

## ÜBER DEN BREITENEFFEKT DER KOSMISCHEN STRAHLUNG (\*)

(Mit fünf Abbildungen)

B. GROSS

(Instituto Nacional de Tecnologia do Ministerio de Trabalho)

SUMMARY. — Disputatur de variis opinionibus circa effectum Breiten cosmicorum radiorum in maritimae superficiei altitudine.

Die Ansichten über die Deutung des Breiteneffektes der kosmischen Strahlung in Meereshöhe haben sich in letzter Zeit wesentlich geändert. Schon in einer vorhergehenden Arbeit sind hierzu einige Ausführungen gemacht worden (<sup>1</sup>). Unterdes haben sich weitere neue Gesichtspunkte ergeben; es erscheint also wünschenswert, die früheren Betrachtungen im Hinblick hierauf zu ergänzen. Wir verbleiben dabei ganz im Rahmen einer formalen Betrachtungsweise; eine solche erscheint zumindest solange wichtig und notwendig, als hinreichende theoretische Grundlagen über die Natur und den Absorptionsmechanismus der hier in Frage kommenden harten Strahlungskomponente fehlen.

Besonders charakteristisch für den Breiteneffekt in Meereshöhe ist bekanntlich sein plötzliches Einsetzen bei einer Breite von rund 50°, der kritischen Breite. Verschiedene Theorien unterscheiden sich gerade hinsichtlich der Deutung dieser Erscheinung. Die beobachtete Unstetigkeit kann nämlich entweder schon dem primären Energiespektrum

---

(\*) Nota presentata dall'Accademico Pontificio Franco Rasetti il 2 febbraio 1939.

(<sup>1</sup>) B. Gross, «Zeitschrift für Phys.», 105, 334, 1937.

eigen oder aber erst durch die Einwirkungen hervorgerufen worden sein, welche die Strahlung im Wirkungsbereich der Erde erleidet<sup>(1)</sup>.

Zunächst hat man vor allem an die letztere Möglichkeit gedacht und angenommen, dass es sich um einen Absorptionseffekt handelt<sup>(2)</sup>. Sofern die Teilchen primär jonisierend sind (und dies ist aus der Tatsache zu schliessen, dass sie durch das Magnetfeld der Erde abgelenkt werden, also geladen sind), erfordert die Durchdringung der Atmosphäre eine Energie, die mindestens gleich der durch Jonisation verbrauchten sein muss. Ein Breiteneffekt in Meereshöhe kann also erst dann auftreten, wenn die durch das Magnetfeld der Erde bedingte Energiegrenze gleich der durch Jonisation bedingten geworden ist<sup>(3)</sup>. Wenn die Zahl der primär vorhandenen Teilchen mit abnehmender Energie stetig zunimmt, so wird mit wachsender Breite die in einer gegebenen Tiefe gemessene Intensität nach anfänglicher Konstanz also plötzlich beginnen stetig abzusinken. Für diese Deutung spricht eine numerische Übereinstimmung, die man erhält, wenn man die sich aus der LEMAITRE-VALLARTA'schen Theorie für die kritische Breite ergebende Grenzenergie berechnet und mit dem Energieverlust vergleicht, den die Strahlung in der Atmosphäre erleiden müsste unter plausiblen Annahmen über die spezifische Jonisation<sup>(4)</sup>.

Macht man die Annahme, dass die Reichweite der Teilchen proportional ihrer Energie ist, so kann man, nach ZANSTRA<sup>(5)</sup>, aus dem Breiteneffekt direkt die Energieverteilung der Strahlung berechnen. Freilich ist diese Annahme schon sehr viel spezieller als nötig ist, um die Deutung der kritischen Breite als Absorptionseffekt aufrecht zu erhalten. Denn sie setzt nicht nur Eindeutigkeit der Energie-Reichweiten-Beziehung voraus, sondern darüber hinaus einen von der Energie unabhängigen spezifischen Energieverlust. Alle Einwände, die sich gegen diese speziellen Annahmen richten, treffen daher auch die An-

(1) *Primär* nennen wir hier solche Eigenschaften der Strahlung, welche ausserhalb des Wirkungsradius der Erde (nicht des Sonnensystems) bestehen.

