

Bei einigen Substanzen, wie z. B. beim Trichloräthylen oder beim Cyclohexan, ist das Absinken der Durchbruchsfeldstärke mit der Anzahl der erfolgten Durchschläge sehr steil. Im Gegensatz dazu sinkt die Durchbruchsfeldstärke der Siloxane und der Äther sehr langsam — ein Hinweis auf die Stabilität der das ganze Molekül tragenden Valenzstruktur und auf die vorzüglichen dielektrischen Eigenschaften der Siloxane²⁵. Ob diese Span-

nungsstabilität dem Umstande zuzuschreiben ist, daß in beiden Fällen das ganze Molekül von einem Sauerstoffatom zusammengehalten wird, dürften weitere experimentelle Untersuchungen klarstellen.

Die Wacker-Chemie, München, hat die Siloxan-substanzen für die Untersuchungen kostenfrei zur Verfügung gestellt, wofür wir an dieser Stelle unseren Dank aussprechen.

²⁵ Die Messungen der Durchbruchsfeldstärke wurden dankenswerterweise von Herrn E. Musset ausgeführt, und zwar sowohl mit technischer Wechsel-

spannung als auch mit Gleichspannung unter Benutzung eines Bandgenerators.

Neutronenerzeugung durch kosmische Ultrastrahlung in schwerem Material hinter Kohlenstoff*

Von H. M. WEISS

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik der Stratosphäre, Weißnau

(Z. Naturforsch. 10a, 21—32 [1955]; eingegangen am 17. September 1954)

Der Intensitätsverlauf der neutronenauslösenden Komponente der kosmischen Ultrastrahlung wurde unter verschiedenen Schichtdicken Kohlenstoff ($0—53 \text{ g/cm}^2$) in 445 m Höhe über NN gemessen. Dabei konnte ein Übergangseffekt mit einem Maximum der Intensität von etwa 25% über dem Nullwert unter 14 g/cm^2 nachgewiesen werden. Das Ergebnis deckt sich mit Messungen der Sternhäufigkeiten in photographischen Kernspurplatten unter Kohlenstoff. Es wird angenommen, daß beide Nachweismethoden den gleichen Sachverhalt erfassen. Das Auftreten eines Übergangseffektes in Kohle ist offensichtlich allein durch den Dichtesprung Luft-Kohle bedingt, da sich die beiden Medien hinsichtlich ihres Atomgewichts praktisch nicht unterscheiden.

Die Diskussion des Meßergebnisses zeigt, daß sich der Effekt vorläufig nicht durch bisher bekannte Ultrastrahlungskomponenten deuten läßt. Es wird daher untersucht, welche besonderen Eigenschaften eines Teilchens für eine plausible Erklärung notwendig wären.

Man kann heute als gesichert annehmen, daß die Neutronen der kosmischen Ultrastrahlung vorwiegend aus Kernzertrümmerungen stammen, die durch Kernwechselwirkungen energiereicher Teilchen ausgelöst werden. Solche Prozesse lassen sich in photographischen Kernspurplatten oder in Wilson - Kammern durch das Phänomen der „Sterne“ evident nachweisen. Obwohl bei jenen Sternen nur die Spuren der geladenen Kernbausteine, der Protonen, sichtbar sind, kann doch wegen der Symmetrie der Kernkräfte mit der Aussendung einer mindestens gleich großen Anzahl an Neutronen gerechnet werden. Da weiterhin auf Grund eingehender Messungen von Simpson und Mitarb.¹ für die Neutronenkomponente eine vollkommen analoge Höhen- und Breitenabhängigkeit wie für Sterne gefunden wurde, scheint damit auch

erwiesen, daß die Neutronen praktisch ausschließlich bei Kernzertrümmerungen in Freiheit gesetzt werden und der Beitrag anderer Komponenten nur geringfügig ist.

Nach der unterschiedlichen Auslösung, die sich in Energie und Winkelverteilung äußert, kann man zwei Arten von Neutronen unterscheiden: die Anstoßneutronen und die Verdampfungsneutronen.

Erstere werden durch direkte Impulsübertragung eines energiereichen Teilchens aus dem Kern herausgeschleudert. Gleichzeitig wird der Kern aufgeheizt und dampft anschließend weitere Nukleonen ab. Die Bedeutung der energiereicheren Anstoßnukleonen ($E > 50 \text{ MeV}$) liegt in ihrer Fähigkeit, wieder gleichartige Prozesse auszulösen, bis die Energie der folgenden Generationen so weit

* Gekürzte Dissertation, T. H. Stuttgart 1954.

¹ J. A. Simpson, Phys. Rev. 83, 1175 [1951].



abgesunken ist, daß die Kaskade mit einer einfachen Kernanregung unter nachfolgender Emission von Verdampfungsneutronen abreißt. Zahlenmäßig überwiegen die energiearmen Verdampfungsneutronen. Im Gegensatz zu den Anstoßneutronen, die besonders bei hohen Energien in einen engen Winkelbereich um die Bewegungsrichtung des stoßenden Teilchens emittiert werden, kann für die Verdampfungsneutronen eine isotrope Winkelverteilung angenommen werden. Auf ihre Energieverteilung läßt sich aus dem bekannten Spektrum der Verdampfungsprotonen schließen, wenn man berücksichtigt, daß die Neutronen keinen Coulombschen Potentialwall zu überwinden haben. Man erhält damit für die Verdampfungsneutronen eine Art Maxwell-Verteilung der Energie mit einem Maximum in der Gegend von 4 MeV. Die mittlere Multiplizität der pro Stern abgedampften Neutronen hängt stark vom Atomgewicht des getroffenen Kerns ab. Cocconi-Tongiorgi² fand für Pb eine Multiplizität von 8, während beim leichten Kohlekern mit durchschnittlich 1,6 Neutronen pro Stern zu rechnen ist. Als auslösende Strahlung kommen in erster Linie schnelle Nukleonen mit Energien von mehr als 50 MeV in Betracht, die sich in Bodennähe zu etwa $\frac{2}{3}$ aus Anstoßneutronen und zu $\frac{1}{3}$ aus Protonen zusammensetzen.

Geht nun die sternauslösende Strahlung von Luft in dichte Materie über, so zeigt sich, wie zuerst Bernardini und Mitarbb.³ beim Übergang in Blei fanden, eine anfänglich schwache Zunahme der Sternintensität in den obersten Absorberschichten mit einem Maximum von 10—20% zwischen 1 und 2 cm Pb. In den letzten Jahren konnte dieser Effekt von mehreren Autoren unter Verwendung verschiedener Absorbermaterialien bestätigt werden^{4—8}. Schopper und Mitarbb.⁶ konnten außer der Existenz eines ersten Maximums noch das Auftreten eines zweiten Maximums in etwa 20 cm Schichttiefe nachweisen.

Naturgemäß ist für die Neutronenerzeugung mit einem ganz analogen Übergangseffekt zu rechnen. Für den Übergang Luft-Blei konnten Simpson und Uretz⁹ sowie Treiman und Fonger¹⁰ ein Maximum lokal erzeugter Neutronen hinter 1 bis 2 cm Pb bestätigen in guter Übereinstimmung mit den Messungen der Sternhäufigkeiten in photographischen Kernspuremulsionen, während Hogrebe¹¹ über die Andeutung eines zweiten Maximums bei 20 cm Pb berichtet, das in seiner Lage mit dem von Schopper und Mitarbb. gefundenen zweiten Maximum zusammenfällt.

Für die Entstehung dieser Effekte konnte bis jetzt noch keine plausible Deutung gefunden werden. Beim Übergang in schwerere Materialien wie z. B. Pb, Fe oder auch Al sind zur theoretischen Behandlung zwei Parameter gleichzeitig in Betracht zu ziehen, nämlich einmal die größere Dichte des Absorbers gegenüber Luft und zum anderen die Änderung des Atomgewichtes. Um den letzteren der beiden Faktoren auszuschließen, wurde in der vorliegenden Arbeit der Übergang Luft-Kohle untersucht, also ein Übergang, bei dem sich das Atomgewicht praktisch nicht ändert, so daß ein dort auftretendes Maximum allein dem Unterschied in der Materiedichte zuzuschreiben wäre.

