

# Zur Mesonenerzeugung bei Kernstößen hoher Energie

Von L. v. LINDERN

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen  
(Z. Naturforsch. **11a**, 340—347 [1956]; eingegangen am 3. April 1956)

Es wurden energiereiche, von der kosmischen Strahlung ausgelöste Mesonenschauer ( $> 10^{10}$  eV) in Kernenulsionen untersucht. Die an ihnen gemessene Winkel- und Energiedeteilung der erzeugten Mesonen wird mit den von FERMI und HEISENBERG angegebenen Modellvorstellungen der Vielfach-erzeugung verglichen.

Neuere Untersuchungen an Mesonenschauern<sup>1–6</sup> haben es sehr wahrscheinlich gemacht, daß beim Zusammenstoß energiereicher Nukleonen eine Vielfacherzeugung von Mesonen — hauptsächlich  $\pi$ -Mesonen — aufreten kann. So konnten CAMERINI et al.<sup>7</sup> ihre Ergebnisse mit den Modellvorstellungen von FERMI<sup>8, 9</sup> und HEISENBERG<sup>10, 11</sup> vereinbaren. Allerdings ließ ihr Material keine genauere Diskussion zu. Erst die nähere Untersuchung einzelner Schauer, wie sie von SCHEIN et al.<sup>3</sup>, GOTTSSTEIN und TEUCHER<sup>4</sup>, HOPPER et al.<sup>5</sup>, LOHRMANN<sup>12</sup> u. a. durchgeführt wurde, zeigte, daß ihr Verhalten mit der Modellvorstellung von HEISENBERG vereinbar ist. Dagegen fanden LAL et al.<sup>13</sup>, HAZEN et al.<sup>14</sup> in ihren Ergebnissen die von FERMI vorgeschlagene Modellvorstellung bestätigt.

Für die vorliegende Arbeit wurden 45 energiereiche Mesonenschauer beobachtet, die von einfach geladenen oder neutralen Teilchen der kosmischen Strahlung in Kernenulsionen Ilford G 5 (400  $\mu$ ) ausgelöst wurden. Ihre Primärteilchen sind wegen der hohen Energien nicht mehr identifizierbar. Bei den geladenen wird es sich in den meisten Fällen um ein Proton, bei den neutralen um ein Neutron handeln. Die Platten wurden während der Sardinien-Expedition 1952 ca. 8 Stunden in ungefähr 25 km Höhe exponiert. Zur Beobachtung und Messung dienten ein Leitz-Mikroskop Ortholux (25  $\times$  6) und ein Leitz-Koordinatenkomparator (100  $\times$  15). Die Identifizierung und Energiebestimmung der geladenen Schauerteilchen wurde nach den bekannten Methoden der Messung von Vielfach-

streuung und Ionisationsverlust<sup>15, 16</sup> vorgenommen. Dabei wurden zur Fehlerabschätzung (unechte Streuung, *spurious scattering*<sup>17</sup>) die Primärspuren energiereicher Schauer herangezogen, deren echte Vielfachstreuung vernachlässigbar klein bleibt. Der relative Ionisationsverlust wurde durch Messung der Korndichten ermittelt. Der Relativwert der Korndichten wurde auf den Plateau-Wert benachbarter, einfach geladener Teilchen sehr hoher Energie bezogen.

## 1. Zur Auswahl der betrachteten Ereignisse

Ideale Beobachtungsbedingungen für eine Vielfacherzeugung wären erfüllt, wenn man Protonstöße an Wasserstoff beobachten könnte. Man sollte also in Kernenulsionen solche Schauer untersuchen, für die „wasserstoffähnliche“ Stoßbedingungen erfüllt und störende kaskadenförmige Stoßvorgänge in komplexen Kernen vernachlässigbar sind (Randstöße an möglichst leichten Kernen). Deshalb wurden nur solche Mesonenschauer vermessen, die von einfach geladenen oder neutralen Primärteilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst wurden und von keinem oder nur einem sehr energiearmen Verdampfungsprozeß begleitet sind. Die obere Grenze der Anzahl begleitender geladener Verdampfungsprodukte („schwere Spuren“) wurde zu  $N_h = 3$  gewählt. Dann wird der an den Restkern übertragene Energieanteil im Mittel nicht größer als 100 bis

- <sup>1</sup> H. SCHULTZ, Z. Naturforschg. **9a**, 419 [1954].
- <sup>2</sup> M. CERVASI, G. FIDECARO u. L. MEZZETTI, Nuovo Cim. **1**, 300 [1955].
- <sup>3</sup> M. SCHEIN, R. G. GLASSER u. D. M. HASPIN, Nuovo Cim. **2**, 647 [1955].
- <sup>4</sup> K. GOTTSSTEIN u. M. TEUCHER, Z. Naturforschg. **8a**, 120 [1953].
- <sup>5</sup> V. D. HOPPER, S. BISWAS u. J. DARBY, Phys. Rev. **84**, 457 [1951].
- <sup>6</sup> W. B. FOWLER, G. MAENCHEN, W. M. POWELL, G. SAPHIR u. R. W. WRIGHT, Phys. Rev. **101**, 911 [1956].
- <sup>7</sup> U. CAMERINI, J. H. DAVIES, C. FRANZINETTI, W. O. LOCK, D. H. PERKINS u. G. YEKUTIELI, Phil. Mag. **42**, 1261 [1951].
- <sup>8</sup> E. FERMI, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 [1950].

- <sup>9</sup> E. FERMI, Phys. Rev. **81**, 683 [1951].
- <sup>10</sup> W. HEISENBERG, Z. Phys. **133**, 65 [1952].
- <sup>11</sup> W. HEISENBERG, Vorträge über kosmische Strahlung, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1953, S. 148.
- <sup>12</sup> E. LOHRMANN, private Mitteilung.
- <sup>13</sup> D. LAL, B. PETERS u. M. S. SWAMI, Proc. Indian Acad. Sci. A **36**, 75 [1952].
- <sup>14</sup> W. E. HAZEN, R. E. HEINEMANN u. E. S. LENNOX, Phys. Rev. **86**, 198 [1952].
- <sup>15</sup> K. GOTTSSTEIN, Anhang 3 zu W. HEISENBERG <sup>11</sup>, S. 494.
- <sup>16</sup> M. TEUCHER, Erg. exakt. Naturw. **28**, 407 [1955].
- <sup>17</sup> S. BISWAS, P. PETERS u. RAMA, Proc. Indian Acad. Sci. A **41**, 154 [1955].



