

Durchdringende Schauer aus Blei und aus Kohle

Von MARTIN DEUTSCHMANN

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 9a, 477–488 [1954]; eingegangen am 21. Januar 1954)

Es werden Messungen an 854 durchdringenden Schauern der kosmischen Strahlung beschrieben, die in Kohle und Blei in einer Nebelkammer ausgelöst wurden. Die mittlere Energie dieser Schauer liegt bei etwa 50 GeV. Durch Auszählen der Elektronenspuren wird der in π^0 -Mesonen ausgestrahlte Teil der Schauerenergie bestimmt. Es ergibt sich ein integrales Energiespektrum, dessen Exponent $\gamma = 1,5 \pm 0,2$ lautet. Die integrale Verteilung der Zahl der durchdringenden Teilchen, das Multiplizitätsspektrum, kann durch einen Exponenten $\delta = 3,8 \pm 0,6$ beschrieben werden. Es wird geschlossen, daß die Zahl der durchdringenden Teilchen im Mittel mit der $\gamma/\delta = 0,4$ -ten Potenz der Primärenergie ansteigt. Die in Bleischauern umgesetzte Energie ist um das 1,9-fache höher als die der Kohleschauer. Die Zahl der durchdringenden Teilchen aus Blei und aus Kohle unterscheidet sich um 30%; ein großer Unterschied besteht jedoch in der Zahl der stark ionisierenden Teilchen, diese werden aus Blei 5-mal häufiger emittiert als aus Kohle. Die Winkeldivergenz der Bleischauer ist um fast das Doppelte größer als die der Kohleschauer.

Aus den Messungen an Mesonenschauern lassen sich Aussagen gewinnen über die Wechselwirkung der Nukleonen und π -Mesonen miteinander. Das bisher vorliegende experimentelle Material stammt allerdings zumeist aus Untersuchungen an Schauern aus schweren Elementen wie Blei oder Silber und Brom (Photoemulsion)¹. Über leichte Elemente gibt es nicht so viele Messungen^{2–13}, deren Ergebnisse zudem, was etwa die Wirkungsquerschnitte oder die mittleren Mesonenzahlen anbelangt, z.Tl. recht widerspruchsvoll sind. Dabei stellen gerade die Messungen an leichten Kernen eine mögliche Methode dar, etwas über den eigentlichen Grundprozeß, über die Mesonenentstehung beim Stoße zweier Nukleonen zu erfahren. Da die Messungen an reinem Wasserstoff^{9–13} wegen des niedrigen Wirkungsquerschnittes und wegen der bekannten technischen Schwierigkeiten so außerordentlich mühsam sind, erscheint es zweckmäßiger, genauere

Untersuchungen an den besser zugänglichen leichten Elementen anzustellen. Um hier jedoch zu klareren Resultaten zu gelangen, die auch einen Vergleich mit den Theorien^{14–16} der Mesonenerzeugung zulassen, sollte man möglichst viele Eigenschaften der Schauer aus leichten und aus schweren Kernen gleichzeitig messen und dabei auch versuchen, die Energien der Schauer zu bestimmen, denn viele Meßgrößen, wie z. B. die Mesonenzahl, sind energieabhängig, und es ist möglich, daß manche Widersprüche älterer Messungen auf die ungenügend berücksichtigten Schauerenergien zurückzuführen sind.

Messungen der Schauerenergien existieren bisher nur in recht geringer Zahl. So hat z. B. die Bristol-Gruppe^{17,18} die Energieabhängigkeit der Mesonenproduktion (zwischen etwa 1 und 10 GeV) in der Photoplatte bestimmt und hierzu die Winkelstreuung der Primärteilchen in der Emulsion beobachtet. Energien der Größenordnung $5 \cdot 10^{12}$ eV

¹ Einen Überblick über solche Messungen enthält das Buch von W. Heisenberg, Vorträge über kosmische Strahlung, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1953.

² G. Cocconi, Phys. Rev. **75**, 1074 [1949].

³ W. D. Walker, S. P. Walker u. K. Greisen, Phys. Rev. **80**, 546 [1950].

⁴ G. Salvini, Nuovo Cim. **8**, 798 [1951].

⁵ H. W. Boehmer u. M. S. Bridge, Phys. Rev. **85**, 863 [1952].

⁶ R. R. Brown, Phys. Rev. **87**, 999 [1952].

⁷ I. R. Green, Phys. Rev. **80**, 832 [1950].

⁸ W. D. Walker, W. M. Duller u. I. D. Sorrels, Phys. Rev. **86**, 865 [1952].

⁹ M. L. Vidale u. M. Schein, Nuovo Cim. **8**, 774 [1951].

¹⁰ C. B. M. McCusker, N. A. Porter u. B. G. Wilson, Phys. Rev. **91**, 384 [1953].

¹¹ H. Schultz, Dissertation Göttingen 1953.

¹² A. B. Weaver, Phys. Rev. **90**, 86 [1953].

¹³ O. Kusumoto, S. Miyake, K. Suga u. Y. Watake, Phys. Rev. **90**, 998 [1953].

¹⁴ W. Heitler, Rev. Mod. Phys. **21**, 113 [1949].

¹⁵ E. Fermi, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 [1951]; Phys. Rev. **81**, 863 [1951].

¹⁶ W. Heisenberg, Z. Phys. **126**, 569 [1949], **133**, 65 [1952]; Vorträge über kosmische Strahlung, I. c. 1.

¹⁷ U. Camerini, J. H. Davies, P. H. Fowler, C. Franzinetti, M. Muirhead, W. O. Lock, D. H. Perkins u. G. Yekutieli, Phil. Mag. **42**, 1241 [1951].

¹⁸ U. Camerini, W. O. Lock u. D. H. Perkins in „Progress of Cosmic Ray Physics“, herausgegeben von J. G. Wilson, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1952.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

haben andererseits Kaplon und Mitarbb.¹⁹ aus der Winkelbreite der Schauer abgeleitet und auf diese Weise Aussagen über die mittleren Mesonenzahlen aus Blei, Messing und Photoemulsion gemacht. Um einheitliche Substanzen, insbesondere leichte Elemente, zu untersuchen, eignet sich die Nebelkammer sehr gut. Daher soll in vorliegender Arbeit über eine Nebelkammermessung an Blei und an Kohle berichtet werden, bei der zur Energiebestimmung die Elektronenkomponente herangezogen wurde, die aus dem Zerfall der π^0 -Mesonen entsteht.

Versuchsanordnung und Meßmethode

Abb. 1 zeigt eine Skizze der Nebelkammer und der verwendeten Zählrohrsteuerung. Die Kammer von

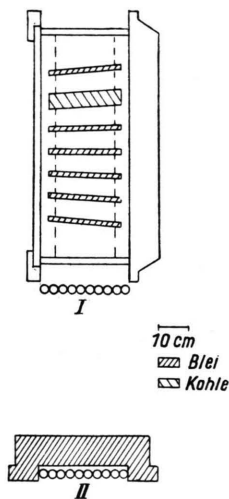


Abb. 1. Die Nebelkammer und die Zählrohranordnung.

Gesteuert wurde die Kammer von den beiden Zählrohrlagen I und II zu je 10 Rohren (Durchmesser 3 cm, Länge 60 cm in Lage I und 75 cm in Lage II), von denen mindestens drei pro Lage gleichzeitig ansprechen mußten. Lage II war durch 10 cm Blei von oben und von der Seite abgeschirmt, so daß nur Schauer mit mindestens drei Teilchen, die mehr als 10 cm Blei durchdrangen, die Expansion der Kammer auslösen konnten. Dadurch, daß beide Lagen sich unterhalb der Kammer befanden, war zwar ein Teil der schräg einfallenden Schauer in der Kammer nicht sichtbar, doch wurde dieser Ausfall in Kauf genommen, um Schauer mit ionisierenden wie neutralen Primärteilchen in ihrem wahren Häufigkeitsverhältnis zu erfassen. Mittels zweier Leicas, die mit 10,5 cm Schnei-

der-Xenaren ausgerüstet waren, wurden im Abstand von 3,2 m ca. 10000 stereoskopische Aufnahmen gemacht. Die Kammer befand sich dabei auf der Zugspitze in 2960 m Höhe unter einem leichten Dach von durchschnittlich 6 cm Holz + 0,5 mm Eisen. Gegen Ende der Aufnahmezeit lag jedoch eine bis zu 1 m dicke Schneedecke auf einem Teil des Daches. So kamen die Primärteilchen von $\frac{1}{5}$ aller Schauer aus Schnee, doch zeigen die betreffenden Aufnahmen außer einem erhöhten Anteil an Begleitern des Primärteilchens keine Besonderheiten.