Für Sterne wurde die Übergangskurve in Kohlenstoff bisher von Schopper und Mitarbb.⁶ sowie von Barton, George und Jason¹² mit Kernspurplatten aufgenommen. Während Schopper auch hier das Auftreten eines Maximums beobachten konnte, tritt es dagegen bei letzteren nicht in Erscheinung, doch waren bei dieser Arbeit die Platten im Abstand von jeweils 55 g/cm² angeordnet, so daß zwischen 0 und 55 g/cm², wo sich der Übergangseffekt abzeichnen müßte, keine Meßpunkte gewonnen wurden.

In einer vorläufigen Mitteilung¹³ haben wir bereits über den Nachweis eines Übergangseffektes

² V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev. **76**, 517 [1949].

³ G. Bernardini, G. Cortini u. A. Manfredini, Nuovo Cim. **5**, 511 [1948]; Cosmic Radiation, Bristol Symp. [1948]; Phys. Rev. **74**, 845 [1948].

⁴ L. Malaspina, M. Merlin, O. Pierucci u. A. Rostagni, Nuovo Cim. **7**, 145 [1950].

⁵ E. Schopper, K. H. Höcker u. G. Kuhn, Phys. Rev. **82**, 445 [1951].

⁶ E. Schopper, K. H. Höcker u. E. Rößle, Z. Naturforsch. **6a**, 603 [1951].

⁷ G. Belliboni, L. Fabrichesi, L. de Marco u. M. Merlin, Nuovo Cim. **8**, 574 [1951].

⁸ E. Rößle, Diplomarbeit, T. H. Stuttgart 1952.

⁹ J. A. Simpson u. R. B. Uretz, Phys. Rev. **90**, 44 [1953].

¹⁰ S. B. Treiman u. W. Fonger, Phys. Rev. **85**, 364 [1952].

¹¹ K. Hogrebe, Z. Naturforsch. **7a**, 772 [1952].

¹² J. C. Barton, E. P. George u. A. C. Jason, Proc. Phys. Soc., Lond. A **64**, 175 [1951].

¹³ G. Pfitzner u. H. M. Weiss, Naturwiss. **41**, 107 [1954].

der lokalen Neutronenproduktion hinter Kohlenstoff berichtet. In der vorliegenden Arbeit soll nun näher auf die Meßmethode und die Begründung der Korrekturen eingegangen sowie das Meßergebnis diskutiert werden.

1. Meßmethode

Aufgabe der Registrierung ist es, die lokal in einer bestimmten Materieschicht bei Kernprozessen erzeugten Verdampfungsneutronen zur Anzeige zu bringen, d. h. also: Zählung von Neutronen in einem Energiebereich von einigen MeV. Am zweckmäßigsten, d. h. mit günstigster Ausbeute, erfolgt dies durch BF_3 -Proportionalzählrohre nach vorheriger Abbremsung der Neutronen auf thermische Geschwindigkeiten in einem stark wasserstoffhaltigen Material. Zu diesem Zweck wird das Zählrohr mit einem Paraffinmantel umgeben.

Bei den Untersuchungen in Blei wurde zur Aufnahme der Übergangskurve der lokalen Neutronenerzeugung vorwiegend ein Verfahren angewandt, das wir als integrale Meßmethode bezeichnen wollen. Wie anfängliche Messungen zeigten, läßt es sich jedoch bei Kohlenstoff nicht durchführen. Bei dieser Methode wird die Gesamtzahl der in einem schrittweise über dem Zähler aufgeschichteten Absorber ausgelösten Neutronen bestimmt. Aus dem Anwachsen der Zählstöße bei jeder weiteren aufgelegten Schicht wird auf die mittlere Neutronenproduktion in dieser Schicht geschlossen. Die unter einem Absorber der Dicke x gemessene Impulszahl ergibt sich zu

$$n(x) = \int_0^x w(\xi, x) f(\xi) d\xi + n_p(x) + n_\infty(x) + u, \quad (1)$$

wobei $f(\xi)$ die gesuchte Neutronenquellverteilung in der vertikalen, laufenden Koordinate ξ ist ($0 < \xi < x$) und $w(\xi, x)$ die Wahrscheinlichkeit für die Registrierung eines Neutrons aus der Schichttiefe ξ bei einer gesamten Absorberdicke x . Die drei weiteren Terme stellen einen Untergrund dar, der gebildet wird einerseits von Neutronen aus Kernprozessen im Paraffin (n_p) und der die Apparatur umgebenden übrigen Materie (n_∞) sowie von einem konstanten als Cd-Untergrund bezeichneten Impulsbeitrag u . Letzterer ist hauptsächlich auf die radioaktive Verseuchung des Zählrohrs zurückzuführen. Man erhält ihn als Restbetrag, wenn man durch Umkleiden des Zählrohrs mit Cd-Blech von mindestens 0,5 mm Dicke alle thermischen Neutronen abfängt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit $w(\xi, x)$, die außer vom Abstand des Quellpunktes und der damit verbundenen Raumwinkelausblendung auch noch von der Absorption und Streuung der Neutronen im tieferliegenden Absorber teil und der Rückstreuung an der darüberliegenden Materie abhängt, läßt sich experimentell mit Hilfe einer künstlichen Ra-Be-Neutronenquelle ermitteln, die zu diesem Zweck an verschiedenen Stellen in den Absorber eingeschoben wird.

Es zeigte sich nun, daß bei Messungen mit Kohleabsorbern der aus den Termen $n_p(x)$ und $n_\infty(x)$ gebildete Untergrund durchaus nicht als konstant angesetzt werden darf. Für $n_p(x)$ ist im wesentlichen ein Abfall mit $\exp(-x/\lambda_c)$ zu erwarten. Die Anzahl der in n_∞ erfaßten, z. B. aus der Zimmerdecke stammenden Neutronen ist an sich unabhängig von der Absorberstärke x , jedoch nicht der hiervon im Zähler zur Anzeige gelangende Anteil. Es konnte experimentell gezeigt werden, daß die Intensität der von oben einfallenden Neutronen durch Reflexion an der Kohleschicht mit zunehmender Absorberdicke stark abnimmt. Hierdurch kommt ein besonders im Bereich von 0 bis 15 cm C sehr starker Abfall des Untergrundes zustande, der den wegen der geringen Multiplizität der Neutronenerzeugung in Kohlenstoff nur leichten Anstieg des Integralterms in Gl. (1) überwiegt.

Da der Betrag von n_∞ , auf den allein eine entsprechende Korrektur anzuwenden ist, sich nicht exakt bestimmen läßt und eine Separierung von den übrigen Beiträgen nur ungenau durchgeführt werden kann, wurde im folgenden zu einer anderen Meßmethode gegriffen, die es gestattet, den allein interessierenden Meßwert vom stets vorhandenen Untergrund zu trennen.

Den geometrischen Aufbau dieser Meßanordnung zeigt Abb. 1. Unter einem Kohleabsorber A war als Indikator für die Intensität der dort vorhandenen neutronenerzeugenden Strahlung eine Bleischicht S angeordnet. Die Anzahl der in dieser Platte ausgelösten Neutronen wurde in Funktion der darüber befindlichen Kohleschicht x ermittelt. Sie ergibt sich im wesentlichen aus der Differenz der jeweils mit und ohne Bleischicht gemessenen Impulshäufigkeiten, wobei sich der Untergrund heraushebt. Auf Korrekturen, die durch den Einfluß der Bleischicht auf den Untergrund bedingt sind, soll weiter unten näher eingegangen werden.

Eine Paraffinlage mit Cd-Schirm zwischen der Bleischicht S und dem Absorber A würde zwar den Untergrund durch Absorption nahezu aller von oberhalb,

d. h. aus dem Absorber und der Zimmerdecke einfallenden Neutronen herabsetzen und damit die statistische Meßgenauigkeit erhöhen, doch bildet eine solche Schicht einen ständigen zusätzlichen Absorber, in dem sich eventuell der zu erwartende Übergangseffekt abspielt, der somit der Messung entgehen würde.

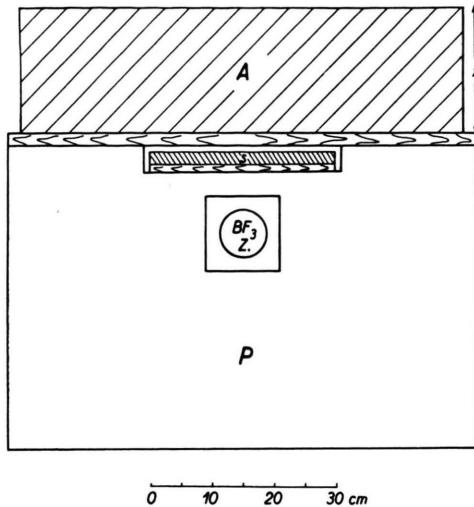


Abb. 1. Geometrischer Aufbau der Meßanordnung.