(2) J. CLAY, « Proc. Roy. Acad. Amsterdam », 33, 711, 1930; 35, 1282, 1932.

(3) Vgl. B. ROSSI und P. M. S. BLACKETT, *Actualités Scientifiques*, 230-233, 248.

(4) J. CLAY, *op. cit.*

(5) H. ZANSTRA, « Naturwissenschaften », 21, 171, 1934.

wendungen der ZANSTRA'schen Formel, wie sie etwa von COMPTON gemacht worden sind<sup>(1)</sup>.

Um die Verschiebung des Breiteneffektes mit der Höhe und seinen Zusammenhang mit der Absorptionskurve zu erfassen, muss man der Existenz von Komponenten verschiedener Durchdringungsfähigkeit Rechnung tragen, nachdem diese heute allgemein anerkannt ist. Unter Annahme einer Proportionalität zwischen Energie und Reichweite sind solche Rechnungen von CLAY<sup>(2)</sup> gemacht worden. Allerdings ergaben sich für grössere Höhen in äquatorialen Breiten Werte, welche sich doch wohl entschieden als zu klein herausgestellt haben.

Es lassen sich aber gegen die erwähnte Deutung allgemein Einwände erheben, wie etwa gleichzeitig von JANOSSY<sup>(3)</sup>, GROSS<sup>(4)</sup> und VALLARTA<sup>(5)</sup> hervorgehoben wurde.

Einmal müsste sich die kritische Breite mit zunehmender Höhe nach den Polen zu verschieben. Nach Messungen von COMPTON<sup>(6)</sup>, COSYNS<sup>(7)</sup>, CARMICHAEL<sup>(8)</sup> und JOHNSON<sup>(9)</sup> scheint dies aber in der Atmosphäre gar nicht der Fall zu sein. So lässt sich die von CARMICHAEL erhaltene Absorptionskurve mit der von PFOTZER<sup>(10)</sup> befriedigend zur Deckung bringen, obwohl die erstere in Polnähe, letztere in 50° Breite gemessen wurde. CLAY<sup>(11)</sup> findet allerdings bei Messungen hinter Absorbern für die Strahlung, welche schon 1 Atmosphäre durchdrungen hat, Verschiebung der kritischen Breite mit der Absorberdicke.

Gegen die Eindeutigkeit der Energie-Reichweiten-Beziehung spricht das Fehlen einer « kritischen Tiefe », welche in der kritischen Breite in Meereshöhe auftreten müsste und zum Ausdruck bringen würde,

---

(1) A. H. COMPTON, « Phys. Rev. », 50, 1119, 1936; 51, 59, 1937; A. H. COMPTON, R. N. TURNER, « Phys. Rev. », 52, 799, 1937.

(2) J. CLAY, in *Kernphysik*, herausgegeben von E. Bretscher. Springer, 1936.

(3) L. JANOSSY, « Zeitschrift für Phys. », 104, 430, 1937.

(4) B. GROSS, *loc. cit.*

(5) M. S. VALLARTA, « Nature », 139, 839, 1937.

(6) A. H. COMPTON, « Phys. Rev. », 43, 387, 1933.

(7) M. COSYNS, « Nature », 135, 313, 1935.

(8) H. CARMICHAEL, E. DYMOND, « Nature », 141, 910, 1938.

(9) T. H. JOHNSON, « Phys. Rev. », 54, 151, 1938.

(10) G. PFOTZER, « Zeitschrift für Phys. », 102, 23, 1936.

(11) J. CLAY, « Physica », 2, 279, 1935.

dass hier die Grenzreichweite der betreffenden Komponente gerade gleich einer Atmosphäre geworden ist. Die Absorptionskurven von BARNÓTHY<sup>(1)</sup>, EHMERT<sup>(2)</sup> und WILSON<sup>(3)</sup> lassen aber hier keine Unregelmässigkeit im Sinn einer Konkavität erkennen. Besonders zwingend scheinen die Messungen von EHMERT zu sein; sie zeigen dass die Absorptionskurve in Luft schon von etwa 1000 m Tiefe ab stetig abfallend ist.