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 digitized 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.

200 MeV sein (HEITLER und TERREAUX<sup>18</sup>). Trotzdem kann zwar auf Grund der „Tunnelvorstellung“ (HEITLER und TERREAUX<sup>18</sup>, ROESLER und McCUSKER<sup>19</sup>) noch eine störende Kaskadenausbreitung im getroffenen Kern abgelaufen sein; die Betrachtung der Winkelverteilungen zeigt aber (Abb. 1 a), daß in den meisten Fällen gute Übereinstimmung mit den für ungestörte Nukleon – Nukleon-Stöße gerechneten Verteilungen herrscht.

Die untere Grenze der Anzahl geladener Schauerteilchen („dünne Spuren“) wurde zu  $n_s = 8$  gewählt. Dann bleiben die statistischen Fehler der Winkelverteilungen relativ klein, und die Emission neutraler Schauerteilchen hat einen geringeren Einfluß auf die Verteilung der geladenen.

## 2. Winkelverteilungen im Laborsystem (L-System) und Abschätzung der Primärenergien

An 15 Schauern konnte die Winkelverteilung der geladenen Schauerteilchen vollständig gemessen werden. Ihr integraler Verlauf (171 Spuren) ist in der unten noch zu schildernden Weise in den Abb. 1 a und 1 b wiedergegeben. Da die Primärenergie der Schauer nicht mehr direkt gemessen werden kann, wurde sie nach folgendem Verfahren aus den Winkelverteilungen abgeschätzt<sup>20</sup>. Zunächst wurden unter der Voraussetzung von ungestörten Nukleon – Nuk-

leon-Stößen die Winkelverteilungen im L-System für folgende Annahmen im Schwerpunktsystem (S-System) der Stoßpartner ausgerechnet ( $\beta_s$  = Geschwindigkeit der Nukleonen im S-System,  $\beta_{os}$  = Geschwindigkeit der Schauerteilchen im S-System):

1. Isotrope Emission und konstante Geschwindigkeiten  $\beta_{os}$  der Schauerteilchen mit  $\beta_s/\beta_{os} = 1$ .
2. Isotrope Emission und Energiespektrum nach HEISENBERG<sup>10, 11</sup>, das nach hohen Energien wie  $1/E_{os}^2$  abfällt. ( $E_{os}$  = Energie der Schauerteilchen im S-System.)
3. Energie- und Winkelverteilung nach HEISENBERG. Annahme des Anisotropieparameters derart, daß die im S-System nach vorn und hinten um die Stoßachse orientierten Emissionskegel im L-System am stärksten auseinanderfallen (siehe SYMANZIK in l. c.<sup>11</sup>, Anhang 7 a, S. 563).

Man erhält die in Abb. 1 a über den Logarithmen von  $\gamma_s \cdot \Theta_L$  aufgetragenen Kurven für die integralen Winkelverteilungen.

$$\gamma_s = 1/\sqrt{1 - \beta_s^2}$$

ist dabei die Energie eines stoßenden Nukleons der Masse  $M$  im S-System in Ruhenergieeinheiten  $M c^2$ ,

$$E_{\text{prim}} = M c^2 (2 \gamma_s^2 - 1) \approx 2 \gamma_s^2 M c^2$$

ist die Primärenergie im L-System und  $\Theta_L$  ist der

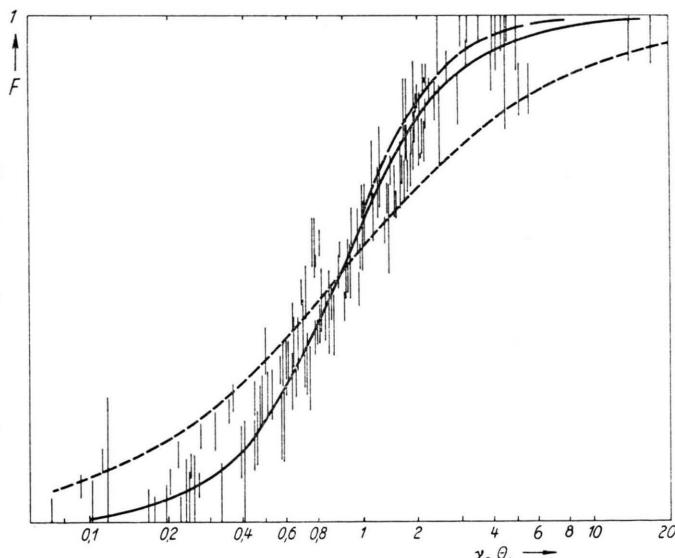


Abb. 1 a. Normierte integrale Winkelverteilung im Laborsystem in Abhängigkeit vom Produkt  $\gamma_s \Theta_L$ . Die Kurven wurden für Vielfacherzeugung in Nukleon – Nukleon-Stößen unter folgenden Annahmen im S-System erhalten:

1. — Isotropie und gleiche Geschwindigkeit aller Schauerteilchen ( $\beta_s/\beta_{os}=1$ ).
2. — Isotropie und Energiespektrum
3. --- Starke Anisotropie } nach HEISENBERG<sup>10, 11</sup>.  
und

Die eingetragenen Meßwerte stellen Ereignisse „guter“ Anpassung dar.

<sup>18</sup> W. HEITLER u. C. TERREAUX, Proc. Phys. Soc. Lond. A **66**, 929 [1953].

<sup>19</sup> F. C. ROESLER u. C. B. A. McCUSKER, Nuovo Cim. **10**, 127 [1953].

