

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 11 (1938)
Heft: I

Artikel: Prüfung der Bhabha-Heitler'schen Theorie der Schauerbildung kosmischer Strahlung im Falle von Kohle
Autor: Valkó, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110842>

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: 17.01.2026

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

Prüfung der Bhabha-Heitler'schen Theorie der Schauerbildung kosmischer Strahlung im Falle von Kohle

von A. Valkó.

(9. XII. 37.)

1. Einleitung.

Die kosmische Strahlung löst in der Materie Sekundärstrahlen aus, die meistens in der Form von ganzen Bündeln (Strahlenschäuer) auftreten. Diese Sekundärstrahlen wurden zuerst von ROSSI¹³⁾ systematisch untersucht. Er hat drei Zählrohre unter einer Bleiplatte in Dreieckform angeordnet (Fig. 1) und die Koinzidenzen*) gezählt. So wurde der Intensitätsverlauf der Schauerstrahlung in Abhängigkeit von der Bleidicke bestimmt und die in Fig. 2 dargestellte Kurve erhalten, deren Form für die Sekundäreffekte der kosmischen Strahlung so charakteristisch ist. Seither wurde die Erscheinung vielfach untersucht und auf verschiedene Arten gedeutet.

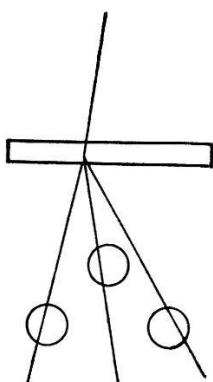


Fig. 1.

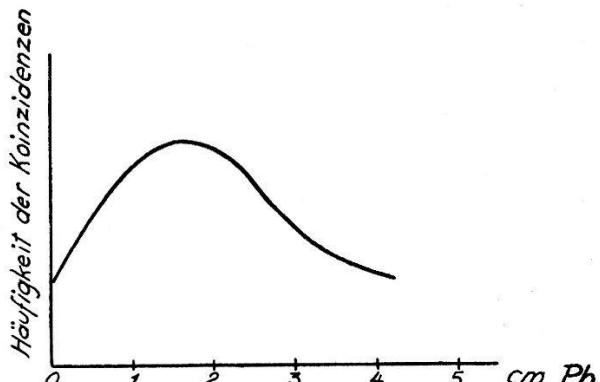


Fig. 2.
Dicke der Streuschicht. Rossi-Kurve.

Erst vor kurzem ist es BHABHA und HEITLER³⁾ und gleichzeitig CARLSON und OPPENHEIMER⁶⁾ gelungen, eine Theorie zu entwickeln, mit deren Hilfe die meisten, heute bekannten Effekte der kosmischen Strahlung erklärbar erscheinen.

*) Koinzidenz = gleichzeitiges Ansprechen der Zählrohre.

Unerklärt ist bis jetzt die sogenannte „harte Komponente“ der kosmischen Strahlung, deren Natur noch immer nicht mit Sicherheit feststeht.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch gemacht, die Sekundärstrahlen, die durch die kosmische Strahlung in Kohle ausgelöst werden, mit Hilfe von Zählrohrkoinzidenzmessungen zu untersuchen.

2. Die Theorie der Schauer nach Bhabha und Heitler.

Um die Messresultate mit der Theorie vergleichen zu können, seien die wichtigsten Ergebnisse der Bhabha-Heitlerschen³⁾ Arbeit in Folgendem kurz wiedergegeben.

Nach dieser Theorie geht die Umwandlung der kosmischen Strahlung in der Materie derart vor sich, dass durch die Bremsung eines schnell bewegten Primärelektrons in den durchquerten Kernfeldern eine energiereiche Photonenstrahlung erzeugt wird, die (wegen der grossen Energie) beinahe in der Richtung des Primärstrahls weiterläuft und durch Paarerzeugung wieder eine Elektronenstrahlung bilden kann. Dieser Prozess wiederholt sich; aus einem schnellen Elektron (oder Positron) können auf diese Weise zahlreiche „weichere“ Elektronen entstehen, wie diese uns in den Schauern erscheinen. Je weicher die Strahlung wird, um so diffuser wird sie.

Mit diesen Umwandlungen parallel findet eine Abnahme der Strahlungsenergie infolge von Ionisation und Compton-Prozessen in der durchquerten Materie statt. Der durch Ionisation erfolgte Energieverlust eines Elektrons ist aber bei hohen Energien verschwindend klein gegen die Energie, die gleichzeitig in die gebildete Photonenstrahlung übergeht. Ebenso ist die Wahrscheinlichkeit für Erzeugung von Compton-Elektronen bei hohen Werten von $h\nu$ sehr gering im Vergleich mit der Wahrscheinlichkeit für Paarerzeugung.

Fig. 3 zeigt die Wirkungsquerschnitte eines Elektrons Φ_r für Energieverlust durch Ausstrahlung und Φ_I durch Ionisation, in Abhängigkeit von der Energie E_0 in verschiedenen Stoffen nach BETHE und HEITLER²⁾. Wir sehen, dass der relative Energieverlust durch Ionisation mit abnehmender Energie der Strahlen plötzlich gewaltig zunimmt, während der Energieverlust durch Ausstrahlung gleichzeitig kleiner wird. Wie aus Fig. 4 ersichtlich ist, finden wir bei der Photonenstrahlung ganz analoge Verhältnisse, indem die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Compton-Elektronen mit abnehmender Energie immer grösser, die für Paarerzeugung aber kleiner wird.

B. und H. stellten sich die Aufgabe, von der Bethe-Heitlerschen Theorie (über die Wirkungsquerschnitte schneller Elektronen bzw. harter γ -Strahlen) ausgehend, die Beziehungen, die für die Umwandlung der kosmischen Strahlung in der Materie charakteristisch sind, abzuleiten.

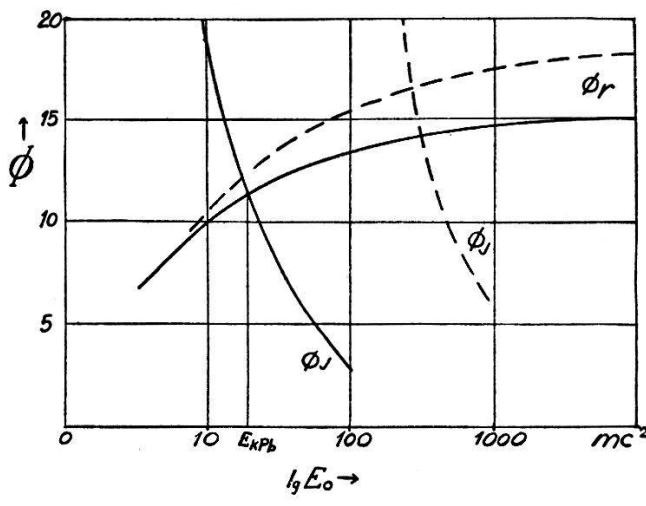


Fig. 3.

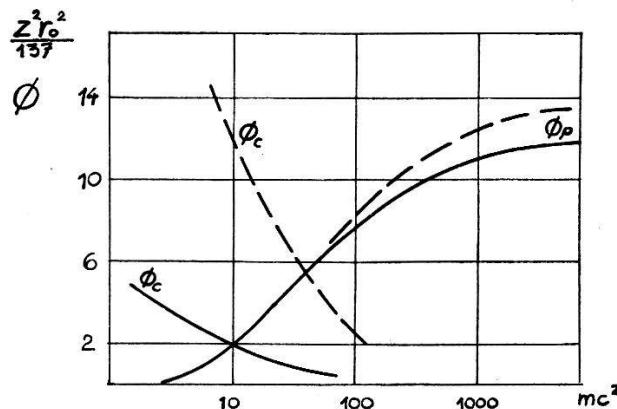
Wirkungsquerschnitte schneller Elektronen.

Φ_r für Ausstrahlung

Φ_J für Ionisation

in Pb (—) bzw. in H_2O (— — —)

Einheit für Φ : $\frac{z^2 r_0^2}{137}$



Wirkungsquerschnitte von γ -Strahlen

Φ_p für Paarerzeugung

Φ_c für Comptoneffekt

in Pb (—) bzw. in H_2O (— — —)

Es werden dabei folgende, die Rechnung vereinfachende Annahmen getroffen.

1. Φ_r und Φ_p (= Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung) sind von der Energie der Strahlen unabhängige Materialkonstanten.

2. Oberhalb der Energie, bei welcher $\Phi_J = \Phi_r$ wird (kritische Energie, E_k) wird die Absorption der Strahlung infolge von Ionisation und Compton-Effekt gänzlich vernachlässigt.

3. Es wird angenommen, dass Elektronen, die kleinere Energien als E_k besitzen, keiner weiteren Umwandlung durch Ausstrahlung mehr fähig sind.

4. Das Problem wird als eindimensional betrachtet.

Fig. 3 bzw. 4 zeigen, dass diese Annahmen praktisch zulässig sind. Wir sehen, dass die Änderung von Φ_r bzw. von Φ_p mit der Energie (bei höheren Energien) gering ist. Dagegen wächst der relative Energieverlust der Elektronen durch Ionisation unterhalb E_k sehr schnell an. Elektronen, deren Energie kleiner als E_k ist, können deshalb als vollständig abgebremst betrachtet werden, weil sie ihre ganze Energie innerhalb einer sehr kurzen Strecke durch Ionisation verlieren. Das bedeutet zugleich, dass Elektronen, welche eine Energie $E < E_k$ besitzen, nicht mehr aus dem Material heraustreten werden. Mit der kritischen Energie ist also nicht nur die letzte Stufe des Umwandlungsprozesses und damit die Anzahl der aus dem Material heraustretenden Elektronen bestimmt, sondern auch ihre Mindestenergie gegeben. Bei den für die Umwandlungsprozesse in Betracht kommenden hohen Energien E sind die Winkel $\Theta \sim m_0 c^2 / E$ zwischen auslösendem und ausgelöstem Strahl so klein, dass die Annahme eines eindimensionalen Prozesses keine unzulässige Annäherung bedeutet.

