300

Tab. 2. Vertikale Intensitäten geladener Teilchen in 3000 m Höhe.

¹³ Vgl. Heisenberg, Kosm. Strahlung, Springer Berlin 1953, S. 384.

¹⁴ Vgl. Heisenberg, Kosm. Strahlung, S. 302.

Über die Ionisation und Desorption durch starke elektrische Felder

Von F. KIRCHNER und H. KIRCHNER

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Köln

(Z. Naturforschg. **10a**, 394—400 [1955]; eingegangen am 28. Februar 1955)

Es wird über experimentelle Untersuchungen über die Intensitätsverteilung der Feldelektronenemission von Wolfram-Einkristallspitzen berichtet, deren Oberfläche mit dünnen Fremdschichten bedeckt ist. Wenn dünne Oberflächenschichten, die durch Chemisorption von Sauerstoff oder von Kohlenwasserstoffen, also durch die Bildung von Oberflächenverbindungen des Wolframs mit Sauerstoff oder Kohlenstoff, entstanden sind, der Einwirkung von genügend starken Gegenfeldern ausgesetzt werden, dann ändert sich die Intensitätsverteilung der Feldelektronenemission in charakteristischer Weise: diejenigen Stellen der Oberfläche, die vor der Einwirkung des Gegenfeldes besonders stark emittieren, erscheinen nachher dunkel, emittieren also besonders wenig Elektronen.

Diese Intensitätsänderungen werden auf Ionisationsprozesse an solchen Stellen der Oberfläche zurückgeführt, an denen die Ionisationsenergie infolge der Wechselwirkung mit dem Oberflächenfeld des Metalls oder mit Nachbaratomen besonders gering geworden ist. Die primäre Wirkung des Gegenfeldes besteht also darin, daß in solchen Zentren eine „Feldionisation“ stattfindet, wobei ein Elektron in das Metallinnere übergeht; die sekundäre Wirkung des Gegenfeldes besteht in der Emission des positiven Restions in das Vakuum, sofern das Gegenfeld groß genug ist, um die elektrische Bildkraft des Ions zu überwinden.

Die Feldionisation von physikalisch adsorbierten Molekülen bzw. Atomen tritt dagegen erst bei höheren Feldstärken ein; sie geht anscheinend kontinuierlich in die Feldionisation von frei beweglichen, aus dem Entladungsraum kommenden und auf die Metalloberfläche treffenden Gasmolekülen über.

Eine quantitative Deutung der „Abreißfeldstärke“ und ihrer Abhängigkeit von der Temperatur für den Fall von leicht ionisierbaren Adatomen wird gegeben: Das Abreißen erfolgt, wenn die Feldstärke der angelegten Spannung diejenige des Bildkraftpotentials gerade übersteigt.