Aus der gesamten Aufnahmeserie wurden 854 Schauer* ausgesucht, welche innerhalb der Kammer entstanden und nicht von Luftschauern oder anderen dichteren Schauern begleitet waren. Außerdem wurde darauf geachtet, daß von den folgenden drei Bedingungen mindestens eine erfüllt war: 1. Das Primärteilchen (gleichgültig ob ionisierend oder nicht) mußte eine oder mehrere Bleiplatten zuvor ohne Multiplikation durchdrungen haben. 2. Der Schauer mußte ein oder mehrere durchdringende Sekundärteilchen aufweisen. 3. Wenn die beiden ersten Bedingungen nicht erfüllt waren, so wurde darauf geachtet, daß vom Schauerursprung wenigstens eine stark ionisierende Spur ausging. Außerdem wurden von den schräg einfallenden Schauern nur diejenigen gezählt, die genügend lange im beleuchteten Kammerraum verblieben, d. h. es mußten alle Sekundärteilchen, die unter weniger als etwa 20° zur Primärrichtung emittiert wurden, noch beim Durchgang durch die folgende Platte erkennbar sein. Schauer aus der untersten, der 6. Bleiplatte wurden überhaupt nicht gezählt, da bei ihnen zwischen durchdringenden und anderen Sekundärteilchen nicht zu unterscheiden war.

Beim Auszählen der durchdringenden Teilchen wurden folgende Fehlerquellen beachtet: In Schauern mit dichter Elektronenkomponente können einmal durchdringende Teilchen übersehen werden, und zum anderen können auch unzusammenhängende Elektronenspuren bei entsprechender Orientierung für solche durchdringender Teilchen gehalten werden. Ein ungefähres Maß für die Größe der Fehler erhält man durch unabhängiges Betrachten der gleichen Aufnahmen zu verschiedenen Zeiten. Das Ergebnis derartiger Proben waren mittlere Fehler von 15% im Einzelfall. Hinzu kommen zwar systematische Fehler durch Sekundärteilchen, die unter großem Winkel gegen die Schauerachse emittiert wurden, und deren Durchdringungsfähigkeit an den folgenden Platten nicht immer kontrolliert werden konnte. Die Beobachtung einer Reihe günstig orientierter Schauer zeigte jedoch, daß bei einem halben Öffnungswinkel von mindestens 20° der Fehler, der durch Weglassen aller stärker divergenten Spuren entsteht, im Mittel kleiner als 5% ist. Faßt man Schauer gleicher Größe zu Gruppen zusammen, so mitteln sich die ihrem Betrage nach überwiegenden zufälligen Fehler weitgehend heraus.

Die an π^0 -Mesonen abgegebene Energie der Schauer wurde durch Auszählen der Elektronenkomponente

¹⁹ M. F. Kaplon, D. M. Ritson u. W. D. Walker, Phys. Rev. **90**, 716 [1953].

* Drei Schauer sind davon auf Tafel S. 484 a wiedergegeben (Abb. I-III).

E_{π^0} (GeV)	0,0 bis 0,2	0,3 bis 0,4	0,5 bis 0,9	1,0 bis 1,2	1,3 bis 1,9	2,0 bis 2,9	3,0 bis 3,9	4,0 bis 4,9	5,0 bis 6,4	6,5 bis 7,9	8,0 bis 9,4	9,5 bis 11,4	11,5 bis 16,4	16,5 bis 24,4	24,5 bis 29	30 bis 39	40 bis 59	60 bis 79	80 bis 99	100 bis ∞	Gesamt- Blei Kohle	
0	n p ?			2 1	1 4	2 1	2 4		1 3 1	1 1	1 1		2 1		1						10 23 3	1 1
1	n p ?		1 5		2	2					2										1 11	
2	n p ?	2 5 1	2	3 4	3 3 1	1 7	3 5	2 4	1 1	1	1 1	1									15 34 2	5 4 1
3	n p ?	5 14 2	1 2	7	2 3	3 2	4 7	6 7	2 3	5 1		2 1	1								25 49 4	5 12 1
4	n p ?	6 10 1	3 1 1	3 6 2	3 8 3	8 6 2	9 9	5 11	1 3	4 1	1	1	2 1	1	1						38 65 10	4 12 1
5	n p ?	5 8 1	1 5	2 7	4 2	5 8 1	2 8 4	4 5	2 5 1	1 2	1	2 1	1 1				1				29 59 8	4 11 1
6	n p ?	2 9 1	1 2	3 2 1	1 4	3 3 2	5 8	1 10 1	3 9	4 3	3	1	2 1	2	1						23 59 5	3 8
7	n p ?	1 5 1	4	2 4	2 4	3 5	2 5 1	3 4 2	1 8 1	2 6 1	1 1 1	1 1	2	1	1						19 50 4	4 2 2
8	n p ?	1 3	1 1	2 6 2	3 1	3 3	9	8	2 6	2 2	1 1 1	1 1	2	1		1					13 46 5	1
9	n p ?	1		1 4 1		1 2	2 5	2 2	3 1	1 1	1		2								13 14 2	1 1
10 u. 11	n p ?	1 1	2 2	4 6	3	2 3	1 7	3 4	1 1	2	3		4	1		1					16 43	1 2
12 u. 13	n p ?	1		1		1 1	1 3	1	1 1	1 1	1 1	2	1 1				1				4 13 2	1 1
14 u. 15	n p ?	2	1		1	1	1 1 1	1 2	1	1			1 1			1	1	1			4 11 3	1
16 u. 17	n p ?				1			2	1				1								4 1	
18 u. 19	n p ?					1						1	1		1						2 2	
20 u. 21	n p ?									1					1	1					3	
> 21	n p ?										1(28)				1(27)						1 1	
?	n p ?				1		1	1	1		1	4		1 1 1	1		1			1	3 11 4	
Gesamt	n p ?	24 58 7 6	9 19 1 3	22 51 7 6	18 28 6 1	30 47 4 8	28 68 9 6	28 67 9 2	18 49 5	14 33 3 5	5 11	5 14 2 1	5 16 2 1	7 16 1	1 6 1	1 4	2 2 1			1	216 497 50	27 56 8
																					763 91	

Tab. 1. Eine Aufstellung der 763 Blei- und der 91 Kohleschauer. Von links nach rechts steigt die Energie E_{π^0} der Elektronen-Photonenkomponente der Schauer an, und von oben nach unten nimmt die Zahl n_s der durchdringenden Schauerteilchen zu. Die Zahl der Kohleschauer ist jeweils rechts von der der Bleischauer in kursiven Ziffern angegeben.

unter möglichst vielen Bleiplatten bestimmt. Es wurde berücksichtigt, daß nicht, wie in der üblichen Fassung der Kaskadentheorie vorausgesetzt, ein einziges Elektron oder Photon die Kaskade startet, sondern, daß im allgemeinen mehrere π^0 -Mesonen entstehen und in je zwei Photonen zerfallen. In einer demnächst erscheinenden Arbeit hat Ott** die Kaskadentheorie in diesem Sinne erweitert und die Resultate im Hinblick auf den praktischen Gebrauch in numerischer Form und als Kurven wiedergegeben. Nach diesen Kurven und nach den Erfahrungen bei der Auswertung der vorliegenden Aufnahmen zeigt es sich, daß der Fehler in der ermittelten Energie im wesentlichen durch die Schwankungen in der Kaskadenentwicklung und durch die Unsicherheit des Teilchenzählens zustande kommt. Bei höheren Teilchenzahlen ($> \sim 80$) ist ein direktes Auszählen nicht mehr möglich; auf welche Weise man jedoch hier zu brauchbaren Energiewerten gelangen kann, ist in der zitierten Arbeit von Ott angegeben. In ungünstigen Fällen (geringe Plattenzahl bei hoher Teilchendichte) sind Fehlmessungen um einen Faktor zwei möglich, im allgemeinen beträgt aber der mittlere Fehler nur etwa 20%. Faßt man Schauer gleicher Energie in Gruppen zusammen, so heben sich auch hier die Fehler der Einzelmessungen zum großen Teile heraus.

Ergebnisse

Eine Aufstellung aller 854 Schauer klassifiziert nach der Energie E_{π^0} der π^0 -Komponente und nach der Zahl n_s der durchdringenden Teilchen bringt Tab. 1. Dabei bedeuten in Anlehnung an die Bristoler Statistiken^{17,20} die Indizes n und p neutrales bzw. geladenes Primärteilchen; ein Fragezeichen heißt, daß die Natur des Primärteilchens unsicher war. Die aufrechten Zahlen gelten für Schauer aus Blei, die kursiven für solche aus Kohle.

A. Geladene und neutrale Primärteilchen

Aus Tab. 1 läßt sich das Verhältnis der geladenen zu den neutralen Schauerprimären entnehmen; es ist in Tab. 2 gesondert dargestellt in Abhängigkeit von E_{π^0} und n_s . Im Mittel beträgt dieses Verhältnis $p/n = 2,3 \pm 0,3$. Für das eine Fünftel der Schauer, deren Primäre aus Richtung der Schneedecke (Abstand 3 bis 4 m) kamen, lautet es $p/n = 2,7 \pm 0,7$. Andererseits ergab sich aus früheren Messungen in 160 m Höhe mit der gleichen Kammer und mit der

gleichen Zählrohrsteuerung ein p/n -Verhältnis $2,5 \pm 0,4$. Man mag daraus entnehmen, daß die Vorschichte der schauererzeugenden Teilchen in Luft oder ähnlichem leichten Material ohne merklichen Einfluß auf das p/n -Verhältnis bleibt. In Tab. 2 deutet sich jedoch eine Abhängigkeit von der Energie an, die auch in Messungen mit Photoplaten^{17,20} zutage tritt. Diese Abhängigkeit mag zum Teil dafür

E_{π^0} (GeV)	0,0	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	9,5	16,5	30
	0,4	0,9	1,9	2,9	3,9	4,9	9,4	16,4	29,9	∞
p/n	2,3	2,3	1,6	2,4	2,4	2,7	2,4	2,7	6	8
n_s	0 u. 1	2 u. 3	4 u. 5	6 u. 7	8 u. 9	10b13	> 13			
p/n	3,0	2,1	1,8	2,6	2,3	2,8	3,0			

Tab. 2. Das Verhältnis p/n der Zahl der Schauer mit ionisierendem (p) und mit nichtionisierendem (n) Primärteilchen in Abhängigkeit von E_{π^0} und n_s .

verantwortlich sein, daß andere Messungen²¹⁻²⁶ des p/n -Verhältnisses je nach wirksamem Energiebereich recht unterschiedliche Werte zwischen 0,7 und 4,0 ergeben haben.