Das Problem, das unter diesen Annahmen zu lösen war, wurde wie folgt formuliert: Ein schnelles Elektron mit der Energie E_0 fällt in eine Materialschicht ein. Wie gross ist die Anzahl der Elektronen, die aus der Materialschicht der Dicke λ heraustreten und deren Energie grösser als ein bestimmter Wert E ist?

БНАВНА und ХЕИТЛЕР haben gezeigt, dass die Anzahl der nach der Schichtdicke λ anwesenden Elektronen annähernd eine Funktion $f(b\lambda, E_0/E)$ ist, wo $b \sim z^2 n$ ist. (z = Ordnungszahl; n = Anzahl Atome in einem cm^3 .) Das Auffallende an dieser Funktion ist, dass das Material und die Schichtdicke immer nur nebeneinander im Produkt $b\lambda$ erscheinen. Daraus folgt, dass zwei Schichten mit $\lambda_1; z_1; n_1$ und $\lambda_2; z_2; n_2$ in bezug auf die Strahlenumwandlung vollkommen äquivalent sind, wenn

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{z_2^2 n_2}{z_1^2 n_1}$$

ist. Man benutzt zweckmässig die dimensionslose Grösse $l = b\lambda$ als Längeneinheit, wo $b = \sigma \cdot n$; σ = Wirkungsquerschnitt für Ausstrahlung

$$\sim \frac{20 \cdot Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

$l = 1$ entspricht einer Schichtdicke $\lambda_0 = 0,40$ cm Pb. (7,8 cm Al, 40 cm C, 34 cm H₂O, 275 m Luft (Normaldruck und 15° C).)

Mit Hilfe der von BHABHA und HEITLER abgeleiteten Beziehungen kann man für jedes beliebige von E/E_0 die zu jeder Schichtdicke l gehörende Anzahl \bar{N} der (Sekundär-, Tertiär- usw.) Elektronen angeben. Fig. 5 gibt die Resultate für $\lg E_0/E = 3$ bzw. für $\lg E_0/E = 5$ in graphischer Darstellung an.

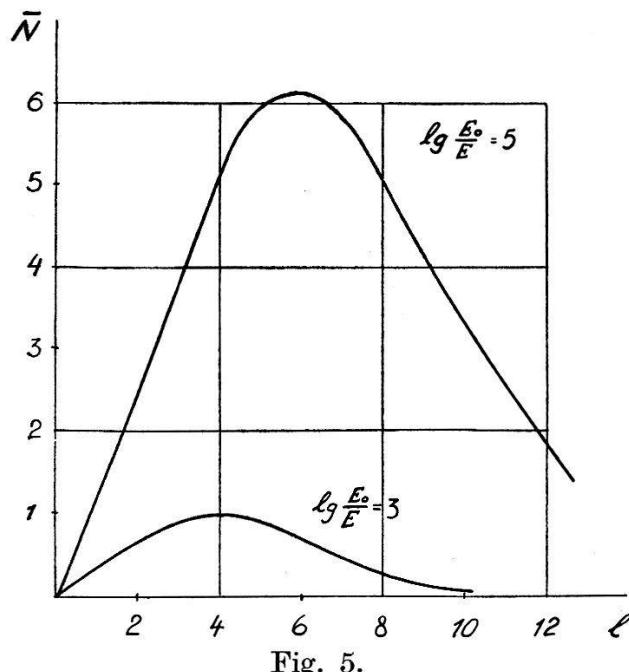


Fig. 5.

3. Apparatur.

Um den störenden Einfluss der Sekundärstrahlen aus der Umgebung möglichst herabzusetzen, wurden die Messungen in einer zu diesem Zwecke errichteten Holzhütte im Garten des Instituts durchgeführt. Die für die Messungen nötige Kohlemenge (Brikett in 10-kg-Stücken*) wurde auf einem Holzgestell aufgeschichtet, das, um Beschmutzung der Apparatur durch Kohlenstaub zu vermeiden, durch eine dünne Holzwand von den übrigen Teilen der Hütte getrennt war. Zählrohre, Ver-

*) Von der Direktion der Schweizerischen Bundesbahnen in entgegengesetzter Weise zur Verfügung gestellt.

stärker und Batterien wurden in einen Kasten aus Eisenblech eingebaut, der während der Messungen unter die Kohle geschoben war. Weil verschiedene Teile der Apparatur (Zählrohre, Trockenbatterien, Thyratronröhre) temperaturempfindlich sind, wurde die Temperatur in der Hütte durch einen Thermostaten auf $\pm 1^\circ$ C konstant gehalten.

4. Zählrohre und Verstärker.

Als Zählrohrwandung wurde Messingrohr von 1 mm Wandstärke, 38 mm Innendurchmesser und 280 mm Länge, als positive Elektrode 0,3 mm starker, rostfreier Stahldraht („Karoni“) benutzt. Die Zählrohre wurden durch polierte Hartgummi-stopfen abgeschlossen, wobei die Messingeinführung des Zählendrahtes etwa 5 mm tief ins Innere des Zählrohrs hineinragte. Als Füllung hat sich die Mischung von 50 mm Hg-Druck technischem Argon und 10 mm Hg-Druck Alkoholdampf (nach TROST¹⁴⁾ gut bewährt. Bei den so angefertigten Zählrohren blieb die Zahl der registrierten Einzelimpulse (~ 210 in der Minute) bei Änderung der angelegten Spannung innerhalb eines Bereiches von mehr als 200 Volt vollkommen konstant. Die minimale Zählspannung betrug bei neuen Zählrohren etwa 1260 Volt, sie stieg im Verlaufe der ersten zwei Wochen auf 1320 Volt und blieb dann während der mehrmonatigen Messzeit konstant.

Es wurde die normale Rossi'sche Koinzidenzschaltung und die Kippschaltung von JAEGER und KLUGE¹⁰⁾ benutzt. Zur Messung der Einzelimpulse wurde die Zahl der Impulse nach WYNN-WILLIAMS¹⁵⁾ reduziert.

Die Auflösungszeit der Apparatur wurde zu $= 2 \cdot 10^{-4}$ sec bestimmt.

5. Messung des Intensitätsverlaufs der Schauerstrahlung aus Kohle in Abhängigkeit von Schichtdicke. (Rossi-Kurve.)

Durch Zählen der Koinzidenzen bei freistehenden Zählrohren, ferner mit dem Holzgestell über der Messanordnung und darauf mit 0, 14, 28 usw. bis 98 cm Kohleschicht wurden 9 Punkte der Rossi-Kurve bestimmt. Das Holzgestell wurde mit 6 cm Kohle äquivalent angenommen. Die Brikettstücke, aus denen die jeweils nötige Kohleschicht aufgebaut wurde, waren durch Zwischenlegen von dünnen Holzplatten immer auf das gleiche Gesamtvolumen verteilt. Für die Auswertung der Messungen kann die verwendete Kohle als reiner C angesehen werden, ihr spezifisches Gewicht betrug 1,2 g/cm³. Die Messungen wurden mit vier nahe zueinandergerückten Zählrohren (Fig. 6) durchgeführt. Dadurch

wurde erreicht, dass die Zahl der zufälligen Koinzidenzen klein (etwa 0,5/St.), die der systematischen aber trotzdem relativ gross war.

Bei dieser Anordnung sind die vertikal einfallenden Strahlen in bezug auf die Koinzidenzbildung bevorzugt, es genügen nämlich zwei angenähert vertikal einfallende Teilchen, um alle vier Zählrohre zum Ansprechen zu bringen, während von seitlich aus der

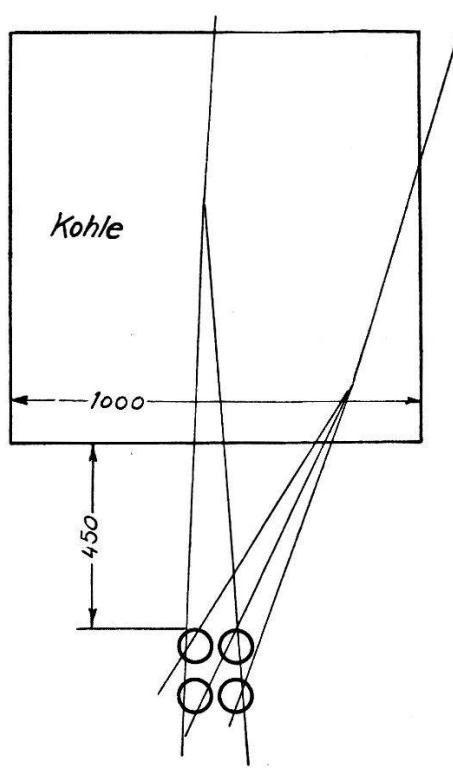


Fig. 6.

Kohle kommenden Schauerteilchen drei oder vier für eine Koinzidenz nötig sind. Es kann deshalb angenommen werden, dass der grösste Teil der die Koinzidenzen erzeugenden Schauerstrahlen unter einem kleinen Winkel zur Vertikalen einfällt, so dass die für die Schauerbildung in Betracht kommende Kohledicke genügend eindeutig definiert wird. Die Resultate sind in der Tabelle I bzw. auf Fig. 7 dargestellt. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen ist auf der Kurve bereits in Abzug gebracht*).

*) Der durch zufällige Koinzidenzen verursachte Nulleffekt konnte nicht direkt, d. h. durch Zählen der Koinzidenzen bei freistehender Zählrohranordnung bestimmt werden, da die auf diese Weise erhaltenen Koinzidenzen nur zu einem Teil zufällige sind, der andere Teil von ihnen röhrt von Schauern her, welche in der Luft und in der Umgebung der Apparatur erzeugt werden. Deshalb wurde der jeweilige Nulleffekt rechnerisch ermittelt; zu diesem Zwecke musste die Zahl der systematischen Koinzidenzen zwischen je zwei Zählrohren der betreffenden Anordnung, ferner die Auflösungszeit der Apparatur durch Messungen bestimmt werden.

