

verboten. Es ist denkbar, daß eine erlaubte Spektralform auch dann zustande kommt, wenn das Spektrum der 3,26-MeV-Gruppe die für einfach verbotene Übergänge mit der Spinänderung 2 charakteristische Krümmung aufweist, aber weitere energieärmere β -Gruppen die Krümmung verdecken. Solche energieärmeren β -Gruppen müssen aber mit γ -Strahlung koinzidieren, und aus den $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen folgen obere Grenzen für ihre Intensitäten, z. B. für eine Gruppe der Grenzenergie 2,6 MeV die obere Intensitätsgrenze 4%. Mit γ -Strahlung koinzidierende β -Gruppen mit Grenzenergien > 2 MeV sind so intensitätsarm, daß durch sie nicht eine der Spinänderung 2 entsprechende Krümmung des Spektrums der 3,26-MeV-Gruppe hätte verdeckt werden können. Da der Grundzustand des RaC' Spin 0 und

gerade Parität hat, kommen für den Grundzustand des RaC nur ungerade Parität und Spin 0 oder 1 in Frage.

Das Zerfallsschema Abb. 5 enthält detailliertere Aussagen über die β -Komponenten als man sie etwa aus den Arbeiten von JOHANSSON²⁴ und ROWLAND²⁵ entnehmen kann. In bezug auf die Niveaus des RaC' besteht zwischen den drei Schemata im wesentlichen Übereinstimmung. ROWLAND²⁵ gibt jedoch zusätzlich Niveaus bei 0,85 und 2,45 MeV, JOHANSSON²⁴ bei 1,281 und 1,690 MeV an.

Herrn Prof. W. BOTHE danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und sein beständiges förderndes Interesse, Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR für die Herstellung von Emanations-Präparaten. Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft wurden benutzt.

Übergangseffekte der Ultrastrahlung in Blei unter besonderer Berücksichtigung der harten Komponente

Von H. BURMEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen *

(Z. Naturforsch. 12 a, 10—18 [1957]; eingegangen am 26. Oktober 1956)

In letzter Zeit sind einige Arbeiten^{1—4} mit dem übereinstimmenden Ergebnis erschienen, daß die Schauerauslösungskurve der kosmischen Strahlung keine höheren Maxima enthält. Mit der gleichen Zählrohranordnung und den gleichen Zählrohren wie bei THURN und BOTHE⁵ wurde die Rossi-Kurve bis zu einer Bleidicke von 40 cm gemessen. Soweit vergleichbar, entspricht das Ergebnis dem der genannten Arbeiten. In keiner der gemessenen Kurve ist ein zweites Maximum festzustellen. Durch eine geeignete Anordnung von Zählrohren unter einer zweiten Bleischicht und durch besondere Koinzidenz-Schaltungen war es jedoch darüber hinaus möglich, die bei der Schauererzeugung beteiligte Höhenstrahlung weitgehend in ihre Komponenten aufzuspalten.

1. Versuchsanordnung

Der geometrische Aufbau der Apparaturen war im wesentlichen der gleiche wie bei THURN und BOTHE^{5, **}. Hinzu kam aber eine zweite Bleischicht (Absorptionsschicht) 1,20 m unter dem Schauerstrahler mit einer Zählrohrlage darunter. Der Aufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

Die erste Bleischicht, der eigentliche Schauerstrahler I, bedeckte eine Fläche von $60 \times 60 \text{ cm}^2$ und besaß eine variable Dicke. Sie lag in 182 cm Höhe auf einem Holz-

brett von $100 \times 60 \times 4 \text{ cm}^3$. Die zweite Bleischicht II wurde in 42 cm Höhe von einer 1,5 cm starken Eisenplatte getragen, bedeckte eine Fläche von $100 \times 100 \text{ cm}^2$ und war 15 cm dick. Alle Zählrohrlagen bestanden aus Messingzählrohren mit einer Argon-Alkohol-Füllung. Sie waren außen geerdet. Die positive Hochspannung wurde den Zähldrähten (Stahl: 0,2 mm) über $7 \text{ M}\Omega$ -Widerstände zugeführt und konnte in Kreuzschienenverteilern einzeln reguliert werden.

Die Zählrohrlage A lag unmittelbar auf dem Schauerstrahler und bestand aus siebzehn dicht gepackten Rohren von 60 cm Länge, 3 cm Außendurchmesser und 0,05 cm Wandstärke mit einer Argon-Alkohol-Füllung

* Die vorliegende Arbeit wurde vor 2 Jahren abgeschlossen. Ihre Veröffentlichung wurde von Herrn BURMEISTER auf meine Bitte hin zurückgestellt, bis die Heidelberger Gruppe ihre Untersuchungen abgeschlossen hatte. Ihre nachträgliche Veröffentlichung erfolgt auf Vorschlag der Heidelberger Gruppe. K. WIRTZ.

¹ H. FAISSNER, K. H. LAUTERJUNG u. B. SCHIMMER, Z. Naturforsch. 11 a, 315 [1956].

² H. FAISSNER, K. H. LAUTERJUNG u. B. SCHIMMER, Z. Naturforsch. 11 a, 549 [1956].

³ C. JANOSSY u. L. NAGY, Z. Naturforsch. 11 a, 312 [1956].

⁴ G. PFOTZER, Z. Naturforsch. 10 a, 718 [1955].

⁵ H. THURN u. W. BOTHE, Z. Naturforsch. 6 a, 576 [1951].

** Weitere Arbeiten siehe Anmerkungen bei den bereits zitierten Arbeiten^{1, 5}.



im Volumen-Verhältnis 9 : 1 vom Gesamtdruck 140 mm Hg.

Die zweite Lage b_1 befand sich 95 cm unter dem Schauerstrahler auf zwei dünnen Messingschienen und bestand aus zwölf Zählrohren mit 4,5 cm Achsenabstand, 4 cm Innendurchmesser, 0,1 cm Wandstärke und einer Füllung von 50 mm Hg im Verhältnis 3 : 2, wie sie auch von THURN und BOTHE benutzt wurden. Der Lage b_1 folgte 7 cm unter ihr die gleichbeschaffene Lage b_2 , deren Zählrohre aber zu denen der Lage b_1 senkrecht lagen. Beide Lagen zusammen bildeten die Doppel-lage B.

