

nimmt, während das 2. Maximum um Mittag neu entsteht, oder ob es wieder zurückwandert und das Nebenmaximum in der frühen Morgenstunde neu entsteht. Mit Sicherheit läßt sich aus der Darstellung nur entnehmen, daß die Extremwerte der Intensität im Tagesverlauf ihre zeitliche Lage ändern und daß

die Amplitude der verschiedenen Maxima sehr stark schwankt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft haben wir für die Bereitstellung von Mitteln für den Aufbau der Apparatur zu danken, ebenso dem Institutsdirektor, Herrn Prof. Dr. W. GENTNER, für dauernde Unterstützung und zahlreiche fördernde Diskussionen.

Wechselwirkungen sehr hoher Energie in der kosmischen Strahlung*

Von E. LOHRMANN

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Bern und dem Hochspannungslaboratorium Hechingen

(Z. Naturforschg. 11 a, 561—579 [1956]; eingegangen am 6. März 1956)

Es wird eine Diskussion von Messungen der Vielfachstreuung bei hohen Energien gegeben, die sich vor allem auf die Bestimmung der unechten Streuung bezieht und auf die Anwendung von Streumessungen auf die Energiebestimmung von Elektronen.

Ferner wird gezeigt, daß sich der Plateauwert der Ionisation bis mindestens zu Energien $E > 2 \cdot 10^6 mc^2$ erstreckt.

Es wird eine nukleare Wechselwirkung hoher Energie vom Typ $5+30 p$ beschrieben, die in einem in 29 km Höhe exponierten Emulsionspaket gefunden wurde. Die aus der resultierenden Kaskade und den sekundären Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen erschlossene Gesamtenergie beträgt mindestens 1100 BeV. Streumessungen an den Schauerteilchen ergeben eine obere Grenze für die mittlere Energie der Mesonen im Schwerpunktsystem von 1,7 BeV. Die Winkelverteilung der Mesonen im S-System ist stark anisotrop.

Von der weichen Kaskade materialisieren 3 Photonen mit Energien zwischen 40 und 80 BeV. Die aus ihnen folgenden Kaskaden zeigen eine mittlere freie Weglänge für direkte Paarerzeugung von 50^{+50}_{-23} mm in der photographischen Emulsion.

26 mm von der ersten Wechselwirkung entfernt wurde ein Sekundärstern vom Typ $3+55 n$ gefunden. Die aus der Winkelverteilung der Schauerteilchen berechnete Primärenergie von 150 BeV reicht nur knapp aus, um die beobachtete hohe Multiplizität durch Mesonenvielfacherzeugung zu erklären. Die aus Streumessungen berechnete mittlere Mesonenenergie und die Energieverteilung der Mesonen im Schwerpunktsystem sind in Übereinstimmung mit der HEISENBERGSchen Stoßwellentheorie. Auch die Messungen am Primärstern sind mit dieser Theorie verträglich. Die Deutung beider Sterne durch die FERMISCHE Theorie der Mesonenvielfacherzeugung stößt auf sehr große Schwierigkeiten.

Weiterhin wird ein Stern vom Typ $2+12 p$ beschrieben, in dem ein Antiproton produziert wird. Es ist nicht möglich, dieses Ereignis als gleichzeitige Erzeugung des Mesonenfeldes und des Nukleon-Antinukleonpaares ohne Zuhilfenahme sekundärer Reaktionen in demselben Kern zu erklären.

Die kosmische Strahlung bildet die zur Zeit einzige Möglichkeit zur Untersuchung nuklearer und elektromagnetischer Wechselwirkungen bei sehr hohen Energien. Die Untersuchung derartiger Vorgänge in der photographischen Kernemulsion hat den Vorteil, daß die Prozesse ins einzelne gehend verfolgt werden können, doch sind sauber analysierbare Ereignisse mit Energien $> 10^{11}$ eV so selten, daß man versuchen muß, aus ihnen die größtmögliche Information zu erhalten. Auch bietet die in den letzten Jahren entwickelte Technik der Verwendung von Paketen trägerfreier Emulsionen (*stacks*) die Möglichkeit der Verfolgung der Kaskaden, die sich aus solchen Ereignissen entwickeln.

In den letzten Jahren wurde eine Reihe von Untersuchungen an nuklearen Wechselwirkungen sehr hoher Energie durchgeführt, die fast ausschließlich aus enggebündelten Teilchen bestehen, deren Ionisation sich nahe dem Minimum befindet (Schauerteilchen). Solche Ereignisse werden in der englischen Literatur als „jets“ bezeichnet und als Vielfacherzeugung von π -Mesonen und schwereren Teilchen beim Zusammenstoß zweier energiereicher Teilchen gedeutet¹. Sie sollten einer Analyse die geringsten Schwierigkeiten bieten, da man wegen der kleinen Zahl von Verdampfungsspuren annehmen kann, daß die Störung durch sekundäre Wechselwirkungen der erzeugten Schauerteilchen in dem-

* Dissertation Stuttgart 1956.

¹ A. ENGLER, U. HABER-SCHAIM u. W. WINKLER, *Nuovo Cim.* 12, 930 [1954]; dort weitere Literatur.



selben Atomkern klein ist. Trotzdem war ein Vergleich der experimentellen Daten mit den Aussagen der Theorie^{2,3,4,5} in vielen Fällen nur auf indirektem Wege möglich, da man oft nur die Winkelverteilung der Schauerteilchen messen kann und noch eine Reihe weiterer Annahmen benötigt, um die Vorgänge im Schwerpunktsystem der erzeugten Teilchen zu bestimmen. In relativ wenigen Arbeiten konnte die Angabe der Winkelverteilung durch Energiemessungen an den Schauerteilchen ergänzt und kontrolliert werden^{6,7}. SCHEIN⁶ hat außerdem gezeigt, wie hierdurch auch eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Natur der erzeugten Schauerteilchen besteht durch Anwendung des Impulssatzes auf das Schwerpunktsystem der Teilchen. Sie ist unabhängig von anderen Methoden, die das Verhältnis geladener zu neutralen π -Mesonen benutzen^{8,9}. Es sollen deshalb im folgenden über einige weitere solche Messungen an *jets* berichtet werden, um weiteres Material zur Prüfung der Theorien der Mesonenvielfacherzeugung beizutragen.

Parallel mit der Nukleonenkaskade entwickelt sich bei derartigen *jets* eine Elektronen-Photonen-Kaskade, die von den Zerfalls- γ -Quanten der π^0 -Mesonen ausgelöst ist. Ihre Untersuchung liefert neben Informationen über die Erzeugung von π -Mesonen auch Aufschlüsse über die Entwicklung elektromagnetischer Kaskaden, vor allem in den ersten Kaskadenlängen. Nach den bisher vorliegenden experimentellen Arbeiten^{10,11,12} dürfte z. B. die mittlere freie Weglänge für direkte Paarerzeugung durch Elektronen bei sehr hohen Energien wesentlich kleiner sein als der von BHABHA¹³ berechnete Wert. Daneben beansprucht das Studium solcher elektromagnetischer Prozesse seit der Entdeckung einer Kaskade, die offenbar mit mehreren sehr eng gebündelten γ -Quanten beginnt (SCHEIN¹⁴), noch erhöhtes Interesse, da man zur Zeit keinen Mechanismus kennt, der einen derartigen Photonenschauer erzeugen

könnte. Es sind seither noch einige weitere Ereignisse dieser Art gefunden worden^{10,11}, die auf ähnliche Weise wie der zuerst von SCHEIN beschriebene Schauer entstanden sein dürften. Wir haben deshalb ebenfalls Untersuchungen an der weichen Kaskade angestellt, die sich in der Folge hochenergetischer Kernprozesse entwickelt. Die Verknüpfung mit der Kinematik des Sterns gibt dabei noch eine unabhängige Abschätzung der Energie der Kaskaden.

Ein wesentliches Problem ist dabei die Durchführung von Messungen, die frei von systematischen Fehlern sind, da eine unabhängige Überprüfung bei hohen Energien in der Regel nicht möglich ist. Wir haben deshalb zuvor eine Diskussion der bei hohen Energien in Photoplaten benutzten Meßmethoden durchgeführt.

I. Meßmethoden bei sehr hohen Energien

1. Die unechte Streuung

Die einzige direkte Methode der Energiebestimmung energiereicher Teilchen in Photoplaten besteht in der Messung der COULOMB-Vielfachstreuung. Es gilt

$$p\beta = \frac{kz}{\alpha} \sqrt{s}. \quad (1)$$

Dabei bedeuten:

p Impuls des Teilchens, βc Geschwindigkeit des Teilchens, z Ladung des Teilchens, α mittlerer Streuwinkel des Teilchens, s Zellenlänge, k Streukonstante.

$\bar{\alpha}$ wird bestimmt aus dem Mittelwert \bar{D}_2 der 2. Differenzen D_{2i} der Koordinatenwerte der Spur des Teilchens:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=1}^n |D_{2i}|}{ns} = \frac{\bar{D}_2}{s}. \quad (2)$$

Bei allen Messungen wurde die schwache Abhängig-

² W. HEITLER, Rev. Mod. Phys. **21**, 113 [1949]. — W. HEITLER u. L. JÁNOSSY, Helv. Phys. Acta **23**, 417 [1950]. — G. WATAGHIN, Phys. Rev. **74**, 975 [1948]. — H. W. LEWIS, J. R. OPPENHEIMER u. S. A. WOUTHUYSEN, Phys. Rev. **73**, 127 [1948]. — L. D. LANDAU, Dokl. Akad. Nauk, SSSR **17**, 51 [1953].

³ W. HEISENBERG, Z. Phys. **126**, 569 [1949]; **133**, 65 [1952]; Naturwiss. **39**, 69 [1952]; in „Kosmische Strahlung“, Springer-Verlag Berlin 1953, S. 148.

⁴ E. FERMI, Progr. Theor. Phys. **5**, 570 [1950].

⁵ E. FERMI, Phys. Rev. **81**, 683 [1951].

⁶ R. G. GLASSER, D. M. HASKIN, M. SCHEIN u. J. J. LORD, Phys. Rev. **99**, 1555 [1955].

⁷ K. GOTTSSTEIN u. M. TEUCHER, Z. Naturforsch. **8a**, 120 [1953].

⁸ F. A. BRISBOUT, C. DAHANAYAKE, A. ENGLER, Y. FUJIMOTO u. P. H. PERKINS, Preprint.

⁹ D. LAL, YASH PAL u. RAMA, Suppl. Nuovo Cim. **12**, 347 [1954]; dort weitere Literatur.

¹⁰ A. DEBENEDETTI, C. M. GARELLI, L. TALLONE, M. VIGONE u. G. WATAGHIN, Nuovo Cim. **12**, 954 [1954]; Nuovo Cim. **2**, 220 [1955]; Roch. Conf. Febr. 1955, Mexico Conf. Sept. 1955; A. MILONE, Pisa Conf. 1955. M. MIESOWICZ, W. WOLTER u. O. STANISZ, Pisa Conf. 1955.

¹¹ M. KOSHIBA u. M. F. KAPLON, Phys. Rev. **100**, 327 [1955].

¹² M. KOSHIBA u. M. F. KAPLON, Phys. Rev. **97**, 193 [1955].

¹³ H. Y. BHABHA, Proc. Roy. Soc., Lond. A **152**, 559 [1935].

¹⁴ M. SCHEIN, D. M. HASKIN u. R. G. GLASSER, Phys. Rev. **95**, 955 [1954].

keit der Streukonstanten von $p\beta$ und s berücksichtigt¹⁵.

Bekanntlich mißt man selbst an der Spur eines ideal geradlinig die Platte durchlaufenden Teilchens einen nicht verschwindenden Betrag von \bar{D} (unechte Streuung). Sie kommt durch folgende, statistisch voneinander unabhängige Ursachen zustande:

1. Subjektive Ablesefehler,
2. Streuung der entwickelten Körner um die tatsächliche Bahn des Teilchens,
3. Nicht genau geradlinige Führung des Mikroskopschlittens,
4. Differenzielle Temperatúrausdehnungen des Mikroskops.

Der Mittelwert der 2. Differenzen der unechten Streuung sei \bar{D}_{2n} . Bezeichnet \bar{D}_{2g} die an einem Teilchen beliebiger Energie gemessene Streuung, so gilt

$$\bar{D}_{2g}^2 = \bar{D}_{2n}^2 + \bar{D}_2^2. \quad (3)$$

Für Messungen bei hohen Energien muß der Beitrag der unechten Streuung klein und möglichst genau bekannt sein. Wir haben ihn deshalb nach PETERS et al.¹⁶ dadurch eliminiert, daß an derselben Spur zwei etwas gegeneinander versetzte Messungen gemacht wurden und die unechte Streuung aus der Streuung der beiden Meßreihen gegeneinander bestimmt wurde. Dieses Verfahren hat gegenüber der üblichen Methode der Zellenverdoppelung^{15, 17} die folgenden Vorteile:

1. Bei der Zellenverdoppelung muß man die Zunahme der unechten Streuung mit der Zellenlänge kennen, die vor allem von Beitrag (3) und etwas von Beitrag (4) kommen sollte. Sie hängt im allgemeinen nicht nur von der Zellenlänge, sondern auch von der benutzten Stelle des Mikroskopschlittens ab (HÄNNI¹⁸). Diese Kenntnis benötigt man bei dem PETERSschen Verfahren nicht.