All dies spricht also dagegen, den unvermittelten Einsatz des Breiteneffektes auf einen Absorptionseffekt, oder allgemein einen Effekt terrestrischer Natur, zurückzuführen. Es weist vielmehr darauf hin, dass das Energiespektrum der Strahlung schon ausserhalb des Wirkungsradius der Erde nach der Seite geringer Energien hin nicht stetig anwächst, sondern begrenzt ist.

Dieser Schluss ist allerdings noch nicht ganz zwingend. So nimmt EHMERT<sup>(4)</sup> an, dass die E-R-Beziehung zwar eindeutig, aber nicht linear ist; und zwar soll sich die Reichweite mit wachsender Energie nur wenig ändern. Dann wird sich auch die kritische Breite mit der Höhe nur wenig verschieben und diese geringe Verschiebung könnte in die Grenzen der Messgenauigkeit fallen. Eine Konkavität im Verlauf der Absorptionskurve müsste allerdings auftreten. Sie wird aber durch das Vorhandensein mehrerer Komponenten abgeschwächt; EHMERT glaubt auch, Andeutungen hiervon in den Kurven von CLAY<sup>(5)</sup> und seinen eigenen zu finden, aus letzteren allerdings doch wohl nur dann, wenn er die Werte in Luft und Wasser nicht massenproportional umrechnet, entgegen den bisherigen Ergebnissen. Uns erscheinen immer noch gerade seine Kurven als der beste Beweis für das Fehlen einer solchen Erscheinung.

Die Verhältnisse liegen etwas unübersichtlicher, wenn die E-R-Beziehung nicht mehr eindeutig ist. Der Grenzfall, dass nämlich die

---

(1) J. BARNÓTHY, « Zeitschrift für Phys. », 104, 744, 1937; J. BARNÓTHY, M. FORRÓ, « Phys. Rev. », 53, 848, 1938.

(2) A. EHMERT, « Naturwissenschaften », 25, 448, 1937; « Zeitschrift für Phys. », 106, 751, 1937.

(3) V. C. WILSON, « Phys. Rev. », 53, 204, 1938; 53, 337, 1938; 53, 908, 1938.

(4) A. EHMERT, « Phys. Zeitschrift », 38, 975, 1937.

(5) *Loc. cit.*

Absorptionsfunktion eines monochromatischen Strahlenbündels eine ganz stetige Funktion, nach Art der  $e$ -Funktion ist, wurde schon in der früheren Arbeit diskutiert. Dort ist auch gezeigt worden, in welcher Weise ein solches Verhalten bei der Ableitung des Energiespektrum berücksichtigt werden kann. Im allgemeinen wird ein Zwischenstadium vorliegen. Da die Strahlung primär jonisierend ist (spezifische Ionisation  $s$ ), weiss man zunächst nur, dass die Absorptionsfunktion  $y$  eines Strahles der Energie  $E$  in der Tiefe  $x = E/s$  auf 0 absinken muss.

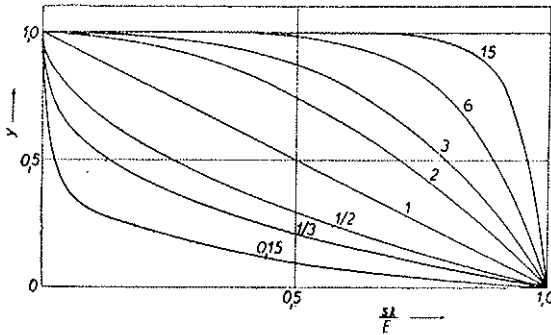


FIG. 1.

Die Absorptionsfunktion.