Im Gegensatz zur oben beschriebenen integralen Methode liefert dieses Verfahren direkt die differentielle Kurve, d. h. den Intensitätsverlauf der auslösenden Strahlung in Funktion der von ihr durchsetzten Kohlenmenge. In Analogie zur Messung mit Kernspurplatten wird auch hier die Produktion in einer über die gesamte Meßreihe hinweg konstanten Materiemenge bestimmt. An die Stelle der Photoplatte ist die Bleischicht S getreten. Die dort erzeugten Kernprozesse werden auf dem Weg über die dabei ausgesandten Neutronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit registriert, die gegeben ist durch die Multiplizität der Neutronenerzeugung und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählanordnung auf Neutronen aus dieser Schicht. Um die höhere Neutronenmultiplizität der schweren Kerne auszunützen, wurde Blei als Indikatormaterial gewählt, wodurch gegenüber Kohle eine um den Faktor 5 größere Ausbeute erzielt wird.

2. Meßapparatur

Das zur Neutronenregistrierung verwandte BF_3 -Zählrohr hatte einen Durchmesser von 8 cm und eine effektive Länge von 70 cm. Die Füllung bestand aus

normalem Isotopengemisch BF_3 von Atmosphärendruck. Infolge der hohen Zählspannung von 6400 V erwies sich die Anbringung von geerdeten Ableitungen an den Glasisolatoren zur Vermeidung von Kriechentladungen zwischen Mantel und Zähldraht als unabdingt erforderlich.

Die Hochspannungsquelle, eine von einem kleinen Hochfrequenzsender erregte zweistufige Greinacher-Kaskade, war elektronisch geregelt, wodurch die Spannungsschwankungen kleiner als ± 20 V gehalten werden konnten.

Die Zählimpulse werden in einem Vorverstärker und nachfolgendem Breitbandverstärker insgesamt 15 000-fach verstärkt und anschließend auf einen Amplitudendiskriminatoren gegeben, dessen Pegel so eingestellt war, daß die schwachen Störimpulse der Mesonen und Elektronen abgeschnitten wurden. Die so ausgesonderten Neutronenimpulse wurden nach vierfacher Unter- setzung registriert, wobei die genauen Zwischenwerte an Interpolationslampen des Untersetzers abgelesen werden konnten. Durch Verwendung des Untersetzers, der ein Auflösungsvermögen von $20 \mu\text{sec}$ besaß, war es möglich, auch mehrere Neutronen aus ein und demselben Kernprozeß getrennt zu zählen. Die bei einem Elementarakt ausgesandten Neutronen gelangen ja nicht unmittelbar nach ihrer Entstehung und damit nicht gleichzeitig ins Zählrohr, sondern haben als thermische Neutronen im Paraffinblock eine mittlere Lebensdauer¹⁴ von etwa 160 μsec .

3. Durchführung der Messung

Die Messungen wurden in Weißnau (Württ.) in 445 m über NN durchgeführt und erstreckten sich über den Zeitraum von Mai bis November 1953. Die Konstanz der Apparatur wurde täglich mit einem Ra-Be-Neutronenpräparat nachgeprüft.

Es wurden zwei Meßreihen mit Bleischichten S von 1 und 2 cm Stärke aufgenommen. Da jeder Meßpunkt aus der Differenz zweier Intensitäten $N(x) - n(x)$ (mit und ohne Indikatorplatte) hervorgeht, ist der statistische Fehler relativ groß. Jeder Meßwert $N(x)$ wurde daher aus 25–30 halbstündigen Einzelmessungen ermittelt, die in beiden Meßreihen eingehenden Werte $n(x)$ aus durchschnittlich 50, so daß sich jede der beiden Meßreihen über mehrere Wochen erstreckte. Um hierbei von langfristigen zeitlichen Schwankungen der neutronenerzeugenden Strahlung, wie z. B. dem von Simpson und Mitarb.¹⁵ gefundenen 27-Tage-Zyklus unabhängig zu sein, wurde die Absorberdicke halbstündig gewechselt, so daß an jedem Tag die gesamte Absorbertiefe durchgemessen wurde. Gleichzeitig erfolgte noch von Tag zu Tag eine zusätzliche Versetzung der Schichtfolge, d. h. an jedem Tag wurde ein bestimmter Absorberwert zu einer anderen Tageszeit gemessen, so daß auch ein eventuell auftretender Tagesgang ohne Einfluß auf den Kurvenverlauf blieb.

Obwohl sich infolge des ständigen Umschichtens Barometerschwankungen im Endergebnis weitgehendst

¹⁴ G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi u. M. Widgoff, Phys. Rev. **79**, 768 [1950].

¹⁵ J. A. Simpson, W. Fonger u. W. Wilcox, Phys. Rev. **85**, 366 [1952].

ausmitteln, wurde sicherheitshalber jeder Einzelwert einer Druckkorrektur unterzogen. Der Barometerkoefizient war hierzu zu $-(10 \pm 1) \text{ %}/\text{cm Hg}$, entsprechend einer Absorptionslänge in Luft von $(136 \pm 14) \text{ g/cm}^2$ in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren,¹⁶ ermittelt worden.

4. Korrekturen

$N(x)$ sei die mit eingeschobener Bleischicht S bei einer Absorberdicke x gemessene Impulszahl. Sie setzt sich aus einzelnen Beiträgen zusammen, die wir mit den Indizes S , A , P und ∞ , entsprechend ihrem Ursprung, kennzeichnen. Mit U sei der in erster Linie von der radioaktiven α -Verseuchung des Zählrohres herrührende Cd-Untergrund bezeichnet.

$$N(x) = r(x)N_S(x) + N_A(x) + N_P(x) + N_\infty(x) + U. \quad (2)$$

Der als Meßwert gesuchte Term $N_S(x)$ wurde hierbei mit einem Faktor $r(x)$ versehen, durch den das Anwachsen der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers auf Neutronen aus dem Blei infolge von Reflexion an der über S befindlichen Kohleschicht erfaßt werden soll. Die weiteren Glieder bilden einen Untergrund, der im wesentlichen gleich der ohne Bleischicht gemessenen Impulszahl $n(x)$ ist, wobei analog zu (2) geschrieben werden kann:

$$n(x) = n_A(x) + n_P(x) + n_\infty(x) + u. \quad (3)$$

Da mit einer Einwirkung der Indikatorsschicht S auf die einzelnen Terme gerechnet werden muß, haben wir letztere hier im Unterschied zu (2) mit kleinen Buchstaben gekennzeichnet. Im folgenden soll nun zunächst die Rückwirkung der Bleischicht auf den Untergrund untersucht werden.

a) Einfluß der Bleischicht. Der Cd-Untergrund U bzw. u wird, wie erwähnt, in erster Linie von der radioaktiven α -Verseuchung des Zähl-

rohres verursacht, welche sicherlich unabhängig von der Anwesenheit einer Bleischicht über dem Zählrohr ist. Da aber Elektronenschauer aus dem Blei einen eventuellen Beitrag zum Term U liefern könnten, wurde das Zählrohr mit einem 0,8 mm starken Cd-Blech umkleidet und die Impulszahl mit und ohne Bleischicht bei verschiedenen Absorberdicken gemessen. Der so ermittelte Cd-Untergrund ergab sich innerhalb der Meßgenauigkeit als unabhängig von der Stärke von S oder A zu $29 \pm 1 \text{ Imp./30 min}$, so daß $u = U$ gesetzt werden kann.

Von den aus dem oberen Halbraum einfallenden Neutronen, d. h. den Beiträgen $n_A(x)$ und $n_\infty(x)$ wird ein Bruchteil k an der Bleischicht reflektiert, so daß

$$N_A(x) + N_\infty(x) = (1 - k) \{n_A(x) + n_\infty(x)\}$$

gesetzt werden kann. Der Prozentsatz k wurde experimentell mit einem 1 mC Ra-Be-Neutronenpräparat ermittelt.