2. Die unechte Streuung in durch Verdopplung gewonnenen Zellen ist etwas größer als in direkt gemessenen.

3. Durch die doppelte Messung kann durch Mittelbildung über beide Meßreihen die unechte Streuung auf den $\sqrt{2}/2$ -fachen Betrag reduziert werden.

Um diese Methode zu prüfen, wurden folgende Messungen an einfach und mehrfach geladenen Teil-

chen sehr hoher Energie durchgeführt, bei denen man \bar{D}_2 vernachlässigen kann:

1. Mehrfache Messung desselben Spurstücks an derselben Stelle des Schlittens gibt Beitrag (1) und (4). Bei einer Ablesezeit von durchschnittlich 30 sec/Zelle war der Beitrag sehr klein ($< 0,05 \mu$).

2. Doppelmessung mit verschiedener Versetzung der Spur, aber ohne gleichzeitige Versetzung des Schlittens liefert Beitrag (1), (2) und (4). Dabei darf die Versetzung der Spur nicht zu klein gewählt werden. Es wurde dies bei sehr kurzen Zellenlängen (50 und 100 μ) untersucht, bei denen Beitrag (3) noch klein ist. Die Versetzung wurde stets kleiner als $\frac{1}{4}$ der Zellenlänge gewählt. Dann ist der relative Beitrag der echten Streuung von der Größe $\bar{D}_2/128$, also meist vernachlässigbar. Bei sehr kleinen Versetzungen wird der Beitrag (2) nur unvollständig eliminiert, selbst wenn nur über 1 μ oder 2 μ gemittelt wurde. Es hat sich gezeigt, daß eine Versetzung der Spur von $> 4 \mu$ in allen Fällen genügt. Sämtliche Anteile der unechten Streuung werden erfaßt, wenn man bei der 2. Messung nicht nur die Spur gegen die 1. Messung etwas versetzt, sondern auch an einer anderen Stelle des Mikroskopschlittens mißt. Er wurde dabei mindestens um die doppelte Zellenlänge verschoben, um Korrelationen zwischen aufeinanderfolgenden Zellen zu vermeiden. Gleichzeitig wurde geprüft, ob durch Mittelwertbildung zweier entsprechender 2. Differenzen die unechte Streuung erwartungsgemäß auf das $\sqrt{2}/2$ -fache ihres Wertes erniedrigt werden kann. Tab. 1 zeigt die Ergebnisse. Die Messungen wurden an Spuren gemacht, deren Energie aus sekundären Reaktionen bekannt war und wo der Beitrag der echten Streuung vernachlässigbar war¹⁹.

Zellenlänge s	$\frac{\langle D_{1i} - D_{2i} \rangle}{\sqrt{2} \cdot \bar{D}}$	$\frac{\langle D_{1i} + D_{2i} \rangle}{\sqrt{2} \cdot \bar{D}}$
50 μ	$1,00 \pm 0,06$	$1,04 \pm 0,06$
100 μ	$1,02 \pm 0,09$	$1,07 \pm 0,09$
200 μ	$0,95 \pm 0,09$	$1,10 \pm 0,09$
500 μ	$0,71 \pm 0,05$	$1,19 \pm 0,05$
1000 μ	$0,43 \pm 0,11$	$1,30 \pm 0,11$

Tab. 1.

Es bedeuten dabei: D_{1i} eine 2. Differenz der 1. Messung; D_{2i} die entsprechende 2. Differenz der 2. Mes-

¹⁵ K. GOTTSTEIN in W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung, Springer, Berlin 1953, S. 508.

¹⁶ S. BISWAS, B. PETERS u. RAMA, Proc. Ind. Acad. A **41**, 154 [1955].

¹⁷ J. G. K. MENON, C. O'CEALLAIGH u. O. ROCHAT, Phil. Mag. **43**, 932 [1951].

¹⁸ F. HÄNNI, Diss. Bern 1956.

¹⁹ E. LOHRMANN u. M. TEUCHER, Nuovo Cim. **3**, 59 [1956].

sung, bei der die Spur um $4\mu < \Delta s < \frac{1}{4}s$ und der Mikroskopschlitten um mehr als $2s$ versetzt wurde, \bar{D}_1 und \bar{D}_2 sind die Mittelwerte der beiden Messungen.

$(\bar{D}_1 + \bar{D}_2)/\bar{D}$ bedeutet die direkt gemessene unechte Streuung. Es muß gelten

$$\langle |D_{1i} - D_{2i}| \rangle = \sqrt{2} \cdot \bar{D}, \quad (4)$$

$$\langle |D_{1i} + D_{2i}| \rangle = \sqrt{2} \cdot \bar{D}. \quad (5)$$

Gln. (4) und (5) sind für Zellenlängen $s \leq 200\mu$ im Rahmen der statistischen Genauigkeit erfüllt, das heißt, die unechte Streuung läßt sich nach Gl. (4) aus $\langle |D_{1i} - D_{2i}| \rangle$ bestimmen, bei Mittelung [Gl. (5)] sinkt sie auf den $\sqrt{2}/2$ -fachen Betrag.

Für $s > 200\mu$ liefert die Methode zu kleine Werte für \bar{D}_{2n} , bereits bei $s = 200\mu$ ist eine kleine Abweichung angedeutet. Dies kommt von *spurious scattering* her, worauf in I, 3 eingegangen wird. Es läßt sich trotzdem zeigen, daß die Methode den normalen Beitrag der unechten Streuung auch bei langen Zellen richtig erfaßt, da er sich aus den einzelnen Anteilen berechnen läßt, wenn sie bekannt sind. Anteile (1), (2) und (4) können nach der oben erwähnten Methode gemessen werden. Anteil (3) wurde von HÄNNI¹⁸ interferometrisch bestimmt. Die durch Doppelmessung ermittelten Werte sind mit diesen Messungen in guter Übereinstimmung. Es ist weiter zu beachten, daß bei der Mittelbildung aus den 2 Meßreihen eine „Glättung“ entsteht. Nach MOLIÈRE²⁰ besteht folgender Zusammenhang zwischen den Mittelwerten der ohne Mittelung gemessenen 2. Differenz \bar{D}_2 und demselben Mittelwert \bar{D}_{2t} , wenn über den Bruchteil t der Zelle gemittelt wird:

$$\bar{D}_{2t} = \bar{D}_2 (1 - \frac{1}{4}t^2 + \frac{3}{40}t^3)^{1/2}. \quad (6)$$

Da nach obigen Angaben $t < \frac{1}{4}$, wird der Unterschied zwischen \bar{D}_{2t} und \bar{D}_2 im folgenden vernachlässigt. Bei stark geneigten Spuren in stark verzerrten Platten kann die Methode etwas zu große Werte für \bar{D}_{2n} liefern.

2. Elimination von Verzerrungen

Der Einfluß gewöhnlicher C-förmiger Verzerrungen kann durch Verwendung der 3. Differenz weitgehend eliminiert werden. Bezeichnet \bar{D}_3 den Mittel-

wert der 3. Differenz, so gilt nach der Theorie von SCOTT²¹

$$\bar{D}_3/\bar{D}_2 = \sqrt{3/2} = 1,23. \quad (7)$$

Nach MOLIÈRE²⁰ gilt für diesen Zusammenhang bei Mittelung über den Bruchteil t der Zellenlänge [für $t = 0$ sind Gln. (8b) und (7) identisch]:

$$\bar{D}_3/\bar{D}_2 = [2(1 - A_{12}/A_{11})]^{1/2}, \quad (8a)$$

$$\bar{D}_3/\bar{D}_2 = \left[2 \left(1 - \frac{10 + 5t^2 - 2t^3}{40 - 10t^2 + 3t^3} \right) \right]^{1/2}. \quad (8b)$$

A_{ik} sind die Elemente der MOLIÈRESchen Kopplungsmatrix. Der Wert \bar{D}_3/\bar{D}_2 wurde verschiedentlich experimentell nachgeprüft. Es ergab sich²²

$$\bar{D}_3/\bar{D}_2 = 1,30 \pm 0,02.$$

Wegen der offensichtlichen Diskrepanz mit dem theoretischen Wert haben wir in unseren Platten ähnliche Untersuchungen durchgeführt. Es wurden dazu sehr flache Spuren von Teilchen bekannter Energie und Masse verwendet. Der Einfluß von Verzerrungen in den 2. Differenzen konnte so eliminiert werden. Es ergab sich

$$\bar{D}_3/\bar{D}_2 = 1,33 \pm 0,06$$

(rigoroses Abschneiden beim 4-fachen Mittelwert). Eine weitere Prüfung läßt sich durchführen, wenn man die Zahl der Vorzeichenwechsel der 2. Diff. auszählt. Das Verhältnis r der Zahl der Vorzeichenwechsel zur Gesamtzahl der Zellen sollte nach SCOTT²¹ sein:

$$r = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctan \frac{1}{\sqrt{15}} = 0,42. \quad (9)$$

Gefunden wurde ein Wert von

$$r = 0,480 \pm 0,030$$

in qualitativer Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von \bar{D}_3/\bar{D}_2 .

In allen unseren Messungen wurde die Methode der 3. Diff. angewendet, sobald der Verdacht auf Verzerrungen bestand, als Umrechnungsfaktor auf 2. Diff. wurde der experimentelle Wert von 1,30 gewählt. Die Größe der normalen unechten Streuung wurde dabei aus der Streuung der beiden Meßreihen in den 3. Diff. gegeneinander ermittelt. Nach PETERS et al.¹⁶ gilt dafür: $\bar{D}_{3n} = \sqrt{10/3} \cdot \bar{D}_{2n}$. Der Wert

²⁰ G. MOLIÈRE, Z. Naturforschg. **10a**, 177 [1955].

²¹ W. T. SCOTT, Phys. Rev. **76**, 212 [1948].

²² S. BISWAS, E. C. GEORGE, B. PETERS u. M. S. SWAMY, NUOVO Cim. Suppl. **12**, 369 [1954]. — R. H. W. JOHNSTON u. C.

O'CEALLAIGH, Phil. Mag. **46**, 393 [1955]. — A. BONETTI, R. LEVI SETTI, B. LOCATELLI u. G. TOMASINI, NUOVO Cim. **1**, 904 [1955]. — M. DI CORATO, D. HIRSCHBERG u. B. LOCATELLI, Pisa Conf. Rep. pag. 275 [1955].

von $\bar{D}_{3n}/\bar{D}_{2n}$ wurde von PETERS experimentell zu $1,75 \pm 0,10$ gefunden; unsere eigenen Messungen ergaben $1,85 \pm 0,11$.

3. Spurious Scattering

Bei den in I, 1 durchgeführten Messungen über die Bestimmung der unechten Streuung zeigte es sich, daß diese Methode für große Zellenlängen zu kleine Werte lieferte. Es muß also ein weiterer Beitrag zur unechten Streuung bestehen, der von den üblichen Methoden nicht erfaßt wird. PETERS et al.¹⁶ haben zum ersten Mal die Existenz eines solchen Beitrages bewiesen, was daraufhin von verschiedenen weiteren Autoren bestätigt wurde^{19, 23}. Der Mittelwert der 2. Diff. dieses *spurious scattering* \bar{D}_{2s} steigt ungefähr proportional mit der Zellenlänge s an (Abb. 1). Da viele Messungen mit 3. Diff. ausgeführt wurden, mußte auch der Beitrag des *spurious scattering* in den 3. Diff. untersucht werden. \bar{D}_{3s} sei der Mittelwert der 3. Diff. des *sp. scatt.* Das Verhältnis $\bar{D}_{3s}/\bar{D}_{2s}$ ist¹⁹

$$\bar{D}_{3s} = 1,45 \pm 0,034 \bar{D}_{2s}. \quad (10)$$

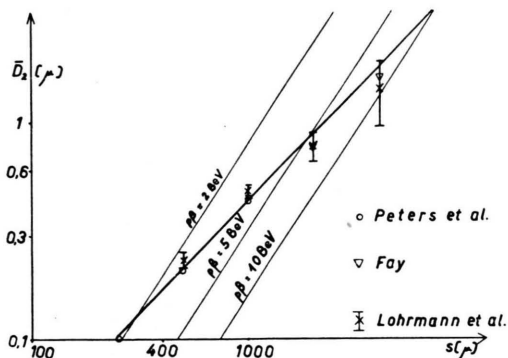


Abb. 1. Mittelwerte der 2. Diff. von *spurious scattering* D_2 als Fkt. der Zellenlänge s (s. Anm.¹⁹). Zum Vergleich sind die Werte der echten Streuung für einfach geladene Teilchen mit $p\beta = 2$ BeV, 5 BeV und 10 BeV eingetragen.

Es soll jetzt noch eine Behauptung¹⁹ über die statistische Streuung der Verhältniswerte bewiesen werden.