<sup>20</sup> Herrn Dr. K. SYMANZIK danke ich für wertvolle Ratschläge zu diesem Verfahren.

Winkel gegen die Primärrichtung im L-System im Bogenmaß.

Die Kurven in Abb. 1 a werden durch die folgenden Näherungsformeln dargestellt.

1.  $E_{\text{prim}} > 30 \text{ GeV}$ :

$$F_1(\gamma_s \Theta_L) = \frac{\gamma_s^2 \Theta_L^2}{1 + \gamma_s^2 \Theta_L^2}.$$

Für  $F_1 = 1/2$  folgt  $\Theta_L(1/2) = 1/\gamma_s$ .

Das ist die bekannte Beziehung zwischen dem „Halbwinkel“  $\Theta_L(1/2)$  und der Primärenergie, wie sie von anderen Autoren zur Abschätzung der Primärenergie zugrunde gelegt wurde (z. B. I. c. <sup>21</sup>).

2.  $E_{\text{prim}} > 30 \text{ GeV}$ :

$$F_2(\gamma_s \Theta_L) = \left( \frac{1}{1 + \gamma_s^2 \Theta_L^2} \right)^{1/2}.$$

Hier folgt für den „Halbwinkel“  $\Theta_L(1/2) = 0,77/\gamma_s$ .

3.  $E_{\text{prim}} > 1000 \text{ GeV}$  (SYMANSIK, Anhang 7 a in l. c. <sup>11</sup>):

$$F_3(\gamma_s \Theta_L) = \frac{1}{1 + 2 \gamma_s \Theta_L}.$$

Für  $F_3 = 1/2$  folgt  $\Theta_L(1/2) = 0,5/\gamma_s$ .

In Abb. 1 a sind die Maßstäbe so gegeneinander versetzt, daß die Halbwerte der Verteilungen, für die  $F = 1/2$  ist, zusammenfallen. Man sieht, daß die angenommene Energieverteilung bei isotroper Emission keinen großen Einfluß auf die Winkelverteilung im L-System hat. Eine Anisotropie wirkt sich dagegen stärker aus.

Die Winkelverteilungen für verschiedene Primärenergien gehen in diesen Näherungen bei logarithmischer Auftragung der Winkel durch einfache Parallelverschiebung ineinander über. Der Abstand einer gemessenen Verteilung von der für eine bestimmte Primärenergie gerechneten liefert also ein direktes Maß für die Primärenergie des Ereignisses (analog dem numerischen Verfahren von CASTAGNOLI et al. <sup>22</sup>). Die gesamte Winkelverteilung kann bei dieser Art der Primärenergieabschätzung übersichtlich aufgetragen werden.

Die Näherungsverteilungen  $F_1$  bis  $F_3$  kann man durch GAUSS-Kurven approximieren, und es werden die folgenden Werte für die Schwankung erhalten ( $n_s$  = Anzahl der Schauerspuren).

Verteilungen  $F_1$  und  $F_2$        $A \ln \gamma_s = 0,83/Vn_s$

(CASTAGNOLI et al. <sup>22</sup> erhalten       $A \ln \gamma_s = 0,91/Vn_s$ ),

Verteilung  $F_3$                          $A \lg_{10} \gamma_s = 0,7/Vn_s$ .

<sup>21</sup> C. C. DILWORTH, S. J. GOLDSACK, T. F. HOANG u. L. SCARSI, Nuovo Cim. **10**, 1261 [1953].

Die in Abb. 1 a eingetragenen, gemessenen Verteilungen zeigen eine gute Anpassung an die für isotrope Emission gerechneten Kurven. Wegen der Größe des statistischen Fehlers wird für die Primärenergieabschätzung nur die Verteilung  $F_1$  zugrunde gelegt.

In Abb. 1 b sind vier Schauer zusammengefaßt worden, deren Verteilung steiler als jede der gerechneten verläuft. Das Fehlen kleiner Winkel mag auf eine den ganzen Schauerkegel verbreiternde Streuung an einem komplexen Kern hinweisen („gestörte“ Verteilung).

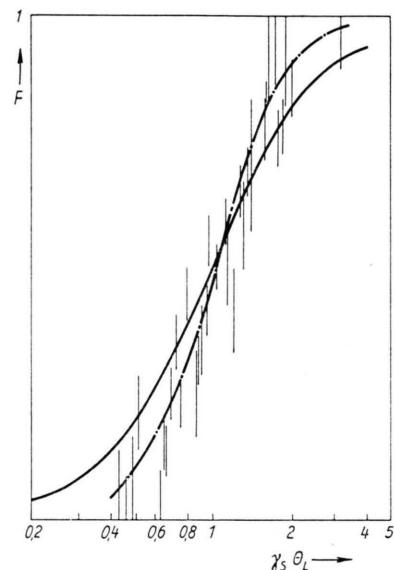


Abb. 1 b. Normierte integrale Winkelverteilungen im Labor-System von Ereignissen „schlechter“ Anpassung.  
Kurve —— wie in Abb. 1 a. Die Kurve - - - entspricht für diese Ereignisse einer besseren Anpassung; sie ist steiler als jede der gerechneten Verteilungen.

Die Primärenergieabschätzung und die Unterscheidung in Ereignisse „guter“ und „schlechter“ Anpassung kann man grob prüfen, wenn man die Anzahl der Schauerteilchen in Abhängigkeit von der Primärenergie aufträgt (Abb. 2). Die maximale Teilchenzahl, die in einem Stoß erzeugt werden kann, ist durch die im S-System bei vollkommen inelastischen Stößen zur Verfügung stehende Energie begrenzt (Inelastizitätsgrad  $K = 1$ ). Oberhalb der Kurve für  $\gamma_{os} = 1$  darf also kein Punkt liegen, wenn  $\gamma_{os}$  die mittlere Energie der Schauerteilchen im S-System in Ruhenergieeinheiten angibt. (Für  $\gamma_{os} = 1$  ist die kinetische Energie der Teilchen gleich 0.)