Der sonstige Verlauf der Funktion hängt davon ab, ob nur der konstante spezifische Energieverlust infolge Primärionisation vorliegt, oder darüber hinaus ein zusätzlicher Energieverlust oder Streuung, also allgemein zusätzliche Absorption. Man wird diese verschiedenen Verhältnisse in einer Kurvenschar  $y = 1 - \left(\frac{s}{E} x\right)^n$ ,  $0 < n < \infty$ , darstellen können

(fig. 1). Den Reichweitenteilchen entsprechen die Kurven mit  $n > 1$ ; Werte  $n < 1$  bedeuten ein Überwiegen der zusätzlichen Absorption. Man kann nun einmal versuchsweise die entsprechenden Kurven für Absorption und Breiten effekt berechnen und sehen, wieweit sie den experimentellen Befund darstellen können.

Die Intensität, als Funktion von Breite und Tiefe, ist auf Grund der obigen Vorstellungen dann allgemein gegeben als

$$[1] \quad J(x, \lambda) = \int_{E=E_0}^{\infty} f(E) y(E, x) dE$$

Die Absorptionskurve in der Breite  $\lambda$  zerfällt in 2 Gebiete, je nachdem  $x \geq E_\lambda s$  ist (wobei  $E_\lambda$  die zur Überwindung des erdmagnetischen Feldes in der Breite  $\lambda$  notwendige Grenzenergie ist). Für  $sx < E_\lambda$  ist die untere Grenze des Integrals  $E_0 = E_\lambda$ ; für  $sx > E_\lambda$  ist sie  $E_0 = sx$ .

Auch für die Kurve des in der Tiefe  $x_0$  gemessenen Breiteneffektes bestehen 2 Zonen: für Breiten mit  $E_\lambda < sx_0$  ist  $E_0 = sx_0$  und für Breiten mit  $E_\lambda > sx_0$  ist  $E_0 = E_\lambda$ .

Dort, wo die beiden Gebiete aneinander grenzen, sind für endliche  $n$  die Kurven  $J(x, \lambda)$  und ihre ersten Ableitungen stetig, ganz unabhängig von der Form der Energieverteilung. Um einige Kurven explizit zeichnen zu können, muss man über letztere allerdings spezielle Annahmen machen. Wir haben eine Verteilungsfunktion  $f(E) dE = E^{-m} dE$  zugrunde gelegt, wie dies heute meist geschieht (1).

Die Figuren 2 bis 4 geben das Resultat.

Die *Absorptionskurven* sind für Reichweitenteilchen (also  $n > 1$ ) zunächst konkav nach unten. Je grösser aber die zusätzliche Absorption, desto weniger ausgeprägt und in desto kleineren Schichtdicken ist diese Konkavität bemerkbar. Für die Kurven mit  $n < 1$  verschwindet sie überhaupt und die Kurven sind in ihrem ganzen Verlauf stetig abfallend. In dem Gebiet  $x > E_\lambda/s$  sind *alle* Kurven stetig abfallend, und zwar nach einem Potenzgesetz  $J(x) \sim x^{-k}$ , wobei  $k = m - 1$  ist.

Der *Breiteneffekt* setzt immer ziemlich plötzlich ein. Das Auftreten einer kritischen Breite ist zwar am meisten ausgeprägt für Reichweitenteilchen, es ist aber sehr deutlich auch dann noch, wenn  $n < 1$  geworden ist. Die Verschiebung der kritischen Breite mit der Höhe ist für alle Kurven im wesentlichen dieselbe wie in der ursprünglichen Theorie (lineare Beziehung zwischen  $E$  und  $R$ ).

(1) Vgl. etwa L. NORDHEIM, « Phys. Rev. », 53, 694, 1938.

Das so abgeleitete Verhalten stimmt also mit der Erfahrung nicht überein. Denn wenn man auch dem Fehlen einer Konkavität in der Absorptionskurve durch Annahme eines zusätzlichen Energieverlustes und somit Aufgabe der Eindeutigkeit der E-R-Beziehung Rechnung tragen kann, so bleibt doch die Aussage bestehen, dass sich die kritische Breite mit der Höhe weitgehend verschieben müsste.