Wir machen zwei Voraussetzungen:

1. Die Verteilung der 2. Diff. D_{2si} des *sp. scatt.* ist eine GAUSS-Verteilung.

2. Zwei aufeinanderfolgende 2. Diff. sind nicht korreliert. Man kann dann statt $\langle |D_{2si}| \rangle$ bequemer mit $\langle D_{2si}^2 \rangle^{1/2}$ rechnen. Man setzt zur Abkürzung

$$q = \bar{D}_{3s}/\bar{D}_{2s}. \quad (11)$$

Wir lassen nun den Index s weg. Es folgt

$$q^2 = \frac{\sum (D_{2i} - D_{2,i+1})^2}{\sum D_{2i}^2} = 2 \left(1 - \frac{\sum D_{2i} D_{2,i+1}}{\sum D_{2i}^2} \right) \quad (12)$$

für große n .

Wir setzen

$$D_{2i} = D_i, \quad D_{2i} D_{2,i+1} = p_i; \quad \langle D_i^2 \rangle = D_0^2.$$

Beim Grenzübergang erhält man folgende Verteilung für p :

$$W(p) dp = \frac{dp}{2\pi D_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{D^2 + p^2/D^2}{2 D_0^2}\right) \frac{dD}{|D|} \\ = \frac{1}{\pi D_0^2} K_0\left(\frac{|p|}{D_0^2}\right) dp.$$

Dabei bedeutet

$$K_0(z) = \frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(iz); \quad (14)$$

$H_0^{(1)}$ ist die HANKELSCHE Funktion.

Der mittlere relative Fehler von q^2 wird

$$\frac{\Delta q^2}{q^2} = \frac{\langle (\sum p_i)^2 \rangle^{1/2}}{\sqrt{n} \sum D_{2i}^2}. \quad (15)$$

Nach dem zentralen Grenzwertsatz ist

$$\frac{\Delta q^2}{q^2} = \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{\langle p^2 \rangle^{1/2}}{\langle D_2^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (16)$$

und damit

$$\Delta q/q = 1/2 \sqrt{n}. \quad (17)$$

Die experimentell gefundene Streuung der Verhältniswerte ist damit in guter Übereinstimmung.

Der oben geführte Beweis benutzt zwei Voraussetzungen, deren Gültigkeit geprüft werden muß. Nach PETERS weicht die Verteilung der D_{2si} -Werte von einer GAUSS-Verteilung in dem Sinn ab, daß kleine Werte zu häufig sind. Die Abweichung der in unserem Labor gemessenen Verteilung¹⁹ von einer GAUSS-Verteilung ist viel geringer. Dies kommt vielleicht von dem etwas größeren Beitrag der normalen unechten Streuung in unseren Messungen her. Auf jeden Fall erscheint bei der bis jetzt vorliegenden Meßgenauigkeit eine Annäherung durch eine GAUSS-Verteilung gerechtfertigt. Die zweite Voraussetzung ist ebenfalls erfüllt: Falls zwei aufeinanderfolgende 2. Diff. nicht korreliert sind und einer GAUSS-Verteilung gehorchen, muß das Verhältnis $\bar{D}_3/\bar{D}_2 = \sqrt{2}$ sein. Dieser Wert liegt noch fast innerhalb der Fehlergrenzen des gemessenen Wertes, so daß die Korrelation sehr klein sein dürfte.

Nach PETERS tritt bei der relativen Streumessung kein merkliches *sp. scatt.* auf, selbst wenn der Ab-

²³ H. FAY, Z. Naturforschg. **10 a**, 572 [1955].

stand der beiden Spuren 40μ beträgt. Wir haben deshalb den Beitrag des *sp. scatt.* bei relativen Streumessungen vernachlässigt, da wir Messungen nur bis zu einem Spurabstand von 20μ durchgeführt haben. Für normale Streumessungen wurde die Größe des *sp. scatt.* Abb. 1 entnommen und an einigen Spuren hoher Energie kontrolliert, die in einer maximalen Entfernung von 500μ mit gleicher Richtung und gleicher Neigung gegen die Emulsions-ebene wie die gemessene Spur lagen. Außerdem wurde mindestens ein Verhältnis 2:1 zwischen echter Streuung und der Summe von unechter Streuung und *sp. scatt.* verlangt.

4. Messungen an Elektronen

Bei der Streumessung von Elektronen sowie bei relativen Streumessungen anderer Teilchen hat man häufig nur eine begrenzte Spurlänge zur Verfügung, da nach einiger Entfernung eine Streumessung wegen der Bremsstrahlungspaare bzw. durch den wachsenden Abstand der Spuren voneinander unmöglich gemacht wird. Es soll insbesondere das Problem diskutiert werden: Wie groß ist die Zellenlänge in jedem Fall zu wählen, um noch eine möglichst kleine echte Streuung nachweisen zu können? Dazu soll die Spur der Länge L in Zellen der Länge s eingeteilt werden. Damit erhält man $n = (L/s) - 1$ zweite Diff. Man fordert, daß die echte Streuung um ihren doppelten mittleren Fehler größer ist als die unechte Streuung.

Man erhält so einen Zusammenhang zwischen dem maximalen noch nachweisbaren Wert von $p\beta$ und n (Abb. 2).

Die Rechnung wurde einmal für normale unechte Streuung durchgeführt, deren Größe zellenlängen-

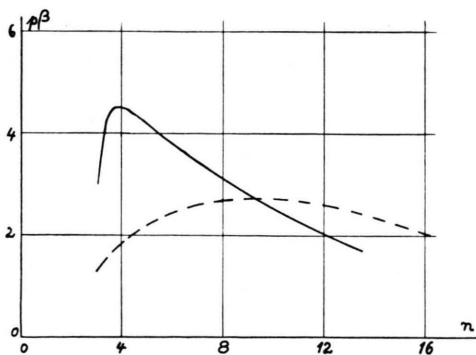


Abb. 2. Die Größe des maximal nachweisbaren Wertes von $p\beta$ als Fkt. der Zellenzahl n ; — bei gewöhnlicher unechter Streuung, --- bei *spurious scattering*; $p\beta$ in willkürlichen Einheiten.

unabhängig angenommen wurde, das andere Mal für Überwiegen des *sp. scatt.* mit einer Zellenlängenabhängigkeit nach Abb. 1 und einer Streuung wie in Anm.¹⁹. Das Optimum liegt also bei geringen Zellenzahlen. Bei ihrer Verwendung ist zu prüfen, ob die Ergebnisse derartiger Messungen noch einer Normalverteilung um den wahrscheinlichsten Wert genügen und ob sich dieser gegenüber Messungen mit guter Statistik verschiebt. Die rechnerische Behandlung des Problems ist durch den Charakter der Funktion $\langle |D_i| \rangle$ und die Korrelation zwischen den einzelnen Zellen erschwert. Wir haben deshalb experimentell die Verteilung von Ergebnissen von Streumessungen untersucht, die mit Gruppen von 5 und 10 Zellen gemacht wurden (Abb. 3 und Abb. 4).

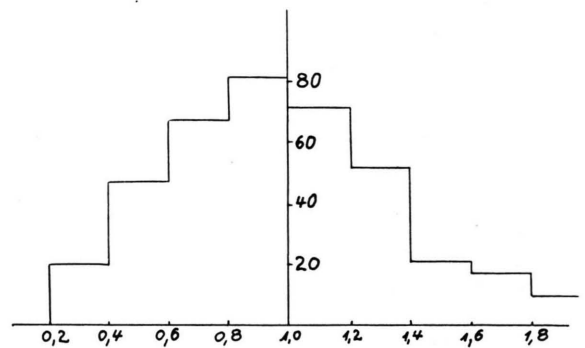


Abb. 3 a.

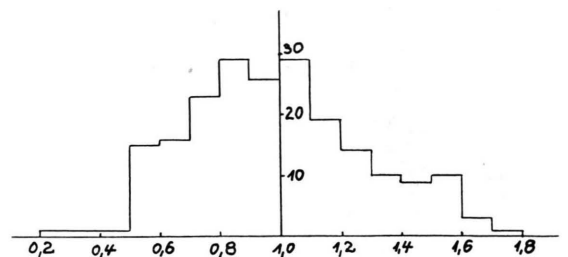


Abb. 3 b.

Abb. 3. Verteilung der Mittelwerte von n zweiten Differenzen für unechte Streuung;

a) $n=5$ ($D_{5,n}$) insgesamt 402 Werte;

b) $n=10$ ($D_{10,n}$) insgesamt 208 Werte.

Die Größe der Mittelwerte ist normiert auf den aus sehr vielen Zellen gebildeten Mittelwert. Selbst bei Verwendung von nur 5 Zellen liegt der wahrscheinlichste Wert höchstens 10% tiefer als der aus einer Messung mit guter Statistik folgende. Es besteht noch keine merkliche Asymmetrie der Verteilungen. Zur Untersuchung der Streuung der Meßwerte um den zu erwartenden Wert 1 wurde die mittlere Schwankung ΔD berechnet (Tab. 2).

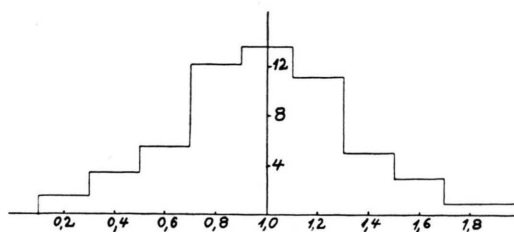


Abb. 4 a.

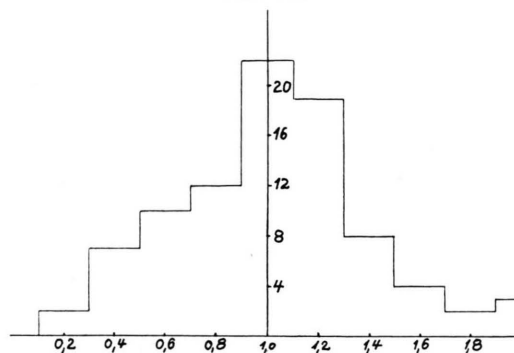


Abb. 4 b.

Abb. 4. Verteilung der Mittelwerte für $n=5$ und echte Streuung;a) Gruppe von 5 zweiten Diff. (114 Werte) $D_{2,5}$;b) Gruppe von 5 dritten Diff. (89 Werte) $D_{3,5}$.

$\Delta \bar{D}_{2,5}/\bar{D}_{2,5}$	$\Delta \bar{D}_{3,5}/\bar{D}_{3,5}$	$\Delta \bar{D}_{5,n}/\bar{D}_{5,n}$	$\Delta \bar{D}_{10,n}/\bar{D}_{10,n}$
$0,85 \pm 0,06$	$0,87 \pm 0,07$	$0,98 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,05$
$\sqrt{5}$	$\sqrt{5}$	$\sqrt{5}$	$\sqrt{10}$

(Erklärung siehe Abb. 3 und 4.)

Tab. 2.

Die Streuung ist also selbst bei Verwendung von nur 5 Zellen nicht wesentlich größer als der für gute Statistik geltende Wert von $0,76/\sqrt{n}$.

Bei vielen Messungen ist innerhalb der Fehlergrenzen $\bar{D}_g = \bar{D}_n$. Dieses Ergebnis liefert eine untere Grenze für die Energie des Teilchens. Ähnlich wie oben läßt sich ein Wert \bar{D}_{20} für die echte Streuung des Teilchens berechnen, den es in 83% aller Fälle nicht überschreiten sollte. Man erhält, falls $\bar{D}_{2g} \approx \bar{D}_{2n}$,

$$\bar{D}_{20} = \bar{D}_{2g} \frac{\sqrt{1+\alpha}}{\sqrt[4]{n}}. \quad (18)$$

n ist die Zahl der verwendeten Zellen, α ist 1 für normale unechte Streuung und 2 für *sp. scatt.* we-

gen der dort auftretenden größeren Schwankungen. Auch hier liegt das Optimum bei einer Messung mit wenig Zellen.

Eine rasche Methode zur Energiebestimmung an Elektron-Positron-Paaren kleiner Energie ist die Messung des Winkels zwischen beiden Teilchen. Nach BORSELLINO²⁴ gilt:

$$\omega_p = \frac{4 m c^2 \Phi_a}{k}; \quad (19)$$

ω_p ist der wahrscheinlichste Winkel zwischen den beiden Teilchen. $\Phi_a \approx 1$ ist ein Faktor, der von der Energieverteilung der Elektronen abhängt. m ist die Elektronenmasse, k die Photonenenergie.

Gl. (19) wurde verschiedentlich bei Energien < 1 BeV experimentell nachgeprüft^{24, 25}. Diese Autoren weisen jedoch darauf hin, daß eine Messung höherer Energien mit dieser Methode wegen des Einflusses der Vielfachstreuung zu falschen Ergebnissen führen kann. Der Einfluß der Vielfachstreuung unter strenger Berücksichtigung des Energieverlustes durch Bremsstrahlung und der Aufteilungswahrscheinlichkeit der Photonenenergie auf die beiden Elektronen im Falle völliger Abschirmung²⁶ wurde in einer früheren Arbeit berechnet²⁷. Beide Einflüsse vergrößern die beobachtete Vielfachstreuung und setzen die Brauchbarkeit der aus Winkelmessungen gewonnenen Energiebestimmungen bei hohen Energien noch weiter herab. Bereits in einer Entfernung von $x = 130 \mu$ ist die Separation durch die Vielfachstreuung in 55% aller Fälle größer als die aus Gl. (19) folgende. Dies gilt unabhängig von der Energie. Bei einem kleinsten noch meßbaren Abstand von $0,3 \mu$ zwischen beiden Spuren kommt man so zu einer oberen Grenze von 1 BeV für eine zuverlässige Energiebestimmung nach Gl. (19). Wir geben in Tab. 3 ein Beispiel einer Energiebestimmung an 4 Photonen sehr hoher Energie nach Gl. (19). Eine beobachtbare Separation trat bei diesen Paaren erst nach einer Entfernung x zwischen 2000μ und 7500μ auf.