B) Die Stoßschicht in Kohle

Vergleicht man die Zahl der Kohleschauer mit der der Bleischauer, so lassen sich Angaben über das Verhältnis der Stoßquerschnitte beider Substanzen machen. Hierbei ist es jedoch nötig, die Schauerhäufigkeiten auf den gleichen Entstehungsort in der Kammer zu beziehen, denn wegen des ortsabhängigen Raumwinkels, unter dem die Zählrohre erscheinen, und wegen der ebenfalls mit dem Ort variierenden Absorberdicken ist die beobachtete Schauerzahl in den einzelnen Platten der Kammer nicht gleich groß. Um daher die Zahl derjenigen Schauer zu finden, die an der Stelle der Kohleplatte in einer Bleischicht erzeugt worden wären, erscheint es am einfachsten, die Schauerhäufigkeiten der ersten und der zweiten Bleiplatte (die der Kohleplatte unmittelbar benachbart sind) zu mitteln. Man hat somit 91 Schauer aus der 5 cm dicken Kohleschicht (Dichte 1,65 g/cm²) mit 104,5 Schauern (Mittel aus 96 und 113) aus Blei von 1,5 cm Dicke zu vergleichen. Das Verhältnis der Stoßschichten von Kohle und Blei ergibt sich daraus

** Die Arbeit ist im Anschluß an die vorliegende in Z. Naturforschg. **9a**, 488 [1954] abgedruckt.

²⁰ R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King u. C. F. Powell, Phil. Mag. **40**, 862 [1949].

²¹ M. B. Gottlieb, Phys. Rev. **82**, 349 [1951].

²² A. Lovati, A. Mura, G. Tagliaferri u. S. Ter-rani, Nuovo Cim. **9**, 946 [1952].

²³ W. D. Walker, Phys. Rev. **77**, 686 [1950].

²⁴ K. Sitte, Phys. Rev. **78**, 721 [1950].

²⁵ G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi u. M. Widgoff, Phys. Rev. **79**, 768 [1950].

²⁶ K. Greisen u. W. D. Walker, Phys. Rev. **90**, 915 [1953].

zu 0,56. Setzt man voraus, daß in Blei die Schauer mit dem geometrischen Kernquerschnitt erzeugt werden¹, was einer Stoßschicht von 160 g/cm² entspricht, so folgt daraus für Kohle die Stoßschicht zu

$$\lambda_{\text{Kohle}} = (90 \pm 17) \text{ g/cm}^2.$$

Dieser Wert paßt zu den Messungen anderer Autoren an Kohle²⁻⁸, er ist jedoch um das 1,5-fache höher als die einem $A^{2/3}$ -Gesetz entsprechende Stoßschicht von nur 60 g/cm², d. h. der Wirkungsquerschnitt des Kohlekernes beträgt hinsichtlich der Mesonenerzeugung nur $\frac{2}{3}$ seines geometrischen Kernquerschnittes.

C. Die Spektren der π^0 -Mesonen und der durchdringenden Schauerteilchen

In Abb. 2 ist nach den Daten von Tab. 1 das integrale Spektrum der in π^0 -Mesonen abgegebenen Energien E_{π^0} wiedergegeben. Die drei Kurven gelten von unten angefangen für Kohleschauer, für die mittlere Zahl der Schauer in den beiden obersten Bleiplatten und für alle Bleischauer. Wie man sieht, sind die Spektren der Blei- und der Kohleschauer einander ähnlich. Für Bleischauer läßt sich das Spektrum oberhalb etwa 5 GeV durch ein Potenzgesetz der Form

$$H(\geq E_{\pi^0}) = c_1 E_{\pi^0}^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma = 1,5 \pm 0,2 \quad (1)$$

darstellen. Die Messungen an Kohleschauern sind mit dem gleichen Gesetz verträglich, doch dürfte hier die untere Gültigkeitsgrenze sogar etwas tiefer liegen. Daß die Spektren bei niedrigen Energien abflachen, läßt sich leicht durch die selektive Wirkung der Zählrohrsteuerung erklären, der zufolge Schauer kleinerer Energie bzw. zu niedriger Zahl durchdringender Sekundärer mit geringerer Wahrscheinlichkeit aufgenommen wurden. Daher zeigt sich ein entsprechendes Abflachen auch in den Kurven der Abb. 3, der integralen Verteilung der Zahl der durchdringenden Schauerteilchen. Auch hier ist es möglich, die Messungen oberhalb einer gewissen Teilchenzahl ($n_s \approx 9$ für Blei und $n_s \approx 7$ für Kohle) durch ein Potenzgesetz

$$H(\geq n_s) = c_2 n_s^{-\delta} \quad \text{mit} \quad \delta = 3,8 \pm 0,6 \quad (2)$$

darzustellen.

Die in Abb. 2 und 3 wiedergegebenen Messungen lassen sich mit denen anderer Autoren vergleichen. Unter der Voraussetzung, daß die Energien E_{π^0} im Mittel proportional zu den Primärenergien E_p der Schauer sind (was weiter unten noch ausführlicher

untersucht wird), und in der Annahme, daß die Schwankungen in der Energieaufteilung auf die Sekundären keinen wesentlichen Einfluß auf deren Spektren ausüben, sollte der hier gemessene Exponent γ auch für das Spektrum der Schauerprimären

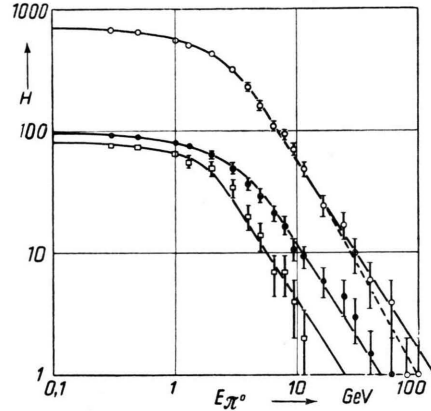


Abb. 2. Das integrale Energiespektrum der in den Schauern enthaltenen Elektronen-Photonenkomponente. H = integrale Schauerhäufigkeit. Die oberste Kurve $-\circ-\circ-\circ-$ gilt für sämtliche Bleischauer, die unterste $-\square-\square-\square-$ für Kohleschauer und die dazwischenliegende $-\bullet-\bullet-\bullet-$ für die gemittelte Schauerhäufigkeit in der ersten und zweiten Bleiplatte.

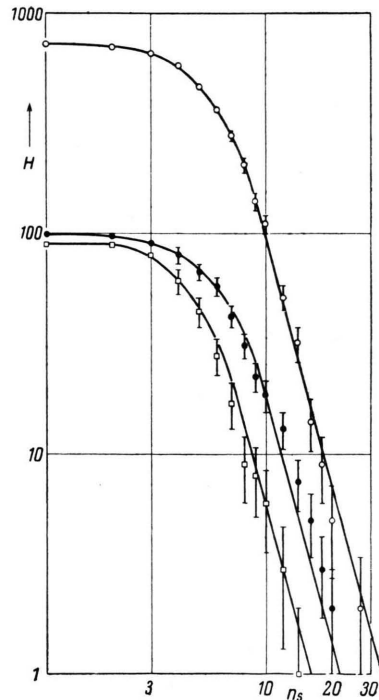


Abb. 3. Die integrale Häufigkeit H der Schauer mit n_s durchdringenden Sekundärteilchen (Multiplizitätsspektrum). Die Reihenfolge der drei Kurven ist die gleiche wie in Abb. 2.

gültig sein. Es ist deshalb interessant, daß unser γ -Wert gut zu der Messung paßt, die Mylroi und Wilson²⁷ an Protonen (allerdings nur bis 5 GeV) in Meereshöhe ausgeführt haben. Die Übereinstimmung kann als Bestätigung der angenommenen Proportionalität zwischen E_{π^0} und E_p angesehen werden.

Auch beim Exponenten δ ist ein Vergleich mit anderen Messungen möglich. Aus den Multiplizitätsspektren, die Walker et al.⁸ für durchdringende Schauer aus Blei, Eisen und Kohle angegeben haben, läßt sich ein einheitlicher Exponent δ zu 3,7 entnehmen, der sehr gut zu vorliegender Messung paßt. Auch das Multiplizitätsspektrum der Bristoler Statistik²⁰ für 3500 m Höhe schließt sich für $n_s \geq 8$ mit einem δ -Wert von etwa $3,3 \pm 1,0$ unserer Messung befriedigend an. Bei kleinerem n_s sinkt jedoch nach dem Bristoler Material δ leicht ab, was auch in Abb. 3 zu erkennen ist und dort wohl nicht nur auf den Abschneideeffekt der Zählrohre zurückzuführen ist. Auf diese Feinheit wollen wir weiter unten noch zurückkommen.