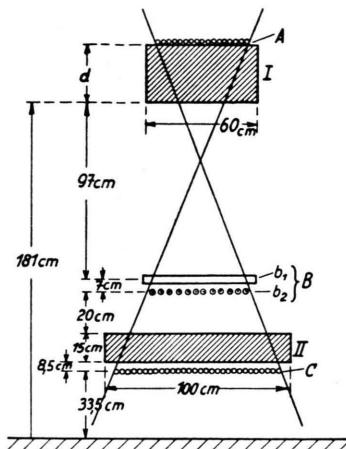


Abb. 1. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung.

Die Lage C bestand aus dreißig dicht gepackten Zählrohren von 100 cm Länge, 0,1 cm Wandstärke, aber sonst gleicher Art wie die der Lage A, und war 8,5 cm unter Absorptionsschicht II angebracht. Zählrohre und Blei waren in einem eisernen Gestell untergebracht.

In der Doppel-lage B war jede der beiden Lagen b_1 und b_2 in vier gleiche Gruppen zu je vier Zählrohren geteilt. In jeder Gruppe wurde zwischen einem der beiden äußeren parallelgeschalteten Rohre und dem mittleren eine Zweifachkoinzidenz verlangt (Abb. 2). Die vier Gruppen einer Lage waren unter

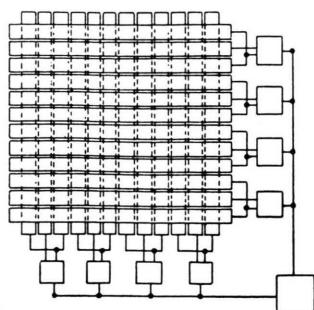


Abb. 2. Schaltung der Zählrohr-doppel-lage B.

sich wieder parallel und mit den vier Gruppen der anderen Lage in zweifacher Weise in Koinzidenz geschaltet: In der Schaltung B_1, \dots (sprich B_1 oder mehr) wurde verlangt, daß in jeder Lage mindestens eine Gruppe, in der Schaltung $B_{(1)}$ (sprich B_1 und nur 1) dagegen eine und nur eine Gruppe in jeder Lage ansprach.

Gemessen wurden Zweistrahlsschauer mit einem mittleren Divergenzwinkel von $3,7^\circ$.

Die Zählrohr-lage A diente in Koinzidenz mit B dazu, die Schauer zu messen, bei denen von oben ionisierende Teilchen in den Schauerstrahler einfießen. Die siebzehn Zählrohre dieser Lage waren parallelgeschaltet und ließen folgende Koinzidenzbedingungen zu: ein oder mehr Zählrohre (A_1, \dots), mindestens zwei Zählrohre (A_2, \dots), usw. Die Bedingung ein und nur ein Zählrohr ($A_{(1)}$) war entweder durch eine Antikoinzidenzschaltung oder durch die Differenzbildung $A_1, \dots - A_2, \dots = A_{(1)}$ zu erreichen.

Die Zählrohr-lage C diente zur Registrierung der Teilchen, die noch die darüber liegende 15 cm starke Bleischicht II durchdrangen. Die dreißig Zählrohre waren wie in Lage A parallel geschaltet und boten die gleichen Koinzidenzmöglichkeiten.

Die einzelnen Zählrohr-lagen konnten in mannigfacher Weise in Koinzidenz bzw. Antikoinzidenz geschaltet werden. Die wichtigsten Schaltungen seien im folgenden kurz charakterisiert.

B_1, \dots : Alle Schauer (auch seitlich einfallende), welche die im 6. Absatz beschriebene doppelte Zweifachkoinzidenz erfüllen.

$B_{(1)}$: desgl., nur werden ausgedehnte Schauer großer Dichte nicht gezählt.

$A_1, \dots B_{(1)}$: $B_{(1)}$ -Schauer, die im Schauerstrahler durch ein oder mehrere ionisierende Teilchen ausgelöst werden, oder von außen kommende, bei denen gleichzeitig (d. h. innerhalb der Koinzidenzzeit) ein oder mehr ionisierende Teilchen in die Lage A eindringen.

$A_1, \dots B_{(1)} C_1, \dots$: dgl., von harten Teilchen begleitet bzw. ausgelöst.

$A_2, \dots B_{(1)}$: $B_{(1)}$ -Schauer, bei denen mindestens zwei ionisierende Teilchen in A eindringen.

$B_{(1)} C_1, \dots$: alle einigermaßen senkrecht einfallenden $B_{(1)}$ -Schauer mit harter Komponente.

Aus den Ergebnissen dieser Einstellungen lassen sich durch Subtraktion einige weitere Resultate gewinnen:

$A_{(1)} B_{(1)} = (A_1, \dots B_{(1)}) - (A_2, \dots B_{(1)})$:

$B_{(1)}$ -Schauer, die durch ein und nur ein Teilchen im Schauerstrahl ausgelöst werden. Hier können Seitenschauer fast sicher ausgeschlossen werden,

da solche in Lage A mit großer Wahrscheinlichkeit – wenn überhaupt – mehr als ein Zählrohr auslösen würden [s. Abschn. 3.1; 5. Absatz].

$A_{(0)} B_{(1)} = B_{(1)} - (A_1, \dots, B_{(1)})$:

$B_{(1)}$ -Schauer, die – von den Seitenschauern abgesehen – durch nicht-ionisierende Teilchen ausgelöst werden.

u. a. m.

Durch Kontrollmessungen wurden die Differenzbeziehungen geprüft und ihre Gültigkeit bestätigt.

Auf die elektronische Anlage soll hier nicht eingegangen werden.

2. Die Messungen

Abb. 3 zeigt die Übergangskurve für die Koinzidenzbedingung B_1, \dots und $B_{(1)}$ (normale Rossi-Kurve). Zur Veranschaulichung dieser Bezeichnungsweise, die mit den Erklärungen im 1. Abschnitt an sich schon eindeutig und verständlich ist, ist jeder Kurve noch eine Schaltkizze beigefügt. Es handelt sich hier um enge Schauer ionisierender Teilchen, die in jeder der beiden Zählrohrlagen b_1 und b_2 entweder eine oder mehr Gruppen (B_1, \dots) oder eine und nur eine Gruppe ($B_{(1)}$) von zwei nebeneinanderliegenden Zählrohren (Abb. 5) auslösen. Die dritte Kurve setzt sich aus gemessenen und berechneten Punkten zusammen und ist das Ergebnis der Bedingung $A_{(0)} B_{(1)}$. Hier sind die Schauer nicht mitgezählt, die durch ionisierende Teilchen im Schauerstrahler ausgelöst werden, bzw. solche, bei denen die Lage A gleichzeitig anspricht.