Sie waren jeweils das 1. Paar einer Elektronen-Photonenkaskade.

Tatsächliche Energie	100	50	55	45 BeV
nach Gl. (19) best. Energie	22	14	12	8 BeV

Tab. 3.

²⁴ G. BARONI, A. BORSELLINO, L. SCARSI u. G. VANDERHAEGHE, Nuovo Cim. **10**, 1653 [1953].

²⁵ K. HINTERMANN, Phys. Rev. **93**, 898 [1954]; Helv. Phys. Acta **27**, 125 [1954].

²⁶ H. BETHE u. W. HEITLER, Proc. Roy. Soc., Lond. A **146**, 83 [1934].

²⁷ E. LOHRMANN, Nuovo Cim. **2**, 1029 [1955].

Die tatsächliche Energie des ersten Beispiels wurde aus der Entwicklung der Kaskade bestimmt und stellt eine vorsichtige Schätzung dar. Die drei anderen Energiewerte wurden durch Streumessungen bestimmt. Sie werden in II, 2 näher begründet.

5. Messung der gegenseitigen Streuung

Die Messung der gegenseitigen Streuung zweier Spuren hat die Vorteile, daß man von der unechten Streuung, hervorgerufen durch unregelmäßige Bewegung des Mikroskopschlittens und Verzerrungen in der Emulsion sowie auch von *sp. scatt.*, weitgehend unabhängig ist. Auch lassen sich zusammenhängende Messungen durch verschiedene Platten durchführen. Dabei treten aber nach HÄNNI¹⁸ zusätzliche Beiträge zur unechten Streuung auf, nämlich:

1. Unechte Streuung infolge linearer und quadratischer Verzerrungen.
2. Unechte Streuung infolge ungleicher Dicke der Emulsionen.
3. Unechte Streuung infolge Verdrehungen zwischen aufeinanderfolgenden Emulsionen.

Diese Beiträge wurden in der nach HÄNNI bestimmten Größe zu der nach der Methode der Doppelmessung direkt erhaltenen unechten Streuung addiert.

Bei der Messung der relativen Streuung zweier Teilchen erhält man im allgemeinen nur eine untere Grenze für die Summe der Energien der beiden Teilchen. Im Falle der Materialisation eines Photons der Energie E_0 wurde unter Zugrundelegung des Wirkungsquerschnitts für Energieaufteilung auf die zwei Paarelektronen bei völliger Abschirmung nach BETHE-HEITLER²⁶ die Verteilung der an einer Probe derartiger Paare gemessenen Werte von E_s berechnet (E_s ist die Energie des Photons, die man unter Annahme einer Gleichverteilung der Energie auf beide Elektronen aus der Streumessung berechnen würde). Die Annahme der symmetrischen Energieverteilung gibt eine untere Grenze für die Photonenenergie, die tatsächliche Energie E_0 des Photons ist im Mittel 1,5-mal so groß.

Die relative Streuung von mehr als zwei Spuren gegeneinander liefert die Energie der Teilchen einzeln, wenn sie alle ungefähr dieselbe Energie haben, was bei vielen praktisch vorkommenden Fällen der

Fall sein wird. Kann man mehr als drei Spuren gegeneinander streuen, so ist das Problem der Berechnung der einzelnen Energien überbestimmt. Um aus den Messungen möglichst viele Informationen zu erhalten, haben wir bei derartigen Messungen eine Ausgleichsrechnung durchgeführt, die gleichzeitig eine Kontrolle auf Verträglichkeit der einzelnen Messungen liefert. Es werden die Formeln am Beispiel von vier Spuren angegeben:

D_{ik} sei zum Beispiel der Mittelwert der 2. Diff. einer relativen Streumessung zwischen Spur i und Spur k . Bei 4 Spuren erhält man durch die Messung 6 Größen D_{ik} , die folgende Identitäten befriedigen sollten:

$$\begin{aligned} D_{12}^2 + D_{34}^2 - D_{13}^2 - D_{24}^2 &= 0, \\ D_{12}^2 + D_{34}^2 - D_{14}^2 - D_{23}^2 &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Die wirklich gemessenen Werte D_{ik} zeigen infolge der Meßungenauigkeiten Abweichungen:

$$\begin{aligned} D_{12}^2 + D_{34}^2 - D_{13}^2 - D_{24}^2 &= -V_1, \\ D_{12}^2 + D_{34}^2 - D_{14}^2 - D_{23}^2 &= -V_2. \end{aligned} \quad (21)$$

Die verbesserten Meßwerte seien $D_{ik}^2 (1 + \delta_{ik})$. δ_{ik} wird so gewählt, daß $V_1 = V_2 = 0$ wird und außerdem

$$\sum \delta_{ik}^2 = \text{Minimum}. \quad (22)$$

Die Werte δ_{ik} sollten innerhalb der Fehlergrenzen von D_{ik}^2 liegen.

6. Ionisationsmessungen bei hohen Energien

Der Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation bei Durchgang durch Materie durchläuft mit steigender Gesamtenergie E im Gebiet $E \approx 4 mc^2$ ein flaches Minimum und erreicht für $E \approx 100 mc^2$ einen konstanten Wert (Plateau). Nach Erreichen des Plateauwertes können Ionisationsmessungen keine Aussage über die Energie des Teilchens geben, falls die Ionisation auch bei den höchsten Energien genau konstant bleibt. Als Maß für den Ionisationsverlust eines Teilchens hoher Energie wählt man in der Regel die *Blob*-Dichte wegen der guten Reproduzierbarkeit solcher Messungen²⁸.

Nach STILLER und SHAPIRO²⁸ ändert sich der Plateauwert g_{pl} der *Blob*-Dichte bis $E = 3400 mc^2$ nicht mehr; nach MORRISH²⁹ ist g_{pl} bis zu $E = 10^4 mc^2$

²⁸ B. STILLER u. M. M. SHAPIRO, Phys. Rev. **92**, 735 [1953].

²⁹ A. H. MORRISH, Phil. Mag. **43**, 533 [1952].

konstant. Wir haben dieses Ergebnis auf noch größere Energien ausgedehnt durch Ionisationsmessungen an einem Elektron sehr hoher Energie. Die von diesem Elektron erzeugte Kaskade erstreckt sich über 9 Kaskadenlängen in der Emulsion; aus ihrer Elektronenzahl und ihrer Ausbildung konnte die Energie des Elektrons zu mindestens 1000 BeV berechnet werden³⁰.

Seine Energie ist also $E > 2 \cdot 10^6 mc^2$. Die erste „Giraffe“ (direkte Paarerzeugung durch ein Elektron) erscheint bei dieser Spur erst nach 4 cm Weg in der Emulsion, so daß eine verhältnismäßig große Strecke zur Messung der Ionisation verfügbar war. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen ein μ - oder π -Meson war, ist $< 10^{-3}$, da die Strahlungslänge für ein μ -Meson in der photographischen Emulsion 1,3 km beträgt.

In jeder der 16 Platten, die die Spur durchsetzte, wurde eine Eichung mit Elektronen aus Paaren durchgeführt. Die Eichspuren mußten ungefähr dieselbe Neigung gegen die Plattenebene haben (11°), ihre Entfernung von der Elektronenspur durfte nicht mehr als 5 mm betragen. Gemessen wurde die *Blob*-Dichte. Um den Einfluß eines Gradienten der *Blob*-Dichte auszuschließen, wurden nur Werte verglichen, die genau in derselben Emulsionstiefe gemessen waren, auch wurden jeweils die obersten und untersten 150 $m\mu$ der Spur weggelassen. Der mittlere Fehler des Ergebnisses wurde aus der Streuung der Werte in den einzelnen Platten um den Mittelwert bestimmt. Der relative Fehler ergab sich zu

$$0,70 \pm 0,13/\sqrt{n};$$

n ist die Zahl der gezählten *Blobs*. Der Fehler ist etwas niedriger, als man bei einer Normalverteilung der *Blobs* erwarten sollte, stimmt aber überein mit Messungen von HODGSON³¹, der für die Schwankung $0,75/\sqrt{n}$ angibt und mit solchen von DANIEL und PERKINS³², die $0,82/\sqrt{n}$ finden. Die Energie der zur Eichung verwendeten Elektronen war in allen Fällen $100 mc^2 < E < 2000 mc^2$. Die durch die Ionisation dieser Teilchen definierte *Blob*-Dichte sei g_{pl} . Die *Blob*-Dichte des Elektrons von $E > 2 \cdot 10^6 mc^2$ ergab sich danach zu

$$1,002 \pm 0,011 \cdot g_{pl}.$$

Es ist also keine Abweichung vom Plateauwert selbst bei sehr hohen Energien festzustellen. Bei einer

Deutung dieses Ergebnisses ist zu beachten, daß nicht der Ionisationsverlust, sondern nur die Zahl der entwickelten Körner gemessen wurde, doch sollte nach Überlegungen von STERNHEIMER³³ die *Blob*-Dichte auch bei dieser Energie ein geeignetes Maß für den Ionisationsverlust sein.

II. Messungen an einer Wechselwirkung hoher Energie

1. Beschreibung

In einem Paket von 108 trägerfreien Emulsionen, $20 \times 30 \text{ cm}^2$, von je 600 μ Dicke, das 1955 in Texas 8 Stunden in einer Höhe von 29 km geflogen worden war, wurde ein *jet* hoher Energie vom Typ 5 + 30 p in der von Bristol eingeführten Bezeichnungsweise gefunden. Das auslösende Teilchen war einfach geladen. Sein Weg im *stack* bis zu der Wechselwirkung betrug 120 mm, sein Winkel gegen die Vertikale $83,5^\circ$. Vier der fünf stark ionisierenden Teilchen haben die Ladung 1 und eine mittlere kinetische Energie von 12 MeV, falls sie Protonen sind. Sie enden ohne weitere Wechselwirkungen. Das fünfte Teilchen ist ein α -Teilchen von 32 MeV kinetischer Energie (Abb. 12 a).

Falls man diesen Stern als ein Beispiel einer Mesonenvielfacherzeugung bei einem Nukleon-Nukleonstoß deuten will, so ist zu beachten, daß in diesem Fall ein oder mehrere Mesonen in demselben Kern weitere Wechselwirkungen gemacht haben müssen, da nicht nur die 5 Verdampfungsspuren sichtbar sind, sondern auch 3 Schauerteilchen mit Winkeln $> 81^\circ$ gegen die Primärriechung. Wegen der hohen Mesonenzahl sollte jedoch der Einfluß der durch sekundäre Reaktionen erzeugten Mesonen im Verhältnis zur Gesamtmesonenzahl klein sein, wenigstens bei den im Schwerpunktsystem nach vorwärts emittierten Mesonen. Die durch Sekundärreaktionen erzeugten Teilchen haben nämlich im Laborsystem im Mittel größere Winkel gegenüber der Primärriechung als die direkt erzeugten Teilchen. Sie werden deshalb bei einer Transformation ins Schwerpunktsystem des Nukleon-Nukleonstoßes in dem hinteren Halbraum liegen.

Der Halbwinkel, das heißt der Winkel gegen die Primärriechung, der die Hälfte aller Teilchen ent-

³⁰ G. WATAGHIN, priv. Mitteilung.

³¹ P. E. HODGSON, Brit. J. Appl. Phys. **3**, 11 [1952].

³² R. R. DANIEL u. D. H. PERKINS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **221**, 351 [1954].

³³ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **91**, 256 [1953].

hält, beträgt 3° , wenn man 5 Teilchen mit sehr großen Winkeln wegläßt (siehe weiter unten). Hieraus läßt sich die Primärenergie berechnen, indem man fordert, daß im Schwerpunktsystem gleich viele Teilchen nach vorwärts und nach rückwärts gehen.

Es gilt

$$E = 2 M c^2 / (\operatorname{tg} \vartheta_{1/2})^2. \quad (23)$$

Dabei bedeutet $\vartheta_{1/2}$ den Halbwinkel, M die Nukleonenmasse, E die Primärenergie. Gl. (23) gilt nur unter der Voraussetzung $\beta_M = \beta_s$. Dabei bedeuten β_s die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems (im folgenden als S-System bezeichnet) und β_M die Geschwindigkeit der Mesonen im S-System. Es wird im folgenden gezeigt, daß diese Voraussetzung zutrifft. Gl. (23) liefert dann eine Primärenergie von 700 BeV. Läßt man nur 4 Mesonen mit großem Winkel weg, so ergibt die Formel eine Primärenergie von 180 BeV bei einem Halbwinkel von 6° . Die Primärenergie erniedrigt sich auf 70 BeV, wenn man zur Bestimmung des Halbwinkels alle Schauerteilchen benutzt. Eine später gegebene untere Grenze für die Primärenergie ergibt 1100 BeV, also viel mehr als die selbst im günstigsten Fall aus dem Halbwinkel berechnete Energie.