Das Präparat war zu diesem Zweck 40 cm oberhalb von S angeordnet, und zwar an vier seitlich um jeweils 25 cm gegeneinander versetzten Stellen. Letztere Maßnahme schien aus folgendem Grund angebracht: Das Ra-Be-Präparat ist eine nahezu punktförmige Strahlungsquelle, so daß bei einer Anordnung direkt senkrecht über der Pb-Platte diese das Zählrohr vollkommen gegen den Neutronenfluß des Präparates abdeckt, während bei Messung der Ultrastrahlung die aus dem Absorber und vor allen Dingen die aus der Decke und den Wänden kommenden Neutronen zum großen Teil auch schräg einfallen und daher die Pb-Platte nur zum Teil treffen. Gemessen wurden die Neutronenintensitäten ohne Pb sowie mit einer Schicht von 1 cm und 2 cm Pb, und zwar in sechs Meßreihen mit jeweils verschiedenen Schichtdicken Kohle zwischen Präparat und Blei.

Das Ergebnis ist in Tab. 1 aufgeführt. Spalte 2 gibt die über die vier Meßpunkte gemittelten Werte für $S = 0$ in Funktion der Kohledicke x ,

x [g/cm ²]	32 Z/5 min [$S = 0 \text{ cm Pb}$]	32 Z/5 min [$S = 1 \text{ cm Pb}$]	32 Z/5 min [$S = 2 \text{ cm Pb}$]	Δ (%) [$S = 1 \text{ cm Pb}$]	Δ (%) [$S = 2 \text{ cm Pb}$]
0	$235 \pm 1,4$	$223 \pm 1,3$	$219 \pm 1,3$	5,1	6,8
5,3	$199 \pm 1,3$	$187 \pm 1,2$	$185 \pm 1,2$	6,0	7,0
10,6	$177 \pm 1,2$	$167 \pm 1,2$	$164 \pm 1,2$	5,7	7,3
15,9	$164 \pm 1,2$	$156 \pm 1,1$	$153 \pm 1,1$	4,9	6,7
21	$150 \pm 1,1$	$142 \pm 1,0$	$139 \pm 1,0$	5,3	7,3
26,3	$137 \pm 1,0$	$131 \pm 1,0$	$127 \pm 1,0$	5,8	7,3
				5,5 %	7,1 %

Tab. 1. Streueinfluß der Bleischicht S .

¹⁶ N. Adams u. H. J. J. Braddick, Z. Naturforschg. 6a, 592 [1951].

Spalte 3 und 4 die entsprechenden Intensitäten für $S = 1$ cm und $S = 2$ cm Pb. Der durch die Pb-Platten bedingte prozentuale Verlust ist in den Spalten 5 und 6 eingetragen. Er ergibt sich unabhängig von der Dicke der Kohleschicht zu 5,5% bei $S = 1$ cm und zu 7,1% bei $S = 2$ cm, d. h. im weiten Maße unabhängig von der Energie der einfallenden Neutronen, die in einer Kohleschicht von 17 cm (26,3 g/cm²) auf nahezu die Hälfte ihrer Energie abgebremst werden. Eine Extrapolation auf die z. Tl. energiereicher Verdampfungsneutronen scheint erlaubt, zumal für Pb im Bereich von 1—50 MeV keine Resonanzstellen für den Neutronenquerschnitt beobachtet wurden¹⁷.

Diese Korrektur von 5,5 bzw. 7,1% ist auf $n_A(x) + n_\infty(x)$ anzuwenden. Wie bereits erwähnt, ist mit Ausnahme von u eine exakte Trennung der Terme in (3) bzw. (1) nicht möglich, jedoch genügt hier wegen der Kleinheit der Korrektur eine grobe Abschätzung. Diese ergab für $n_P(0)$ den Wert $(35 \pm 5)/30$ min, so daß

$$n_P(x) = (35 \pm 5) \exp(-x/\lambda_C)$$

gesetzt werden kann mit¹²

$$\lambda_C = 166 \text{ g/cm}^2.$$

Die aus $n(x)$ nach Abzug von u und $n_P(x)$ erhaltene Funktion $n_A(x) + n_\infty(x)$ ist in Abb. 2 dargestellt. Ihr nahezu konstanter Verlauf ist einerseits bedingt durch das Anwachsen von $n_A(x)$ mit x und andererseits durch die Abnahme von $n_\infty(x)$ infolge der Rückstreuung der von außerhalb kommenden Neutronen an A.

Auf die im Paraffinblock erzeugten Neutronen wirkt sich die Rückstreuung der Bleiplatte gerade in umgekehrter Richtung aus, d. h. es ist $N_P(x) > n_P(x)$ zu erwarten, und zwar ebenfalls um etwa 5,5 bzw. 7,1%. Andererseits wird jedoch durch die zusätzliche Absorption im Blei die neutronenerzeugende Strahlung in P geschwächt. Unter Annahme einer Absorptionsschicht von $\lambda_{Pb} = 320 \text{ g/cm}^2$ berechnet sich bei $S = 1$ cm Pb die Abnahme zu 3,5% und bei $S = 2$ cm Pb zu 7%. Beide Einwirkungen des Bleis auf den Wert von $N_P(x)$ — Rückstreuung und Absorption — sind entgegengesetzt gerichtet und annähernd gleich, so daß im Rahmen der Meßgenauigkeit $n_P(x) = N_P(x)$ gesetzt werden kann.

Für den gesuchten Wert $N_S(x)$ erhält man somit aus (2) und (3):

$$N_S(x) = \frac{1}{r(x)} \{N(x) - n(x) + k[n_A(x) + n_\infty(x)]\} \quad (4)$$

mit $k = 0,055$ bzw. $0,071$ für $S = 1$ bzw. 2 cm Pb, wobei sich das durch die Bleischicht bedingte Korrekturglied $k[n_A(x) + n_\infty(x)]$ nur in Form eines geringfügigen und praktisch nahezu konstanten Zusatzes zum Differenzwert $N(x) - n(x)$ äußert.

b) Streueinfluß der Kohleschicht. Eine Korrektur, die in die Messung des Übergangseffektes weit stärker eingeht, ist gegeben durch die mit dem Faktor $r(x)$ erfaßte Reflexion von Neutronen aus S an der Kohleschicht. Diese Reflexionswirkung hat eine mit der Schichtdicke x anwachsende Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers für die Neutronen N_S zur Folge.

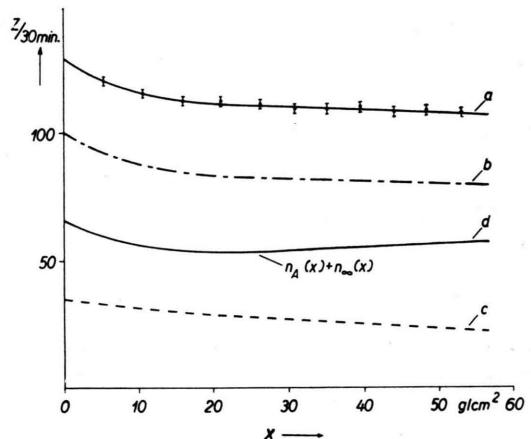


Abb. 2. Komponentenanalyse der Meßwerte $n(x)$.
a) gemessene Kurve $n(x)$; b) $n(x) - u$; c) $n_P(x)$;
d) $n_A(x) + n_\infty(x)$.

$r(x)$ wurde ebenfalls mit dem Ra-Be-Präparat ermittelt und auf die Messung der Verdampfungsneutronen übertragen unter der Annahme, daß erstens die in S erzeugten Neutronen isotrop ausgesandt werden, was für Verdampfungsneutronen zu erwarten ist und auch von Cocconi und Mitarb.¹⁴ bestätigt wurde, und zweitens, daß die etwas unterschiedliche Energieverteilung der beiden Neutronenquellen keinen großen Einfluß auf die Rückstreuung ausübt. Während das Spektrum der Präparatneutronen bei 10 MeV abbricht, reicht das der Verdampfungsneutronen, wenn auch mit geringer Intensität, noch bis zu etwa 30—50 MeV, doch weist auch Kohle in diesem Intervall

¹⁷ R. K. Adair, Rev. Mod. Phys. **22**, 249 [1950].

keine Resonanzstellen auf, so daß, wie ebenfalls aus Messungen von Cocconi¹⁴ hervorgeht, auch die zweite Annahme berechtigt erscheint.

Zur Bestimmung von $r(x)$ wurde die Neutronenquelle an elf verschiedenen Stellen in die Pb-Schicht eingeschoben und die Intensitäten in Funktion von x gemessen. Um die Streuwirkung des Bleis selbst mitzuerfassen, war bei der Messung mit $S = 2 \text{ cm Pb}$ das Präparat sowohl in der oberen wie auch in der unteren Hälfte angeordnet, so daß sich für die beiden Meßreihen zwei etwas verschiedene Korrekturfunktionen $r(x)$ ergaben.