<sup>22</sup> C. CASTAGNOLI, G. CORTINI, C. FRANZINETTI, A. MANFREDINI u. D. MORENO, Nuovo Cim. **10**, 1539 [1953].

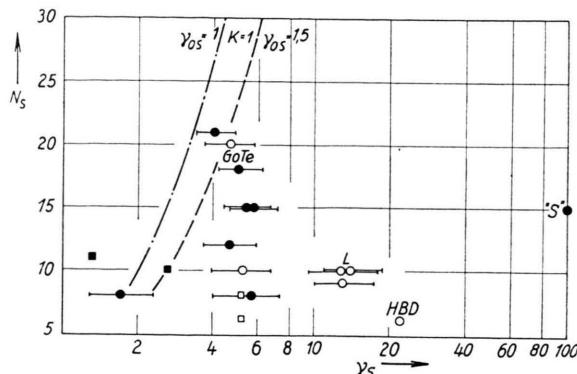


Abb. 2. Anzahl geladener Schauerteilchen  $n_s$  als Funktion der Primärenergie  $\gamma_s$ . Die eingetragenen Fehler stellen die statistischen Fehler bei der Primärenergieabschätzung dar. Die Punkte  $\circ$  und  $\bullet$  entsprechen Ereignissen „guter“ Anpassung von Abb. 1 a. Die Punkte  $\square$ ,  $\blacksquare$  gelten für die Ereignisse „schlechter“ Anpassung (Abb. 1 b).

Erläuterung der Kurven siehe Text.

Alle Teilchen werden als leichte ( $\pi$ )-Mesonen angesehen, ein Drittel sei neutral.) Ein durch ■ gekennzeichneter Punkt liegt aber in dem so ausgeschlossenen Bereich. Die zugehörige Primärenergie ist also zu niedrig abgeschätzt worden. Es muß sich um einen „gestörten“ Schauer handeln, wie sich auch schon daraus ergibt, daß er zu den Ereignissen „schlechter“ Anpassung (Abb. 1 b) gehört.

Daß auch Schauer ohne Verdampfungsspuren „schlechte“ Anpassung liefern können (Punkte  $\square$ ), mag hier wegen der geringen Spurenzahl statistisch bedingt sein, könnte aber auch dafür sprechen, daß nicht alle Schauer ohne Verdampfungsspuren ungestört sein müssen (siehe auch COCCONI<sup>23</sup>). Auf der anderen Seite zeigt hier ein Punkt  $\bullet$ , der auf der Grenzkurve  $\gamma_{os} = 1$  liegt, daß eine gute Anpassung nicht immer eine gute Energieabschätzung zur Folge hat: Eine gestörte Verteilung hoher Energie kann z. B. zufällig eine ungestörte geringerer Energie vor täuschen.

Die erhaltenen Werte für die Primärenergien wurden der Transformation in das S-System der Stoßpartner zugrunde gelegt. Bei den ungestörten Ereignissen wird der Wert für die abgeschätzte Primärenergie als untere Grenze angesehen.

### **3. Energie- und Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem (S-System)**

An 14 der 45 vermessenen Schauer waren insgesamt nur 32 Spuren so lang und unverzerrt, daß eine Messung der Vielfachstreuung aussichtsreich

erschien. In Abb. 3 sind die Meßergebnisse mit den Korndichten zusammen aufgetragen. Da eine Unterscheidung nach  $\pi$ - oder  $\mu$ -Mesonen hier nicht möglich ist, man aber bis jetzt keine direkte Erzeugung von  $\mu$ -Mesonen bei Kernstößen beobachtet hat, gilt im folgenden immer die Annahme, daß es sich bei den leichten Mesonen um  $\pi$ -Mesonen handelt.

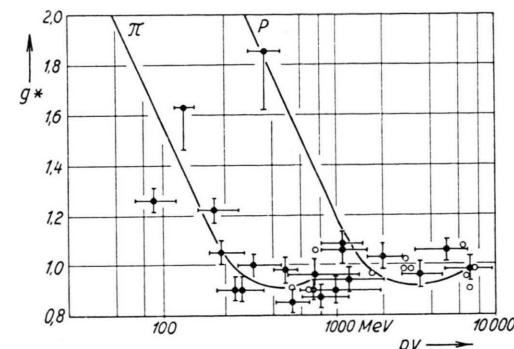


Abb. 3. Meßwerte von 32 Spuren an Mesonenschauern, die von einfach geladenen oder neutralen Primärteilchen ausgelöst, mehr als sieben Schauerspuren und weniger als vier geladene „graue“ oder „schwarze“ Spuren aufweisen.  $g^*$  = relative Korndictheit;  $p$  = Impuls,  $v$  = Geschwindigkeit der Teilchen. Die eingetragenen Fehler entsprechen im wesentlichen den statistischen Schwankungen. Punkte  $\circ$  kennzeichnen nur untere Grenzwerte. Eingetragene Kurven für leichte Mesonen ( $\pi$ ) und Protonen (P).

a) Ereignisse mit Primärenergien von  $20 - 60 \text{ GeV}$

Nur an sieben von den 14 Schauern konnte mindestens je ein leichtes Meson identifiziert werden. Insgesamt wurden an ihnen 12 leichte Mesonen identifiziert; zwei Teilchen sind nicht sicher als leichte Mesonen anzusehen. Die Erzeugung schwerer Mesonen wird in diesem Energiebereich vernachlässigt, da nur ein Teilchen identifiziert wurde, das annähernd Protonenmasse aufweist.

Die in das S-System transformierte Energieverteilung dieser 14 Mesonen wurde in Abb. 4 schraffiert eingetragen. Hinzugefügt wurden neun Teilchenenergien, die von GOTTSTEIN und TEUCHER an dem von ihnen früher<sup>4</sup> beschriebenen Schauer gemessen wurden<sup>24</sup>.