Als absoluter Fehler pro Stunde $\delta = \sqrt{K}/t$ ist bei allen Messungen angegeben; K bedeutet die total registrierte Anzahl Koinzidenzen, t die Messzeit in Stunden.

Tabelle I.

(Vgl. Fig. 6 und 7).

Intensität der Schauerstrahlung aus Kohle in Abhängigkeit von der Streuschichtdicke (Rossi-Kurve in C).

D = Streuschichtdicke in cm.

K = Anzahl der registrierten Koinzidenzen.

t = Messzeit in Stunden.

$k' = K/t$ = Mittlere stündliche Koinzidenzzahl.

k = Mittlere stündliche Koinzidenzzahl nach Abzug der Anzahl zufälliger Koinzidenzen.

δ = Mittlerer Fehler pro Stunde (Absolutwert).

Messpunkte:

D	K	t	k'	k	δ
0	379	38	10	9,5	$\pm 0,5$
Unter dem Holzgestell	315	25,5	12,4	11,9	$\pm 0,7$
+ 14 cm C	669	35,6	18,8	18,3	$\pm 0,7$
28	554	21,6	25,6	25,1	$\pm 1,1$
42	627	22,6	27,6	27,1	$\pm 1,1$
56	476	17,24	27,6	27,1	$\pm 1,2$
70	697	25,75	27,1	26,6	± 1
84	402	14,5	27,7	27,2	$\pm 1,4$
98	565	21,1	26,8	26,3	$\pm 1,1$

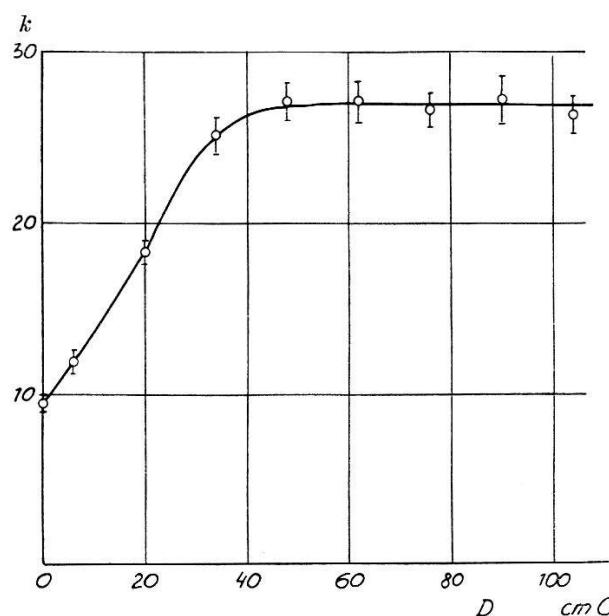


Fig. 7.

Es ist der Umstand zu beachten, dass die gemessene Strahlungsintensität, die in Fig. 7 als Funktion der Kohleschichtdicke dargestellt ist, nicht allein von den in der Kohle erzeugten Teilchen herrührt, sondern auch durch die in der Luft bzw. in der Umgebung der Apparatur vorhandene Schauerstrahlung verursacht ist.

Die Intensität dieser Nullstrahlung ist bei freistehender Apparatur zu etwa 9,5 Koinzidenzen/St. gemessen worden*). Will man ein Bild von der Strahlung erhalten, so muss für jeden Messpunkt die zu der Nullstrahlung gehörende Intensität von der Gesamtintensität subtrahiert werden**). Die Intensität der Nullstrahlung hängt aber von der Dicke der Kohleschicht über den Zählrohren ab. Um ihren Verlauf zu bestimmen, muss einerseits die Absorption der Nullstrahlung in Kohle bekannt sein, andererseits sollte man wissen, wieviele von den Strahlen, die den Nulleffekt erzeugen, wirklich durch die Kohle gehen, bzw. wie gross die Strecken sind, die sie in der Kohle durchlaufen. Genaue Messungen über die Absorption der Nullstrahlung sind sehr zeitraubend, da erstens die Intensität der Nullstrahlung gering ist und zweitens die Absorptionswirkung der Kohle sehr klein ist.

Die Absorption der Nullstrahlung wurde deswegen in Blei bestimmt (Tabelle VII, Fig. 15). Aus dieser Messung ergab sich, dass der Absorptionskoeffizient der Nullstrahlung und der in der Kohle gebildeten Schauerstrahlung gleich sind: $\mu \approx 0,25 \text{ cm}^{-1}$ Pb. Dass die beiden Strahlenarten die gleiche Härte besitzen, war zu erwarten, weil die Nullstrahlung in der Luft, bzw. in den Holzwänden der Baracke ihren Ursprung hat und diese Materialien ungefähr von der Ordnungszahl der Kohle sind.

Wir können also annehmen, dass auch in Kohle beide Strahlungen im gleichen Masse absorbiert werden. Der Absorptionskoeffizient der in Kohle gebildeten Schauerstrahlung ist zu $\mu = 0,019 \text{ cm}^{-1}$ Kohle gemessen worden (Tab. IX, XIII). Dieser Wert von $\mu = 0,019 \text{ cm}^{-1}$ C gilt also auch für die Nullstrahlung.

*) Die gemessene stündliche Koinzidenzzahl ergab sich zu $10 \pm 0,3/\text{St.}$ Der durch zufällige Koinzidenzen verursachte Nulleffekt betrug bei dieser Messung etwa 0,5 Koinz./St.

**) Die Schauerstrahlung aus Luft und Umgebung macht sich bei allen Messungen der Rossi-Kurve störend bemerkbar. Viele Autoren verschweigen ihre Existenz, andere betrachten sie als unabhängig von der Streuschichtdicke. In neueren Arbeiten wird sie eher berücksichtigt, z. B. bei den Messungen von MORGAN und NIELSEN¹¹) („background“). Der störende Einfluss dieser Nullstrahlung ist bei leichteren Stoffen, in denen im gesamten weniger Schauer erzeugt werden, naturgemäß grösser als bei schweren Materialien. Im vorliegenden Falle lagen die Verhältnisse noch insoweit günstig, als durch die Verwendung der leichten Holzbaracke die Intensität der Umgebungsstrahlung sehr gering war.

Der von der Kohle eingenommene Raumwinkel ist bei unserer Zählrohranordnung zwar ziemlich gross (Fig. 6), es ist jedoch nicht anzunehmen, dass alle Strahlen, die von der Luft und der Umgebung kommen, die ganze Dicke der Kohlestreuschicht durchlaufen haben. Es soll daher für zwei extreme Fälle der Kurvenverlauf diskutiert werden:

I. Alle Strahlen durchlaufen die ganze Dicke der Kohleschicht, d. h. der Einfall der Nullstrahlung erfolgt nahezu vertikal (Kurve I_0 auf Fig. 8).

II. Es wird angenommen, dass die Hälfte der Strahlen die Kohle gar nicht berührt (seitlicher Einfall), die andere Hälfte aber die ganze Dicke durchläuft (Kurve II_0 , Fig. 8).

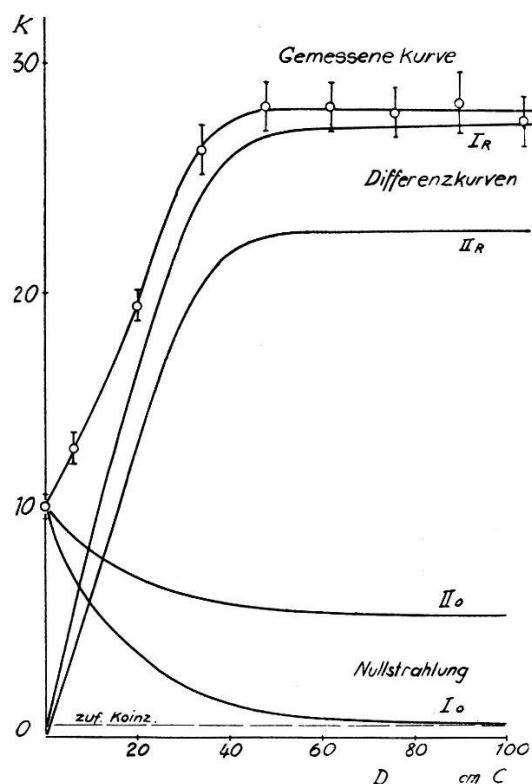


Fig. 8.

Durch Subtraktion der beiden Nullstrahlungskurven entstehen aus den direkten Messwerten die beiden reduzierten Rossi-Kurven (I_R ; II_R auf Fig. 8), welche sich nur noch auf die wirklich in der Kohle neu gebildeten Schauer beziehen. Es stellt sich heraus, dass der Unterschied im Verlaufe der Kurven I_R und II_R (im Vergleich zu den Fehlergrenzen der experimentellen Kurve) sehr gering ist. Der Charakter der Rossi-Kurve wird also kaum beeinflusst, ob man Annahme I oder II für die Absorption der Nullstrahlung als richtig betrachtet.

Wir sehen, dass die Intensität der in der Kohle gebildeten Schauerstrahlung bis etwa 60 cm Kohleschichtdicke rasch ansteigt. Von dieser Schichtdicke ab scheint sie nahezu konstant zu bleiben. Bei der vorhandenen Messgenauigkeit ist es nicht möglich, über das Maximum der Intensitätskurve mehr auszusagen, als dass es nicht weit von etwa 80 cm Kohlendicke liegt.

6. Vergleich mit der Theorie.

Auf Grund des in 2 Gesagten können wir die Anzahl der aus einer Materialschicht heraustretenden Elektronen nach der Bhabha-Heitlerschen Theorie angeben, wenn die Intensität und Energie der in die Materialschicht einfallenden Primärstrahlung bekannt sind. Eine Schwierigkeit in der Untersuchung der Primärstrahlen bildet der Umstand, dass die Strahlung, die unter der Atmosphäre in einer Materialschicht Sekundärstrahlen auslöst, nicht nur aus Elektronen, sondern teilweise auch aus Photonen besteht. Diese Photonenstrahlung ist nur durch ihre Sekundäreffekte in den Messinstrumenten wirksam, so dass ihre Verfolgung viel problematischer ist als die Untersuchung der Korpuskularstrahlen.