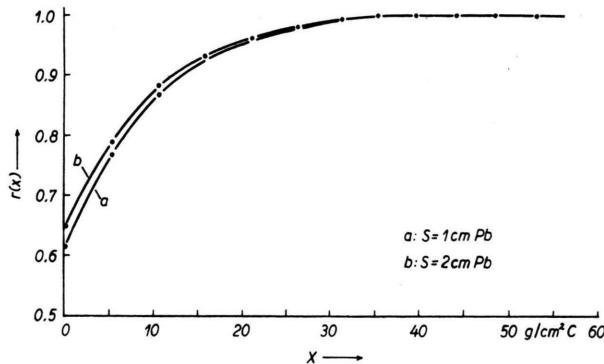


Abb. 3. Korrekturfunktionen $r(x)$.

Der Verlauf der über die elf Meßpunkte gemittelten Werte ist in Abb. 3 wiedergegeben. Die Funktionen zeigen zunächst einen raschen Anstieg mit x und gehen bei etwa $x = 36 \text{ g/cm}^2$ in einen Sättigungswert über. $r(x)$ wurde dabei aus den in Tab. 2, Spalte 2 und 3 aufgeführten Intensitäten durch Normierung auf den Sättigungswert $r(\infty) = 1$ gewonnen.

1	2	3	4	5
x [g/cm ²]	$64 \text{ Z}/5 \text{ min}$ ($S = 1 \text{ cm Pb}$)	$64 \text{ Z}/5 \text{ min}$ ($S = 2 \text{ cm Pb}$)	$r(x)$ ($S = 1 \text{ cm Pb}$)	$r(x)$ ($S = 2 \text{ cm Pb}$)
0	363	387	0,62	0,645
5,3	457	478	0,78	0,795
10,6	510	530	0,87	0,88
15,8	545	561	0,93	0,935
21,1	564	577	0,965	0,96
26,3	573	588	0,98	0,98
30,7	578	597	0,99	0,995
35,1	586	601	1,0	1,0
39,5	588	600	1,0	1,0
43,9	585	601	1,0	1,0
48,3	585	599	1,0	1,0
53,0	585	602	1,0	1,0

Tab. 2. Zunahme der Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen aus S durch Rückstreuung am Kohleabsorber A.

5. Meßergebnisse

Die Ergebnisse der beiden mit Bleischichten von 1 und 2 cm Stärke durchgeführten Meßreihen sind in Tab. 3 und 4 zusammengestellt. Dabei enthalten

die Spalten 2 und 3 jeweils die ohne und mit Indikatorsschicht gemessenen und auf einen Luftdruck von 720 mm Hg normierten Intensitäten. In den vierten Spalten sind die nach Abschn. 4a (Streu- und Absorptionseinfluß der Bleiplatte auf den Untergrund) korrigierten Differenzwerte aufgetragen, aus denen sich durch Division mit $r(x)$ die in den Spalten 5 enthaltenen gesuchten Werte $N_S(x)$ berechnen. Diese Werte $N_S(x)$ geben die Anzahl der pro 30 min in der Bleischicht hinter $x \text{ g/cm}^2$ Kohle ausgelösten Verdampfungsneutronen wieder, normiert auf eine einheitliche Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählanordnung, die dem Reflexionsvermögen einer unendlich dicken Kohleschicht über dem Blei entsprechen würde. Sie sind damit ein Maß für die relative Intensität der Neutronenerzeugung hinter der betreffenden Absorbertiefe.

1	2	3	4	5
x [g/cm ²]	$n(x)$ (Z/30 min)	$N(x)$ (Z/30 min)	$N_S(x) \cdot r(x)$ (Z/30 min)	$N_S(x)$ (Z/30 min)
0	130 ± 1,6	140 ± 2,2	14 ± 2,7	23 ± 4,3
5,3	121 ± 1,6	141 ± 2,0	23 ± 2,6	30 ± 3,3
10,6	116 ± 1,5	140 ± 2,4	27 ± 2,8	31 ± 3,2
15,8	113 ± 1,4	140 ± 1,9	30 ± 2,4	32 ± 2,6
21,1	113 ± 1,3	138 ± 2,0	28 ± 2,4	29 ± 2,5
26,3	112 ± 1,4	136 ± 2,3	27 ± 2,7	28 ± 2,8
30,7	110 ± 1,5	135 ± 2,3	28 ± 2,7	28 ± 2,7
35,1	110 ± 1,4	137 ± 1,9	30 ± 2,4	30 ± 2,4
39,5	111 ± 1,4	138 ± 2,0	25 ± 2,5	25 ± 2,5
43,9	109 ± 1,3	130 ± 2,3	24 ± 2,6	24 ± 2,6
48,3	110 ± 1,4	129 ± 2,2	22 ± 2,6	22 ± 2,6
53,0	109 ± 1,4	127 ± 2,3	21 ± 2,7	21 ± 2,7

Tab. 3. Meßergebnisse für $S = 1 \text{ cm Pb}$.

1	2	3	4	5
x [g/cm ²]	$n(x)$ (Z/30 min)	$N(x)$ (Z/30 min)	$N_S(x) \cdot r(x)$ (Z/30 min)	$N_S(x)$ (Z/30 min)
0	130 ± 1,6	168 ± 2,4	43 ± 2,9	67 ± 4,5
5,3	121 ± 1,6	175 ± 2,3	58 ± 2,8	73 ± 3,5
10,6	116 ± 1,5	180 ± 2,1	68 ± 2,6	77 ± 3,0
15,8	113 ± 1,4	185 ± 2,1	76 ± 2,5	81 ± 2,7
21,1	113 ± 1,3	178 ± 2,3	69 ± 2,6	72 ± 2,7
26,3	112 ± 1,4	176 ± 2,3	68 ± 2,7	69 ± 2,8
30,7	110 ± 1,5	172 ± 2,2	66 ± 2,7	66 ± 2,7
35,1	110 ± 1,4	167 ± 2,0	61 ± 2,5	61 ± 2,5
39,5	111 ± 1,4	168 ± 2,1	61 ± 2,5	61 ± 2,5
43,9	109 ± 1,3	164 ± 2,3	59 ± 2,6	59 ± 2,6
48,3	110 ± 1,4	160 ± 2,3	54 ± 2,7	54 ± 2,7
53,0	109 ± 1,4	160 ± 2,4	55 ± 2,8	55 ± 2,8

Tab. 4. Meßergebnisse für $S = 2 \text{ cm Pb}$.

Eine graphische Darstellung des Ergebnisses der beiden Meßreihen gibt Abb. 4. Beide Kurven zeigen ein deutliches Übergangsmaximum von etwa 25% bei 14 g/cm^2 entsprechend 9 cm Kohle.

Das Ergebnis deckt sich recht gut mit den Messungen der Sternintensitäten von Schopper⁶. Das Maximum wurde dort zunächst bei Verwendung eines Absorbers mit nahezu kugelförmiger

Geometrie bei 18 cm Kohle gefunden, spätere Messungen⁸ zeigten jedoch, daß es sich bei einem ebenen Absorber, also einer Geometrie, die der hier angewandten Anordnung entspricht, nach vorne zu 8—10 cm verschiebt, ein Effekt, der dort der Richtungsverteilung der auslösenden Strahlung zugeschrieben wurde.

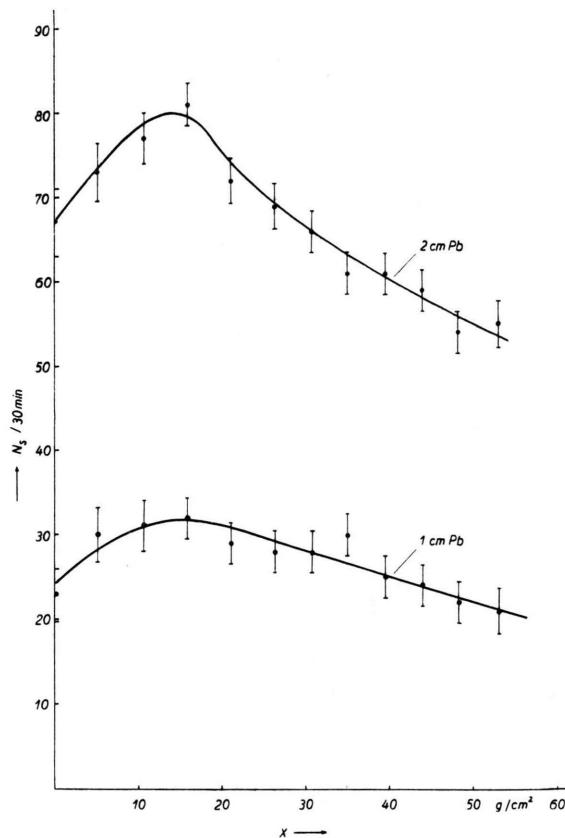


Abb. 4. Neutronenerzeugung in 1 bzw. 2 cm Pb hinter verschiedenen Schichtdicken Kohle.