Abb. 4 zeigt die Kurven der Schauer, bei denen mindestens ein ($A_1, \dots, B_{(1)}$) und mindestens zwei ($A_2, \dots, B_{(1)}$) ionisierende Teilchen in die Lage A einfallen. Ihre Differenz ergibt die mittlere Kurve $A_{(1)} B_{(1)}$, die im wesentlichen die Häufigkeit der Schauer wiedergibt, die durch ein und nur ein Teilchen im Schauerstrahler ausgelöst werden (s. Abschnitt 1, drittletzter Absatz).

Abb. 5 bringt die Kurve, bei der die Doppellage B und die Lage C in Koinzidenz geschaltet wurden ($B_{(1)} C_1, \dots$), ferner den Anteil der oberen Kurve in Abb. 4, bei dem die Schauer von harten ionisierenden Teilchen begleitet waren ($A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$). Die Differenz der Kurven $A_1, \dots, B_{(1)}$ und $A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$ ergibt die mittlere in Abb. 5, die man auch erhalten hätte, wenn die Lage C in Antikoinzidenz geschaltet worden wäre.

In Abb. 6 und 7 sind schließlich noch die Kurven einer weiteren Meßreihe gezeigt, bei der die Zähl-

rohrlage b_2 ganz ausgeschaltet und in der Lage b_1 gewöhnliche Zweierkoinzidenzen (B_2, \dots) verlangt wurden. Dazu war nur eine kleine Umschaltung der Zählrohre notwendig. Die Lage b_2 wurde auch hier wieder mit den Lagen A und C in Koinzidenz geschaltet. Die dabei gestellten Bedingungen sind aus Abb. 7 zu ersehen.

Die einzelnen Punkte der verschiedenen Kurven wurden durch statistische Mittelung aus mehreren Meßwerten gewonnen, die sich aus den meist etwa 24-stündigen Messungen ergaben. Diese Werte wiesen oft beträchtliche Unterschiede voneinander auf. Für solche Schwankungen kamen zwei Ursachen in Frage.

1. Abhängigkeit der Zählrate von Spannungsschwankungen

Zur Erzeugung der Anodenspannung wurde ein röhrenstabilisiertes Netzgerät verwendet, dessen Stabilität so groß war, daß Schwankungen der Anodenspannung für eine Änderung der Zählrate nicht der Grund sein konnten.

Die Hochspannung wurde dagegen in einem nur glimmlampenstabilisierten Gerät mit geringerer Spannungskonstanz erzeugt. Es wurde aber festgestellt, daß Schwankungen der Hochspannung als Ursache nicht in Betracht kamen. Der Anstieg der Zählrohrplateaus war zu klein, um ins Gewicht zu fallen. Er wurde mehrfach gemessen und ergab sich für die verwendeten Zählrohre bei einer Plateaulänge von ungefähr 200 Volt zu 1% pro 100 Volt. Auch eine Abhängigkeit des Meßergebnisses von der Zählrohrimpulshöhe, die bei einer empfindlichen Einstellung des Vorverstärkers von Bedeutung sein könnte, war in den Grenzen der auftretenden Netzschwankungen nicht bemerkbar; systematische Messungen dazu hatten ein negatives Ergebnis.

Für die Annahme sonstiger apparativer Schwankungen bestand kein Grund.

2. Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung als Folge von Zustandsänderungen in der Atmosphäre

Die Annahme solcher Änderungen als Ursache für Schwankungen der Zählraten war durchaus naheliegend, da ja die Dichte und Beschaffenheit der Luftsicht auf die Entwicklung der einzelnen Komponenten der kosmischen Strahlung einen Einfluß haben muß. So wurde eine systematische Beziehung zwischen dem mittleren Luftdruck und dem Ergebnis der Koinzidenzeinstellungen $B_1, \dots, B_{(1)}$ und $A_{(0)} B_{(1)}$ bemerkt; und zwar wurde eine Abnahme der Zählrate mit steigendem Luftdruck mit in erster Näherung linearer Abhängigkeit festgestellt. Ihre Größe wurde graphisch ermittelt. Sie betrug bei der Haupt-

messung für die Ergebnisse der Bedingung $B_{1,\dots}$ 2,8 Koinzidenzen pro Stunde und mbar, für $B_{(1)}$ 2,8 Ko/h mbar und für $A_{(0)} B_{(1)}$ 3,0 Ko/h mbar. Mit diesen Werten wurden die Meßwerte auf 1000 mbar korrigiert. Das Ergebnis war schon nach dieser einfachen Korrektur befriedigend. Bei allen übrigen Kurven konnten solche Korrekturen nicht angebracht werden, da die Zählraten zu klein, d. h. die statistischen Schwankungen zu groß waren.

Die Fehlergrenzen wurden auf zwei Arten ermittelt. Einmal wurde der statistische Fehler der Mittelwerte, zum anderen aus den Schwankungen der Einzelwerte ihr mittlerer quadratischer Fehler berechnet. Beide waren bei fast allen Punkten von der gleichen Größenordnung. Der in den Kurven angegebene ist stets der größere von den beiden.

Die für die einzelnen Punkte angegebenen Fehlergrenzen sind trotzdem mit einer gewissen Vorsicht zu bewerten. Die Angabe des mittleren quadratischen Fehlers charakterisiert die Unsicherheit der Punkte u. U. noch nicht hinreichend, da z. Tl. für einen Kurvenpunkt nur drei Messungen verwertet wurden. Wurden diese unter gleichen (atmosphärischen) Bedingungen, z. B. an drei aufeinanderfolgenden Tagen gemacht, so waren ihre Abweichungen voneinander gering, d. h. der berechnete Fehler klein. Wurde dagegen der Meßpunkt unter anderen Bedingungen noch einmal gemessen, so konnten sich größere Abweichungen ergeben, die wiederum einen größeren Fehler bedingen. Mit der oben beschriebenen Luftdruckkorrektur ist ja nur eine der möglichen Schwankungsursachen erfaßt worden. Für andere Korrekturen (Temperatur, Jahreszeit) war die Statistik zu klein. Nach dem Gesagten sollte man, um vor Fehlschlüssen bewahrt zu bleiben, beim Vergleich der Meßpunkte miteinander die größeren Fehler auch für die Punkte mit kleineren als gültig ansehen.