Die Energieverteilung der Primärelektronen ist mit Hilfe von Wilsonaufnahmen im Magnetfeld insbesondere von ANDERSON¹⁾ und BLACKETT⁴⁾ bestimmt worden. Die Energie der Elektronen, die auf Meereshöhe beobachtet werden, liegt danach zum grössten Teil zwischen 10^8 und $2 \cdot 10^9$ e.V., dabei kommen aber Strahlen, die noch grössere Energien besitzen, relativ oft vor.

Will man die Messresultate mit den Ergebnissen der Bhabha-Heitlerschen Theorie vergleichen, so muss dabei der Umstand beachtet werden, dass man durch einfache Koinzidenzmessungen zwar wohl ein gewisses Bild des Intensitätsverlaufs der Sekundärstrahlung erhalten kann, dass aber die Anzahl der Teilchen auf diese Weise im allgemeinen nicht bestimmbar ist. Die Sekundärstrahlen treten nämlich in der Regel bündelweise auf, und die Wahrscheinlichkeit, dass eine Koinzidenz erzeugt wird, ist zwar für strahlenreiche Schauer grösser als für solche, die weniger Strahlen enthalten, aber die Anzahl der Koinzidenzen steht in keinem Verhältnis zu der Zahl der in den Schauern enthaltenen Elektronen. Ausserdem werden die kleineren Energien, d. h. strahlenreiche, diffuse Schauer bei jeder Versuchsgeometrie bevorzugt. Der absolute Wert der Energie der Schauerelektronen ist durch Absorptionsmessungen nur indirekt bestimmbar, da bei dieser Methode sowohl die Umwandlung der Strahlungsenergie wie ihre Abnahme infolge von Ionisation und Comptonprozessen

berücksichtigt werden muss. Auf Grund von Wilson-Aufnahmen wissen wir aber jedenfalls, dass der grösste Teil der in den Bleischauern enthaltenen Elektronen Energien zwischen 10^7 und 10^8 e.V. besitzt, und dass strahlenreiche Schauer seltener auftreten als solche, die nur wenig Strahlen enthalten.

Nach der Theorie hängt die Anzahl der aus einer Materialschicht heraustretenden Elektronen auch davon ab, bei welcher Energie die letzte Stufe des Strahlenumwandlungsprozesses stattgefunden hat. Diese Energie, die mit der „kritischen Energie“ (bei welcher $\Phi_J = \Phi_r$ wird) identisch ist, ist in verschiedenen Stoffen verschieden gross. Während nämlich Φ_r mit Z^2 proportional ist, ist $\Phi_J \sim Z$. Nach BETHE und HEITLER²⁾ ist

$$E_k = \frac{1600 mc^2}{Z}.$$

So ergibt sich für die der letzten Umwandlungsstufe entsprechende Energie in Blei $E_{kPb} \simeq 10^7$ e.V., in Kohle $E_{kC} \simeq 1,3 \cdot 10^8$ e.V.

Die Schichtdicke l_m , zu der eine maximale Anzahl von Elektronen mit einer Energie grösser als E gehört, ist nach BHABHA und HEITLER nur durch den Wert von E_0/E bestimmt. Fig. 9 stellt $l_m = f(\lg E_0/E)$ dar, auf Grund der von BHABHA und HEITLER angegebenen vier Werte.

In der Bhabha-Heitlerschen Arbeit ist die Lage des Maximums für die Elektronen aus Pb berechnet. Wenn man die mittlere Energie der einfallenden Elektronen zu $E_0 = 10^8 \div 10^9$ e.V., die Mindestenergie der aus Blei heraustretenden Strahlen zu $E = E_{kPb} = 10^7$ e.V. annimmt, erhält man für $\lambda_m = 1,6 - 2$ cm Pb. Dieser Wert stimmt mit dem experimentellen Befund sehr gut überein.

Wir wollen untersuchen, was die Theorie über die Rossi-Kurve in Kohle ergibt, wenn für E_0 derselbe Wert angenommen wird, den BHABHA und HEITLER für Blei benutzt haben. Mit $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V.; $E_{kC} = 1,3 \cdot 10^8$ e.V. wird $\lg E_0/E = 1,4$. Aus Fig. 9 erhält man durch Extrapolation $l_m = 2$;

$$\lambda_m = 80 \text{ cm Kohle}^*).$$

*)

	z	ϱ	A	$\frac{z^2 \varrho}{A} \sim z^2 n$
C	6	1,2	12	3,5
Pb	82	11	207	355

Für die Strahlenumwandlung äquivalente Schichtdicken von Pb und C verhalten sich demnach wie 1 : 100, 0,4 cm Pb entspricht 40 cm C.

Dieser Wert für die Lage des Maximums steht mit unseren Versuchsresultaten in guter Übereinstimmung.

Es ist von Interesse, die Ergebnisse der Theorie für andere Stoffe mit den vorliegenden Versuchsresultaten zu vergleichen, unter Zugrundelegung von $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V. In Al ist $E_{KAl} = 6 \cdot 10^7$ e.V.; $\lambda_{m\text{theor.}} = 23$ cm Al. Experimentell wurde von MORGAN und NIELSEN¹¹⁾ $\lambda_m \sim 30$ cm Al gefunden. In Fe ist $E_{KFe} = 3 \cdot 10^7$ e.V.; $\lambda_{m\text{theor.}} = 5,2$ cm Fe. PRIEBSCH¹²⁾ fand bei seinen Versuchen $\lambda_m = 4,5$ cm Fe. Die Theorie von BHABHA und HEITLER stimmt demnach gut mit den experimentellen Resultaten überein.

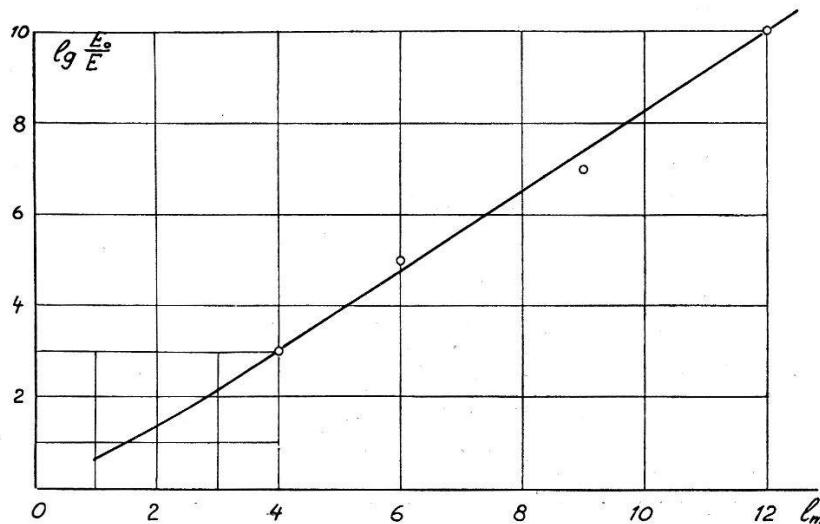


Fig. 9.

Wie Fig. 9 zeigt, erfolgt die Verschiebung des Maximums bei zunehmender Energie der Primärstrahlung nur langsam gegen grössere Schichtdicken.

Bei $E_0 = 10^9$ e.V. wird $\lambda_m = 110$ cm Kohle, 29 cm Al oder 6,3 cm Fe.

7. Die Anzahl der Teilchen in einem Schauer.

Nach BHABHA und HEITLER ist die maximale Anzahl der in einem Schauer auftretenden (d. h. der durch denselben Primärstrahl erzeugten) Elektronenpaare im Mittel

$$\bar{N}_m = 0,062 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{0,93}$$

Für $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V.; $E = 1,3 \cdot 10^8$ e.V. ist somit $\bar{N}_m \simeq 0,22$, d. h. bei 80 cm Kohlendicke werden durch ein Primärelektron von $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V. durchschnittlich 0,44 Teilchen von der Mindestenergie $E = 1,3 \cdot 10^8$ e.V. erzeugt.

БНАВНА und ХЕИТЛЕР geben auch die zu jeder mittleren Teilchenzahl gehörende Häufigkeitsverteilung an. Demnach ist für $\bar{N}_m = 0,22$ die Wahrscheinlichkeit 2 Teilchen mit der gegebenen Minimalenergie in einem Schauer zu finden:

$$W_2 \simeq 0,17;$$

die Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein von 4 oder mehr Teilchen

$$W_1 \simeq 0,03;$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, dass man keine Teilchen findet

$$W_0 \simeq 0,8.$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron von der Energie $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V. in der Kohle einen mit der normalen Koinzidenzanordnung überhaupt registrierbaren Schauer erzeugt, ist schon an und für sich sehr gering.

Wieviele von den erzeugten Schauern durch die Zählrohre wirklich erfasst werden, hängt von den geometrischen Verhältnissen der Strahlung bzw. der Versuchsanordnung ab. Bei den üblichen Zählrohrdimensionen und Anordnungen werden — wie schon erwähnt — strahlenreiche, diffuse Schauer in bezug auf die Koinzidenzbildung bevorzugt. Die meisten Schauer enthalten aber nur wenig Teilchen und die Winkel zwischen den einzelnen Strahlen eines Schauers sind in der Regel sehr klein. So ist es verständlich, dass, im Vergleich mit der Anzahl der einfallenden Primärteilchen, nur wenig Schauer gezählt werden.

Der Winkel zwischen dem in das Material einfallenden Primärstrahl und der Bahn des heraustretenden Elektrons beträgt im Mittel $\Theta \simeq \sqrt{2n} m_0 c^2 / E$, wobei E die Energie des heraustretenden Elektrons, n die Anzahl der Umwandlungen bedeutet, durch die das Elektron aus dem Primärteilchen entstanden ist.