Die gestrichelt umrandete Korrektur berücksichtigt den Effekt, daß auf Grund der begrenzten Energiebestimmung im L-System bevorzugt Energien von Teilchen erhalten werden, deren Emissionsrichtung im hinteren Halbraum des S-Systems liegt.

<sup>23</sup> G. Cocconi, Phys. Rev. **93**, 1107 [1954].

<sup>24</sup> Den Herren Dr. GOTTHEIN und Dr. TEUCHER danke ich für die freundliche Überlassung der Meßwerte.

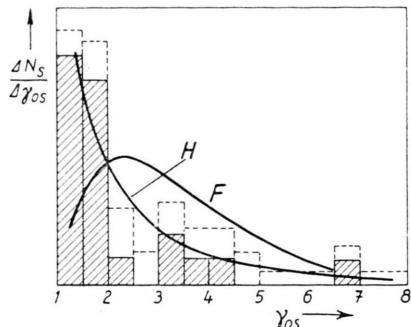


Abb. 4. Differentielles Energiespektrum im S-System von vorwiegend leichten Mesonen aus Schauern mit Primärenergien von 20–60 GeV. Schraffiert: Meßwerte; gestrichelt: Korrektur für Auswahlleffekt. Die Kurve H gibt ein Spektrum nach HEISENBERG wieder, das nach hohen Energien wie  $1/\gamma_{0S}^2$  abfällt. Die Kurve F entspricht einem Spektrum nach der Modellvorstellung von FERMI (s. Text).

Das wird in Abb. 5 deutlich: Die Anzahl gemessener Teilchenenergien (eng schraffiert) pro Winkelintervall wächst mit zunehmender Emissionsrichtung, da die im S-System unter größeren Winkeln emittierten Teilchen im Mittel geringere, d. h. leichter messbare Energien im L-System aufweisen als die unter kleinen Winkeln emittierten. Die auf Grund von geometrischen Überlegungen angebrachte Korrektur (weit schraffiert) stellt die für Nukleon – Nukleon-Stöße zu erwartende Symmetrie zur  $90^\circ$ -Ebene und einen isotropen Verlauf der Winkelverteilung im S-System weitgehend wieder her.

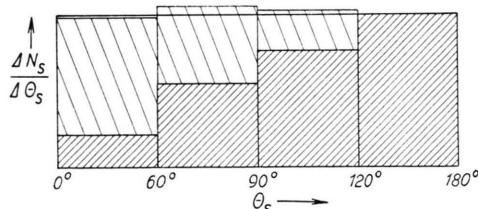


Abb. 5. Differentielles Winkelpektrum der in Abb. 4 eingebrachten Teilchen im S-System. Engschraffiert: Meßwerte; weitschraffiert: Auswahlleffekt. Die ausgezogene, waagerechte Gerade stellt einen isotropen Verlauf dar.

Eine genauere Abschätzung ergab, daß die dieser Korrektur entsprechende Anzahl von Teilchen gut mit der Anzahl von Teilchen übereinstimmt, deren Energie nicht bestimmt werden konnte. Die Winkelverteilungen der Schauerteilchen dürften also bei diesen Primärenergien nicht wesentlich von isotroper

Verteilung abweichen, wie es auch schon aus der Abb. 1 a hervorging.

Die dieser Korrektur entsprechende Anzahl von Teilchenenergien wurde dem Energiespektrum als Korrektur hinzugefügt. Der Schwerpunkt der gefundenen Energieverteilung wird durch sie nach höheren Werten hin verschoben und sollte bei anisotroper Winkelverteilung kleinere Werte annehmen.

Die in Abb. 4 zum Vergleich eingetragene Kurve H entspricht einem Abfall nach höheren Energien mit  $1/\gamma_{0S}^2$  ( $\gamma_{0S}$  Energie der leichten Schauerteilchen im S-System in Ruhenergiedimensionen  $m c^2$ ;  $m c^2 \approx 140$  MeV), wie er nach HEISENBERG<sup>10, 11</sup> zu erwarten ist. Die Kurve F entspricht annähernd einer MARSHAK<sup>25</sup> entnommenen Energieverteilung, die für 20 GeV Primärenergie und zentrale Stoße der FERMISchen Modellvorstellung<sup>8, 9</sup> Rechnung trägt. Ihr Schwerpunkt stimmt ungefähr mit der zu erwartenen mittleren Sekundärenergie der beobachteten Schauer überein, wenn man nur vollkommen inelastische Stoße ( $K=1$ ) zugrunde legt und annimmt, daß jeweils  $\frac{3}{2}(n_s - 1)$  Teilchen (leichte Mesonen) erzeugt wurden ( $n_s$  = Anzahl der geladenen Schauerteilchen,  $n_s/2$  Teilchen seien neutral). Die Kurve H zeigt eine bessere Anpassung an die gefundenen Werte (Inelastizität  $K < 1$ ).

### b) Ereignisse mit Primärenergien $> 100$ GeV

Oberhalb 100 GeV Primärenergie sind die Energien der Schauerteilchen nur selten zu messen, und ein einigermaßen zuverlässiges Energiespektrum kann noch nicht aufgestellt werden. Jedoch lassen sich einige Aussagen über die Winkelverteilung der Schauerteilchen im S-System machen.

Während bei energieärmeren Schauern die Winkelverteilung im S-System nahezu isotrop zu sein scheint (vgl. <sup>26, 27</sup>), zeigen sich oberhalb von 100 GeV Primärenergie deutliche Abweichungen von der Isotropie (s. u.). Nach der FERMISchen Theorie<sup>9</sup> sollte sich die Anisotropie im Raum der  $\Theta_s$  ( $\Theta_s$  ist der Winkel gegen die Stoßachse im S-System) zugleich mit einer Abweichung von der Rotationssymmetrie des Schauers um seine Achse bemerkbar machen. Eine derartige Abweichung ist bisher nicht beobachtet worden. Nach den Theorien von HEISENBERG<sup>10, 11</sup> und LANDAU<sup>28</sup> dagegen sollte die Verteilung um die

<sup>25</sup> R. E. MARSHAK, Meson Physics, McGraw Hill Comp., New York 1952, S. 273 ff.