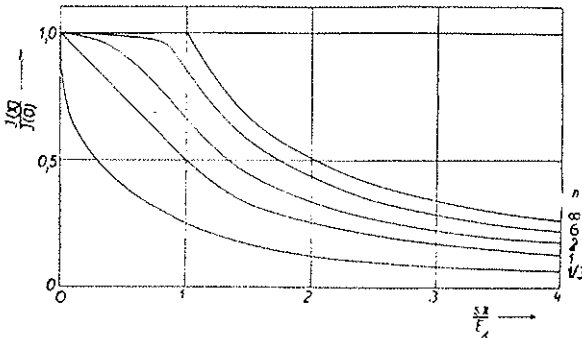


FIG. 2.

Verlauf der Absorptionskurven.

Es bleibt also auch unter diesem Gesichtspunkt nur noch die Möglichkeit, den Ausdruck für die Energieverteilung abzuändern in dem Sinn, dass die Teilchenzahl auf der Seite niedriger Energien nicht stetig anwächst, sondern nach Erreichen eines Maximums wieder abfällt, das heisst also, das rasche Einsetzen des Breiteneffektes durch eine Besonderheit des primären Energiespektrums zu deuten.

JANOSSY <sup>(1)</sup> und VALLARTA <sup>(2)</sup> haben auch einen Effekt aufgezeigt, welcher eine solche extraterrestrische Begrenzung der Energieverteilung verursachen kann, nämlich die Ablenkung der Strahlung durch das Magnetfeld der Sonne. Allerdings scheint noch nicht endgültig geklärt zu sein, ob der Wert für das Dipolmoment der Sonne, welcher dann aus dem Breiteneffekt gefolgert werden muss, in Einklang steht mit ander-

<sup>(1)</sup> *Loc. cit.*

<sup>(2)</sup> *Loc. cit.*

weitigen Daten über die magnetische Feldintensität an der Sonnenoberfläche. EPSTEIN (1) bejaht dies, während etwa BRUINS (2) Wider-

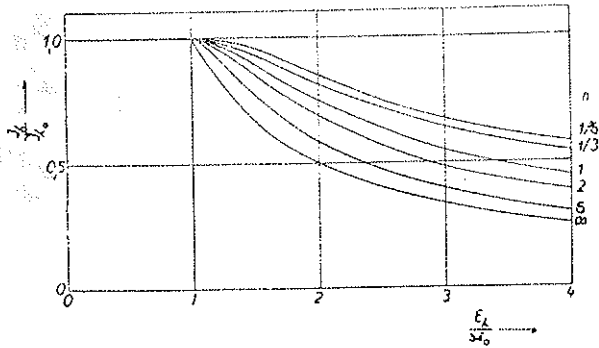


FIG. 3.

Kurven des Breiteneffektes in konstanter Tiefe.

sprüche findet. Es ist eben auch durchaus möglich, dass die Energieverteilungskurve schon primär, ausserhalb des Sonnensystems, vom Typ einer Plank'schen Kurve ist. Unberührt davon bleibt die Ablehnung

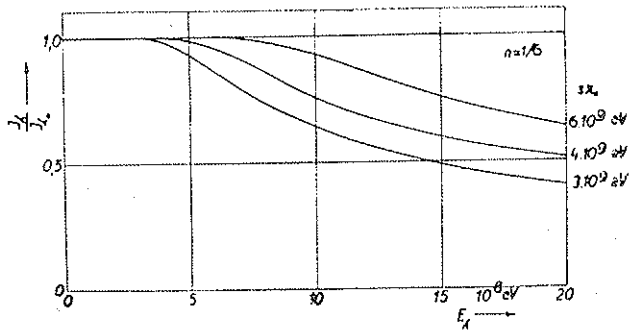


FIG. 4.

Kurven des Breiteneffektes in verschiedenen Tiefen.

(1) P. S. EPSTEIN, « Phys. Rev. », 53, 862, 1938.

(2) E. M. BRUINS, *Cosmische Strahlen*, Amsterdam, 1938.



der Deutung durch einen Absorptionseffekt, die heute wohl ziemlich allgemein erfolgt, so auch bei HERTLER <sup>(1)</sup> und COMPTON <sup>(2)</sup>.