In 1,5 cm Pb z. B. bei $E_0 = 10^9$ e.V.; $E = 10^7$ e.V. liegt n zwischen 1 und 4, d. h. der Winkel zwischen den Einzelstrahlen eines Schauers beträgt etwa 8° bis 16° . Bei Pb ist $\bar{N}_m \simeq 2,3$, die Pb-Schauer bestehen also durchschnittlich aus etwa 5 Teilchen, wobei mehr als 70% der Schauer mindestens 4 Teilchen enthalten. Mit einer Dreifachkoinzidenzanordnung unter einer Bleiplatte von 1000 cm^2 Fläche und 1,5 cm Stärke wurden etwa 65 Koinzidenzen in der Stunde gezählt. Weil die Zahl der pro Stunde und Quadratzentimeter einfallenden Primärteilchen auf rund 50 einzuschätzen ist, kann man erwarten, dass aus der Bleiplatte etwa 35000 registrierbare Schauer in der Stunde heraustreten. Von diesen wurden nur 65, also etwa einer von 500, registriert.

Ein zweiter Versuch wurde mit derselben Anordnung, aber anstatt Blei mit einer Kohleschicht von etwa 10000 cm^2 Grund-

fläche und 80 cm Höhe über den Zählrohren durchgeführt. Bei Kohle sind einerseits die Divergenzwinkel der Schauerstrahlung etwa zehnmal kleiner als bei Blei, andererseits lagen die Zählrohre bei dieser Messung — wegen des grossen Volumens der Kohleschicht — weiter von den Schauerzentren entfernt.

Auf Grund des oben Gesagten ergibt sich die Anzahl der aus der Kohle heraustretenden Schauer mit mindestens 4 Teilchen theoretisch zu etwa 15000 pro Stunde. Es wurden stündlich 32 Schauer gezählt. Die Anzahl der registrierten Koinzidenzen verhielt sich also zu der Zahl der erzeugten Schauer auch bei Kohle wie 1:500, gleich wie bei Blei, obwohl die geometrischen Verhältnisse verschieden waren.

8. Absorptionsmessungen.

Wie ZEILLER¹⁶⁾ zuerst gezeigt hat, werden die Resultate der Absorptionsmessungen durch die im Absorber gebildete Tertiärstrahlung wesentlich beeinflusst. Diese Tertiärstrahlung, die durch Schauerstrahlung im Absorbermaterial ausgelöst wird, kann in den verschiedenen Messanordnungen verschieden stark zur Wirkung kommen. Daraus folgt, dass man beim Vergleichen von Messresultaten, die unter verschiedenen Bedingungen zustande gekommen sind, besonders vorsichtig sein muss.

Es wurden für die Absorptionsmessungen die folgenden Anordnungen benutzt (Fig. 10):

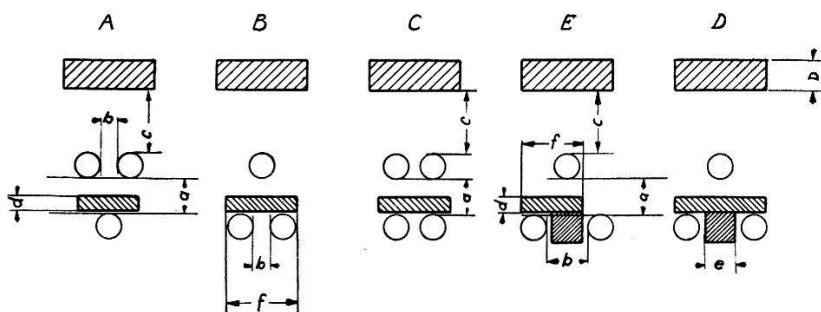


Fig. 10.

Verschiedene Anordnungen für Messung der Absorption der Schauerstrahlung.

- A. Drei Zählrohre, eins unten, zwei oben, Absorber über dem unteren.
 - B. Drei Zählrohre, zwei unten, eins oben, Absorber über den unteren.
 - C. Vier Zählrohre, Absorber zwischen den oberen und den unteren Zählrohren.
 - D. Drei Zählrohre, zwei unten, eins oben, mit Trennwand (nach **ZEILLER¹⁶**) zwischen den beiden unteren Zählrohren, die beide durch den Absorber abgedeckt sind.
 - E. Dieselbe Anordnung wie D, aber nur das eine untere Zählrohr ist abgedeckt.

Die Tabellen II bis XII bzw. Fig. 11 bis 16 zeigen die Resultate der mit den verschiedenen Anordnungen ausgeführten Absorptionsmessungen.

Tabelle II.

(Vgl. Fig. 11 und 10.)

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Blei.

Anordnung: E (Abmessungen der Anordnung in cm: $a = 10$, $b = 7$, $c = 37$, $e = 5$, $f = 12$; vgl. Fig. 10).

Messpunkte:

d (cm)	K	t (Stunden)	k' (K/t)	k	δ
0	557	24,8	22,5	20,9	± 1
0,5	458	22,2	20,7	19,1	± 1
1	376	20,2	18,6	17,0	± 1
2	278	21,0	13,3	11,8	$\pm 0,8$
4	211	22,6	9,3	7,9	$\pm 0,6$

Tabelle III.

(Vgl. Fig. 12 und 10.)

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Blei.

Anordnung: D ($a = 10$, $b = 7$, $c = 37$, $e = 5$, $f = 19$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	557	24,8	22,5	20,9	± 1
1	393	30,5	12,9	10,3	$\pm 0,6$
2	188	23,3	8,1	6,6	$\pm 0,6$
4	105	22,0	4,8	3,4	$\pm 0,5$

Tabelle IV.

(Vgl. Fig. 13 und 10.)

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Blei.

Anordnung: A ($a = 8,5$, $b = 6$, $c = 39$, $f = 10$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	754	33,8	22,3	20,3	$\pm 0,8$
1,5	513	24,15	21,2	19,3	$\pm 1,0$
3	340	20,6	16,5	14,7	$\pm 0,9$
6	430	38	11,3	9,7	$\pm 0,5$

Tabelle V.

(Vgl. Fig. 14 und 10.)

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Blei.

Anordnung: C ($a = 8,5$, $b = 2$, $c = 39$, $f = 16$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	305	22,3	13,7	13,4	$\pm 0,8$
1,5	273	22,1	12,4	12,1	$\pm 0,8$
3	134	15,6	8,6	8,3	$\pm 0,8$
6	98	22,3	4,4	4,1	$\pm 0,5$

Tabelle VI.

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Blei.

Anordnung: B.

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	1373	26	52,7	50,2	$\pm 1,4$
6	395	20,2	19,6	18,1	$\pm 0,9$

Tabelle VII.

(Vgl. Fig. 15 und 10.)

Absorption der Nullstrahlung.

Anordnung: E ($a = 10$, $b = 7$, $c = 37$, $e = 5$, $f = 12$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	194	21,0	9,2	7,3	$\pm 0,6$
1	113	15,0	7,6	5,7	$\pm 0,7$
2	120	21,0	5,7	3,9	$\pm 0,5$
4	178	39,3	4,5	2,8	$\pm 0,3$

Tabelle VIII.

(Vgl. Fig. 16 und 10.)

Streuschicht: Blei ($1,5 \cdot 17 \cdot 40$ cm).

Absorber: Blei.

Anordnung: E ($a = 10, b = 7, c = 14, e = 5, f = 12$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	$k^*)$	δ
0	604	16,4	36,7	31,3	$\pm 1,5$
0,5	554	22,4	24,8	19	± 1
1	281	14,4	19,6	14,4	$\pm 1,1$
2	515	33,8	15,2	11,2	$\pm 0,7$
3	396	29,9	13,2	9,7	$\pm 0,7$

Tabelle IX.

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Kohle.

Anordnung: A ($a = 17, b = 2, c = 31, f = 20$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	847	26,2	32,4	31,9	$\pm 1,1$
14	563	22,4	25,2	23,7	± 1

Tabelle X.

Streuschicht: 90 cm Kohle.

Absorber: Kohle.

Anordnung: B ($a = 17, b = 2, c = 31, f = 20$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	1226	36,75	33,5	32	$\pm 0,8$
14	880	38,5	22,8	21,3	$\pm 0,7$

*) k wurde aus k' durch Abzug der Nullstrahlungsintensität und der zufälligen Koinzidenzen erhalten.

Tabelle XI.

Streuschicht: 1,5 cm Blei.

Absorber: Kohle.

Anordnung: A ($a = 17$, $b = 2$, $c = 8$, $f = 20$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	667	10,0	67	65,5	$\pm 2,5$
14	840	20,1	42	40,5	$\pm 1,5$

Tabelle XII.

Streuschicht: 1,5 cm Blei.

Absorber: Kohle.

Anordnung: B ($a = 17$, $b = 2$, $c = 8$, $f = 20$).

Messpunkte:

d	K	t	k'	k	δ
0	1644	36,2	45,5	44	$\pm 1,1$
14	743	33	22,6	21	$\pm 0,8$

MORGAN und NIELSEN¹¹⁾ haben die Anzahl der Schauer, die in massenäquivalenten (6,5 g/cm²) Schichten von Blei und Kohle erzeugt werden, gemessen. Sie fanden, dass in der Bleischicht rund 20mal soviel Schauer ausgelöst werden als in Kohle.

Dagegen ist die Absorptionswirkung der Kohle relativ gross, die Absorptionskoeffizienten von Kohle und Blei verhalten sich, auf massenäquivalente Schichten bezogen, wie 1 : 1,6. Von zwei Schichten, die in bezug auf die Absorption der Schauer äquivalent sind, entstehen also im Blei etwa 12mal soviel Sekundärstrahlen als in der Kohleschicht.

Unter diesen Umständen können wir mit Bestimmtheit sagen, dass die Beeinflussung der Messresultate durch die im Absorber gebildete Sekundärstrahlung bei den Messungen, die mit Kohle als Absorber ausgeführt sind, vernachlässigbar gering ist, die Verwendung einer Trennwand ist also hier nicht nötig.

9. Resultate der Absorptionsmessungen.

Tabelle XIII enthält alle auf Grund der verschiedenen Messungen ermittelten $\bar{\mu}$ -Werte, d. h. der Werte der mittleren Absorptionskoeffizienten. Die in Klammer angeführten Werte sind Ergebnisse von Messungen, bei denen zwei Zählrohre durch den Absorber abgedeckt waren.