<sup>26</sup> T. F. HOANG, J. Phys. Radium **14**, 395 [1953].

<sup>27</sup> A. ENGLER, U. HABER-SCHAIM u. W. WINKLER, Nuovo Cim. **12**, 930 [1954].

<sup>28</sup> L. D. LANDAU, Izv. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **17 n**, 51 [1953].

Schauerachse nahezu rotationssymmetrisch sein, jedoch sollte die Anisotropie im  $\Theta_s$ -Raum mit der Energie der Sekundärteilchen in Beziehung stehen. Energieriche Teilchen sollten unter sehr kleinen Winkeln  $\Theta_s$  oder unter  $\Theta_s$  nahe bei  $180^\circ$  ausgesandt werden. Wir haben daher in Abb. 6 die Energie der Schauerteilchen zugleich mit ihrem Winkel  $\Theta_s$  aufgetragen.

Allerdings liegt nur einer der von uns gemessenen Schauer so günstig in der Emulsion, daß eine ziemlich vollständige Analyse möglich war. Er weist 10 Schauerspuren, ein einfach geladenes Primärteilchen (wahrscheinlich ein Proton) und keine Verdampfungsspuren auf. Die Primärenergie beträgt  $E_{\text{prim}} = (300^{+200}_{-100}) \text{ GeV}$ . Seine Winkelverteilung im L-System ist in Abb. 1 a enthalten. Sie weicht noch nicht stark von einer isotrop angenommenen Verteilung im S-System ab. In Abb. 6 geben die Punkte ● die in das S-System transformieren Meßwerte wieder. Wenn nur untere Grenzwerte angegeben werden können, gelten für sie die Punkte ⊕—●, und das angegebene Winkelintervall ergibt sich, wenn man beliebig hohe Werte der Energien zuläßt. Dabei ist hier, wie

auch bei den folgenden Schauern, angenommen worden, daß alle Schauerteilchen leichte ( $\pi$ )-Mesonen sind, obgleich mindestens ein vom Stoß herrührendes Proton unter ihnen sein sollte. Wegen ihrer hohen Energien sind sie nicht mehr identifizierbar. (Die Beteiligung schwerer Mesonen wird im folgenden Abschnitt kurz erörtert, vgl. auch l. c.<sup>3</sup>.)

Zum Vergleich wurden in die Abb. 6 noch die Werte von zwei weiteren Schauern aufgenommen, die von SCHEIN et al.<sup>3</sup> und HOPPER et al.<sup>5</sup> gemessen und veröffentlicht wurden. Die Punkte ⊕—○ gelten analog für den Schauer von HOPPER et al. mit 1000 GeV Primärenergie, der 6 geladene Schauerteilchen und keine Verdampfungsspuren aufweist. Die meisten angegebenen Energiewerte müssen als untere Grenzwerte angesehen werden. Die Punkte ⊕—× gelten für den Schauer von SCHEIN et al. mit 15 Schauerspuren und zwei „schwereren Spuren“. Sie weisen, wie SCHEIN et al. diskutiert haben, eine stark anisotrope Verteilung auf. Die Verfasser berechnen für das Ereignis eine Primärenergie von 20 000 GeV. Nach der oben angegebenen Primärenergieabschätzung erhält man bei anisotoper Winkelverteilung nach HEISENBERG einen etwas kleineren Wert für die Primärenergie. Deshalb wurden die von SCHEIN et al. gemessenen Energien sowohl für eine Primärenergie von 20 000 GeV (×) als auch für eine solche von 7000 GeV (⊗) transformiert. Ihre Verteilung kommt einer Symmetrie zur  $90^\circ$ -Ebene sehr nahe.

Die Betrachtung dieser Schauer zeigt, daß sich bei hohen Primärenergien eine Anisotropie ausbildet derart, daß hohe Energien vorzugsweise in engen Kegeln um die Stoßachse emittiert werden. Innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit herrscht Rotationssymmetrie zur Stoßachse.

Die eingetragene Abhängigkeit  $\Theta_s = \text{const}/\gamma_{os}$  mag den Grad der Anisotropie veranschaulichen. Es werden kaum noch Teilchen in den Bereich oberhalb dieser Kurve emittiert, wie es auch die Stoßwellenvorstellung von HEISENBERG<sup>10, 11</sup> oder die LANDAU-sche Theorie<sup>28</sup> erwarten läßt. Nach FERMI<sup>9</sup> kann eine Anisotropie nur bei nichtzentralen Stößen auftreten. Sie sollte aber von anderer Art sein, da dann keine Rotationssymmetrie in bezug auf die Stoßachse herrscht. Ein vollständigerer Vergleich bleibt einer ausführlicheren Diskussion vorbehalten.

Die Symmetrie der Verteilungen, wie sie sich in Abb. 6 herausstellt, zeigt, daß wirklich ungestörte Nukleon – Nukleon-Stöße vorgelegen haben können. Zum anderen sollten aber deshalb auch die wahren

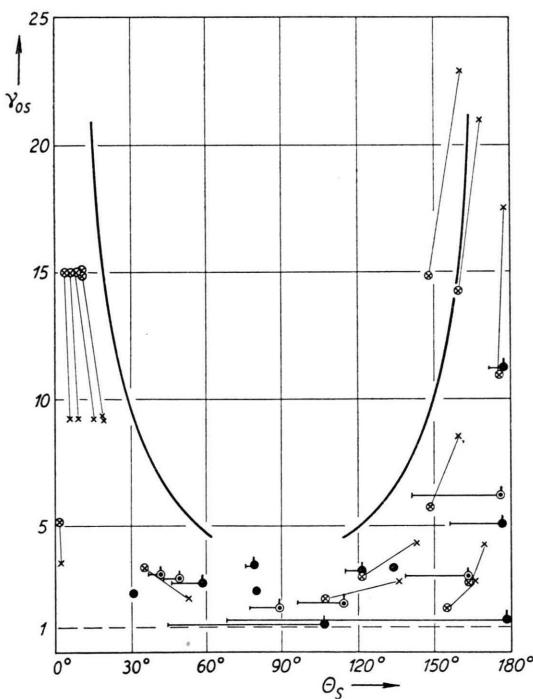


Abb. 6. Sekundärenergien  $\gamma_{os}$  als Funktion der Emissionswinkel  $\Theta_s$  im S-System an Schauern mit Primärenergien über 100 GeV. Die eingetragenen Punkte entsprechen den von SCHEIN et al.<sup>3</sup>, HOPPER et al.<sup>5</sup> und in dieser Arbeit beschriebenen Schauern. Zur Bezeichnung der Punkte vgl. Text.