Abb. 5 zeigt die integrale Winkelverteilung im Laborsystem und Abb. 6 das Trefferdiagramm der Teilchen im inneren Schauerkegel. 4 Teilchen bilden Winkel $< 10^{-3}$ rad miteinander und mit der Primärriechung. An diesen 4 Teilchen wurden relative Streumessungen durchgeführt. Es wurde eine Zellenlänge von 3500μ verwendet und für jede Zelle wurden 4 gegeneinander versetzte Ablesungen gemacht,

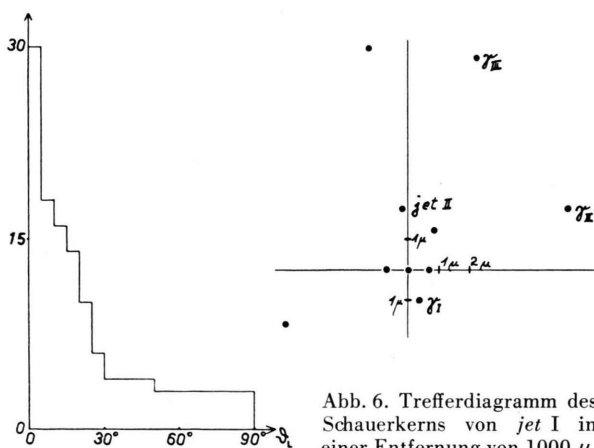


Abb. 5. Integrale Winkelverteilung der Schauerteilchen von jet I im L-System.

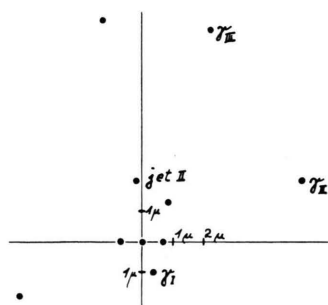


Abb. 6. Trefferdiagramm des Schauerkerns von jet I in einer Entfernung von 1000μ , Maßstab 1000 : 1.

wobei jedesmal über 30μ der Spur gemittelt wurde. Auf diese Weise konnte die unechte Streuung auf $0,06 \mu$ reduziert werden. Die nach I, 5 durchgeführte Ausgleichsrechnung ergab gute Verträglichkeit der Werte D_{ik} . Die Teilchen hatten innerhalb der Meßgenauigkeit dieselbe Energie. Sie betrug im Mittel

$$80^{+25}_{-15} \text{ BeV.}$$

Die Teilchen wurden über eine gesamte Spurlänge von 22 cm verfolgt, dabei wurde eine Sekundärreaktion vom Typ $2 + 4p$ beobachtet in einer Entfernung von $4,55 \text{ cm}$ vom Primärstern. Die 4 erzeugten Schauerteilchen sind nicht gebündelt. Eine derartig kleine Multiplizität ist in Übereinstimmung mit der Multiplizität, die man aus der Extrapolation von Messungen von JOHNSON³⁴ mit künstlich beschleunigten Teilchen sowie aus Messungen von HÄNNI¹⁸ mit α -Teilchen aus Aufsplitterungen schwerer Kerne erhält. Der durch die Streumessung erhaltene Energiewert kann durch die Untersuchung der weichen Kaskade gestützt werden.

2. Die weiche Kaskade

Ein Kegel mit einem Öffnungswinkel von 3° um die Primärriechung und von 20 mm Länge wurde nach energiereichen Elektron-Positron-Paaren mit einer Energie $> 1 \text{ BeV}$ abgesucht. In diesem Kegel liegen 12 Schauerteilchen; auf eine Länge von 20 mm sollten 50% der γ -Quanten materialisieren. Es wurden nur 3 Paare sehr hoher Energie E_0 gefunden (Tab. 4).

	Winkel gegen Primärriechung	Energie BeV	Entfernung v. Stern
I	$1,5 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$	50^{+17}_{-10}	2,9 mm
II	$5,5 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$	55^{+30}_{-15}	4,7 mm
III	$6,5 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$	45^{+35}_{-15}	20,4 mm

Tab. 4.

Die angegebenen Energiewerte wurden durch Messung der relativen Streuung unter Annahme der Gleichverteilung der Energie auf beide Elektronen bestimmt, sie sind also eine untere Grenze. Die aus der Winkelöffnung folgende Energie der Photonen nach Gl. (19) wurde bereits in Tab. 3 angegeben. Sie ist durchwegs viel niedriger. Die Richtungen der

³⁴ W. R. JOHNSON, Phys. Rev. **99**, 1049 [1955].

3 Photonen sind ebenfalls in das Trefferdiagramm Abb. 6 eingetragen.

Die rückwärtige Verlängerung der Paare zeigt innerhalb der Meßgenauigkeit auf das Zentrum des Primärsterns, sie wurden folglich als von Zerfalls- γ -Quanten der aus dem *jet* emittierten π_0 -Mesonen aufgefaßt. Die symmetrische Ausbildung* aller 3 Kaskaden um die beiden Elektronen läßt eine sehr unsymmetrische Energieaufteilung unwahrscheinlich erscheinen; die in Tab. 4 angegebenen Energiewerte sollten folglich die tatsächliche Energie des Photons nicht sehr unterschätzen. In diesem Fall stimmt die für die geladenen Schauerteilchen gemessene Energie gut mit der aus der Kaskade bestimmten überein, da die Energie der geladenen und der neutralen π -Mesonen ungefähr gleich sein sollte und die mittlere Energie der aus den π -Mesonen entstehenden Photonen folglich 40 BeV betragen würde. Man erhält weiterhin eine obere Grenze von 80 BeV für die Photonenenergie, was einer sehr ungleichen Energieaufteilung auf die beiden γ -Quanten entsprechen würde. Dies ist aber sehr unwahrscheinlich.

Der Winkel ϑ zwischen den 2 Photonen des π_0 -Zerfalls ist

$$\vartheta = m_0 c^2 / \sqrt{E_1 E_2} \quad (24)$$

für kleine Winkel ϑ . E_1 und E_2 sind die Energien der beiden Photonen, m_0 die Masse des π_0 -Mesons. Bekanntlich wird der kleinste mögliche Winkel ϑ_m stark bevorzugt. Er beträgt

$$\vartheta_m = m_0 c^2 / E_1 \quad (E_1 = E_2) . \quad (25)$$

Die Unsicherheit der Flugrichtung der π_0 -Mesonen ist also klein. Wir haben im folgenden angenommen, daß im Mittel die Richtungen der π_0 -Mesonen und der Photonen übereinstimmen. Es läßt sich auf Grund der gemessenen Energien und Winkel zwischen den Photonen nicht die Möglichkeit ausschließen, daß 2 von ihnen aus demselben π_0 -Meson stammen.

Der weitere Verlauf der Kaskaden, die sich aus den 3 γ -Quanten entwickeln, wurde für jede ungefähr 2,5 cm weit verfolgt. Die wichtigsten Daten sind in Tab. 5 aufgeführt.

	$n_{0,5}$	n_g	x_0	n_t	L
I	1	3	5,2 mm	2	0,6 t
II	0	3	15,6 mm	0	0,75 t
III	4	6	3,9 mm	4	0,6 t

Tab. 5.

Dabei bedeuten:

$n_{0,5}$ zusätzliche Zahl von Paaren auf der ersten halben Kaskadenlänge, n_g zusätzliche Zahl von Paaren auf der gesamten beobachteten Länge, x_0 Abstand der beiden ersten Paare voneinander, n_t gesamte Zahl von „Giraffen“, L gesamte beobachtete Länge, t Kaskadenlänge (in der photographischen Emulsion 29 mm).

Die Energien der sekundären Paare wurden z. Tl. durch relative Streumessungen bestimmt, bei kleinen Energien aus der Winkelöffnung. Falls Streumessungen nicht möglich waren, wurde der Öffnungswinkel der Paare zur Bestimmung einer unteren Grenze für die Energie benutzt. Die kleinste beobachtete Energie betrug 50 MeV.

Wir haben den Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen von KAPLON¹¹ für den Beginn von Kaskaden durchgeführt, da die Energien unserer Schauer ziemlich genau bekannt sind (siehe Tab. 6).

N_e	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
beobachtet	1	0	1	0	0	1	0	0	0	0
nach KAPLON	14	4	6	5	4	0	1	1	0	0
normiert nach K.	1,2	0,3	0,5	0,4	0,3	0	0,1	0,1	0	0

Tab. 6.

Angegeben ist in Tab. 6 die Zahl von Fällen mit N_e zusätzlichen Elektronen mit Energien $> 10^{-3} E_0$ nach 0,5 Kaskadenlängen. In der letzten Zeile sind die 35 Beispiele KAPLONS auf unsere 3 normiert. Die beiden Schauer I und III scheinen etwas zu große Elektronenzahlen zu besitzen, vor allem, da in ihnen zwischen 0,5 t und 0,6 t weitere 4 Paare entstehen, die mit der Rechnung von KAPLON nicht mehr erfaßt werden können. Sie fallen weiterhin durch ihre große Zahl von Fällen scheinbarer direkter Paar-Erzeugung durch Elektronen (Giraffen) auf. KAPLON und Mitarb.¹¹ haben denselben Effekt für einige von ihnen untersuchte Kaskaden festgestellt. Schauer II, der keine „Giraffen“ aufweist, hat die nach KAPLON zu erwartende wahrscheinlichste Elektronenzahl 0. Ebenso berichtet eine Reihe weiterer Autoren über Fälle zu rascher Multiplikation^{14, 10}.

Mittlere freie Weglänge für direkte Paarzeugung

In Tab. 7 ist die direkt gemessene mittlere freie Weglänge (m. f. W.) für Giraffenerzeugung angegeben. Diese ist nach KAPLON und Mitarb.¹² zu korrigieren wegen normaler Bremsstrahlungspaare, die

* Jedes der beiden Elektronen eines Paares erzeugt ungefähr gleich viele Giraffen.

so nahe bei der Spur eines Elektrons materialisieren, daß sie mit einer Giraffe verwechselt werden können. KAPLON et al. haben diese Korrektur für verschiedene Elektronenenergien und für verschiedene Werte der m. f. W. für scheinbare Giraffenerzeugung angegeben unter der Annahme, daß der kleinste noch beobachtbare Abstand zwischen der Elektronenspur und dem Paar $0,2 \mu$ beträgt¹². In einer weiteren Arbeit¹¹ haben sie gezeigt, daß diese Korrektur eher zu einer Überschätzung der m. f. W. führt.

Photon	t_i	n_e	T	$E(\text{BeV})$	n_t	BSP	BSP(korr)	$n_t(\text{korr})$
I	40 mm	4	0,34 t	18	2	1	1,7	1,3
II	54 mm	4	0,47 t	17	0	3	—	—
III	104 mm	10	0,36 t	8	4	2	3,3	2,7

Tab. 7.

t_i gesamte verfolgte Spurlänge der Elektronen mit Energie $> 1 \text{ BeV}$, n_e Zahl der Elektronen mit Energie $> 1 \text{ BeV}$, $T = t_i/n_e$, E mittlere Elektronenenergie, n_t beobachtete Zahl von Giraffen, BSP beobachtete Zahl von Bremsstrahlungspaaren, BSP(korr), $n_t(\text{korr})$ die entsprechenden nach KAPLON korrigierten Werte.

Der aus Tab. 7 folgende Wert der m. f. W. für direkte Paarzeugung beträgt, gemittelt über die drei Photonen

$$(1,7^{+1,7}_{-0,8}) t.$$

Dieser Wert ist viel kleiner als der von BHABHA* für die mittlere Elektronenenergie von 12 BeV angegebene. Nach dem weiter oben Gesagten sollte eine wesentliche Unterschätzung der Elektronenenergien in diesem Fall nicht möglich sein, eine obere Grenze für die mittlere Energie der Elektronen ist 40 BeV , da die mittlere Energie der π -Mesonen nur 80 BeV beträgt. Für die Beobachtung der genannten Abweichung von dem theoretischen Wert lediglich als Folge einer statistischen Fluktuation besteht eine Wahrscheinlichkeit von 1% , selbst wenn man mit einer mittleren Elektronenenergie von 40 BeV rechnet. Für die Korrektur auf scheinbare Giraffen wurde eine Elektronenenergie von 50 BeV angenommen, wodurch die Zahl der wirklichen Giraffen etwas unterschätzt wird. Der theoretische (s. Anm. ^{13, 35-37}) Wert für die m. f. W. beträgt $6 t$ bei einer Elektronenenergie von 40 BeV . Selbst unter den günstigsten Annahmen ist dieser Wert also zu

groß. Der von uns gefundene Wert ist aber in guter Übereinstimmung mit anderen experimentellen Arbeiten über die m. f. W. bei hohen Energien^{10, 11, 12}; bei kleinen Energien $E \ll 10 \text{ BeV}$ scheint der experimentell gefundene Wert dagegen mit den theoretischen Rechnungen in Übereinstimmung zu sein³⁷.