Tabelle XIII. $\bar{\mu}$ -Werte.

Streuer: Luft und Umgebung

Absorber: Pb.

Anordnung: E

zwischen 0 und 2 cm: $\bar{\mu} = 0,31 \pm 0,07$ cm Pb
 „ 1 „ 4 „ $\bar{\mu} = 0,24 \pm 0,06$ „ „

Streuer: 90 cm C

Absorber: Pb

Anordnung: E

zwischen 0 und 1 cm: $\bar{\mu} = 0,21 \pm 0,06$ cm Pb
 „ 0 „ 2 „ $\bar{\mu} = 0,28 \pm 0,04$ „ „
 „ 1 „ 4 „ $\bar{\mu} = 0,25 \pm 0,03$ „ „

Anordnung: D

(zwischen 0 und 2 cm: $\bar{\mu} = 0,58 \pm 0,08$ cm Pb)

Anordnung: A

zwischen 0 und 6 cm: $\bar{\mu} = 0,12 \pm 0,01$ cm Pb

Anordnung: B

(zwischen 0 und 6 cm: $\bar{\mu} = 0,17 \pm 0,008$ cm Pb)

Anordnung: C

(zwischen 0 und 6 cm: $\bar{\mu} = 0,2 \pm 0,015$ cm Pb)

Streuer: 90 cm C

Absorber: C

Anordnung: A

zwischen 0 und 14 cm: $\bar{\mu} = 0,019 \pm 0,001$ cm C

Anordnung: B

(zwischen 0 und 14 cm: $\bar{\mu} = 0,029 \pm 0,003$ cm C)

Streuer: 1,5 cm Pb

Absorber: Pb

Anordnung: E

zwischen 0 und 0,5 cm: $\bar{\mu} = 1,00 \pm 0,1$ cm Pb
 „ 0,5 „ 1 „ $\bar{\mu} = 0,55 \pm 0,15$ „ „
 „ 0 „ 1 „ $\bar{\mu} = 0,77 \pm 0,08$ „ „
 „ 1 „ 3 „ $\bar{\mu} = 0,22 \pm 0,03$ „ „

Streuer: 1,5 cm Pb

Absorber: C

Anordnung: A

zwischen 0 und 14 cm: $\bar{\mu} = 0,035 \pm 0,004$ cm C

Anordnung: B

(zwischen 0 und 14 cm: $\bar{\mu} = 0,053 \pm 0,002$ cm C)

Betrachten wir zunächst die Messungen an Schauerstrahlen aus Kohle, mit Blei als Absorber. Tab. II bzw. Fig. 11 zeigen die Resultate der Absorptionsmessungen mit der Zeiller'schen Anordnung¹⁶), bei Abdeckung des einen Zählrohrs. (Von allen Anord-

nungen ergeben die mit Trennwand die grössten mittleren Absorptionskoeffizienten.)

$$\begin{aligned}\bar{\mu}_{0-1} &= 0,21 \pm 0,06 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb} \\ \bar{\mu}_{0-2} &= 0,28 \pm 0,04 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb} \\ \bar{\mu}_{1-4} &= 0,25 \pm 0,03 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}\end{aligned}$$

(Mit zwei abgedeckten Zählrohren wurde $\bar{\mu}_{0-2} = 0,58 \pm 0,08 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ erhalten.)

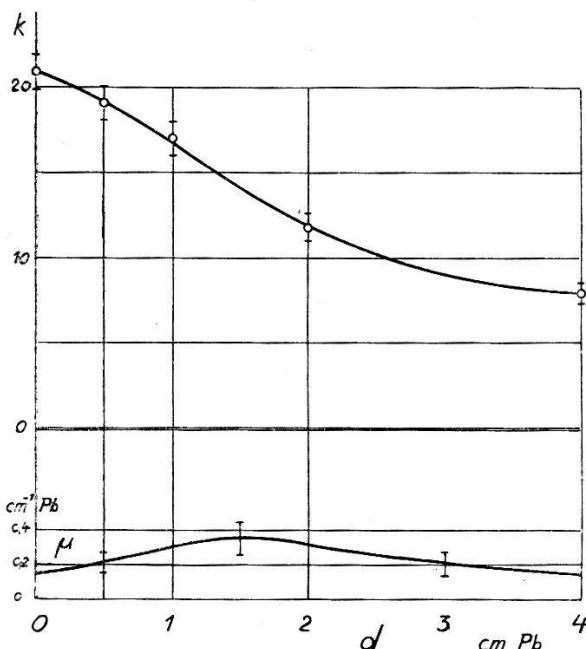


Fig. 11.
Streuschicht: 90 cm C.
Anordnung E.

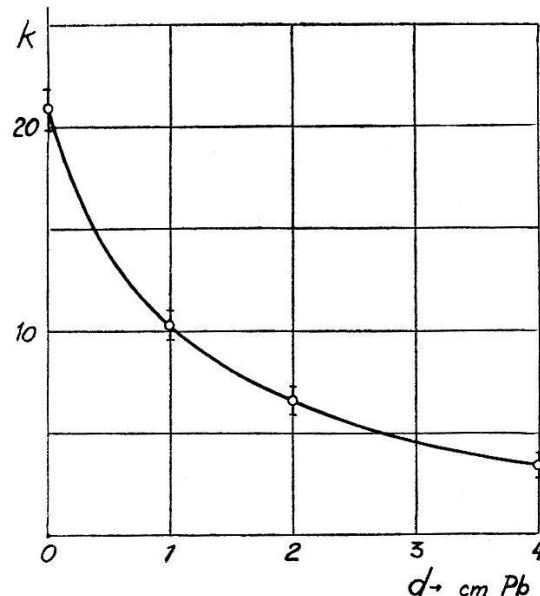


Fig. 12.
Streuschicht: 90 cm C.
Anordnung D.

Tabellen IV und V, bzw. Fig. 13 und 14, stellen die Ergebnisse von ohne Trennwand ausgeführten Messungen dar.

Die Abnahme der Koinzidenzzahl mit der Absorberdicke ist hier, wie erwartet, viel geringer als bei der Zeiller'schen Anordnung.

Eine Vergleichsmessung mit Anordnung B (Tab. VI) ergab einen noch kleineren Absorptionskoeffizienten. Das ist der Wirkung der Sekundärstrahlen zuzuschreiben, welche bei dieser Anordnung durch die Primärstrahlen im Absorber ausgelöst werden.

An allen Absorptionskurven ist ein mehr oder weniger stark ausgeprägter Buckel bei kleineren Absorberdicken zu beobachten, ein Zeichen dafür, dass, infolge der Bildung einer Zusatzstrahlung, die Zählrohre von mehreren Strahlen auf einmal durchsetzt werden.

Wie schon erwähnt, stammen nicht alle registrierten Koinzidenzen von der in der Streuschicht gebildeten Sekundärstrahlung;

ein Teil von ihnen röhrt von Schauern aus der Luft und aus der Umgebung der Apparatur her.

Um festzustellen, wie dadurch der Verlauf der Absorptionskurven beeinflusst wird, hat sich als nötig erwiesen, zu untersuchen, wie sich die Intensität der Nullstrahlung mit der Bleidicke ändert. Die Resultate dieser Messungen sind aus der Tabelle VII

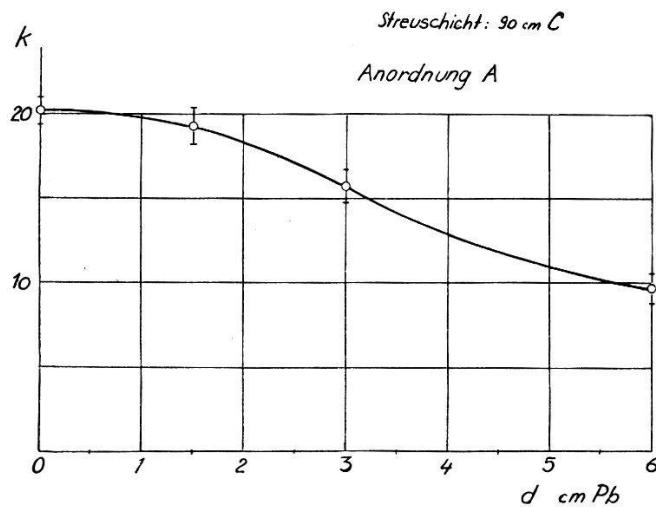


Fig. 13.

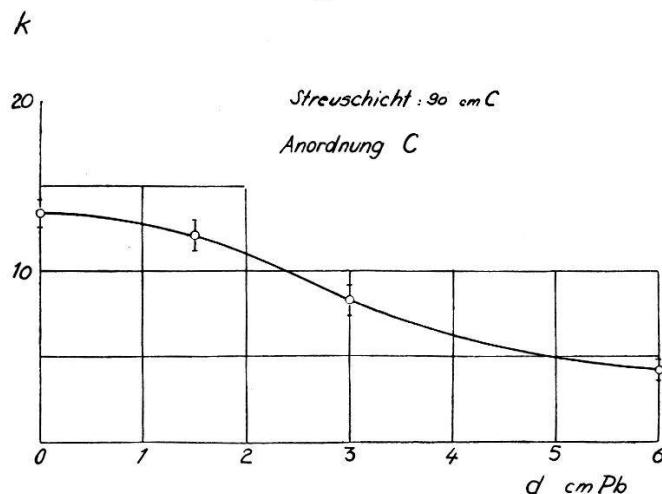


Fig. 14.

bzw. der Fig. 15 ersichtlich. Es ergab sich, dass die Nullstrahlung innerhalb der Fehlergrenzen genau denselben Absorptionskoeffizienten besitzt wie die in Kohle gebildete Sekundärstrahlung, und so brauchen die für die Schauer aus Kohle aufgenommenen Absorptionskurven gar nicht korrigiert zu werden.