Die gute Übereinstimmung der mit so verschiedenen Verfahren erzielten Resultate, nämlich einmal durch Messung der Sternintensitäten in photographischen Kernspurplatten und zum anderen durch Registrierung lokal erzeugter Neutronen, ist ein starkes Argument für die Realität eines Übergangseffektes in Kohle. Seine Entstehung ist wegen der engen Kopplung der Neutronenbildung mit der Sternenerzeugung in beiden Fällen sicher dem gleichen Mechanismus zuzuschreiben.

Die Existenz eines zweiten Maximums konnte nicht eindeutig bestätigt werden. In der Kurve für $S = 1 \text{ cm Pb}$ ist zwar bei 35 g/cm^2 (22,5 cm) eine

Überhöhung angedeutet, die jedoch bei $S = 2 \text{ cm Pb}$ nicht beobachtet werden konnte.

6. Diskussion

In Tab. 5 sind die Maxima bisheriger Messungen der stern- wie auch der neutronenauslösenden Komponente der Ultrastrahlung zusammengestellt. Die bei Ballonaufstiegen erzielten Ergebnisse wurden nicht mitberücksichtigt, denn in Höhen von mehr als 20 km ist die Zusammensetzung der einfallenden Strahlung eine wesentlich andere, so daß ein Vergleich mit den in Bodennähe beobachteten Übergangseffekten nicht ohne weiteres möglich ist.

Absorber-material	Lage der 1. Maxima	Lage der 2. Maxima
Pb	1 cm Bernardini u. M. ³ 1,2 cm Schopper u. M. ⁵ 1 cm Malaspina u. M. ⁴ 0,5 cm Belliboni u. M. ⁷ 1,3—1,8 cm Simpson u. M.* ⁹ 1,3—1,6 cm Treiman u. M.* ¹⁰	20 cm Schopper u. M. ⁶ 20 cm Hogrebe* ¹¹
Fe	4,5 cm Schopper u. M. ⁶	20 cm Rößle ⁸
Al	2 cm Malaspina u. M. ⁴ 2 cm Belliboni u. M. ⁷	
C	18 cm Schopper u. M. ⁶ 9 cm Rößle ⁸ 9 cm eigene Messung *	

* Ergebnisse beruhen auf Registrierung lokal erzeugter Neutronen.
Tab. 5. Zusammenstellung der bisher bei Messung der stern- und neutronenauslösenden Strahlung gefundenen Übergangmaxima.

Es ist nun zu entscheiden, ob der in der Gegend von 9 cm Kohle gefundene Übergangseffekt in die Gruppe der ersten oder der zweiten Maxima einzuordnen ist, denn da es sich hierbei um einen Dichteefekt handelt, muß er sich auch bei den übrigen Materialien abzeichnen. Seiner Lage nach scheint eine Zuordnung zu den ersten Maxima eher gegeben. Gibt man diese nämlich nicht in cm Absorbertiefe an, sondern, was für Kernprozesse natürlicher ist, in Größen der jeweiligen geometrischen Stoßlänge L , so kommt das erste Maximum in Blei bei $0,1 L$ zu liegen, während das beobachtete Kohlemaximum in der Gegend von $0,2 L$ auftritt. Wir können also annehmen, daß die ersten Maxima, mit denen wir uns im folgenden allein beschäftigen wollen, im wesentlichen auf die gleiche Ursache zurückzuführen sind, nämlich die beim Übergang der auslösenden Strahlung von Luft in feste Absorbermaterie gegebene Dichteänderung.

Es soll nun untersucht werden, inwieweit bisher in der Ultrastrahlung beobachtete Teilchen

auf Grund ihrer Wechselwirkung mit Kernen zur Deutung dieser ersten Übergangsmaxima beitragen können.

Eine erklärende Theorie hat folgende Tatsachen zu berücksichtigen:

1. Das Maximum tritt als Folge der Dichteänderung beim Übergang auf.
2. Es liegt in den obersten Absorberschichten bei nur wenigen Zehnteln der geometrischen Stoßlänge.
3. Die das Maximum verursachende Strahlung ist neutral.
4. Sie enthält nur relativ energiearme Teilchen ($E \leq 200$ MeV).

Die beiden letzten Eigenschaften gehen aus Beobachtungen mit photographischen Kernspurplatten hervor, welche nur für neutral ausgelöste und energiearme Sterne mit weniger als vier sichtbaren Spuren einen Übergangseffekt zeigten.

a) Sekundärnukleonen. Da in Bodennähe der größte Teil der Sterne von Anstoßnukleonen ausgelöst wird, liegt es zunächst einmal nahe, einen Mechanismus ausfindig zu machen, der eine Zunahme energieärmerer Anstoßnukleonen in den vordersten Absorberschichten bewirkt.

Von dem energiereicherem Teil der in den Absorber eindringenden Strahlung werden bei Kernwechselwirkungen mit den Atomen der Absorbermaterie sekundäre Nukleonen in Freiheit gesetzt, die zum Teil, wenn sie energiereich genug sind, weitere Sterne erzeugen. Ist nun die Multiplizität der Bildung solcher Sekundärnukleonen im Absorber größer als in Luft, so kommt es beim Übergang zu einer Zunahme an sternauslösender Strahlung.

Schwierigkeiten bereitet bei dieser Deutung zunächst die Lage der Maxima in der geringen Tiefe, die nahezu eine Größenordnung unter der für die Sekundärerzeugung maßgeblichen Stoßschicht liegt. Wie Dallaporta, Merlin und Puppi¹⁸ zeigen konnten, läßt sich diese Diskrepanz lösen, wenn man annimmt, daß die Sekundärnukleonen nahezu isotrop ausgesandt werden, was für die energieärmeren unter ihnen, also gerade jene, die Sterne mit höchstens drei sichtbaren Spuren erzeugen, sicher angenähert zutrifft. Die speziell für den Übergang in einen Bleiabsorber

von den Autoren durchgeführte Rechnung läßt auf Grund dieses Mechanismus ein Maximum in nur wenigen g/cm² Absorbertiefe erwarten, dessen Lage mit den beobachteten Übergangseffekten durchaus in Einklang steht. Die Tatsache, daß die das Maximum erzeugende Strahlung vorwiegend neutralen Charakter hat, ist bei dieser Theorie ebenfalls erfüllt, denn Protonen des betrachteten Energieintervalls ($E < 100$ MeV) werden bereits in einer Schicht, die um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als die geometrische Stoßlänge, durch Ionisationsverluste so stark abgebremst, daß sie dem Prozeß verlorengehen und nur noch Neutronen wesentlich an ihm teilnehmen.

Damit wären die für eine erklärende Theorie gestellten Forderungen 2–4 hinreichend erfüllt, nicht aber der Punkt 1, nämlich die Tatsache, daß die ersten Maxima im wesentlichen durch die Dichteänderung beim Übergang zustande kommen. Wie oben erwähnt, ist eine größere Multiplizität der Sekundärnukleonenerzeugung Voraussetzung für einen Übergangseffekt der geschilderten Art. Eine Zunahme der Multiplizität ist aber nur bei einer gleichzeitigen Zunahme des Atomgewichts denkbar, nicht jedoch bei einer reinen Dichteänderung, wie sie praktisch beim Übergang von Luft in Kohle vorliegt. Somit kann dieser Mechanismus zumindest zur Deutung des beobachteten Kohlemaximums nicht herangezogen werden.

b) Photonen. Die gute Übereinstimmung in der Lage des ersten Maximums der Sternübergangskurve in Blei mit dem der Rossi-Kurve ließ zunächst einen Zusammenhang beider Phänomene erwarten¹⁹. Das erste Rossi-Maximum entsteht bekanntlich durch die Fortsetzung der Photonen-Elektronen-Kaskade beim Übergang in Materialien mit geringerer kritischer Energie. Hierbei kommt es zu einer Zunahme an energiearmen Photonen in den obersten Absorberschichten und damit, da Photonen auf dem Weg über den Kernphotoeffekt Sterne erzeugen, zu einer zahlenmäßigen Zunahme sternauslösender Strahlung. Wie Untersuchungen von Kikuchi¹⁹ jedoch zeigten, nimmt der Wirkungsquerschnitt des Kernphotoeffektes mit fallender Photonenenergie unterhalb von 150 MeV sehr rasch ab. Eine Fortsetzung der Photonen-Elektronen-Kaskade im zweiten Medium bedeutet aber eine Verarmung an energie-

¹⁸ N. Dallaporta, M. Merlin u. G. Puppi, Nuovo Cim. 7, 99 [1950].