Außer den schon erwähnten Nebenmessungen zur Prüfung der Spannungsabhängigkeit der Ergebnisse und zur Plateau-Untersuchung wurden solche zur Bestimmung der Auflösungs- und Totzeit der Apparatur durchgeführt. Auf sie soll hier nicht eingegangen werden. Sie ergaben allgemein die Unabhängigkeit der Meßergebnisse von der Empfindlichkeitseinstellung der Apparatur.

3. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen hauptsächlich die Ergebnisse der ersten Meßreihe besprochen werden. Die zweite Meßreihe soll anschließend zur Bestätigung der zuerst diskutierten Ergebnisse herangezogen und nur in ihren Abweichungen genauer diskutiert werden. Schließlich sollen sie mit Kurven aus anderen Arbeiten verglichen werden.

1. Die einzelnen Ergebnisse und ihre Beziehungen zueinander

Auf der Kurve $B_{(1)}$ in Abb. 3 bauen sich die folgenden Messungen der Hauptmeßreihe auf. Sie gibt die Gesamtzahl aller Schauer wieder, die die gestellte Bedingung $B_{(1)}$ erfüllen, d. h. Schauer, die aus mindestens zwei geladenen Teilchen bestehen, welche unter einem Winkel zwischen $0,4^\circ$ und $7,0^\circ$ in die Doppelzählrohrlage B eingefallen, sofern sie aus dem Schauerstrahler kommen. Die Größe der Schauer, d. h. ihre wirkliche Teilchenzahl, wird so nicht festgestellt. Um aber doch in der Größe eine ungefähre obere Schranke zu haben, wurden die Schauer, bei denen zwei weitere Teilchen in einer der beiden Zählrohrlagen eine weitere Zählrohrgruppe auslösten, nicht mitgezählt. Die Zahl dieser ausgedehnteren Schauer wird von der Differenz der Kurven $B_{1,\dots}$ und $B_{(1)}$ in Abb. 3 wiedergegeben. Sie beträgt ungefähr 12% der Zahl der $B_{(1)}$ -Schauer (s. unten).

Die Zahl der Schauer nimmt mit wachsender Dicke des Schauerstrahlers zunächst stark zu, erreicht ein Maximum (Rossi-Maximum) bei etwa 12 mm, fällt dann bis ca. 60 mm exponentiell ab und bleibt im weiteren Verlauf konstant. Diese konstante Höhe der Kurve gibt offenbar die Zahl der Schauer wieder, die nicht aus dem Blei kommen, also der Seitenschauer. Der Abfall der μ -Mesonen, der in den unten zu besprechenden Kurven sichtbar wird, ist hier wegen des hohen Untergrundes nicht zu bemerken. Das Maximum erhebt sich um 11% über das konstante Niveau. Es stellt die Überlagerung einer reinen Absorptionskurve (gestrichelt gezeichnet) und einer Kurve dar, die die Kaskadenbildung wiedergibt. Der Abfall der Absorptionskurve entspricht etwa der Strahlungslänge eines Elektrons in Blei von $x = 0,567$ cm, das ist der Weg, auf dem die Energie eines Elektrons infolge von Bremsstrahlung auf $1/e$ absinkt.

Durch Vergleich der Kurven $B_{(1)}$ und $B_{1,\dots}$ erkennt man, daß bei den Kaskadenschauern, die aus dem Schauerstrahler kommen, der Anteil der großen und ausgedehnten größer ist als bei den Seitenschauern. Das Maximum der Kurve $B_{1,\dots}$ hat eine Höhe von 14%, ist also um 3% höher als das der Kurve $B_{(1)}$. Sonst zeigen beide Kurven den gleichen weiteren horizontalen Verlauf, der durch die Seitenschauer bedingt ist. Weitere Maxima sind nicht festzustellen. Etwa vorhandene müßten kleiner als 2 bis 3%, also mindestens viermal so klein wie das Rossi-Maximum sein. Auffallend ist nur, daß die Punkte

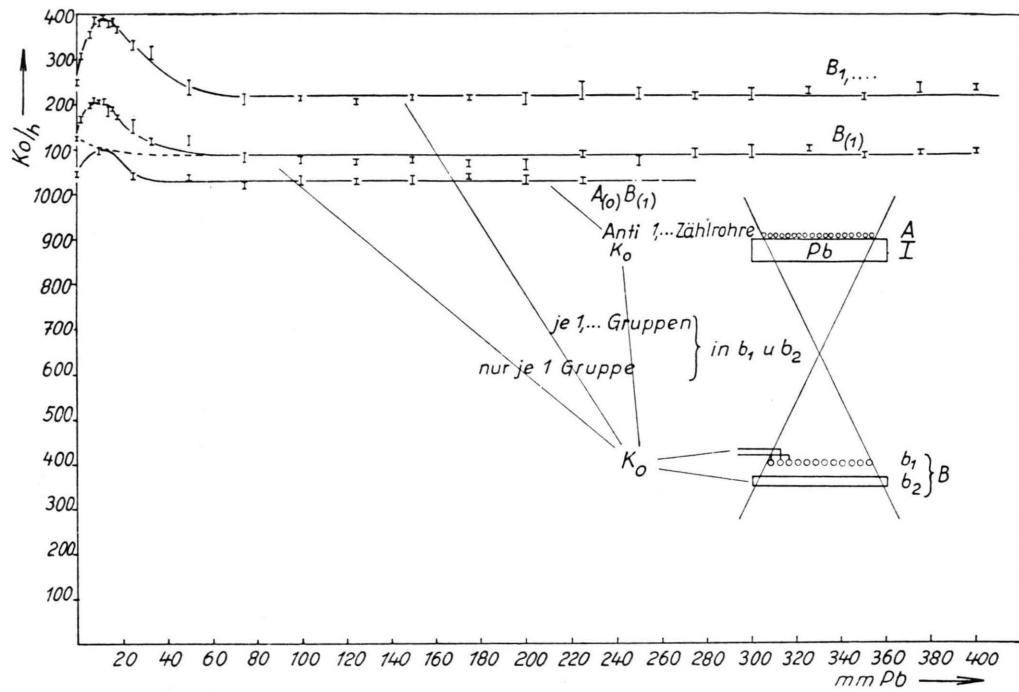


Abb. 3. Übergangskurven der ersten Meßreihe. Die Vorfilterung betrug bei allen Messungen ca. 20 g/cm² Beton. Alle Kurven sind auf 1000 mbar korrigiert. Es bedeutet 1, ... : eins oder mehr; 2, ... : zwei oder mehr; (1) : eins und nur eins, usw. Zählrohre bzw. Zählrohrgruppen.