Wenn wir die Absorptionskurve der Kohlestrahlung mit derjenigen der Bleistrahlung (Tab. VIII, Fig. 16) vergleichen, so sehen wir folgendes:

1. Die in Kohle gebildeten Schauerstrahlen sind zwischen 0 und 1 cm Pb Absorberdicke durchschnittlich etwa viermal härter als die Strahlen aus Blei.

2. Während der Absorptionskoeffizient der Kohlestrahlung zwischen 0 und 4 cm Pb innerhalb der Fehlergrenzen konstant ist, variiert μ für die Pb-Schauer sehr stark mit der Absorberdicke. Zwischen 0 und 1 cm Pb nimmt der Absorptionskoeffizient der in Blei erzeugten Strahlen schnell ab.

$$\bar{\mu}_{0-0,5} = 1,0 \pm 0,1 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$$

$$\bar{\mu}_{0,5-1} = 0,55 \pm 0,15 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$$

$$\bar{\mu}_{1-3} = 0,22 \pm 0,03 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$$

Anordnung E.
Nullstrahlung.

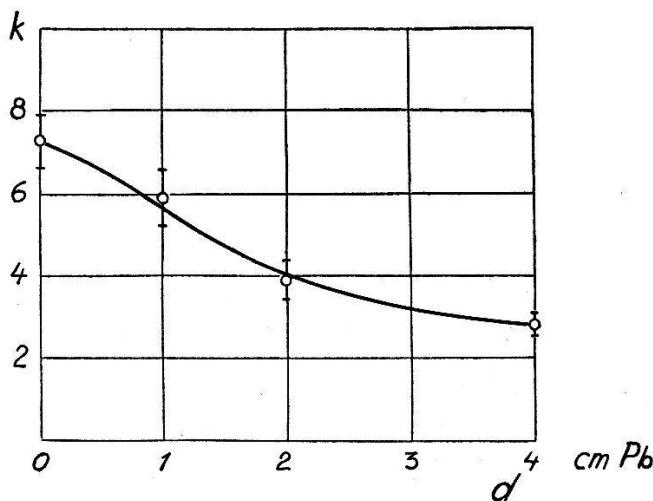


Fig. 15.

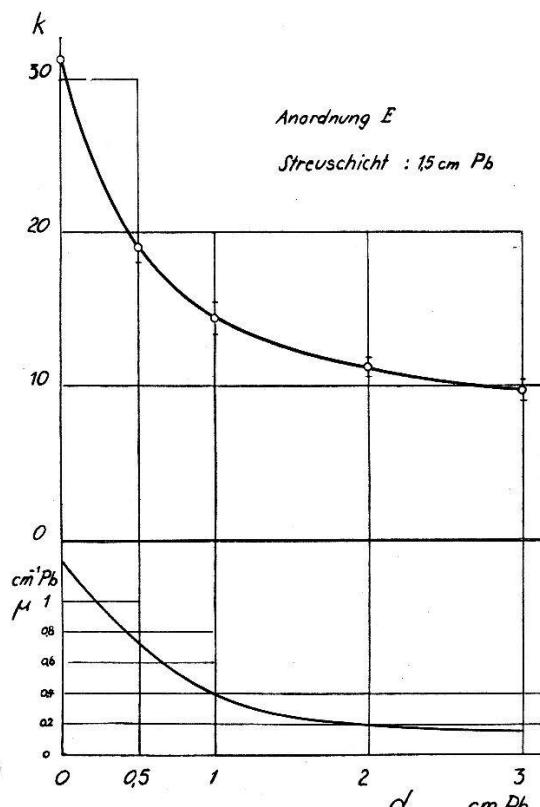


Fig. 16.

Dass die Kohleschauer härter sein müssen als die Bleischauer, geht auch aus der Theorie hervor.

Strahlen, deren Energie kleiner als die kritische Energie E_k ist, werden infolge ihres Energieverlustes durch Ionisation innerhalb einer sehr kurzen Strecke absorbiert. Es folgt daraus, dass die aus dem Material heraustretenden Strahlen Energien besitzen, die oberhalb E_k liegen.

$$E_{k \text{ Pb}} \simeq 10^7 \text{ e.V.} \quad E_{k \text{ C}} \simeq 1,3 \cdot 10^8 \text{ e.V.}$$

Die Strahlen aus Kohle sind also härter*).

*) W. BOTHE⁵⁾ hat als erster Schauerstrahlen aus Kohle auf ihre Absorption in Blei untersucht und festgestellt, dass sie viel härter sind als die Bleistrahlen.

Der Umstand, dass der Absorptionskoeffizient der Bleistrahlung mit der Absorberdicke stark variiert, lässt sich wie folgt erklären.

Denken wir uns zwei Materialschichten, die eine aus Kohle, die andere aus Blei. Betrachten wir die Schauerstrahlen, die aus den beiden heraustreten.

Nach BHABHA und HEITLER enthalten die Strahlen aus Kohle nur Teilchen, deren Energie grösser als $E_{kC} \simeq 1,3 \cdot 10^8$ e.V. ist; in den aus Blei kommenden Strahlen sind dagegen Energien schon von $E_{kPb} \simeq 10^7$ e.V. aufwärts vorhanden.

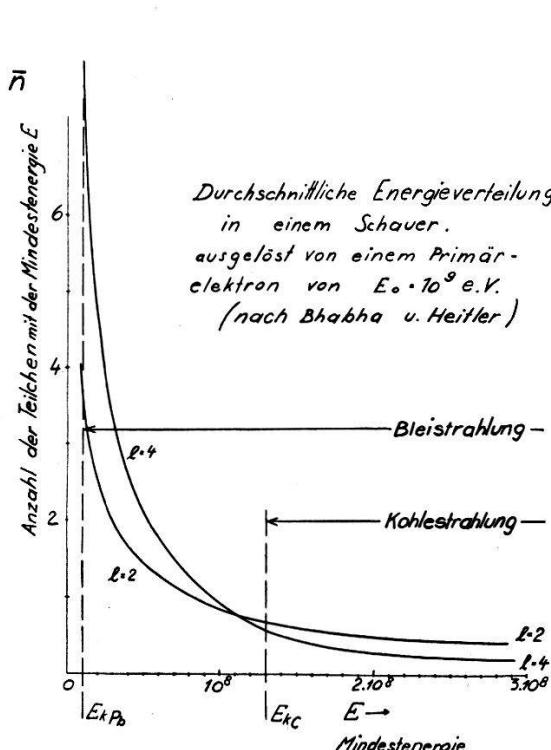


Fig. 17.

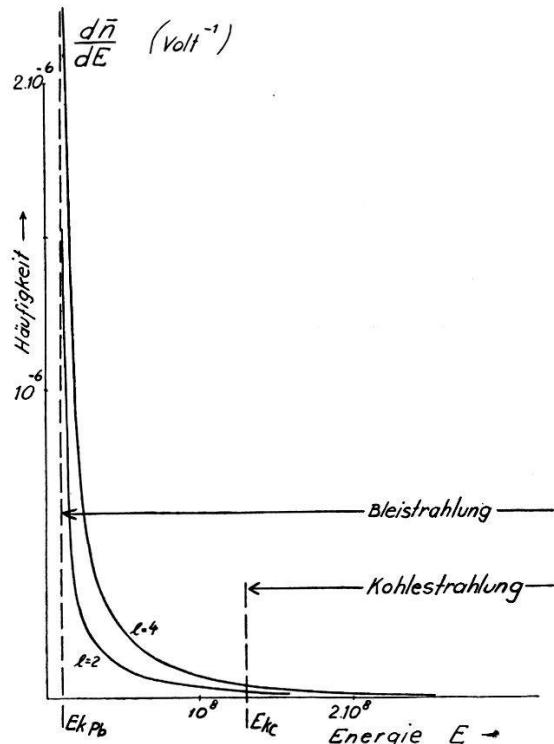


Fig. 18.

Über die Zusammensetzung der Strahlung wissen wir, dass, wenn man nur diejenigen Teilchen betrachtet, deren Energie grösser als ein beliebiger Wert $E > E_k$ ist, die Energieverteilung dieser Teilchen durch l und E_0/E eindeutig bestimmt ist (vgl. 2).

Fig. 17 und 18 zeigen die Energieverteilung der in einem Schauer enthaltenen Teilchen, bei $E_0 = 10^9$ e.V. für $l = 2$ bzw. für $l = 4$, nach BHABHA und HEITLER. Fig. 17 zeigt die Anzahl der Teilchen \bar{n} , deren Energie grösser als E ist, in Abhängigkeit von E . Auf Fig. 18 ist die Häufigkeit der Teilchen, die die Energie E besitzen, dargestellt.

Betrachten wir die Schauer, die in äquivalenten Schichtdicken von C und Pb gebildet werden.

Wir sehen, dass sich ihre Energiespektren oberhalb der kritischen Energie der Kohle überdecken. In diesem Gebiet ist also die Zusammensetzung der Schauer, die in beiden Stoffen durch Primärstrahlen von der gleichen Energie erzeugt werden, genau gleich.

In der Bleistrahlung ist aber noch eine „weiche Komponente“ vorhanden, die in der Kohlestrahlung nicht enthalten ist, mit Teilchen, deren Energie zwischen 10^7 e.V. und $1,3 \cdot 10^8$ e.V. liegt. Die Bleistrahlung ist also inhomogener als die Kohlestrahlung.

Das erklärt die Abnahme des Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}_{\text{Pb}}$ der Bleistrahlung. Die „weiche Komponente“ der Pb-Strahlung wird zwischen 0 und etwa 1 cm Pb Absorberdicke allmählich absorbiert, während der Wert von $\bar{\mu}_{\text{Pb}}$ in den harten Teiles der Strahlung übergeht. Von etwa 1 cm Pb aufwärts ist $\bar{\mu}_{\text{Pb}} \simeq \bar{\mu}_c$.

Quantitativ ist die oben ausgeführte Erklärung für die Inhomogenität der Bleistrahlung nicht ganz in Einklang mit der Theorie.