¹⁹ S. Kikuchi, Phys. Rev. 81, 1060 [1951].

reichen Photonen, also solcher mit relativ großer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, zugunsten mehrerer mit kleiner Kernwechselwirkung, so daß im Endeffekt eher mit einer Abnahme an Kernprozessen durch die weiche Komponente zu rechnen ist. Im Hinblick auf unsere Messungen kann jedoch als wesentlichstes Gegenargument angeführt werden, daß sich beim Übergang Luft-Kohle die Ordnungszahl nicht ändert, also auch keine Abnahme der kritischen Energie stattfindet, so daß Photonen auf Grund des oben geschilderten Mechanismus keine Erklärung für das Auftreten eines Kohlemaximums abgeben.

c) μ -Mesonen. Ein völlig anders gearteter Mechanismus liegt einer kürzlich vorgeschlagenen Hypothese zugrunde²⁰, nach der die Übergangsmaxima von μ -Mesonen verursacht werden sollen. Die μ -Mesonen selbst kommen zwar als auslösende Teilchen nicht in Frage, denn einmal sind ihre Wirkungsquerschnitte gegenüber Kernprozessen um rund vier Größenordnungen kleiner als die der Nukleonen, und zum andern würde es sich hierbei um geladene auslösende Teilchen handeln, was den Beobachtungen an Kernspurplatten widerspricht. Es wurde daher versuchsweise angenommen, daß beim Zerfall der μ -Mesonen neutrale Teilchen (μ^0) nach dem Schema

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + r + \mu^0$$

entstehen, die ihrerseits energiearme Sterne, etwa mit einem Wirkungsquerschnitt von der Größenordnung des geometrischen Kernquerschnitts, auslösen sollen. Ein solches Zerfallsschema ist neben dem üblicherweise angenommenen Zerfall in zwei Neutrinos und ein Elektron bzw. Positron nicht von vorneherein auszuschließen, vorausgesetzt, daß das μ^0 -Teilchen eine sehr kleine Ruhemasse besitzt.

Nimmt man nun weiterhin an, daß das Energiespektrum der geladenen μ -Mesonen, dessen Verlauf unterhalb von 500 MeV nur ungenau bekannt ist, ein Maximum bei etwa 80–100 MeV aufweist, so kommt es in einer Absorbertiefe, entsprechend der Reichweite von μ -Mesonen des genannten Energiebereiches, zu einer Häufung an μ^0 -Teilchen. Untersuchungen von Waißenberg²¹, die bei Zer-

fallsmessungen der μ -Mesonen durch verzögerte Koinzidenzen ein Maximum von rund 20% hinter 16 cm Kohle ergaben, lassen die Existenz einer schwachen Überhöhung im Energiespektrum der μ -Mesonen diskutabel erscheinen.

Gegen eine solche Deutung des fraglichen Übergangseffektes spricht aber einerseits die Tatsache, daß die beim Dreierzerfall der μ -Mesonen freiwerdenden μ^0 -Teilchen selbst im günstigsten Fall nur eine Energie von höchstens 53 MeV mitbekommen und somit kaum Sterne mit drei sichtbaren Spuren erzeugen können, und andererseits das Ergebnis von Messungen von George und Evans²² unter dem Erdboden.

George und Evans haben photographische Kernspurplatten in Tiefen zwischen 20 und 60 m Wasseräquivalent exponiert, also in einem Gebiet, in dem die Ultrastrahlung nur noch aus μ -Mesonen und deren Folgeprodukten besteht. Ihre Statistik²³ enthielt 57% geladen ausgelöste Sterne, die nahezu ausschließlich Kernwechselwirkungen schneller μ -Mesonen zuzuschreiben sind, und 43% neutral ausgelöste, die sich durch Bremsstrahlungsphotonen und Neutronen aus Mesonensternen erklären lassen. Für eine Auslösung durch eventuelle μ^0 -Teilchen kämen lediglich 0_n -Sterne mit höchstens drei Spuren in Betracht, welche nur etwa 13% der gesamten Sternzahl ausmachen bzw. 22% im Vergleich zu den geladen ausgelösten μ -Mesonensternen.

Aus dem Mesonenfluß, der zwischen 20 und 60 m Wasseräquivalent von $1,95 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ auf $0,46 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ abnimmt, berechnet sich unter Annahme eines Stoßquerschnitts schneller Mesonen von $\sigma_\mu = 4,5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ pro Nukleon eine durchschnittliche Sternproduktion von $3,2 \cdot 10^{-9} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, während in der gleichen Materiemenge im Mittel $3,8 \cdot 10^{-7} \mu$ -Mesonen zur Ruhe kommen. Wir haben also einmal aus der Sternstatistik ein Verhältnis der geladen ausgelösten Mesonensterne zu den energiearmen neutralen Sternen von 1:0,22, zum andern aber ergibt sich aus dem Abfall der Mesonenintensität in jenen Tiefen ein Verhältnis der Kernstöße schneller Mesonen zu den Mesonenenden von 1:120. Will man die Entstehung der energiearmen 0_n -Sterne durch μ^0 -

²⁰ K. H. Höcker, Phys. Verh. 5, 67 [1954].

²¹ A. O. Waißenberg, (Autor lag lediglich die Übersetzung eines Referats von Alichanow vom 30. 5. 1953 vor).

²² E. P. George u. J. Evans, Proc. Phys. Soc., Lond. A 63, 1248 [1950].

²³ E. P. George, Progress in Cosmic Ray Physics. Herausgeg. von J. G. Wilson, S. 393 ff., Amsterdam 1952.

Teilchen erklären, so muß angenommen werden, daß lediglich 2% der zur Ruhe gekommenen Mesonen eine solche Sternbildung zur Folge haben.

Berechnet man nun andererseits mit dieser geringen Ausbeute den eventuellen Beitrag der Zerfallsteilchen an der Sternproduktion in Bodennähe, also dort, wo ein Übergangseffekt der stern erzeugenden Strahlung von 10—20% gefunden worden ist, so ergibt sich hierfür ein viel zu kleiner Wert. Aus dem Reichweitenspektrum der μ -Mesonen in Meereshöhe²⁴ geht hervor, daß etwa $7 \cdot 10^{-6}$ Mesonen pro g, sec und sterad zur Ruhe kommen. Das bedeutet aber z. B. in einem Material von der Zusammensetzung der photographischen Kernspuremulsion einen Sternbeitrag von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$, also nur rund 2% der von Teucher²⁵ in Meereshöhe zu $1,53 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ bestimmten Gesamtsternzahl.

Diese Überschlagsrechnung läßt erkennen, daß, selbst wenn neutrale Zerfallsteilchen der μ -Mesonen zur Bildung energieärmer Sterne fähig wären, deren Intensität in Bodennähe nicht zur Erklärung eines Maximums von 10—20% ausreichen würde, im andern Fall müßten dagegen unter Grund weit mehr energieärme neutrale Sterne beobachtet werden, als die oben erwähnten Versuche ergaben.

d) Instabile Teilchen. In den Abschnitten 6a und b hatten wir zwei Fälle betrachtet, bei denen versucht wurde, das Auftreten eines Übergangseffektes auf eine Zunahme an stern erzeugender Strahlung im Absorber zurückzuführen. Ein solcher Mechanismus ist jedoch nur bei einer gleichzeitigen Änderung des Atomgewichtes möglich, nicht aber bei einer reinen Dichteänderung. Anders liegen die Verhältnisse, wenn wir eine instabile Teilkomponente betrachten, deren Teilchen an sich zur Auslösung von Kernprozessen fähig sind, in Luft aber auf Grund ihrer Instabilität vorwiegend in solche mit geringen Kernwechselwirkungen zerfallen, während in dichter Materie die Wahrscheinlichkeit für einen Kerntreffer infolge der geringeren Stoßlänge die eines vorherigen Zerfalls überwiegt. Vorbedingung für diesen Effekt, durch den es beim Übergang in dichte Materie zu einer Zunahme an Kernprozessen kommt, ist es, daß in Luft die Zerfallsstrecke s , die gebildet wird aus dem Produkt der Teilchengeschwindigkeit v mit der Zerfallszeit τ , kleiner ist als die Stoßlänge $L = 1/N\sigma$ (N = Anzahl der Kerne/cm³, σ = Wirkungsquerschnitt pro Kern), während umgekehrt im dichten Material $s > L$ sein muß.