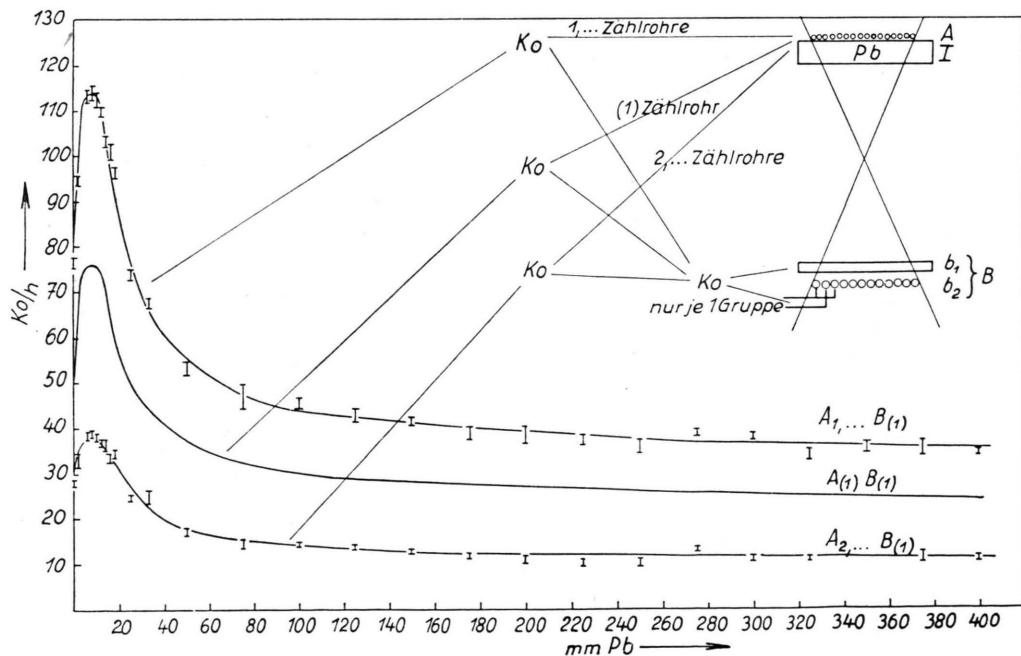


Abb. 4. Übergangskurven der ersten Meßreihe.

für größere Bleidicken (über 220 mm) durchschnittlich höher liegen als die unter 220 mm. Die dazugehörigen Messungen wurden hauptsächlich im Dezember und Januar, die anderen dagegen im Sommer und Herbst gemacht. Es liegt die Vermutung nahe, daß der Anstieg damit zusammenhängt.

Die Ereignisse, deren Häufigkeit in der Kurve $B_{(1)}$ wiedergegeben ist, lassen sich, je nachdem ob die Zählrohrlage A ausgelöst wird oder nicht, in zwei Gruppen teilen: In der einen werden solche $B_{(1)}$ -Schauer gezählt, bei denen in die Zählrohrlage A und damit in den Schauerstrahler ein oder mehr geladene Teilchen einfallen. Das Ergebnis ist die Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ in Abb. 4. Die andere Gruppe enthält demzufolge nur Schauer, bei denen gerade keine geladenen Teilchen A auslösen. Diese Gruppe enthält vor allem Seitenschauer, was in der entsprechenden Kurve $A_{(0)} B_{(1)}$ * den hohen Untergrund erklärt. Außerdem enthält sie aber auch die Schauer, die durch Photonen im Blei ausgelöst werden. Die Zahl der durch Neutronen ausgelösten Schauer ist hier sicher zu vernachlässigen. Da man wohl annehmen kann, daß in den für die Kaskadenbildung in Frage kommenden Energiebereichen Photonen und Elektronen die gleiche Häufigkeit haben, sollte man zunächst erwarten, daß das Rossi-Maximum in beiden Kurven ($A_1, \dots, B_{(1)}$ und $A_{(0)} B_{(1)}$) die gleiche Absoluthöhe hat. Das ist tatsächlich ungefähr der Fall. Nun wird aber der Schauerstrahler von den Zählrohren der Lage A nur zu drei Vierteln überdeckt, was bedeutet, daß in der Kurve $A_{(0)} B_{(1)}$ auch ein Viertel der $B_{(1)}$ -Schauer mitgezählt wird, die durch Elektronen ausgelöst werden. Das Höhenverhältnis dürfte daher nicht 1 : 1, sondern müßte 3 : 5 heißen. Dieser Widerspruch löst sich zwangslässig, wenn man bedenkt, daß die im Blei ausgelösten Schauer auch noch Weiterentwicklungen von Schauern aus der Decke sein können, d. h., daß dabei sowohl Elektronen als auch Photonen in das Blei einfallen.

Ein ungefähres Maß für die Häufigkeit solcher Schauer bietet die Kurve $A_2, \dots, B_{(1)}$ in Abb. 4. Tatsächlich erhält man das oben erwähnte Verhältnis 3 : 5, wenn man die Absoluthöhe des Rossi-Maximums der Kurve $A_2, \dots, B_{(1)}$ vom Maximum der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ abzieht, wovon man sich an Hand der resultierenden Kurve $A_{(1)} B_{(1)}$ überzeugen kann. Während die Kurve $A_{(0)} B_{(1)}$, abgesehen von der Höhe des Rossi-Maximums, gegenüber $B_{(1)}$ nichts Neues bringt, d. h. bis auf eine konstante Differenz den gleichen horizontalen Verlauf zeigt, fällt die

Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ in Abb. 4 auch für größere Bleidicken weiter ab. Um die Absorption von Elektronen selbst höchster Energie kann es sich bei dieser Materiemenge nicht handeln. Der Abfall muß die Absorption von Protonen oder μ -Mesonen darstellen. Jedoch wird man die Zahl der von Protonen verursachten Effekte gegenüber der Zahl der von μ -Mesonen ausgelösten wegen der hundertfach geringeren Häufigkeit der Protonen vernachlässigen können. Natürlich können μ -Mesonen in der Doppellage B nur gezählt werden, wenn sie von einem oder mehreren Knock-on-Elektronen bzw. von durch diese ausgelösten weiteren Elektronen begleitet werden. Wenn es sich also bei dem Abfall der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ um eine μ -Mesonenabsorption handelt, ist zweierlei zu erwarten: a) beim Einfall der Mesonen in den Schauerstrahler wird in den meisten Fällen in der Zählrohrlage A ein und nur ein Zählrohr ausgelöst werden; b) sie werden auch noch unter der 15 cm dicken Bleischicht II in der Lage C gezählt werden können. Das heißt: beide unter diesen Bedingungen aufgenommenen Kurven, nämlich die Kurven $A_{(1)} B_{(1)}$ in Abb. 4 und $A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$ in Abb. 5 müssen den gleichen Absolutabfall zeigen wie $A_1, \dots, B_{(1)}$, oder anders ausgedrückt: die zu ihnen komplementären Kurven $A_2, \dots, B_{(1)}$ und $A_1, \dots, B_{(1)} C_{(0)}$ müssen für größere Bleidicken auf gleicher Höhe bleiben. Tatsächlich übernimmt aber die Kurve $A_{(1)} B_{(1)}$ den Abfall der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ nur zu drei Vierteln und die Kurve $A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$ zu zwei Dritteln, während ihn die komplementären Kurven $A_2, \dots, B_{(1)}$ und $A_1, \dots, B_{(1)} C_{(0)}$ zu einem Viertel bzw. zu einem Drittel übernehmen. Das bedeutet aber: 1. daß ein Viertel der μ -Mesonen die Koinzidenz $A_2, \dots, B_{(1)}$ auslösen, d. h., schon während sie in den Schauerstrahler eindringen von einem Elektron begleitet sein oder das zweite Zählrohr durch ein rückgestreutes Elektronen auslösen müssen; 2. daß ein Drittel der μ -Mesonen, die die Doppellage B auslösen, nicht die Lage C erreicht, d. h. in der Bleischicht II absorbiert wird oder den Schauerstrahler schräg durchdringt und die Doppellage B nicht selbst trifft, sondern mindestens zwei B treffende Elektronen auslöst. Der Abfall der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$ entspricht etwa der Absorption von μ -Mesonen, hat also praktisch keinen Untergrund. Für die Kurve $A_{(1)} B_{(1)}$ muß man dagegen noch einen Untergrund von ca. 14 Ko/h gleich 17% der Höhe des Rossi-Maximums annehmen. Die oben ausgesprochene Ver-

* s. Abb. 3.

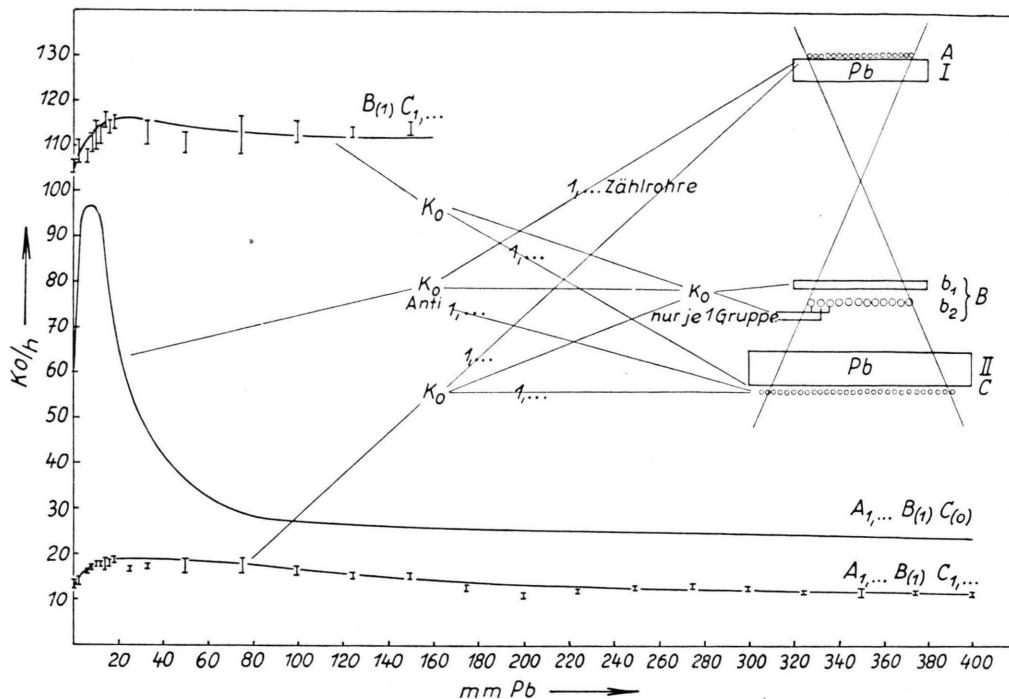


Abb. 5. Übergangskurven der ersten Meßreihe.

mutung, nach der für diese Koinzidenzbedingung Seitenschauer ausgeschlossen wurden, ist in diesem Sinne etwas einzuschränken.

Die Kurve $A_1, \dots, B_{(1)} C_1, \dots$ hat, wie zu erwarten, zu Anfang eine andere Gestalt als alle bisher besprochenen: das einer Absorptionskurve überlagerte Rossi-Maximum fehlt, da die zu seiner Erzeugung notwendige weiche Komponente durch die 15 cm dicke Bleischicht II absorbiert wird. Statt dessen ist bis zu einer Bleidicke von 20 mm ein Anstieg von 40% zu bemerken, der als Sättigungseffekt der Knock-on-Elektronen zu erklären ist. Solange über der Doppellage B kein Blei liegt, können die Mesonen die scharfe Koinzidenzbedingung nicht erfüllen, sofern sie nicht von Elektronen begleitet werden. Mit wachsender Bleidicke nimmt die Zahl der Knock-on-Elektronen, die dann die Koinzidenz auslösen, zu, bis ihre Absorption ebenso groß wie ihre Erzeugung ist. Dann bleibt ihre Zahl der Zahl der μ -Mesonen proportional. Die Kurve $B_{(1)} C_1, \dots$ zeigt einen ähnlichen Anstieg; er ist absolut nur etwas größer, weil hier auch die Mesonen mitgezählt werden, die die Zählrohrlage A nicht auslösen.