Wenn wir für die Energie der Primärstrahlen $E_0 = 10^8 - 10^9$ e.V. annehmen, so besitzt nach BHABHA und HEITLER nur etwa 3% der Schauerteilchen aus Blei eine Energie von mehr als $1,3 \cdot 10^8$ e.V. Der Anteil dieser Teilchen an der Gesamtkoinzidenzzahl sollte demnach nur ganz gering sein.

Experimentell wurde dagegen bei 3 cm Pb Absorberdicke noch etwa 30% der ohne Absorber vorhandenen Koinzidenzzahl gefunden*), obwohl man erwarten würde, dass die Strahlung, die nach dieser Schichtdicke noch vorhanden ist, praktisch nur noch aus Teilchen besteht, die höhere Energien als $E = 1,3 \cdot 10^8$ e.V. besitzen. Der Absorptionskoeffizient der Bleistrahlung zeigt sich nämlich schon von etwa 1—1,5 cm Absorberdicke aufwärts praktisch als konstant und gleich $\bar{\mu}_c$.

Dieser Widerspruch verschwindet, wenn man den Wert von E_0 höher annimmt. So z. B. bei $E_0 \simeq 6 \cdot 10^9$ e.V. beträgt der Anteil der Teilchen, deren Energie grösser als $1,3 \cdot 10^8$ e.V. ist, etwa 20% der Gesamtstrahlung. Bei dieser Primärenergie sollte aber das Maximum der Rossi-Kurve nach BHABHA und HEITLER bei etwa 3 cm Pb liegen, was wieder der experimentellen Tatsache widerspricht.

Die für die Absorptionskoeffizienten der Bleischauer erhaltenen Werte stimmen übrigens mit den Resultaten von ZEILLER¹⁶⁾ überein. ZEILLER hat $\bar{\mu}_{\text{Pb}}$ in den Bereich von 0,5 bis 7 cm Pb zu 0,5 bis 0,2 cm Pb bestimmt.

*) Nach Abzug der Intensität der Nullstrahlung bzw. der zufälligen Koinzidenzen.

Gegen die Richtigkeit der Absorptionsbestimmungen könnte man folgendes einwenden.

Für die Erzeugung einer Dreifachkoinzidenz sind zwei bis drei Teilchen nötig. Von diesen Teilchen kann das eine auch ein Primärelektron sein, wenn die anderen Teilchen seine, in der Streuschicht ausgelösten Sekundärprodukte sind. Unter den Koinzidenzen gibt es somit eine Anzahl solcher, die derart zustande kommen, dass der Primärstrahl gerade das vom Absorber abgedeckte Zählrohr trifft. Die Primärstrahlen sind aber viel härter als die Schauerelektronen, was zur Folge hat, dass der Anteil der auf diese Weise entstandenen Koinzidenzen an der Gesamtkoinzidenzzahl mit wachsender Absorberdicke immer grösser wird. Dieser Effekt wirkt sich dann genau so aus, als ob die Schauerstrahlung eine harte Komponente enthalten würde.

Man kann aber leicht zeigen, dass dieser Einwand nicht stichhaltig ist.

Nach BHABHA und HEITLER enthalten die Schauer, die durch Primärstrahlen von $E_0 = 5 \cdot 10^8$ e.V. in 1,5 cm Pb erzeugt werden, durchschnittlich 5 Teilchen.

Die mittlere Teilchenzahl in den *registrierten* Schauern ist dagegen grösser, da strahlenreiche Schauer bei der Koinzidenzbildung bevorzugt sind. Nach den Messungen von GEIGER⁸⁾ beträgt die durchschnittliche Teilchenzahl bei Schauern, die mit der normalen Koinzidenzanordnung erfasst werden, etwa 10 pro Schauer.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Primärstrahl nach Durchlaufen von 1,5 cm Pb noch eine Energie grösser als $E_{k\text{ Pb}}$ besitzt, ist nach BHABHA und HEITLER etwa $W = 0,6$. Die Anzahl der aus der Bleischicht heraustretenden Primärteilchen verhält sich somit zu der Anzahl der Schauerelektronen wie 0,6 : 10, und die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen, welches das abgedeckte Zählrohr trifft, zufällig ein Primärelektron ist, ist also etwa $W = 0,06$.

Die Anzahl der Koinzidenzen, die auf die oben beschriebene Weise entstanden sein können, beträgt demnach nur etwa 6% der ohne Absorber gemessenen Gesamtkoinzidenzzahl. Der Verlauf der Absorptionskurve kann somit durch diesen Effekt selbst bei Schichtdicken von einigen cm Pb nur unwesentlich beeinflusst werden.

Es wurden noch Messungen mit Kohle als Absorber durchgeführt, mit dem Ergebnis, dass die Schauerstrahlen aus Kohle zwischen 0 und 14 cm C Absorberdicke rund zweimal härter sind als die Schauer aus Blei (vgl. Tab. IX—XII).

Zusammenfassung.

Die von der kosmischen Strahlung in Kohle gebildeten Sekundärstrahlen wurden mittelst Zählrohrkoinzidenzmessungen nach ihrer Intensität und Härte untersucht, und die Versuchsergebnisse mit den Ergebnissen der Bhabha-Heitlerschen Theorie der Schauerbildung verglichen.

1. Der Intensitätsverlauf der Sekundärstrahlung in Abhängigkeit von der Dicke der Streuschicht wurde bis über 100 cm Kohledicke bestimmt.

Nach diesen Messungen erreicht die Intensität der in der Kohle erzeugten Schauerstrahlung bereits bei etwa 80 cm Schichtdicke einen Maximalwert.

BHABHA und HEITLER haben gezeigt, dass zur Erklärung der Rossi-Kurve in Blei Energien der Primärelektronen in der Größenordnung 10^8 — 10^9 e.V. nötig sind. Unsere Messergebnisse erfordern ebenfalls die Annahme von Primärelektronen ähnlicher Energie. Die Theorie ergibt unter der Annahme, dass die Primärelektronen die Energien $5 \cdot 10^8$ resp. 10^9 e.V. besitzen, 80 cm bzw. 110 cm für die Dicke der Kohlestreuschicht, welche der Maximalintensität entspricht.

2. An Schauerstrahlen aus Kohle und an solchen aus Blei wurden Absorptionsmessungen durchgeführt. Bei einem Teil dieser Versuche wurde Blei, bei den übrigen Kohle als Absorber verwendet.

Nimmt man z. B. für Kohle und für Blei diejenige Streuschichtdicke, welche maximaler Sekundärstrahlung entspricht (1,5 cm Pb resp. 80—90 cm C) und untersucht die Sekundärstrahlen auf ihr Durchdringungsvermögen in dünnen Bleischichten, so findet man, dass die Strahlen aus Kohle wesentlich geringere Absorptionskoeffizienten aufweisen, also wesentlich durchdringender sind als die in Blei gebildete Strahlung.

Der mittlere Absorptionskoeffizient, gemessen mit einer 0,5 cm Pb-Schicht, beträgt für die in Kohle gebildete Strahlung $0,2 \text{ cm}^{-1}$, während er für die Pb-Sekundärstrahlung $1,0 \text{ cm}^{-1}$ ist. (Messungen mit dickeren Absorberschichten zeigen, dass die beiden Strahlungen nur bis etwa 1—1,5 cm Pb Absorberdicke verschieden hart sind.) Während nämlich der Absorptionskoeffizient der in Kohle gebildeten Strahlung von 0 bis 4 cm Pb Absorberdicke nur innerhalb der Fehlergrenzen variiert, nimmt der Absorptionskoeffizient der Bleistrahlung mit wachsender Dicke des Absorbers bis etwa 1 cm sehr stark ab. Von dieser Schichtdicke ab sind die Schauerstrahlen aus Kohle und diejenigen aus Blei gleich hart;

ihre Absorptionskoeffizienten sind praktisch gleich und innerhalb der Fehlergrenzen konstant.

Dieser Effekt war auf Grund der Bhabha-Heitlerschen Theorie zu erwarten. Die Theorie besagt nämlich, dass die Schauerstrahlen aus Blei Energien besitzen, die oberhalb 10^7 e. V. liegen. Die aus Kohle heraustrtenden Schauer enthalten dagegen im wesentlichen nur Strahlen mit Energien, die grösser als $1,3 \cdot 10^8$ e. V. sind, und sind somit härter (und homogener) als die in Blei erzeugten Sekundärstrahlen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Eidg. Technischen Hochschule ausgeführt.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, möchte ich für sein förderndes Interesse und seine wertvollen Ratschläge auch an dieser Stelle bestens danken.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Literatur:

- ¹⁾ ANDERSON, Phys. Rev. **44**, 406 (1933).
- ²⁾ BETHE und HEITLER, Proc. Roy. Soc. London A **146**, 83 (1934).
- ³⁾ BHABHA und HEITLER, Proc. Roy. Soc. London A **159**, 432 (1937).
- ⁴⁾ BLACKETT, Proc. Roy. Soc. London A **159**, 1 (1937).
- ⁵⁾ W. BOTHE, Kernphysik (redigiert von E. BRETSCHER), 1936.
- ⁶⁾ CARLSON und OPPENHEIMER, Phys. Rev. **51**, 220 (1937).
- ⁷⁾ E. FÜNFER, Z.S. f. Phys. **83**, 92 (1933).
- ⁸⁾ H. GEIGER, Kernphysik (1936).
- ⁹⁾ HEIDEL, Diss. Tübingen (1934).
- ¹⁰⁾ JAEGER und KLUGE, Z.S. f. Instrkunde **52**, 229 (1932).
- ¹¹⁾ MORGAN und NIELSEN, Phys. Rev. **50**, 882 (1936).
- ¹²⁾ J. PRIEB SCH, Z.S. f. Phys. **95**, 102 (1935).
- ¹³⁾ B. ROSSI, Z.S. f. Phys. **82**, 151 (1933).
- ¹⁴⁾ TROST, Z.S. f. techn. Phys. **16**, 407 (1935).
- ¹⁵⁾ WYNN-WILLIAMN, Proc. Roy. Soc. London A **132**, 295 (1931).
- ¹⁶⁾ O. ZEILLER, Z.S. f. Phys. **96**, 121 (1935).