Es soll nun untersucht werden, welche physikalischen Aussagen aus den in Abb. 2 und 3 wiedergegebenen Messungen und speziell aus der Kenntnis der Exponenten γ und δ zu erhalten sind. Rein formal lassen sich die beiden Gln. (1) und (2) einander gleichsetzen, denn die ausgedrückten Häufigkeitswerte beziehen sich ja auf das gleiche Aufnahmematerial. Man gewinnt somit eine Beziehung zwischen n_s und E_{π^0}

$$n_s = c_3 E_{\pi^0}^{\gamma/\delta} \text{ mit } \gamma/\delta = 0,4 \pm 0,12, \quad (3)$$

die nach den Voraussetzungen von Gl. (1) und Gl. (2) zwischen $n_s \approx 9$ und $n_s \approx 25$ gültig sein soll. Die Konstante c_3 ergibt sich zu

$$c_3 = (4,3 \pm 0,2) \text{ GeV}^{-1} \text{ für Blei}$$

und $c_3 = (4,15 \pm 0,6) \text{ GeV}^{-1}$ für Kohle.

Da beide Werte praktisch übereinstimmen, können wir sie als gleich annehmen und schreiben

$$n_s = 4,3 \cdot E_{\pi^0}^{0,4} \quad (E_{\pi^0} \text{ in GeV}), \quad (3')$$

gültig sowohl für Blei wie für Kohle. Wegen der ziemlich großen Schwankungen, denen die n_s - und E_{π^0} -Werte nach Tab. 1 unterworfen sind, darf Gl. (3') nur im Sinne eines wahrscheinlichsten Zusammenhanges zwischen n_s und E_{π^0} aufgefaßt werden.

²⁷ M. G. Mylroi u. J. G. Wilson, Proc. Phys. Soc. Lond. A 64, 404 [1951].

Tab. 1 kann man als Reliefkarte des Zusammenhanges zwischen n_s und E_{π^0} betrachten mit einem Höhenrücken, der gemäß Gl. (3') von links oben nach rechts unten verläuft und dabei entsprechend der fortschreitenden Primärenergie ständig an Höhe verliert. Diese Vermutung läßt sich eingehender prüfen, indem

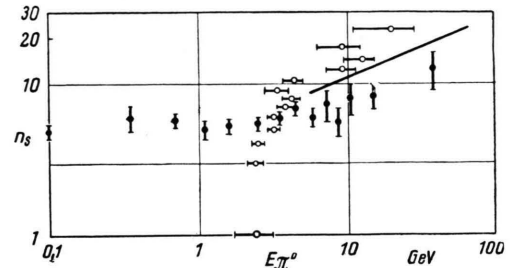


Abb. 4. Die Korrelation zwischen E_{π^0} und n_s für Bleischauer. Die leeren Kreise stellen die Mittelwerte von E_{π^0} als Funktion von n_s dar; die ausgefüllten Kreise bezeichnen die Mittelwerte von n_s in Abhängigkeit von E_{π^0} . Als Fehlergrenzen sind die statistischen Fehler angegeben. Die ausgezogene Kurve gilt nach Gl. (3').

man z. B. für jedes n_s den Mittelwert von E_{π^0} und für jedes E_{π^0} den Mittelwert von n_s bildet. Das Ergebnis solcher horizontalen und vertikalen Mittelungen ist aus Abb. 4 ersichtlich. Die zwei Gruppen von Mittelwerten fallen zwar nicht zusammen, doch liegt die Gl. (3') darstellende Kurve (innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches $9 < n_s < 25$) gerade in der Mitte zwischen den beiden Gruppen. Das Auseinanderlaufen der Mittelwerte ist leicht erklärlich: Bei niedrigeren Argumenten ist es bedingt durch den Abschneideeffekt

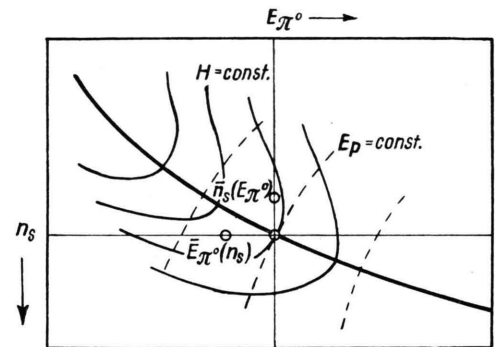


Abb. 5. Schematische Skizze des „Höhenrückens“, der durch die Schauerhöhen H von Tab. 1 dargestellt wird.

der Zählrohre und daher hier uninteressant. Jenseits der Abschneidegrenze müßte man, um die Lage des Höhenrückens zu erhalten, über Ereignisse konstanter Primärenergie mitteln, also längs Kurven, die den Höhenrücken senkrecht schneiden (siehe Abb. 5). Tut man es dagegen, wie in Abb. 4 geschehen, längs der Geraden mit konstantem n_s bzw. konstantem E_{π^0} , so erhält man wegen des zu großen Beitrages niedriger Primärenergien zu kleine Mittelwerte. Man ersieht

jedoch aus Abb. 5, daß der Höhenrücken zwischen den beiden Mittelwertgruppen verlaufen muß, und gerade dies tut in Abb. 4 die ausgezogene Kurve, so daß wir annehmen können, daß Gl. (3') tatsächlich mit guter Genauigkeit den Höhenrücken, und in diesem Sinne einen wahrscheinlichsten Zusammenhang zwischen n_s und E_{π^0} darstellt.

Daß bei der Bildung des Mittelwertes \bar{n}_s unter konstant gehaltenem E_{π^0} die kleinen n_s -Werte einen großen Beitrag liefern, läßt sich auch aus Abb. 6 erkennen: hier ist für den Bereich $11,5 \text{ GeV} \leq E_{\pi^0} \leq 24,4$

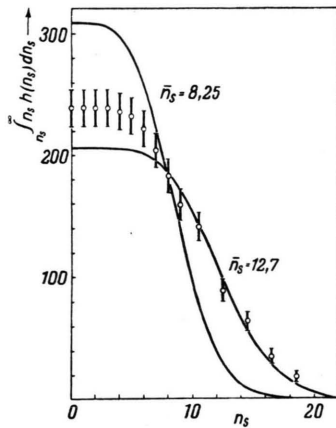


Abb. 6. Die Zahl der durchdringenden Teilchen $n_s \cdot h(n_s)$ (hierbei bedeutet $h(n_s)$ die Häufigkeit der Schauer mit n_s Teilchen) als Funktion von n_s in integraler Darstellung für Schauer, deren π^0 -Energie zwischen 11,5 und 24,4 GeV liegt. Die beiden Kurven stellen integrale Poisson-Verteilungen dar für die Mittelwerte $\bar{n}_s = 8,25$ (bei konstantem E_{π^0} errechnet) und $\bar{n}_s = 1,27$ [nach Gl. (3')].

GeV (Mittelwert 15,0 GeV) die Verteilung der verschiedenen n_s um ihren Mittelwert aufgetragen, und der besseren Statistik wegen ist die integrale Form der Verteilung gewählt. Die ausgezogenen Kurven stellen integrale Poisson-Verteilungen dar, die eine gilt für den bei konstantem E_{π^0} errechneten Mittelwerte $\bar{n}_s = 8,25$ und die andere für den nach Gl. (3') sich ergebenden Wert $\bar{n}_s = 12,7$. Man sieht, daß die zweite Kurve oberhalb $\bar{n}_s = 7$ recht gut zu den Meßpunkten paßt, daß aber bei kleinen n_s -Werten ein deutlicher Überschuß an Schauern zu beobachten ist, der daran schuld ist, daß der (bei konstantem E_{π^0}) berechnete Mittelwert $\bar{n}_s = 8,25$ so klein ausfällt.

Aus Gl. (3') läßt sich eine Angabe über die mittlere Energie der durchdringenden Schauerteilchen entnehmen. Hierzu setzen wir an, daß die Zahl der geladenen π -Mesonen im Mittel gleich der doppelten

Zahl der neutralen ist^{22, 28-30}, und daß außer den π^0 -Mesonen keine weitere Quelle für Elektronenkaskaden existiert. Außerdem wird man annehmen dürfen, daß die Energie (einschließlich Ruhenergie) eines geladenen π -Mesons im Mittel gleich der Energie eines neutralen ist, d. h. für die Gesamtheit der geladenen π -Mesonen lautet $E_{\pi^\pm} = 2E_{\pi^0}$ *. Nicht ganz sicher ist der Energiebetrag, der auf die Protonen unter den Schauerteilchen entfällt. Unter Verwendung des Bristoler Energiespektrums¹⁸ der Schauerteilchen und in Anbetracht dessen, daß in unserer Messung π^\pm -Mesonen ab etwa 100 MeV und Protonen ab etwa 400 MeV zu den durchdringenden Teilchen gezählt wurden, gelangt man zu einem Energiebeitrag der Protonen von etwa $0,35 \cdot E_{\pi^\pm}$, d. h. für die Energiesumme der durchdringenden Teilchen gilt etwa $E_s = 2,7 \cdot E_{\pi^0}$, und mit Gl. (3') erhält man

$$n_s = 2,9 \cdot E_s^{0,4} \quad (E_s \text{ in GeV}). \quad (4)$$

Für die mittlere Energie pro Schauerteilchen ergibt sich daraus

$$\tilde{E} \equiv E_s/n_s = 0,07 \cdot n_s^{1,5} \quad (\tilde{E} \text{ in GeV}) \quad (4')$$

unabhängig vom Material (Kohle oder Blei) und gültig für $9 < n_s < 25$. Während bei niedrigeren n_s -

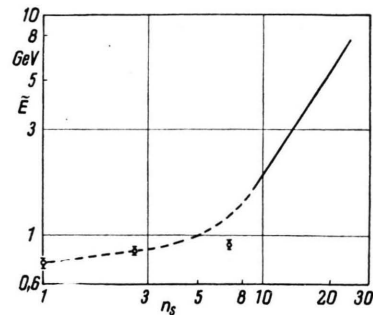


Abb. 7. Die mittlere Energie \tilde{E} pro durchdringendes Schauerteilchen (bei Mesonen einschließlich Ruhenergie) in Abhängigkeit von n_s . Die ausgezogene Kurve ergibt sich aus vorliegender Messung, die Punkte gelten nach Camerini et al¹⁷.