Obgleich der Untergrund auch bei den Kurven der Abb. 4 und 5 relativ hoch ist — bei der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ beträgt er z. B. etwa 20 Ko/h, eine Zahl,

die mit Hilfe der Kenntnis der μ -Mesonenabsorption berechnet wurde —, lassen sich Aussagen über Unregelmäßigkeiten in der Rossi-Kurve mit viel größerer Sicherheit machen als bei der Grundkurve $B_{(1)}$ in Abb. 3. Während in ihr das Rossi-Maximum nur eine Höhe von 11% hatte, erreicht es in der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ eine Höhe von 145% bezogen auf 100 mm Blei. Auf den Anfangswert der Kurven bezogen (Bleidicke = 0) betragen die Höhen 7 bzw. 50%. Weitere Maxima sind auch in den Kurven der Abb. 4 und 5 nicht festzustellen. Etwa vorhandene müßten in der Kurve $A_1, \dots, B_{(1)}$ mindestens um den Faktor zehn kleiner als das Rossi-Maximum sein.

Die Ergebnisse der zweiten Meßreihe lassen sich mit denen der Hauptmeßreihe wegen der anderen Koinzidenzbedingungen nicht direkt vergleichen. Bei ihr waren die gestellten Bedingungen weniger scharf. Es wurde in der Lage b_1 nur eine Koinzidenz zwischen zwei beliebigen Zählrohren verlangt. Deshalb sind die Absolutwerte der Kurven erheblich höher. Aus dem gleichen Grund hebt sich das Rossi-Maximum der Kurve B_2, \dots in Abb. 6 fast nicht vom Untergrund ab. Bei den Kurven mit schärferen Koinzidenzbedingungen der Abb. 7 kommt es wieder gut heraus. Im übrigen lassen die Kurven die gleichen Schlüsse zu wie die entsprechenden der Hauptmeß-

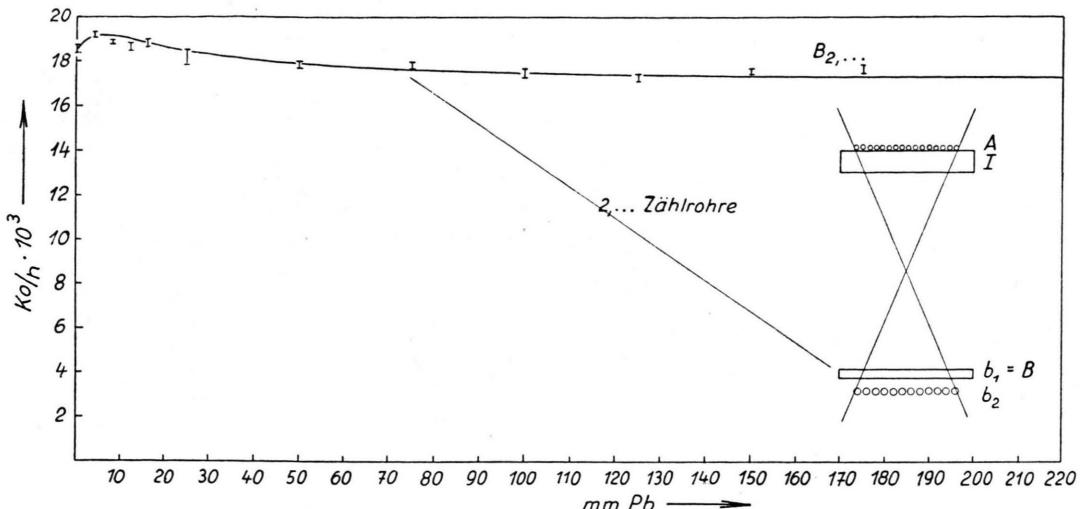


Abb. 6. Übergangskurven der zweiten Meßreihe.

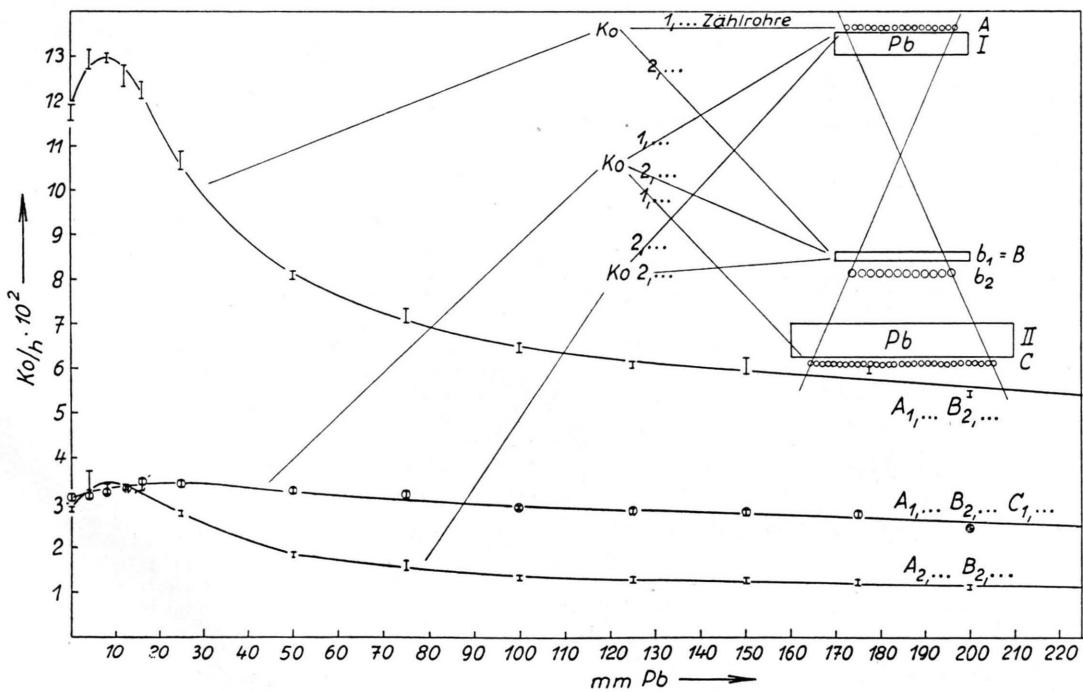


Abb. 7. Übergangskurven der zweiten Meßreihe.

reihe. Von der Existenz eines zweiten Maximums ist im Rahmen der Meßgenauigkeit auch hier nichts zu bemerken.