Es mögen noch kurz die Konsequenzen dieser Auffassung zusammengefasst werden. Das Energiespektrum sei also primär bei einer Energie  $E_{\min}$  abgeschnitten. Dann kann auch hier die Absorptionsfunktion offenbar nicht vom Reichweitentyp sein, denn sonst müsste ja eine « Kritische Tiefe » beobachtet werden. — Früher war  $s$  durch die Bedingung bestimmt, dass für  $x = 1$  Atm.  $sx \simeq 3.10^9$  eV sein muss; diesmal besteht von vornherein keine solche Bedingung. — Die kritische Breite ist konstant, aber nur für Tiefen  $x \ll E_{\min}/s$ ; für grössere Tiefen liegen die Verhältnisse offenbar genau so wie früher, das heisst die kritische Breite verschiebt sich mit zunehmender Tiefe nach dem Äquator zu (vgl. fig. 5). Man übersieht dies leicht, wenn man hier die Grenzen des Integrals [1], das ja ganz allgemein die Intensität in Funktion von Breite und Tiefe gibt, anschreibt. Es ist

$$a) \quad sx < E_{\min} \quad \begin{cases} E_0 = E_{\min}, & \text{falls } E_\lambda < E_{\min} \\ E_0 = E_\lambda, & \text{falls } E_\lambda > E_{\min} \end{cases}$$

$$b) \quad sx > E_{\min} \quad \begin{cases} E_0 = sx, & \text{falls } E_\lambda < sx \\ E_0 = E_\lambda, & \text{falls } E_\lambda > sx \end{cases}$$

Falls sich eine Verschiebung der kritischen Breite in grösseren Tiefen einmal beweisen liesse, so wäre hierin eine endgültige Bestätigung der hier diskutierten Annahme zu erblicken. In der Tat liegen nun in diesem Sinn die schon eingangs erwähnten. Resultate von CLAY <sup>(3)</sup>, der gerade die Strahlung, welche mehr als 1 Atm. durchsetzt hat, misst.

Unterdes haben sich aber neue Gesichtspunkte noch von ganz anderer Seite ergeben. Bei den bisherigen Überlegungen ist stillschweigend vorausgesetzt, dass es sich bei der fraglichen Strahlung um eine primäre Komponente handelt. Nun hat aber besonders MILLIKAN <sup>(4)</sup>

(1) W. HERTLER, « Proc. Roy. Soc. », 161, 261, 1937.

(2) A. H. COMPTON, R. A. TURNER, *loc. cit.*

(3) J. CLAY, *loc. cit.*

(4) J. S. BOWEN, R. A. MILLIKAN, H. V. NEHER, « Phys. Rev. », 46, 641, 1934; 52, 80, 1937; 53, 217, 1938.

die Meinung vertreten, dass die sämtlichen in der unteren Atmosphäre beobachteten Effekte sekundärer Natur seien. Hierfür sprechen in der Tat eine Reihe von Feststellungen. Nicht nur auf Meereshöhe, sondern auch in der Stratosphäre scheint der Breiteneffekt erst bei gegen  $50^\circ$  ein-

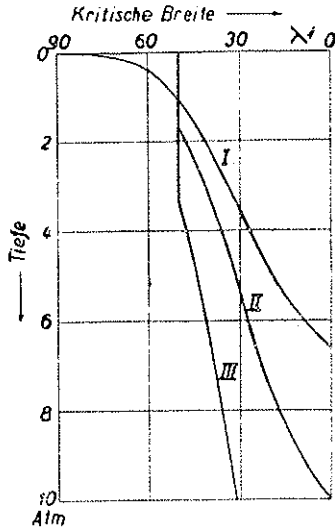


FIG. 5.

Verschiebung der kritischen Breite mit der Tiefe.