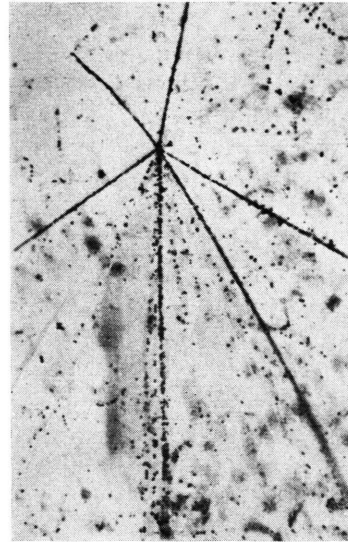


Abb. 12 a.

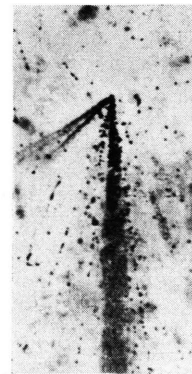


Abb. 12 b.

Abb. 12.

- a) „Jet I“ des in Abschnitt II beschriebenen Kernprozesses.
b) „Jet II“ des in Abschnitt II beschriebenen Kernprozesses.

3. Beschreibung des Sekundär-jets

26 mm vom Primärstern (I) entfernt befindet sich ein zweiter jet (II) vom Typ $3 + 55 n$ (Abb. 12 b). Seine Achse ist parallel zu den vom Primär-jet I kommenden Kaskaden, sein Winkelabstand von der Pri-

* Die Auswertung der BHABHASchen Formeln¹³ erfolgte durch RACAH³⁵, RAVENHALL³⁶ und BLOCK et al.³⁷.

³⁵ G. RACAH, NUOVO Cim. **14**, 93 [1937].

³⁶ D. G. RAVENHALL, Proc. Phys. Soc., Lond. A **63**, 1177 [1950].

³⁷ M. M. BLOCK, D. T. KING u. W. W. WADA, Phys. Rev. **96**, 1627 [1954].

märrihtung von *jet* I ist $1,5 \cdot 10^{-3}$ (Abb. 6). Die drei stark ionisierenden Teilchen sind Verdampfungsprotonen. Wegen der sehr großen Mesonenzahl dürfte eine Verfälschung der simultan im S-System erzeugten Mesonen durch sekundäre Wechselwirkungen der Mesonen in demselben Kern sehr klein sein; außerdem spricht die kleine Zahl von Verdampfungsspuren gegen eine größere Zahl solcher Prozesse. Abb. 7 zeigt die integrale Winkelverteilung der Schauerteilchen im Laborsystem. Der Halbwinkel beträgt 8° , was nach Gl. (23) eine Primärenergie von 100 BeV ergibt. Dieser Wert kann jedoch nur die Größenordnung der Energie liefern, da die Voraussetzung $\beta_M = \beta_s$ bei einer Energie von 100 BeV und dieser Multiplizität nicht mehr erfüllt sein kann. Die Winkelverteilung im S-System kann folglich nur mit Hilfe des Energiespektrums der Mesonen gerechnet werden. Es wurden an 22 Schauerteilchen Messungen der Vielfachstreuungen gemacht und damit die Winkel der Mesonen im S-System berechnet.

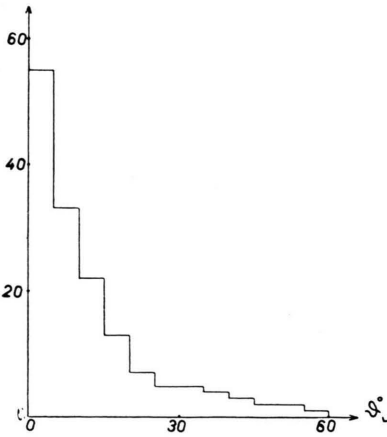


Abb. 7. Integrale Winkelverteilung der Schauerteilchen von *jet* II im L-System.

SCHEIN et al.⁶ haben hierfür unter gewissen Voraussetzungen Näherungsformeln angegeben.

Die Umrechnung ins S-System wurde mit Hilfe dieser Gleichungen durchgeführt, falls die Voraussetzungen zutrafen, sonst wurden die exakten Gleichungen benutzt. Wegen der nicht besonders günstigen Lage des Ereignisses in der Emulsion konnten nicht an allen Spuren Streumessungen vorgenommen werden. Es wurden deshalb die Spuren in fünf Gruppen nach ihren Winkeln im Laborsystem eingeteilt und in jeder Gruppe für sich mit dem an Spuren dieser Gruppe gemessenen Energiespektrum

der Mesonen transformiert. Dabei wurde angenommen, daß es sich um π -Mesonen handelt. Im allgemeinen gibt die endliche Energie der Mesonen nur eine Korrektur zu den nach der gewöhnlichen Gl. (26) berechneten Winkelwerten, die auch wieder die Voraussetzung $\beta_s = \beta_M$ benutzt:

$$\operatorname{tg}(\vartheta_s/2) = \gamma_s \operatorname{tg} \vartheta_L; \quad (26)$$

$\gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-1/2}$, wobei β_s die Geschwindigkeit des S-Systems ist.

Abb. 8 zeigt die Winkelverteilung im S-System für zwei verschiedene Annahmen von γ_s aufgetragen gegen den Winkel ϑ_s im S-System. Abb. 9 zeigt die-

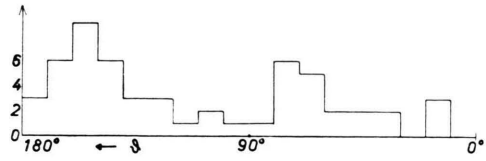


Abb. 8 a.

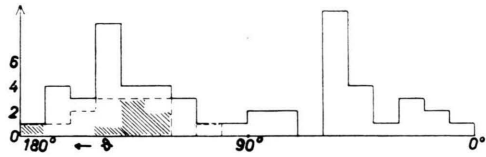


Abb. 8 b.

Abb. 8. Winkelverteilung der Mesonen im S-System von *jet* II; a) für $\gamma_s = 12$, b) für $\gamma_s = 9$; $\vartheta = 0$ Vorwärtsrichtung.

selbe Winkelverteilung bei $\gamma_s = 9$ umgerechnet auf gleiche Raumwinkelintervalle. $\gamma_s = 9$ gibt die beste Symmetrie bezüglich einer Ebene senkrecht zur Stoßachse, $\gamma_s = 12$ gibt eine obere Grenze.

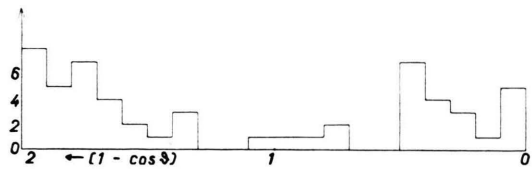


Abb. 9. Winkelverteilung der Mesonen im S-System von *jet* II für $\gamma_s = 9$ und gleiche Raumwinkelintervalle.

Die mittlere Energie der Mesonen im S-System läßt sich nun berechnen. Wir nehmen an, daß das Verhältnis geladener zu neutralen π -Mesonen 2 : 1 ist und daß nur π -Mesonen erzeugt werden. In diesem Fall erhält man noch zusätzlich $27 \pm 5 \pi_0$ -Mesonen; von den 54 hieraus entstehenden Photonen sollten 0,7% sofort materialisieren³⁸. Wir haben an-

³⁸ B. M. ANAND, Proc. Roy. Soc., Lond. A **220**, 183 [1953].

genommen, daß höchstens 4 der Schauerteilchen solche Elektronen sind. Man erhält damit eine Zahl von 76 ± 7 Mesonen, die erzeugt werden müssen. Wir nehmen weiterhin an, daß die gesamte im S-System zur Mesonenerzeugung verfügbare Energie in das Mesonenfeld geht, d. h. die Inelastizität $K=1$. Die mittlere Gesamtenergie der Mesonen beträgt für $\gamma_s=9$ im S-System 200 ± 17 MeV, falls der Stoß durch ein Neutron erfolgt ist. Ein Stoß durch ein neutrales K-Meson würde eine mittlere Energie von 210 ± 18 MeV ergeben. Ein π_0 -Meson scheidet als Primärteilchen natürlich aus (Lebensdauer), da man annehmen muß, daß dieses aus *jet* I emittiert wurde.

Bei der Transformation des Energiespektrums ins S-System ist zu beachten, daß in unserem Fall nicht die Energien aller Teilchen gemessen werden konnten. Deshalb besteht die Gefahr einer systematischen Verfälschung des Energiespektrums. Wir haben deshalb nicht alle tatsächlich gemessenen Teilchen berücksichtigt. Spuren mit Winkeln zwischen $8,5^\circ$ und 34° im Laborsystem (L-System) ergaben immer meßbare Energien mit zwei Ausnahmen. Für diese wurde die untere Grenze als tatsächliche Energie angesehen. Spuren dieser Gruppe wurden als repräsentativ für die Energieverteilung im S-System angesehen, da ihre Winkelverteilung im S-System sich nicht von der aller Teilchen unterscheidet. (Sie ist in Abb. 8 gestrichelt eingetragen.) Bei noch kleineren Winkeln wurde nur ein Teilchen gefunden, das durch einen „Überholeffekt“ im L-System einen

kleinen Winkel mit der Primärrichtung bildet. Die Ergebnisse sind in Tab. 8 zusammengestellt.

Weitere Information über die Energie der Schauerteilchen erhält man aus ihren sekundären Wechselwirkungen. Sie sind vom Typ $2+0p$, $3+1p$, $2+1p$. Die Winkel der Primärteilchen mit der Schauerachse sind 18° , $0,8^\circ$, 14° . Die Größe dieser Sterne paßt zu den bei den betreffenden Winkeln gemessenen Mesonenenergien.

Die Verteilung der Gesamtenergien der Teilchen im S-System für $\gamma_s=9$ zeigt Abb. 10.

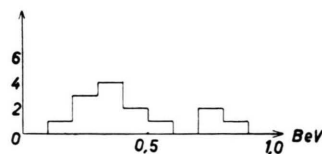


Abb. 10. Verteilung der Gesamtenergie der Mesonen im S-System.

Der wahrscheinlichste Wert für die mittlere Energie der Mesonen im S-System ist die aus Tab. 8 berechnete mittlere Energie. Die Fehlergrenze wurde aus der Streuung der einzelnen Energiewerte um den Mittelwert bestimmt, da aus den 55 vorhandenen Spuren gewählte Proben von 14 Spuren nach dem zentralen Grenzwertsatz eine Normalverteilung aufweisen sollten.

Für $\gamma_s=9$ erhält man eine mittlere Gesamtenergie der Mesonen im S-System von 440 ± 70 MeV. Selbst wenn man 2 Spuren mit sehr großem Winkel im L-System und eine Spur, deren Energie nicht gemessen werden konnte, wegläßt, weil für sie die Wahrscheinlichkeit einer Entstehung durch Sekundärreaktionen am größten ist (Nr. 8, 10, 11), so ist die mittlere Mesonenenergie im S-System noch 340 ± 60 MeV. Dies ist nicht in Übereinstimmung mit dem aus der Mesonenzahl und $\gamma_s=9$ berechneten Wert von 210 ± 18 MeV, obwohl bereits mit einem Wert von $K=1$ und mit dem günstigsten Fall einer reinen Erzeugung von π -Mesonen ohne schwere Teilchen gerechnet wurde. Eine derartig kleine Energie könnte daneben auch die beobachtete Winkelverteilung nicht erklären, da ihre Umrechnung ins S-System nur mit den aus der Streumessung gewonnenen Energien zu einer symmetrischen Verteilung führt. Erhöht man γ_s auf den Wert 12, der nach Abb. 8 eine obere Grenze darstellen sollte, so findet man für die mittlere Energie 550 ± 80 MeV bzw. 440 ± 70 MeV aus den Streumessungen und 280 ± 30 MeV aus der Multiplizität. Diese Werte sind immer noch unverträglich miteinander. Eine noch weitere Erhöhung von γ_s nutzt nichts, da dann

	γ	ϑ_L	E_s ($\gamma_s=9$)	E_s ($\gamma_s=12$)	$180^\circ - \vartheta_s$
1	8,5	$10,5^\circ$	0,31	0,38	51°
2	9,8	$11,0^\circ$	0,36	0,44	52°
3	6,5	$11,5^\circ$	0,30	0,38	42°
4	7,1	$12,0^\circ$	0,34	0,42	43°
5	3,8	$21,5^\circ$	0,53	0,68	24°
6	7,1	$10,0^\circ$	0,27	0,33	48°
7	5,2	$8,5^\circ$	0,23	0,30	37°
8	>19	$13,0^\circ$	0,76	0,90	52°
9	21	$8,5^\circ$	0,49	0,58	71°
10	>7	$21,0^\circ$	0,75	1,00	32°
11	3,4	$33,0^\circ$	0,90	1,10	17°
12	3,4	$17,5^\circ$	0,40	0,54	23°
13	5,9	$14,5^\circ$	0,41	0,53	35°
14	5,0	$0,7^\circ$	0,16	0,19	$3,5^\circ$

Tab. 8.

$\gamma=E/mc^2$ (E Gesamtenergie, m Mesonenmasse) im L-System, $m=273 m_e$, ϑ_L Winkel gegen die Primärrichtung im L-System, E_s Gesamtenergie im S-System, ϑ_s Winkel gegen die Primärrichtung im S-System für $\gamma_s=9$.

die nach beiden Methoden bestimmten mittleren Energien ungefähr gleich rasch anwachsen.