Werten \tilde{E} bekanntlich fast konstant bleibt¹⁷, steigt es hier mit wachsendem n_s an (vgl. Abb. 7). Der Übergang zu konstantem \tilde{E} vollzieht sich mit sinkendem n_s offenbar dadurch, daß δ , wie bereits erwähnt,

²⁸ A. G. Carlson, J. E. Hooper u. D. T. King, Phil. Mag. 41, 701 [1950].

²⁹ R. R. Daniel, J. H. Davies, J. H. Mulvey u. D. H. Perkins, Phil. Mag. 43, 753 [1952].

³⁰ G. Salvini u. Y. B. Kim, Phys. Rev. 88, 40 [1952].

* Bei höheren Energien müßte man noch den Beitrag der K-Mesonen²⁹ berücksichtigen, doch bleibt dieser, wie weiter unten noch gezeigt wird, kleiner als die Fehlergrenze unserer Messung.

unterhalb $n_s \approx 8$ abnimmt und damit den Exponenten γ/δ in Gl. (3) gegen eins gehen läßt.

In den Abb. 2 und 3 fällt auf, daß die Blei- und die Kohlekurven gegeneinander verschoben sind, auch dann, wenn man sie auf gleiche Absolutintensität normiert, wobei die Normierung nur so viel bedeutet, wie Angleichung der Dicken der Blei- und der Kohleplatten im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (s. o.), so daß die Gesamtzahl der Blei- und der Kohleschauer gerade gleich groß wird. Die verbleibende Verschiebung der Kurven bei größeren Abszissenwerten muß einen physikalischen Grund haben, der durch die unterschiedliche Mesonenproduktion in Kohle und in Blei bedingt ist. Deshalb ist es wichtig, diesen Punkt eingehend zu diskutieren: Man kann z. B. mit Walker und Mitarbb.⁸ die Verschiebungen als vertikal auffassen und sagen, daß nach Abb. 3 Schauer kleinerer Multiplizität ($n_s \leq 3$) in Kohle und in Blei etwa gleich häufig entstehen, daß dagegen solche größerer Teilchenzahl in Kohle um etwa einen Faktor 3 seltener werden als in Blei; und ein ähnlicher Schluß ergibt sich für die π^0 -Energien nach Abb. 2. Nun sind aber gleiche n_s - bzw. gleiche E_{π^0} -Werte keine sehr zweckmäßigen Größen für einen direkten Vergleich, denn beide hängen nicht nur von der Primärenergie, sondern auch von der Größe des getroffenen Kerns ab. Man vergleicht also Ereignisse, die von verschiedenen Primärenergien hervorgerufen werden. Weitaus besser ist es deshalb, die Unterschiede der Blei- und der Kohleschauer bei gleicher Primärenergie zu betrachten, und dies ist möglich, wenn man von der horizontalen Verschiebung der Kurven ausgeht. Man überlegt sich leicht, daß die in Abb. 2 und 3 als Ordinate angegebene Schauerhäufigkeit ein vom Material unabhängiges Maß für die Primärenergie ist; denn einmal besteht nach dem bekannten Energiespektrum ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Häufigkeit eines Primärteilchens und seiner Energie. Hat man aber zum anderen die Blei- und die Kohlekurven in dem angegebenen Sinne normiert, so ist auch die Häufigkeit der Schauer unabhängig vom Material ein eindeutiges Maß für die Primärenergie. Die einzige Voraussetzung, die hier zu machen ist, ist die, daß die an Sekundärteilchen abgegebene Energie E_{sek} , welche teils als

E_{π^0} und teils als Zahl n_s gemessen wird, ihrem Betrage nach für Blei und für Kohle zwar verschieden, aber in ihrem Verhältnis von der Primärenergie unabhängig ist, also ganz links für die Gesamtzahl der Schauer die gleiche ist wie für jeden übrigen Energiewert. (Diese Unabhängigkeit wird durch die offensichtliche Parallelverschiebung der Blei- und der Kohlekurven nahegelegt.) Man liest somit aus den Kurven ab, daß die Teilchenzahl n_s aus Blei um $(30 \pm 15)\%$ höher ist als die aus Kohle, und daß die π^0 -Energien sich um einen Faktor $1,9 \pm 0,3$ unterscheiden*.

Es interessiert nun auch, die Primärenergie selbst zu kennen und damit einen Zusammenhang zwischen ihr und der im Mittel erzeugten Zahl der Schauerteilchen zu bekommen. Die Primärenergie ist zwar nicht direkt meßbar, wir können aber versuchen, sie aus der π^0 -Energie angenähert zu berechnen: Für die Ableitung der Gl. (4) hatten wir angesetzt, daß die Energie der durchdringenden Schauerteilchen etwa gleich dem 2,7-fachen der π^0 -Energie ist. Zählen wir E_{π^0} selbst hinzu und berücksichtigen wir unter den Nukleonen auch die Neutronen, so ist die Summe der Sekundärenergien für Blei etwa gleich dem 4,7-fachen und für Kohle etwa gleich dem 4,4-fachen der π^0 -Energie, wofür wie in Anbetracht der Unsicherheit der Voraussetzungen einheitlich $E_{\text{sek}} = 4,5 E_{\pi^0}$ schreiben können. Von der Sekundärenergie E_{sek} unterscheidet sich die Primärenergie E_p noch um einen Faktor κ der Inelastizität

$$\kappa E_p = E_{\text{sek}},$$

der angibt, ein wie großer Bruchteil der Primärenergie im Mittel an Sekundärteilchen abgegeben wird. Die Absolutwerte von κ sind aus vorliegender Messung nicht zu erhalten, wir können aber schließen, daß der beobachtete Unterschied 1,9 in den π^0 -Energien der Blei- und der Kohleschauer als Unterschied der κ -Faktoren anzusehen ist:

$$\kappa_{\text{Pb}}/\kappa_{\text{C}} = 1,9.$$

Nun haben Budini und Poiani³¹ aus einer theoretischen Analyse der experimentell bekannten Absorptionslängen der Nukleonenkomponente in Blei und in Kohle κ_{Pb} zu etwa 0,6 und κ_{C} zu $0,25 \pm 0,1$ bestimmt. Setzen wir demnach $\kappa_{\text{Pb}} = 1/2$ und $\kappa_{\text{C}} =$

* Nach dem oben Gesagten muß man praktisch die gleichen Faktoren erhalten, wenn man die mittleren Teilchenzahlen \bar{n}_s und die mittleren π^0 -Energien \bar{E}_{π^0} aller Blei- und aller Kohleschauer miteinander ver-

gleicht: Es lauten für Blei $\bar{n}_s = 6,1$ $\bar{E}_{\pi^0} = 4,3$ GeV und für Kohle $\bar{n}_s = 4,8$ $\bar{E}_{\pi^0} = 2,7$ GeV. Daraus ergeben sich die Verhältnisse $\bar{n}_{\text{Pb}}/\bar{n}_{\text{C}} = 1,3$ und $\bar{E}_{\pi^0 \text{ Pb}}/\bar{E}_{\pi^0 \text{ C}} = 1,6$.

³¹ P. Budini u. G. Poiani, Nuovo Cim. 10, 1288 [1953].

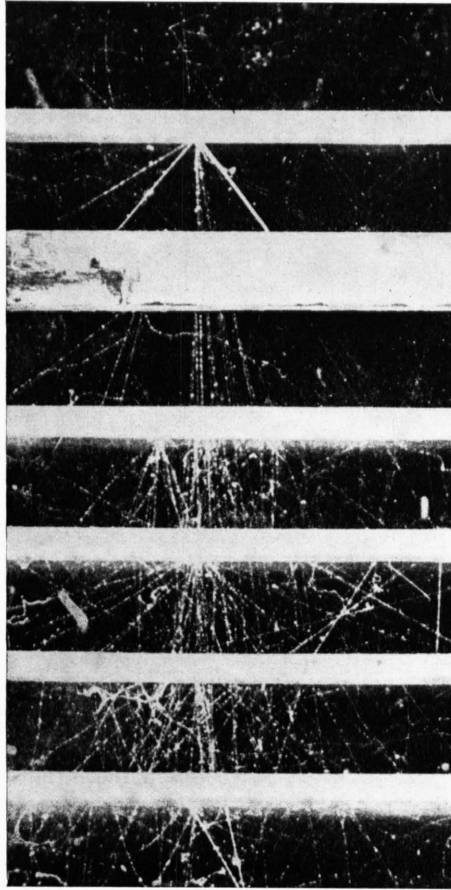


Abb. I. Ein ionisierendes Primärteilchen erzeugt in der obersten Bleiplatte einen Schauer von 6 durchdringenden und 5 stark ionisierenden Teilchen. Einige Elektronenpaare entstehen in der Kohleplatte, doch der überwiegende Teil der Elektronen beginnt erst unter der 2. Bleiplatte. Man sieht, daß die Elektronenkomponente von nichtionisierenden Teilchen hervorgerufen wird, ihre Energie beträgt 3,5 GeV.