Betrachten wir unter diesem Gesichtspunkt die bisher in der Ultrastrahlung bekannten instabilen Teilchen, so können die sehr kurzebigen π^0 -Mesonen sofort ausgeschaltet werden. Aus ihrer Lebensdauer von weniger als 10^{-14} sec berechnet sich eine Zerfallsstrecke in der Größenordnung von nur Bruchteilen von mm, so daß selbst in dichter Materie das Teilchen ausschließlich zerfällt.

Bei den geladenen π^\pm -Mesonen hingegen ist ein Übergangseffekt der oben geschilderten Art zu erwarten. Ihre Zerfallszeit von $\tau = 2,5 \cdot 10^{-8}$ sec führt unter Berücksichtigung der relativistischen Zeitdilatation auf eine Zerfallsstrecke von 10 bis 100 m, während die Stoßlänge in Luft bei Normaldruck 800—1200 m beträgt. In dichter Materie wie z. B. Kohlenstoff ändert sich s nicht, wogegen jedoch L auf einen Wert von nur 60—100 cm absinkt, so daß die beiden Forderungen erfüllt sind. Da es sich aber auch bei den π -Mesonen um geladene Teilchen handelt, können sie ebenfalls von einer Diskussion der ersten Maxima ausgeschlossen werden. Der von ihnen verursachte Übergangseffekt äußert sich zudem in Bodennähe nicht in Form eines ausgeprägten Maximums, sondern lediglich, wie Barton, George und Jason¹² zeigten, durch einen weniger steilen Abfall der Sternkurve in dichter Materie, als er aus der bekannten Absorptionsschicht in Luft unter der Annahme einer $A^{2/3}$ -Abhängigkeit berechnet werden kann.

Betrachten wir abschließend noch die in den letzten Jahren in der Ultrastrahlung neu entdeckten instabilen Teilchen. In Frage kämen hierbei lediglich die neutralen unter ihnen, die schweren ϑ^0 -Mesonen sowie die Λ^0 -Hyperonen. Für beide wird eine Lebensdauer in der Größenordnung von 10^{-10} sec angenommen, ein Wert, der das Auftreten eines Übergangseffektes in dichter Materie möglich macht, vorausgesetzt, daß die Wechselwirkung dieser Teilchen mit dem geometrischen Kernquerschnitt erfolgt. Das Vorkommen dieser Teilchen ist jedoch nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse viel zu selten, um ein Maximum von einigen Prozent damit erklären zu können.

e) Schlußfolgerungen. In den vorangegangenen Abschnitten haben wir gesehen, daß keines der in der Ultrastrahlung bekannten Teilchen eine umfassende Erklärung für das Zustandekommen

²⁴ B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 537 [1948].

²⁵ M. Teucher, Z. Naturforschg. **7a**, 61 [1952].

eines Übergangsmaximums, zumal in Kohlenstoff, zuläßt, so daß eine Deutung dieser Erscheinung weiterhin offen bleibt. Die Möglichkeit, daß die Maxima durch rein geometrische Faktoren bedingt sein könnten wie z. B. den Umstand, daß in dichter Materie die Stoßlänge nicht mehr groß ist gegenüber dem Auffänger (etwa der Photoplatte oder im vorliegenden Experiment der Bleiplatte), wurde ebenfalls in Betracht gezogen. Es konnten jedoch keine Anhaltspunkte gefunden werden, die den Effekt auf eine solche triviale Weise erklären lassen.

Das Auftreten eines Maximums beim Übergang der stern- bzw. neutronenauslösenden Strahlung von Luft in Kohlenstoff hatten wir als Hinweise dafür angesehen, daß die Entstehung der ersten Maxima in erster Linie einem Dichteefekt zuzuschreiben ist. Wir hatten weiterhin gesehen, daß stabile Teilchen lediglich bei einer Änderung des Atomgewichtes bzw. der Ordnungszahl einen Übergangseffekt auslösen können, nicht aber bei einer reinen Dichteänderung, so daß die Annahme einer instabilen Teilkomponente angezeigt ist.

Für die Lebensdauer τ solcher hypothetischer instabiler Teilchen lassen sich gewisse Grenzen angeben, denn wie wir im vorigen Abschnitt gesehen haben, kommt es nur dann zu einem Übergangseffekt in dichter Materie, wenn in Luft der Zerfall wahrscheinlicher ist als eine Kernreaktion, während umgekehrt im festen Absorber die Möglichkeit eines Kerntreffens überwiegt. Daraus folgt für die obere Grenze von τ :

$$v \cdot \tau_{\max} > L_{\text{Luft}} \quad (5)$$

und für die untere Grenze:

$$v \cdot \tau_{\min} > L_{\text{Absorber}}, \quad (6)$$

wobei v die mittlere Teilchengeschwindigkeit und L die Kernstoßlänge bedeuten.

Der numerische Beitrag der beiden Grenzwerte hängt von der speziellen Wahl von v und L ab. Setzt man für v einen Wert in der Größenordnung von 10^{10} cm/sec ein und für L die geometrische Kernstoßlänge — letztere Annahme scheint auf Grund der Lage der Maxima berechtigt —, so er-

hält man für die Lebensdauer τ einen Wert zwischen 10^{-6} und 10^{-10} sec.

Außer dieser natürlich noch sehr ungenauen Aussage über die wahrscheinliche Lebensdauer eines solchen hypothetischen Teilchens kann aus den bisherigen Beobachtungen lediglich geschlossen werden, daß es sich um eine neutrale Komponente handeln müßte bzw. um Teilchen, die so schwach ionisieren, daß sich ihre Spuren selbst in elektronenempfindlichen Kernspuremulsionen nicht vom Untergrund abheben. Wie wir bei der Betrachtung der Sekundärelektronen in Abschnitt a gesehen haben, läßt sich die gleichzeitige Entstehung geladener Partner nicht ausschließen, wenn deren Reichweite infolge von Ionisationsbremsung wesentlich kleiner als die Kernstoßlänge ist. Man könnte daher an die Existenz angeregter Nukleonen denken. Auf die mögliche Bildung angeregter Protonenzustände hatte Brückner²⁶ in einer Theorie zur Deutung von Messungen von Anderson und Mitarb.²⁷ über die Streuung geladener π^+ - und π^- -Mesonen an Protonen hingewiesen.

Natürlich kann das Auftreten eines Übergangsmaximums in Kohlenstoff nicht als hinreichender Beweis für die Existenz eines neuen instabilen Teilchens aufgefaßt werden; es sollte hier lediglich in die Diskussion mit einbezogen werden, da der Effekt nach den vorstehenden Betrachtungen mit in Frage kommenden Ultrastrahlungsteilchen nicht erklärt werden konnte. Wenn auch ein solches Teilchen relativ zahlreich auftreten müßte, so könnte es doch bisher, infolge seines neutralen Charakters, der Beobachtung entgangen sein.

Herrn Prof. Dr. E. Regener bin ich für sein reges Interesse am Fortgang der Arbeit und seine wertvollen Unterstützungen zu großem Dank verpflichtet. Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. G. Pfotzer für zahlreiche Diskussionen und fruchtbare Anregungen.

Die Untersuchungen wurden durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft in dankenswerter Weise unterstützt. Den Firmen Schunke und Ebe GmbH, Gießen, und Ringsdorf-Werke GmbH, Mehlem-Rhein, sei auch an dieser Stelle nochmals für die freundliche Überlassung größerer Mengen Kohle für den Absorberaufbau gedankt.

²⁶ K. A. Brückner, Phys. Rev. **86**, 106 [1952].

²⁷ H. L. Anderson, E. Fermi, E. A. Long u. D. E. Nagle, Phys. Rev. **85**, 934, 936 [1952].