Falls man die Hypothese einer multiplen Mesonen-erzeugung aufrechterhalten will, ist die Möglichkeit einer Verfälschung dieses Bildes durch sekundäre Reaktionen in demselben Kern zu prüfen. Die geringe Zahl von 3 Verdampfungsspuren macht eine größere Zahl solcher Wechselwirkungen sehr unwahrscheinlich, ebenso eine Erzeugung einer größeren Zahl von Mesonen bei einem einzigen Sekundärstoß wegen der geringen kinetischen Energie der Mesonen im L-System. Nehmen wir an, daß 10 Mesonen (d. h. 6 geladene) zusätzlich erzeugt werden, so müssen mindestens 60 Mesonen im S-System erzeugt worden sein. Ihre mittlere Gesamtenergie beträgt dann 270 MeV, und die Diskrepanz von 70 ± 60 MeV mit der aus Streumessungen gewonnenen Energie ist nicht mehr signifikant. Die oben genannte Zahl von 6 Mesonen würde auch dazu passen, daß im S-System 5 Mesonen zuviel nach hinten emittiert werden, da die sekundär erzeugten Mesonen im L-System eine breitere Winkelverteilung haben und somit bei der Transformation in den hinteren Halbraum kommen.

Vernachlässigt man die Störung durch die 6 Teilchen, so erhalten wir die folgenden Ergebnisse: die Primärenergie des Sterns ist 150 BeV. Bei dieser Energie ist die Inelastizität = 1, es bleibt im S-System keine Energie zur Erzeugung schwererer Teilchen als π -Mesonen. Die Winkelverteilung im S-System ist deutlich anisotrop, wie aus Abb. 9 hervorgeht. 80% aller Teilchen liegen in 2 Kegeln nach vorn und hinten mit halber Öffnung 60° . Die mittlere Energie der Mesonen im S-System beträgt 270 MeV. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der HEISENBERGSchen³ Stoßwellentheorie, widerspricht jedoch der FERMISchen Theorie⁴ der Mesonenvielfacherzeugung. Die HEISENBERGSche Theorie gibt für $K=1$ und eine Primärenergie von 150 BeV einen Erwartungswert von 50 Mesonen. Ebenso spricht die beobachtete Anisotropie für diese Theorie. Wir haben die Mesonen nach ihrer Energie im S-System in 2 Gruppen eingeteilt. Die Gruppe mit einer Gesamtenergie $< 0,36$ BeV ist in Abb. 8 schraffiert eingetragen. Man sieht, daß in Übereinstimmung mit der Theorie die Anisotropie hauptsächlich von Mesonen hoher Energie hervorgerufen wird. In der FERMISchen Theorie dagegen sollte eine

anisotrope Winkelverteilung mit einer kleinen Multiplizität gekoppelt sein⁵; die von uns beobachtete Multiplizität ist aber abnorm groß. Die nach der FERMISchen Theorie bei einer Primärenergie von 150 BeV zu erwartende Multiplizität der π -Mesonen beträgt

$$n_s = 1,34 \frac{(w-2)^{3/2}}{w} \text{ mit } w = 2 \gamma_s. \quad (27)$$

Für $\gamma_s = 9$ wird $n_s = 5$, ein Wert, der offenbar zu niedrig ist. Auch die Annahme von sekundären Reaktionen mit kleiner Kernanregung nach dem Tunnelmodell^{39,40} kann die Diskrepanz nicht erklären, da die Multiplizität immer noch zu groß ist und das Modell bei so kleinen Primärenergien noch nicht gelten sollte.

Es ist noch zu erwähnen, daß die oben gefundene Schwierigkeit einer zu großen Mesonenzahl bereits bei einem früher von GOTTSTEIN und TEUCHER⁷ analysierten Beispiel eines *jets* ohne sichtbare Verdampfungsspuren auftrat, aber die Abweichung lag ebenfalls knapp im Rahmen der statistischen Schwankungen. Hier wird erst eine größere Zahl ebenso gut untersuchter Ereignisse eine Klärung über eine eventuelle Abweichung von der Theorie bringen können.

4. Diskussion des Primär-jets I

Es ist nun möglich, eine Abschätzung für die gesamte sichtbare Energie des Primär-jets I zu geben. Die Gesamtenergie der 3 Elektronenkaskaden I, II und III, des Sekundär-jets II und der 4 eng gebündelten Schauerteilchen beträgt 650 BeV. Die Energie von 4 weiteren Mesonen mit sehr kleinem Winkel ($< 0,02$ rad) zur Primär-richtung nehmen wir im Mittel zu je 50 BeV an und verdoppeln die für die weiche Kaskade gefundene Energie, da wir, wie in II, 2 erwähnt, nur 50% aller Photonen erfaßt haben. An den übrigen Mesonen wurden Streumessungen gemacht; es ergab sich dabei fast durchwegs nur eine untere Grenze für die Energie, die im Mittel bei 3 BeV lag. Addiert man zu den verbleibenden 20 Schauerteilchen noch 10 π_0 -Mesonen und nimmt man die mittlere Energie dieser Mesonen zu 3 BeV an, so ist der gesamte zusätzliche Energiebetrag 470 BeV. Die Gesamtenergie des Sterns ist also > 1100 BeV, da diese Rechnung die Energie etwas unterschätzt und außerdem $K=1$ gesetzt wurde. Die

³⁹ F. D. ROESLER u. C. B. A. McCUSKER, *Nuovo Cim.* **10**, 127 [1953].

⁴⁰ G. COCCONI, *Phys. Rev.* **93**, 1107 [1954].

in II, 1 gegebene Berechnung der Energie aus dem Halbwinkel unterschätzt diese also selbst im günstigsten Fall bedeutend.

Abb. 11 zeigt die in das S-System transformierte Winkelverteilung, die für $\gamma_s = 24$ und für $\gamma_s = 28$ ausgeführt wurde. Diese beiden Werte entsprechen Primärenergien von 1100 BeV und 1600 BeV. Die Störung der Winkelverteilung in dem vorderen Halbraum sollte nach dem oben Gesagten gering sein. Die starke Bündelung in einem Kegel der halben Öffnung 30° ist also repräsentativ für die tatsächliche Winkelverteilung. Wie man aus dem Vergleich mit der Verteilung für $\gamma_s = 28$ sieht, ändert sich hieran auch bei Erhöhung der Primärenergie nichts.

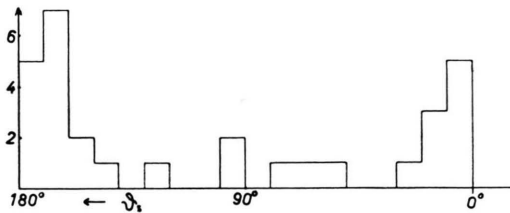


Abb. 11 a.

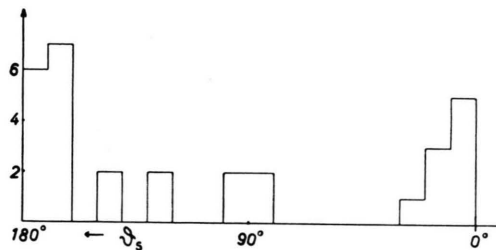


Abb. 11 b.

Abb. 11. Winkelverteilung der Mesonen im S-System von jet I; a) für $\gamma_s = 24$, b) für $\gamma_s = 28$.

Die Energie der 4 im L-System stark gebündelten Mesonen von je 80 BeV ergibt sich im S-System nach der Näherungsformel von SCHEIN:

$$E_s = E_L / 2 \gamma_s, \quad (28)$$

da δ_E und $\delta_\theta \ll \delta_\beta$.

Setzt man $\gamma_s = 24$, was der unteren Grenze der Primärenergie entspricht, so erhält man eine obere Grenze für die Energie dieser Mesonen im S-System von 1,7 BeV.

Die mittlere Energie der oben genannten 4 Mesonen sollte etwas größer als die mittlere Mesonenenergie sein, da sie auch im S-System unter sehr kleinem Winkel ($< 4^\circ$) emittiert werden und solche

Mesonen nach Abb. 8 eine größere Energie als die mittlere besitzen. Aus Streumessungen an den übrigen Mesonen von jet I ergab sich eine obere Grenze von 12 000 BeV für die Primärenergie. Dazu gehört eine untere Grenze von 0,5 BeV für die mittlere Energie der Mesonen im S-System.

Die Werte sind also nicht im Widerspruch mit dem von HEISENBERG bei 1000 BeV Primärenergie angegebenen Wert von 0,46 BeV, da wir $K < 1$ nicht ausschließen können.

Um die mittlere Energie der Mesonen in der FERMISCHEN Theorie zu berechnen, nehmen wir an, daß die Zahl der produzierten π -Mesonen n_s ist:

$$n_s = 1,34 \sqrt{2 \gamma_s}. \quad (29)$$

Nach neueren Arbeiten der Bristol-Gruppe⁸ beträgt die Zahl der in diesem Energiebereich erzeugten schwereren Teilchen 25% der Schauerteilchen. Damit beträgt die Gesamtzahl der produzierten Teilchen $1,68 \sqrt{2 \gamma_s}$. Mit $\gamma_s = 24$ beträgt sie 12 und damit die mittlere Energie im S-System 3,6 BeV, also doppelt so groß wie die oben angegebene obere Grenze von 1,7 BeV. Eine Erhöhung der Primärenergie würde die Diskrepanz noch vergrößern.

Diese Ergebnisse passen zu einem von SCHEIN et al.⁶ analysierten Stern mit einer Primärenergie von 20 000 BeV. Es ergab sich für diesen Stern ebenfalls eine sehr niedrige mittlere Mesonenenergie von 1 BeV im S-System und eine stark anisotrope Winkelverteilung.

III. Erzeugung eines Antiprotons

1. Beschreibung des Ereignisses

Das Ereignis wurde im wesentlichen bereits in einer früheren Arbeit beschrieben (TEUCHER et al.⁴¹). Aus einem Stern A vom Typ 2 + 12 p kommt ein stark ionisierendes Teilchen und erzeugt nach einem Weg von 308μ in der Emulsion einen Stern B. Das Teilchen ist einfach geladen und hat protonische Masse. Die sichtbare Energie von Stern B ist 990 ± 120 MeV. Dies schließt für das verbindende Teilchen die Deutung durch ein K-Meson oder ein bekanntes Hyperon aus. Da die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen Zusammentreffens sehr klein ist und bereits ähnliche Ereignisse von AMALDI et al.^{42, 43}

⁴¹ M. TEUCHER, H. WINZELER u. E. LOHRMANN, NUOVO Cim. 3, 228 [1956].

⁴² E. AMALDI, C. CASTAGNOLI, G. CORTINI, C. FRANZINETTI u. A. MANFREDINI, NUOVO Cim. 1, 492 [1955].

⁴³ O. CHAMBERLAIN, W. W. CHUPP, G. GOLDBABER, E. SEGRÉ, C. WIEGAND, E. AMALDI, G. BARONI, C. CASTAGNOLI, C. FRANZINETTI u. A. MANFREDINI, NUOVO Cim. 3, 447 [1956].

gefunden wurden, deuten wir es ebenso als Erzeugung eines Antiprotons in Stern A und als seine Anihilation in Stern B (Abb. 13).

Stern A hat neben dem Antiproton (\bar{p}) nur noch eine einzige stark ionisierende Spur. Dies läßt es

Produktionsmechanismus des Antiprotons möglich ist und daß außerdem bei Vorhandensein selbst eines einzigen Nukleon-Antinukleonpaars die Winkelverteilung der Mesonen keine Aussage über die Primärenergie geben kann.

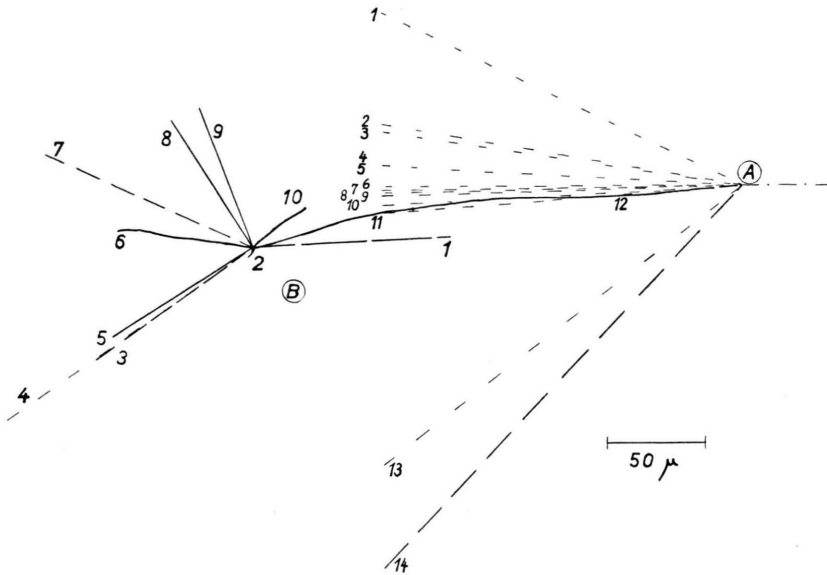


Abb. 13. Schematische Darstellung des Ereignisses mit Erzeugung eines Antiprotons.

gerechtfertigt erscheinen, Stern A als ein Beispiel eines Nukleon-Nukleonstoßes mit simultaner Erzeugung der Mesonen und eines Nukleon-Antinukleonpaars zu vernachlässigbarer Störung durch Sekundärprozesse zu betrachten. Die kinetische Energie des \bar{p} im L-System beträgt 7 MeV, sein Impuls 117 MeV/c bei der Emission aus Stern A. Es muß deshalb im S-System mit hoher Geschwindigkeit nach rückwärts emittiert worden sein. Es gibt dann für das Mesonenfeld zwei mögliche Fälle:

1. Die Energie des positiven Protons (p^+), das gleichzeitig erzeugt wurde, ist im S-System kleiner als die des \bar{p} und geht nach vorwärts. Wegen des Impulssatzes müssen deshalb im S-System fast alle Mesonen ebenfalls nach vorwärts gehen.