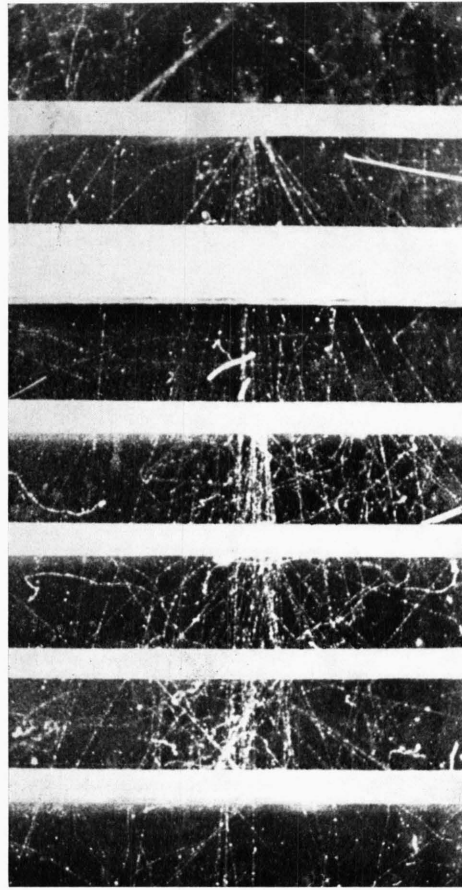


Abb. II. Ein Schauer aus der 1. Bleiplatte, der 8 durchdringende Teilchen enthält und auch einige Elektronen aufweist, die aus der obersten Platte kommen, aber teils in der Kohle und teils in der 2. Bleiplatte stecken bleiben. Die übrige Elektronenkaskade beginnt in der 2. Bleiplatte und hat eine Energie von 2,1 GeV.

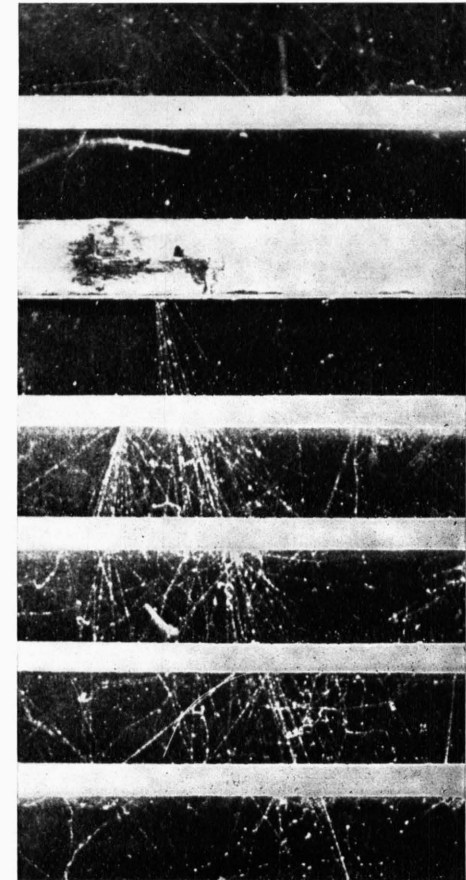


Abb. III. Der Schauer wird in Kohle von einem nichtionisierenden Primärteilchen ausgelöst. Er umfaßt 5 durchdringende Teilchen, und die Energie seiner Elektronenkomponente beträgt 3,0 GeV.

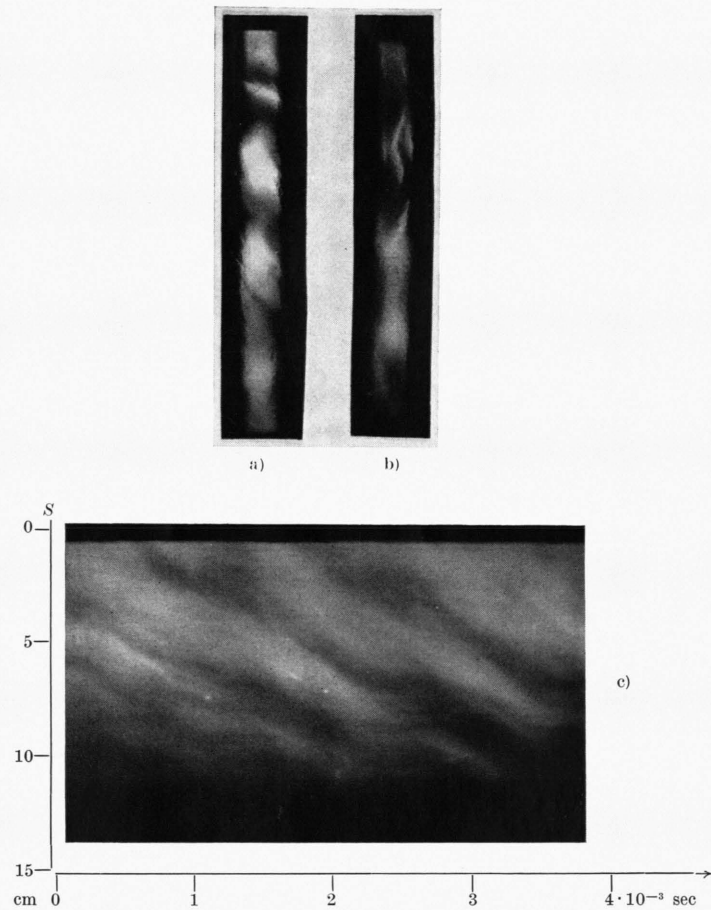


Abb. 3. Brennerflamme. a), b) mit einer Belichtungszeit von $3 \cdot 10^{-4}$ sec, c) im Drehspiegel photographiert.

$1/2 \cdot 1,9$, so erhalten wir für Blei $E_p = 2 \cdot 4,5 \cdot E_{\pi^0}$ und für Kohle $E_p = 2 \cdot 1,9 \cdot 4,5 \cdot E_{\pi^0}^{**}$. Mit Gl. (3') ergibt sich dann

$$n_s = 1,8 \cdot E_p^{0,4} \text{ für Blei} \quad (5a)$$

und

$$n_s = 1,4 \cdot E_p^{0,4} \text{ für Kohle } (E_p \text{ in GeV}). \quad (5b)$$

Diese beiden Funktionen sind in Abb. 8 als Blei- und als Kohle-Kurven eingezeichnet. Außerdem enthält Abb. 8 ganz links die Messungen der Bristoler Gruppe¹⁸ an Schauern aus Photoemulsion. Wie man sieht, stellen unsere Kurven eine vernünftige Fortsetzung der Bristoler Daten dar. Außerdem findet man ganz rechts in Abb. 8 drei Punkte für Blei, Messing und Photoemulsion nach Kaplon und Mitarbb.¹⁹, die aus Messungen mit „Emulsionskammern“ stammen, bei denen die Primärenergie größenordnungsmäßig aus der Winkelbreite der Schauer bestimmt wurde. Die leichte Krümmung unserer Kurven unterhalb $n_s \approx 9$, die sich aus den Gln. (5a) und (5b) noch nicht ergibt, ist dadurch bedingt, daß der Exponent 0,4, wie oben erwähnt, nur für $n_s > 9$ gilt; darunter steigt er wegen des absinkenden Exponenten δ langsam an. Dieses Steilerwerden ist aber in guter Übereinstimmung mit den Bristoler Messungen in Abb. 8. Versucht man außerdem bei höheren Energien den Umstand zu berücksichtigen, daß das 2:1-Verhältnis der geladenen Mesonen zu den π^0 -Mesonen wegen des Hinzukommens der K-Mesonen nicht mehr gilt, so ergibt sich der gestrichelte Teil unserer Kurven, der unter Verwendung der Bristoler Daten²⁹ für 10, 500 und 2000 GeV gezeichnet wurde. Die Abweichung von der ausgezogenen Kurve ist jedoch nicht sehr groß, sie bleibt noch innerhalb der Fehler, die durch die Ungenauigkeit der Exponenten γ und δ bedingt sind. Um dies zu sehen, ist in Abb. 2 unter der Voraussetzung eines Exponenten 1,5 im Energiespektrum der Primärteilchen die Abweichung von diesem γ -Wert im Spektrum der π^0 -Mesonen gestrichelt eingetragen worden; die Abweichung ist durchaus mit den Meßpunkten verträglich, so daß aus vorliegender Messung keine Aussage mehr zu gewinnen ist, ob der Exponent 0,4 in den Gln. (5a) und (5b) bei sehr hohen Energien etwa nicht mehr gilt.