Kurve I nach der Absorptionstheorie. Kurve II und III bei primärer Begrenzung des Energiespektrums (für 2 verschiedene Werte von  $s$ )

zusetzen. Für das Energiespektrum des gesamten primär einfallenden Strahlenkomplexes hat MILLIKAN <sup>(1)</sup> auf Grund ziemlich allgemeiner Überlegungen gezeigt, dass es schon vor dem Einfall nach Erreichen eines Maximums wieder abfällt, also ganz den Verlauf zeigt, den wir für das Energiespektrum der in Meereshöhe vorherrschenden harten Komponente geschlossen haben. In der Tat, beide müssen etwa konform gehen, wenn letztere sekundärer Natur ist. Die Bildung von se-

<sup>(1)</sup> J. S. BOWEN, R. A. MILLIKAN, H. V. NEHER, « Phys. Rev. », 53, 855, 1938.

kundären Teilchen der notwendigen hohen Energie in der Stratosphäre ist von SCHEIN <sup>(1)</sup> auch direkt nachgewiesen worden.

Auch andere indirekte Überlegungen machen einen solchen Sachverhalt wahrscheinlich. Durch die Messungen besonders von WILSON <sup>(2)</sup> und BLACKETT <sup>(3)</sup> ist gezeigt worden, dass die durchdringende Komponente keine wesentlichen Strahlungsverluste und somit nur einen geringen spezifischen Energieverlust erleidet. Hierauf ist ja gerade ihre grosse Durchdringungsfähigkeit zurückzuführen. Der Gesamtenergieverlust ist also wahrscheinlich nicht viel grösser als der infolge Ionisation, und damit sollten die Teilchen der durchdringenden Komponente eben Reichweitenteilchen sein (Nichteindeutigkeit der E-R-Beziehung kann nur durch einen wesentlichen zusätzlichen Energieverlust bedingt sein), wie dies Blackett auch für wahrscheinlich ansieht. Wir haben aber eingangs gezeigt, dass gerade diese Annahme unvereinbar ist mit dem Verlauf der Absorptionskurve — unter der Voraussetzung, dass es sich um eine primäre Komponente handelt. Die Diskrepanz verschwindet aber sofort, wenn man zulässt, dass die Komponente sekundärer Natur ist.

Zu einer solchen Annahme gelangt man auch auf Grund von rein theoretischen Untersuchungen, nach EULER <sup>(4)</sup> und BHABHA <sup>(5)</sup>, über die verschiedenen Prozesse, welche bei der Absorption einer sehr energiereichen Elektronenstrahlung auftreten.

Es ist also heute wohl denkbar, dass die Komponente auf Seehöhe sekundärer Natur ist; ihr Breiteneffekt spiegelt im wesentlichen den ihrer Primärstrahlung wider, der sich seinerseits nur auf die obersten Atmosphärenschichten beschränkt. Man könnte vielleicht fragen, ob nun nicht dieser Effekt durch weitere terrestrische Einflüsse entstellt ist. Wenn solche auch nicht vollständig auszuschliessen sind, nachdem COMPTON und TURNER <sup>(6)</sup> gezeigt haben, dass tatsächlich noch Einflüsse

---

<sup>(1)</sup> M. SCHEIN, V. C. WILSON, « Phys. Rev. », 54, 304, 1938.

<sup>(2)</sup> J. G. WILSON, « Proc. Roy. Soc., London », 166, 482, 1938.

<sup>(3)</sup> P. M. S. BLACKETT, « Proc. Roy. Soc. London », 159, 1, 1937; 159, 19, 1937; 165, 11, 1938.

<sup>(4)</sup> H. EULER, « Naturwissenschaften », 26, 332, 1938.

<sup>(5)</sup> H. J. BHABHA, « Proc. Roy. Soc. London », 164, 257, 1938.

<sup>(6)</sup> *Loc. cit.*

bisher unbekannter Art beim Breiteneffekt mitspielen können, so kann die Konstanz der weichen Komponente in hohen Breiten sicherlich nur davon herrühren, dass ihr Teilchen der entsprechenden niedrigen Energien schon primär fehlen.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass das rasche Einsetzen des Breiteneffektes aller Wahrscheinlichkeit nach kein terrestrischer Effekt ist, sondern im Wesen der Energieverteilung der primären Strahlung begründet ist.

*Rio de Janeiro, Oktober 1938.*