2. Vergleich der Ergebnisse mit denen anderer Arbeiten

Es besteht die Schwierigkeit, daß ein genauer Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren nur möglich ist, wenn auch die Geometrieverhältnisse und die

gestellten Koinzidenzbedingungen vergleichbar sind. Dies ist nur bei wenigen Arbeiten, u. a. der schon mehrfach erwähnten Arbeit von THURN und BOTHE⁵, der Fall, allerdings hier auch nur für eine, nämlich die obere Kurve der Abb. 3b. Mit der bisher gebrauchten Bezeichnungsweise ist es die Kurve B_1, \dots . Sie hat einen völlig anderen Charakter als die B_1, \dots Kurve dieser Arbeit in Abb. 3. Beiden gemeinsam ist lediglich die Höhe des Untergrundes und die Lage des Rossi-Maximums. Schon dessen Höhe ist in bei-

den Kurven verschieden; sie verhalten sich wie 3 : 1. Ein zweites und ein drittes Maximum wie bei THURN und BOTHE ist in Abb. 3 nicht erkennbar. Derselbe Widerspruch tritt auf, wenn man noch die Kurven a_1 und c in Abb. 6 der erwähnten Arbeit hinzunimmt, die sich etwa mit den Kurven $A_{(1)}B_{(1)}$ und $A_{(0)}B_{(1)}$ dieser Arbeit vergleichen lassen.

Volle Übereinstimmung besteht mit der Arbeit von FAISSNER u. a.¹. Entsprechend der Tatsache, daß bei der Aufnahme der Kurve B_1, \dots die Strahlung von ca. 20 g/cm² Beton vorgefiltert wurde, ist zwischen den beiden Kurven a und b der Abb. 2 der genannten Arbeit zu interpolieren. Die Überhöhung des Rossi-Maximums beträgt hier wie dort ca. 180 Ko/h.

Die gleiche Übereinstimmung besteht mit dem Ergebnis der Arbeit von JANOSSY und NAGY³. Auch die Arbeiten von MAZE⁶ und PFOTZER⁴ liefern ähnliche Ergebnisse.

Die Veröffentlichungen aller übrigen Autoren, die die Übergangskurven untersucht haben, lassen sich aus dem schon mehrfach angedeuteten Grunde der anderen Geometrieverhältnisse nicht zum Vergleich mit dieser Arbeit heranziehen.

⁶ R. MAZE, Phys. Rev. **85**, 697 [1952].

Zusammenfassung

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, die Übergangskurve für Blei jenseits des durch die Kaskadentheorie als Folge der weichen Komponente der kosmischen Strahlung erklärten Maximums bei etwa 10 mm (Rossi-Maximum) auf weitere Anomalien hin zu untersuchen, wie sie von mehreren Autoren gefunden worden sind. Um die auftretenden Effekte als Folge der sie verursachenden Komponente zu erkennen, wurde von vornherein darauf Wert gelegt, durch geeignete Anordnungen von Zählrohrlagen und Bleischichten die einzelnen Komponenten zu trennen.

Im Sinne der gestellten Aufgabe muß das Ergebnis der Arbeit als negativ angesehen werden. In allen unter verschiedenen Koinzidenzbedingungen aufgenommenen Kurven ist das Rossi-Maximum, sofern die weiche Komponente nicht ausgeschaltet wurde, gut zu erkennen. Anzeichen für weitere Maxima fehlen. Der Verlauf aller gemessenen Kurven läßt sich zwangslässig mit den bekannten Eigenschaften der kosmischen Strahlung deuten.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und sein ständiges Interesse an ihrem Fortgang bin ich Herrn Prof. Dr. WIRTZ zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. SCHULTZ danke ich besonders für wertvolle Diskussionen beim Aufbau der Apparatur und bei der Auswertung der Ergebnisse.

Zur Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit in nichtpolaren Halbleitern

Von DIETER DORN

Aus dem Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig
(Z. Naturforsch. **12 a**, 18—22 [1957]; eingegangen am 26. Oktober 1956)

Als Erweiterung der bisherigen BLOCHSchen Theorie wird die Energieänderung der Elektronen beim Zusammenstoß mit den thermischen Gitterschwingungen berücksichtigt. Die etwas abgeänderte BLOCHsche Integralgleichung kann wie in der bisherigen Theorie nur für hohe Temperaturen relativ zu einer Bezugstemperatur Θ von weniger als 1°K gelöst werden. Die hierbei notwendige Beschränkung auf Elektronen mittlerer und hoher Energie wird durch Anwendung eines Variationsverfahrens umgangen. Die sich ergebende Korrektur wirkt in Richtung auf eine Vergrößerung der Beweglichkeit gegenüber dem gewöhnlichen $T^{-\frac{3}{2}}$ -Gesetz, die mit abnehmender Temperatur wächst. Eine Extrapolation auf tiefe Temperaturen läßt vermuten, daß im Gebiet einiger Grad KELVIN eine andere Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit als bei normalen Temperaturen vorliegt.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem akustischen Zweig der thermischen Gitterschwingungen in nichtpolaren Halbleitern ist schon von verschiedenen Autoren behandelt worden (vgl. SOMMERFELD und BETHE¹, WILSON², SEITZ³, BARDEEN und SHOCKLEY⁴). Hinsichtlich der Beweglichkeit ergibt

sich übereinstimmend ein zu $T^{-\frac{3}{2}}$ proportionaler Ausdruck. Eine Erweiterung der Theorie stammt von SHOCKLEY⁵, in der auch der Einfluß der nichtakustischen Gitterschwingungen berücksichtigt wird.

Bei Beschränkung auf die Wechselwirkung der Elektronen mit den akustischen Wärmeschwingun-

¹ A. SOMMERFELD u. H. A. BETHE, Handbuch der Physik (Geiger & Scheel), Bd. 24/II, Springer, Berlin 1933.

² A. H. WILSON, The Theory of Metals, Cambridge University Press, Cambridge 1953.

³ F. SEITZ, Phys. Rev. **73**, 594 [1948].

⁴ J. BARDEEN u. W. SHOCKLEY, Phys. Rev. **80**, 72 [1950].

⁵ W. SHOCKLEY, Bell System Techn. J. **30**, 1025 [1951].