Außer den experimentellen Kurven enthält Abb. 8 zum Vergleich drei (gestrichelte) theoretische Kur-

ven, welche die Zahl der im Nukleon-Nukleon-Stoß erzeugten geladenen Mesonen nach Fermi¹⁵ und nach Heisenberg¹⁶ angeben. In der Heisenberg'schen Theorie ist als freier Parameter noch der Stoßabstand der beiden Nukleonen enthalten; die untere Kurve stellt deshalb die mittlere und die obere die im Zentralstoß maximal mögliche Mesonenzahl dar.

Abb. 8 veranschaulicht den schon erwähnten Effekt, daß die Zahl der Schauerteilchen aus Blei und aus Kohle sich nur um einen Faktor 1,3 unterscheiden. Daraus darf man wohl schließen, daß die in schweren Elementen möglichen sekundären Nu-

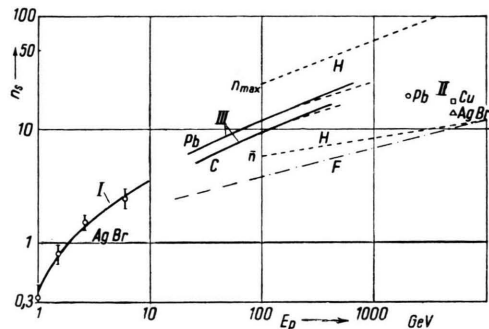


Abb. 8. Die Abhängigkeit der Teilchenzahl n_s von der Primärenergie E_p : links (I) nach Messungen der Bristoler-Gruppe¹⁸ an Photoemulsion, ganz rechts (II) nach Messungen von Kaplon et al.¹⁹ an Blei \circ , Messing \square und Photoemulsion \triangle , und in der Mitte (III) der aus vorliegender Messung berechnete Verlauf von n_s für Blei (Pb) und für Kohle (C). Die gestrichelten Kurven gelten für die Zahl der im Nukleon-Nukleontoß erzeugten geladenen Mesonen nach den Theorien von Fermi¹⁵ (F) und Heisenberg¹⁶ (H).

kleonentöße nur wenig zur Erzeugung höherer Teilchenzahlen beitragen. Zudem ist nach Gl. (4) die mittlere Energie der Schauerteilchen aus Blei und aus Kohle innerhalb der Meßgenauigkeit gleich groß; es tritt also keine wesentliche Aufsplitterung der Energien durch Sekundärstöße ein. Andererseits verliert aber das Primärteilchen in schweren Kernen einen höheren Energiebetrag als in leichten (Faktor 1,9 zwischen Blei und Kohle), was man als Argument für das Vorhandensein von Sekundärstößen auffassen kann. Man mag diesen Unterschied aber auch so diskutieren, daß das Primärteilchen beim Auftreffen auf einen größeren Kern mit höherer Wahrscheinlichkeit eines der Nukleonen relativ zentral anstößt und dabei sowohl eine höhere Energie verliert als auch eine größere Mesonenzahl erzeugt. Die im Zentralstoß zweier Nukleonen nach Heisenberg maximal mögliche Mesonenzahl reicht

** Setzt man in diese Beziehungen die mittleren π^0 -Energien* ein, so erhält man die mittlere Primärenergie der Schauer zu etwa 50 GeV.

jedenfalls aus, um die beobachteten Teilchenzahlen zu erklären. Wenn man also annimmt, daß Sekundärstöße für die Mesonenerzeugung von geringem Einfluß sind, so muß die freie Weglänge für einen energiereicheren Stoß im Kern größer als der Nukleonenabstand sein. Damit vereinbar wäre die Beobachtung, daß leichte Kerne, was die Mesonenerzeugung anbetrifft, etwas transparent erscheinen³² (siehe Abschnitt B).

D. Stark ionisierende Teilchen

Neben den durchdringenden Teilchen und den Elektronenkaskaden wurden in vorliegender Messung auch die stark ionisierenden Teilchen gezählt, und es wurde nach Beziehungen zwischen der Zahl N_h dieser Teilchen und n_s bzw. E_{π^0} gesucht. Als stark ionisierend wurden dabei nur diejenigen Teilchen betrachtet, deren Ionisation mehr als das 3- bis 4-fache der Minimumsionisation betrug. Die be-

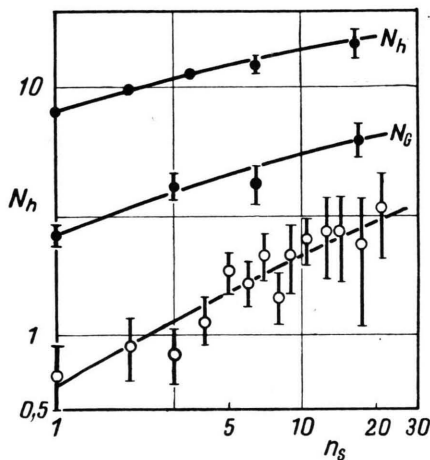


Abb. 9. Die Korrelation zwischen der Zahl N_h der pro Bleischauer emittierten stark ionisierenden Teilchen und der Zahl n_s der durchdringenden Teilchen. Die beiden oberen Kurven $- \bullet - \bullet - \bullet -$ geben Bristoler Messungen¹⁷ an Photoemulsion wieder.

obachtete Teilchenzahl hängt natürlich von der Dicke der verwendeten Kohle- und Bleiplatten ab und ist in ihrem Absolutwert nicht ohne weiteres mit anderen Messungen, z. B. mit denen in Photoplatten vergleichbar. Wir können aber in unserem Fall die relativen Zahlen N_h aus Kohle und aus Blei recht gut vergleichen, da die Dicken der Platten (8,3 g/cm² Kohle und 17 g/cm² Blei) ziemlich genau

im Verhältnis der relativen Bremsvermögen von Kohle und von Blei stehen. (Nach den bekannten Reichweitekurven^{1,33} vermag ein Proton oder Meson mit einer Reichweite von 17 g/cm² Blei in Kohle gerade rund 8,5 g/cm² zurückzulegen.)

Insgesamt wurden 1179 stark ionisierende Teilchen in Schauern aus Blei und 28 in Schauern aus Kohle gezählt, damit beträgt die mittlere Zahl N_h pro Bleischauer $1,54 \pm 0,1$ und pro Kohleschauer nur $0,31 \pm 0,1$, d. h. die Häufigkeiten der stark ionisierenden Teilchen unterscheiden sich um einen Faktor 5. Von den stark ionisierenden Teilchen wurden aus Blei 355 und aus Kohle 4 in den oberen

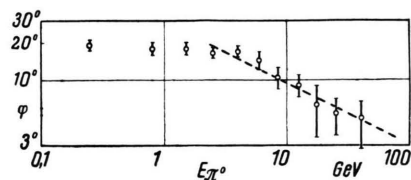


Abb. 10. Die Zahl N_h der pro Bleischauer emittierten stark ionisierenden Teilchen in Abhängigkeit von der Energie E_{π^0} .

Halbraum (entgegengesetzt der Einfallsrichtung des Primärteilchens) emittiert. Wie man aus Photoplattenmessungen¹⁷ weiß, ist N_h nicht konstant, sondern zeigt einen leichten Anstieg mit der Teilchenzahl n_s des Schauers. Eine derartige Variation ergibt sich nach Abb. 9 auch aus vorliegender Messung. Abgesehen von dem bereits erwähnten Häufigkeitsfaktor paßt unsere Messung recht gut zu der Bristoler. In Abb. 10 ist ferner N_h gegen die Energie der π^0 -Mesonenkomponente aufgetragen, es ist keine merkliche Korrelation zwischen beiden Größen erkennbar.

E. Die Winkelbreite der Schauer

Um ein Maß für die Schauerbreite zu gewinnen, wurde für jeden einzelnen der projizierte Winkel φ gemessen, innerhalb dessen sich die Hälfte aller durchdringenden Teilchen befindet. In Anbetracht der relativ großen Schwankungen von φ wurde es für ausreichend betrachtet, den projizierten Winkel unter dem Stereoskop durch Auflegen einer einfachen Schablone auf die Filme mit einer Genauigkeit von rund 20 bis 30% zu bestimmen.

³² D. Froman, J. Kenney u. V. H. Regener, Phys. Rev. **91**, 707 [1953].

³³ H. A. Bethe, AEC-Bericht, BIVTL-T-7 (1949).

Wie Tab. 3 zeigt, ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit der mittleren Winkelbreite von der an der Schauerentstehung beteiligten Nukleonenzahl.

Die Abhängigkeit der Schauerbreite φ (der Bleischauer) von n_s und von E_{π^0} geht aus den folgenden Abb. 11 und 12 hervor. Man sieht, daß mit steigen der π^0 -Energie die Schauer enger werden, wie man

Material	N_h	φ in Grad
Kohle	0	$10,2 \pm 1,3$
„	> 0	$13,7 \pm 2,8$
Blei	0	$16,1 \pm 0,9$
„	1 bis 3	$16,9 \pm 1,0$
„	> 3	$23,1 \pm 2,2$

Tab. 3. Die projizierte Winkelbreite φ der Kohle- und Bleischauer in Abhängigkeit von der Zahl N_h der stark ionisierenden Teilchen. Die Fehlergrenzen stellen die aus der Zahl der Schauer berechneten statistischen Fehler dar.

es erwartet, wenn die π^0 -Energie mit der Primärenergie der Schauer anwächst. Bei nicht zu niedrigen Energien sind die Meßpunkte mit einem Gesetz $\lg \varphi \sim E^{-0,5}$ verträglich, welches für die Mesonenerzeugung im Nukleon-Nukleon-Stoß etwa gelten sollte³⁴. Unterhalb $E_{\pi^0} \approx 3$ GeV ändert sich die Winkelbreite offenbar nicht, dort dürfte wegen des Abschneideeffektes der Zählrohre die π^0 -Energie kein gutes Maß mehr für die Primärenergie sein.