Energien der nur durch untere Grenzwerte gekennzeichneten Energien nicht sehr weit oberhalb dieser Grenzwerte liegen. Andernfalls würde man vorzugsweise Punkte im hinteren Halbraum des S-Systems gewinnen. Deshalb erscheint es auch gerechtfertigt, Mittelwerte der Sekundärenergien aus den gemessenen Werten und den unteren Grenzwerten zu bilden, um deren Abhängigkeit von der Primärenergie zu betrachten.

#### 4. Primärenergieabhängigkeit der mittleren Sekundärenergien im S-System

In Abb. 7 wurden für folgende Schauer GoTe (GOTTSTEIN und TEUCHER<sup>4</sup>), L (s. vorigen Abschnitt), HBD (HOPPER et al.<sup>5</sup>) und S (SCHEIN et al.<sup>3</sup>) die in das S-System transformierten Energien  $E_{os}$  der Schauerteilchen — unter der Annahme, daß es sich bei ihnen um  $\pi$ -Mesonen handelt — mit den jeweiligen Primärenergien eingetragen. Die Punkte  $\circ$ , ● kennzeichnen die im L-System gemessenen Energien, wobei ausgefüllte Kreise Emissionsrichtungen von  $0^\circ - 60^\circ$  bzw.  $120^\circ - 180^\circ$  und offene solche von  $60^\circ - 120^\circ$  im S-System bezeichnen. Die Punkte  $\circ$ , ● stellen Teilchenenergien dar, für die im L-System nur untere Grenzwerte angegeben werden können. Punkte + geben die vermessenen Einzelpuren an den Ereignissen bis 60 GeV wieder. (Bei diesen Punkten ist die erwähnte Korrektur zu berücksichtigen.) Aus Raumgründen wurden die Punkte auf die Schwankungsbreiten  $\Delta\gamma_s$  der zugehörigen

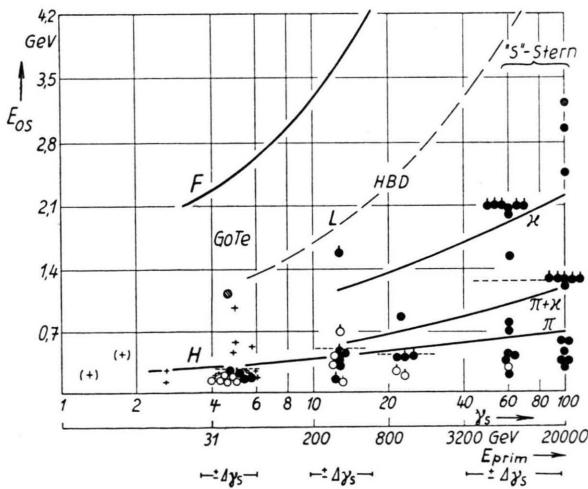


Abb. 7. Sekundärenergien  $E_{os}$  als Funktion der Primärenergien  $\gamma_s$  im S-System. Die Kurven entsprechen H Mittelwerten nach HEISENBERG<sup>10</sup> und F Mittelwerten nach FERMI<sup>8</sup> (vgl. Text).

Primärenergien verteilt. Die gestrichelten, waagerechten Linien geben Mittelwerte für die Sekundärenergien der entsprechenden Schauer an. Die wirklichen Mittelwerte können zwar höher liegen, da an den einzelnen Ereignissen oft nur untere Grenzen der Sekundärenergien erhalten wurden. Sie sollten aber wegen der oben erwähnten Symmetriebetrachtung nicht sehr viel größer als angegeben sein.

Die gefundenen Werte weisen nach Abb. 7 auf ein nur logarithmisches Anwachsen der mittleren Sekundärenergien mit der Primärenergie hin, wie man es nach HEISENBERG<sup>10, 11</sup> erwarten sollte.

Die Kurven H wurden nach der von HEISENBERG<sup>10</sup> angegebenen Tabelle 1 für reine  $\pi$ -Mesonenerzeugung ( $\pi$ ) und reine  $\chi$ -Mesonenerzeugung ( $\chi$ ) eingezeichnet. Die Kurve ( $\pi + \chi$ ) entspricht der dort angegebenen speziellen Wahl eines Mischungsverhältnisses erzeugter  $\pi$ - und  $\chi$ -Mesonen. Durch geeignete Wahl eines Mischungsverhältnisses der erzeugten leichten und schweren Mesonen können die gefundenen Werte gut mit der Stoßwellenvorstellung vereinbart werden. Dagegen wächst die Kurve F der mittleren Energien nach FERMI<sup>8</sup> mit  $E_{prim}^{1/4}$  erheblich schneller an. Sie wurde für  $\pi$ -Mesonenerzeugung aus FERMIS Angaben<sup>8</sup> erhalten. Die gestrichelte Kurve gibt den Verlauf einer unteren Grenze, wenn man nur zentrale Stöße zugrunde legt.

#### Schlußfolgerung

Nimmt man an, daß die hier beschriebenen Schauer hauptsächlich in einem einzigen Nukleon – Nukleon-Stoß erzeugt wurden — das ist näherungsweise durch die getroffene Auswahl und die Betrachtung der Winkelverteilungen gerechtfertigt worden —, so zeigt sich folgendes:

1. Die Winkelverteilung der mit verhältnismäßig geringen Energien erzeugten, leichten Mesonen ist mit einer isotropen Verteilung im S-System vereinbar, wenn die Primärenergien  $< 100$  GeV sind. Mit wachsenden Primärenergien ( $> 100$  GeV) stellt sich eine stärker werdende Anisotropie im S-System in dem Sinne ein, daß Teilchen hoher Energie unter kleinen Winkeln zur Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung emittiert werden.