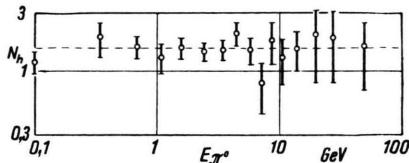


Abb. 11. Der mittlere projizierte Winkel φ , der die Hälfte aller durchdringenden Schauerteilchen aus Blei umfaßt, in Abhängigkeit von E_{π^0} . Die gestrichelte Kurve stellt eine Beziehung $\varphi \sim E_{\pi^0}^{-1/2}$ dar.

Einen etwas anderen Verlauf zeigt nach Abb. 12 die Schauerbreite als Funktion von n_s . Bei großen Teilchenzahlen n_s mögen die Schauer wohl in der erwarteten Weise gemäß $\lg \varphi \sim E_{\pi^0}^{-0,5} \sim n_s^{-1,25}$ enger werden; offensichtlich ist aber noch ein zusätzlicher Effekt wirksam, der bei kleinen n_s zunächst die Schauerbreite anwachsen läßt. Die Erklärung dieses Verlaufes ist nicht ganz einfach, da bei kleinen n_s schon die Abschneidewirkung der Zählrohre mit-

spielt. Andererseits deutet sich ein ähnlicher Verlauf auch in den Bristoler Photoplattemessungen¹⁷ an. Man mag deshalb vermuten, daß es sich hier um einen Einfluß von Schwankungserscheinungen handelt derart, daß im Falle eines zufälligen Anwachsens der Zahl der Mesonen deren mittlere Energie niedriger wird, was eine stärkere Streuung der Mesonen im Atomkern zur Folge hat.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse der vorliegenden Messung können in folgender Weise zusammengefaßt und gedeutet werden:

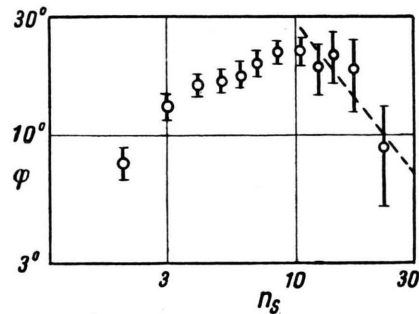


Abb. 12. Der Winkel φ in Abhängigkeit von n_s . Die gestrichelte Kurve gibt die Beziehung $\varphi \sim n_s^{-1,25}$ wieder.

Aus den Energie- und Multiplizitätsspektren der Blei- und der Kohleschauer lassen sich Aussagen über den Gang der Zahl der durchdringenden Teilchen mit der Primärenergie der Schauer entnehmen. Es zeigt sich, daß n_s (im Bereich $9 < n_s < 25$) im Mittel mit der 0,4. Potenz der Primärenergie E_p anwächst, also meßbar steiler als mit der bisher oft angenommenen 4. Wurzel aus E_p . Mit abnehmen n_s (< 9) steigt der Exponent sogar über 0,4 an. Diese Aussage gilt sowohl für Blei- wie für Kohleschauer.

Die Schauer aus Blei und aus Kohle unterscheiden sich in ihren π^0 -Energien um etwa einen Faktor 2 und in der Zahl n_s der durchdringenden Teilchen um 30%. Der geringe Unterschied in n_s kann wohl nur unter der Voraussetzung einer multiplen Mesonenerzeugung verstanden werden. Es ist sogar möglich, daß die 30-proz. Zunahme von n_s nur zum Teil auf Kaskadenbildung im Bleikern zurückzuführen ist, und daß auch der Umstand mitspielt, daß in dem viele Nukleonen enthaltenden Bleikern die Wahrscheinlichkeit für einen zentraleren Zusammenstoß mit einem Nukleon größer ist als im

³⁴ U. Camerini, J. H. Davies, C. Franzinetti, W. O. Lock, D. H. Perkins u. G. Yekutieli, Phil. Mag. 42, 1261 [1951].

Kohlekern; im zentraleren Stoß könnte sowohl eine höhere Energie übertragen als auch eine größere Mesonenzahl erzeugt werden.

Sehr deutlich machen sich die Sekundärstöße der durchdringenden Schauerteilchen in den energieärmeren Prozessen bemerkbar: Aus Blei werden im Mittel 5-mal mehr stark ionisierende Teilchen emittiert als aus Kohle; und offensichtlich infolge dieser elastischen Stöße verbreitert sich die Garbe der durchdringenden Schauerteilchen aus Blei um fast das Doppelte gegenüber der aus Kohle.

Wenn die Aussage über den geringen Beitrag der Sekundärstöße zur Vermehrung der Schauerteilchenzahl richtig ist, so folgt daraus, daß die Kernmaterie hinsichtlich der Mesonenerzeugung etwas

transparent sein muß. In Einklang damit steht der niedrige Wirkungsquerschnitt des Kohlekernes.

Herrn Prof. Dr. W. Heisenberg darf ich für anregende Diskussionen und für seine wohlwollende Förderung der Arbeit danken. Die Messungen auf der Zugspitze wären nicht möglich gewesen ohne die Initiative von Herrn Prof. Dr. K. Wirtz und ohne das Entgegenkommen der Deutschen Bundespost, die uns einen ihrer Räume zur Verfügung gestellt hat. Bei der Einrichtung des Raumes und bei der Vorbereitung für die Aufstellung der Nebelkammer war die Mithilfe der Herren K. Geismann, A. Kaehs und M. Pöschel von großem Wert. Ganz besonders möchte ich auch Herrn K. Böttcher danken, der bei der Bedienung der Nebelkammer mitwirkte und nicht nur die angenehme, sondern auch manche mühsame Situation des Berglebens auf sich nahm.

Numerische Rechnungen zur Kaskadentheorie Energiebestimmung von π^0 -Mesonen

Von KARL OTT

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 9a, 488—494 [1954]; eingegangen am 10. April 1954)

Die Anzahl der Elektronen einer Elektronen-Photonenkaskade in Blei wird als Funktion des Abstands vom Schauerursprung für einige Primärenergien E_0 (0,3 bis 300 GeV) numerisch berechnet und zwar für den Fall eines primären Photons bzw. Elektrons der Energie E_0 und für ein primäres Spektrum von Photonen, wie es aus den beim Stoß zweier Nukleonen erzeugten π^0 -Mesonen durch $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ -Zerfall entsteht. Die zugrunde gelegte Theorie der Elektronen-Photonenkaskade wurde in einer früheren Arbeit¹ dargestellt.

Die Ergebnisse über die Elektronenverteilung in durchdringenden Schauern gestatten z. B. aus Nebelkammeraufnahmen² solcher Schauer den Energieinhalt der dabei erzeugten π^0 -Mesonen zu bestimmen.

Außerdem wurde die von einem Photonenspektrum vom Bremsstrahltyp ausgelöste Elektronenkaskade berechnet und mit den Messungen von Blocker, Kenney und Panofsky³ verglichen.

Zum Schluß wurde noch die Möglichkeit zur Energiemessung diskutiert, wenn die Teilchenzahl im Schauerkern so groß ist, daß sie nicht mehr ausgezählt werden kann.

Bei der theoretischen Behandlung der Elektronen-Photonenkaskade wurden ursprünglich für die die Kaskade auslösenden Prozesse, Bremsstrahlung und Paarerzeugung, die Wirkungsquerschnitte im Grenzfall hoher Energie (bei vollständiger Abschirmung) benutzt (ausführliche Literaturhinweise siehe l. c.¹). In diesem Grenzfall ist z. B. der Absorptionskoeffizient der γ -Quanten unabhängig von der Energie ($\approx 7/9$). Kommen jedoch die Kaskadenteilchen nach Aufsplitterung der Anfangsenergie in den Energiebereich unterhalb etwa 100 MeV, dann wird

ihre Absorption schwächer; die der γ -Quanten nimmt aber bei noch kleineren Energien infolge des Compton-Effekts wieder zu. In einer früheren Arbeit¹ wurden diese Effekte in erster Näherung berücksichtigt.

1. Die Einteilchenkaskade

Tritt ein Photon der Energie E_0 in Materie ein, so löst es bei hinreichend großem E_0 eine Kaskade aus, die sich im wesentlichen in der Impulsrichtung des Primärteilchens ausbreitet. Die Materialdicke x

¹ Vorträge über kosmische Strahlung, Herausgeb. W. Heisenberg, Springer 1953 (woraus der größte Teil der Bezeichnungen übernommen wurde).

² M. Deutschmann, Z. Naturforsch. 9a, 477 [1954].

³ W. Blocker, R. Kenney u. W. Panofsky, Phys. Rev. 79, 419 [1950].