2. Das Energiespektrum der in Schauern mit Primärenergien von  $20 - 60$  GeV erzeugten Teilchen [hauptsächlich leichte ( $\pi$ )-Mesonen] entspricht eher einem nach der Stoßwellenvorstellung zu erwarten-

den Verlauf als einer Temperaturverteilung im Sinne FERMIS oder LANDAU.

3. Die mittlere Energie der erzeugten Schauer-Teilchen im S-System wächst nicht wesentlich stärker als logarithmisch mit der Primärenergie an. Eine Übereinstimmung mit dem nach FERMIS oder LANDAU zu erwartenden Anstieg mit  $E_{\text{prim}}^{1/4}$  kann nicht gefunden werden.

Insgesamt gibt also die von HEISENBERG angegebene Stoßwellenvorstellung eine gute Beschreibung der angegebenen Daten. Will man dagegen den experimentellen Befunden mit FERMIS Überlegungen Rechnung tragen, müßte man auch schwach inelastische Stöße zulassen und außerdem annehmen, daß

die Emission erzeugter Teilchen keinem Gleichgewichtszustand im Wechselwirkungsvolumen der Stoßpartner zu entsprechen braucht. Damit kommt man aber der Stoßwellenvorstellung nahe. Die jüngst von LANDAU<sup>28</sup> angegebene Modellvorstellung nimmt hierbei insofern eine Mittelstellung ein, als sie hinsichtlich der Energieverteilung und Teilchenzahl der FERMISchen, hinsichtlich der Winkelverteilung der Stoßwellentheorie nahekommt.

Den Herren Professoren Dr. W. HEISENBERG und Dr. K. WIRTZ verdanke ich anregende Förderung und Aufnahme in das Institut. Herrn Dr. K. GOTTSSTEIN danke ich für zahlreiche Diskussionen und unseren Beobachterinnen für die mühevolle Arbeit bei der Durchmusterung der Platten.

## Zur Theorie der Störung kreisscheibenförmiger Neutronensonden, deren Radius klein gegen die Streuweglänge der Umgebung ist

Von H. MEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen  
(Z. Naturforsch. **11a**, 347—356 [1956]; eingegangen am 13. Februar 1956)

Es werden Aktivierungs- und Dichtestörung kreisscheibenförmiger Sonden im thermischen Neutronenfeld berechnet für den Fall, daß der Sondenradius klein gegen die Streuweglänge des umgebenden Mediums ist. Den analogen Fall für Kugelsonden hat bereits BOTHE<sup>1</sup> behandelt. Die Vermutung von TITTLE<sup>2</sup>, daß BOTHE'S Formel für die Aktivierungsstörung einer Kugelsonde in guter Näherung auch für Scheibensonden gilt, wenn man für Sondenradius und mittlere Absorptionswahrscheinlichkeit der Kugel die entsprechenden Werte für die Scheibe einsetzt, führt auf Werte, die um etwa 25% unter den unseren liegen. Die in einer früheren Arbeit<sup>3</sup> gemessene Aktivierungsstörung von Indiumfolien in Graphit wird durch unsere Rechnungen gut wiedergegeben.

Ist der Radius einer scheibenförmigen Sonde klein gegen die Streuweglänge  $\lambda_s$  des umgebenden Mediums, so fällt die Störung des Neutronenfeldes in der Sondenumgebung innerhalb einer Streuweglänge sehr rasch ab. Aus diesem Grunde versagt hier die elementare Diffusionstheorie. Zur Berechnung der Aktivierungsstörung ist es aber in diesem Fall nicht erforderlich, auf die Integro-Differentialgleichung der Transporttheorie zurückzugreifen, sondern man kann sich auf die Betrachtung einzelner Streuprozesse beschränken, wie dies BOTHE<sup>1</sup> bei der Kugelsonde getan hat. Dies führt auf ein Mehrfachintegral, das sich verhältnismäßig leicht lösen läßt.

Die Sonde habe den Radius  $R$ , die Schichtdicke  $\delta$  und den Absorptionskoeffizienten  $\mu$  für thermische Neutronen, die vorerst als monoenergetisch angesehen werden. Die Absorptionslänge in der Son-

densubstanz und die geometrische Dicke der Sonde seien klein gegen ihren Radius; die Streuung in der Sonde sei zu vernachlässigen.

Der differentielle Neutronenfluß bei Abwesenheit der Sonde werde mit  $K_0(\vec{\Omega})$  bezeichnet (der Einheitsvektor  $\vec{\Omega}$  gibt die zugehörige Neutronenrichtung an).  $K_0(\vec{\Omega})$  soll am Orte der Sonde isotrop sein und sich in der Umgebung einiger  $\lambda_s$  nicht wesentlich ändern. Dann ist das Problem symmetrisch zur Sondenebene, und man kann sich auf die Betrachtung des einen Halbraumes beschränken.

$K_s(\vec{\Omega})$  sei der sich infolge der Störung an der Sondenoberfläche einstellende Neutronenfluß. Dann ist  $K_s(\vec{\Omega}) d\Omega \delta f |\cos \vartheta|$  die Zahl der Neutronen, die pro Zeiteinheit aus dem Raumwinkelement  $d\Omega$  um die Richtung  $\vec{\Omega}$  auf das um den Winkel  $\vartheta$  gegen  $\vec{\Omega}$

<sup>1</sup> W. BOTHE, Z. Phys. **120**, 437 [1943].

<sup>2</sup> C. W. TITTLE, Nucl. **8**, 5 [1951].

<sup>3</sup> H. MEISTER, Z. Naturforsch. **10a**, 669 [1955].