2. Die Energie des p^+ ist größer als die des \bar{p} ; die Mesonen müssen dann fast alle im S-System nach rückwärts gehen. Eine einfache Überlegung* zeigt, daß nicht beide Nukleonen im S-System nach hinten emittiert sein können.

Die beiden Möglichkeiten sollen nun diskutiert werden. Es wird dabei gezeigt, daß selbst in diesem anscheinend günstigen Fall keine Aussage über den

2. Emission der Mesonen in Vorwärtsrichtung

Der Halbwinkel der 12 Schauerteilchen aus Stern A beträgt $4,6^\circ$. Falls p^+ und \bar{p} mit entgegengesetzt gleichem Impuls erzeugt werden, muß der Impulssatz für die Mesonen allein gelten. Hieraus erhält man nach der Halbwinkelformel Gl. (23) ein $\gamma_s = 12$. Nimmt man an, daß 10 der 12 Schauerteilchen π -Mesonen sind (eines könnte das p^+ sein, ein weiteres Schauerteilchen bildet einen sehr großen Winkel mit der Primärrichtung) und addiert noch 3 π_0 -Mesonen, so erhält man eine Mindestzahl von 13 Mesonen, die im S-System erzeugt werden müssen.

Der Winkel des \bar{p} gegen die Primärrichtung im L-System beträgt 4° , seine Energie im S-System ist damit

$$E_s = \gamma_s (E_L - P_L c) . \quad (30)$$

Die Werte E bedeuten die Gesamtenergien im S- bzw. L-System, P den Impuls. Falls die Energien des p^+ und des \bar{p} im S-System gleich sind, bleibt im S-System für die Energie der Mesonen

$$(2\gamma_s - 1) Mc^2 - 2E_s = 1,6 \text{ BeV für } \gamma_s = 12 \quad (31)$$

(sofern das Primärteilchen ein Meson ist).

* im Anschluß an die folgende Diskussion.

Damit ist die mittlere Mesonenenergie 123 MeV, d. h. die Energie reicht nicht einmal zur Erzeugung der Mesonen aus. Wir nehmen nun an, daß das p^+ mit kleinerer Energie als das \bar{p} erzeugt wird. Die Impulsdifferenz muß durch die Mesonen ausgeglichen werden. Wir haben versucht, einen solchen Fall für verschiedene Werte von γ_s und verschiedene Energien des p^+ zu konstruieren. Im Extremfall $E_{p^+} = Mc^2$, d. h. verschwindender kinetischer Energie, ist für \bar{p} der Impuls = 0,830 γ_s BeV. Die für die Mesonenerzeugung verfügbare Energie ist $Mc^2(2\gamma_s - 2) - 0,830\gamma_s$ in BeV. Der maximale Impuls, den die Mesonen haben können, ist

$$P = 13 \sqrt{\bar{E}_{\text{mes}}^2 - m_{\text{mes}}^2 c^4} \approx 13 \bar{E}_{\text{mes}}. \quad (32)$$

Setzt man diesen Impuls gleich dem Impuls des \bar{p} , so erhält man $\gamma_s = 8,5$ und $\bar{E}_{\text{mes}} = 0,54$ BeV.

Diese Rechnung gilt aber nur, wenn alle Mesonen im S-System genau nach vorne emittiert werden. Da der Halbwinkel aber $4,6^\circ$ beträgt, haben 50% aller Mesonen bei $\gamma_s = 8,5$ im S-System Winkel $> 68^\circ$ und tragen deshalb mit weniger als 38% zu dem Gesamtimpuls bei. Dieser wird damit zu klein. Es nutzt auch nichts, die Erzeugung von noch mehr neutralen oder von schwereren Teilchen als π -Mesonen anzunehmen, da die Gesamtenergie im S-System nach Gl. (31) festliegt und der gesamte verfügbare Impuls mit wachsender Ruhmasse der erzeugten Teilchen nach Gl. (32) abnimmt.

Ebenso kann gezeigt werden, daß alle anderen Annahmen über γ_s und die Energie des p^+ an derselben Schwierigkeit des zu großen beobachteten Halbwinkels scheitern. Dabei wurde überall bereits der günstigere Fall zugrunde gelegt, daß das Primärteilchen von *jet A* ein Meson ist.

3. Emission der Mesonen in Rückwärtsrichtung

Wir nehmen an, daß die Energie des p^+ größer als die des \bar{p} ist, dann müssen die Mesonen nach hinten gehen. Bei $\gamma_s = 12$ ist der mittlere nach hinten gehende Mesonenimpuls 0; die obige Annahme erfordert also ein $\gamma_s > 12$. Auch hier kommt die Hauptschwierigkeit von den großen Querimpulsen her, die ein Halbwinkel von $4,6^\circ$ fordert. Ebenso wie im vorhergehenden Fall wurden verschiedene Annahmen von γ_s und der Energie des p^+ durchgerechnet. Für jedes γ_s wurde die Winkelverteilung

der Mesonen im S-System berechnet. Dies ist nach PEYROU et al.⁴⁴ nur möglich, wenn gilt

$$\frac{\beta_M E_M}{m c^2} \geq \gamma_s \sin \vartheta_L, \quad (33)$$

E_M Energie des Mesons im S-System, m Masse des Mesons.

Dies liefert eine untere Grenze für die Energie der Mesonen und ihren nach hinten gehenden Impuls. Dieser muß durch eine entsprechende höhere Energie des p^+ ausgeglichen werden. Die Durchführung dieser Rechnung zeigt, daß in allen Fällen die Energie im S-System hierzu nicht ausreicht. Auch hier kann die Annahme der Erzeugung schwerer Mesonen oder von mehr π_0 -Mesonen die Schwierigkeit nicht beseitigen.

Jet A ist also ohne Zuhilfenahme von Sekundärreaktionen in demselben Kern nicht als simultane Produktion des Nukleonenpaares und der Mesonen zu erklären. Die Schwierigkeit rührt letzten Endes von der hohen Energie des \bar{p} im S-System her. Es läßt sich leicht zeigen, daß bereits ein Energieverlust des \bar{p} von 50 MeV im Kern genügt, um Stern A in obigem Sinn zu erklären: Aus den Gln. (30) und (31) folgt dann für $\gamma_s = 12$ und gleiche Energie des p^+ und \bar{p} im S-System eine für Mesonenerzeugung verfügbare Energie von 5,5 BeV und eine mittlere Mesonenenergie von 420 MeV. Allerdings gibt die Winkelverteilung der Mesonen wegen der oben diskutierten Möglichkeit einer ungleichen Energieaufteilung auf die beiden Nukleonen keine Auskunft über die primäre Energie.

Es ist zu beachten, daß der hier beschriebene Fall keinesfalls charakteristisch für eine Nukleonenpaarerzeugung sein dürfte, da Fälle dieser Art in Photoplaten vorwiegend nur dann bemerkt werden, wenn die kinetische Energie des Antiprotons im L-System klein, d. h. im S-System groß ist, und wenn das \bar{p} durch Streuung im Kern bereits Energie verloren hat. Ein weiteres von AMALDI⁴² beobachtetes Ereignis dieser Art ist ebenfalls durch eine sehr kleine kinetische Energie des \bar{p} im L-System ausgezeichnet (3,4 MeV).

Herrn Professor E. SCHOPPER und Herrn Professor F. G. HOUTERMANS bin ich zu großem Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit, für die Gewährung des Aufenthaltes an der Universität Bern und für ihr förderndes Interesse, womit sie die Arbeit ermöglicht haben. Herrn Professor C. PEYROU und ganz besonders Herrn Dr. M. TEUCHER möchte ich für zahlreiche wertvolle Diskussionen und Hinweise danken. Ebenso danke ich Herrn Professor G. WATAGHIN, Herrn Dr. F. D.

⁴⁴ C. PEYROU, B. D'ESPAGNAT u. L. LEPRINCE-RINGUET, C. R. Acad. Sci., Paris **228**, 1777 [1949].

HÄNNI und Herrn Dr. H. WINZELER für viele fruchtbare Diskussionen, Herrn Professor G. P. S. OCCHIALINI und Herrn Professor C. HAENNY für die leihweise Überlassung eines Teiles der Platten. Mein weiterer Dank gilt den Scannerinnen der Universität Bern für die Auffindung der hier beschriebenen Ereignisse und für die Hilfe bei der mikroskopischen Arbeit. Die Exposi-

tion der Platten wurde vom Office of Naval Research durchgeführt, wofür noch besonders Herrn Dr. A. ROBERTS gedankt sei. Die finanziellen Mittel für die Emulsionen wurden vom Schweizer Nationalfonds bewilligt, ein Teil der personellen Mittel von der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Numerische Berechnung der Störung einer unendlich ausgedehnten scheibenförmigen Neutronensonde nach der Transporttheorie

Von H. MEISTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. 11 a, 579—585 [1956]; eingegangen am 22. März 1956)

Es wird die Winkelverteilung des Neutronenfeldes in der Umgebung einer unendlich ausgedehnten Sonde sowie deren Aktivierungs- und Dichtestörung in Abhängigkeit von der Sondendicke berechnet nach einem Verfahren, das von WICK für ein isotropes Streugesetz angegeben worden ist. Die Ergebnisse werden mit den nach der elementaren Diffusionstheorie gefundenen verglichen.

Nach der elementaren Diffusionstheorie wurde von VIGON und WIRTZ¹ für eine unendlich ausgedehnte Scheibensonde als Dichtestörung

$$\kappa(z) = \frac{\varrho_0 - \varrho(z)}{\varrho_s} = \frac{3}{2} \frac{\Phi_0(\mu\delta)}{2 - \Phi_0(\mu\delta)} \frac{L}{\lambda_t} e^{-z/L} \quad (1)$$

gefunden (ϱ_0 = ungestörte Neutronendichte, $\varrho(z)$ = durch die Sonde gestörte Dichte, ϱ_s = Dichte an der Sondenoberfläche) und als Aktivierungsstörung

$$\kappa_C = \frac{C_0 - C}{C} = \left\{ \frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} - \frac{1}{2} \right\} \Phi_0(\mu\delta) \quad (2)$$

(C_0 = die dem ungestörten Neutronenfeld entsprechende Aktivierung, C = wirkliche Aktivierung im gestörten Feld). Hierbei ist z die Ortskoordinate senkrecht zur Sonderebene, λ_t die Transportweglänge und L die Diffusionslänge des die Sonde umgebenden Streumediums sowie $\Phi_0(\mu\delta)$ die von BOTHE² angegebene Funktion

$$\Phi_0(\mu\delta) = 1 - (1 - \mu\delta)e^{-\mu\delta} + \mu^2\delta^2 \text{Ei}(-\mu\delta) \quad (3)$$

der Schichtdicke δ und des Absorptionskoeffizienten μ der Sondensubstanz. „Unendlich ausgedehnt“ heißt hier, daß die Ausdehnung der Sonde groß gegen die Diffusionslänge ist.

Die elementare Diffusionstheorie beschränkt sich bei der Entwicklung des differentiellen Neutronenflusses $K(z, \vartheta)$ nach Kugelfunktionen auf die beiden ersten Glieder, so daß bei Angabe des Dichtever-

laufes auch die Winkelverteilung des Neutronenfeldes festgelegt ist:

$$K(z, \vartheta) = \frac{1}{4\pi} \left\{ Qv - \lambda_t \frac{d(Qv)}{dz} \cos \vartheta \right\}. \quad (4)$$

Dabei ist ϑ der Winkel zwischen der Neutronenrichtung und der positiven z -Achse. Die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Neutron, das die Sonde unter dem Winkel ϑ durchsetzt, ist $e^{-\mu\delta/|\cos \vartheta|}$ bei Vernachlässigung der Streuung in der Sondensubstanz. Wird das Neutronenfeld als symmetrisch zur Sonderebene $z=0$ vorausgesetzt, so muß es auf der Sondenoberfläche gegen den Halbraum $z>0$ die Randbedingung

$$K(0, \vartheta) = e^{-\mu\delta/|\cos \vartheta|} \cdot K(0, \pi - \vartheta) \quad (0 < \vartheta < \pi/2) \quad (5)$$

erfüllen. Hierzu ist aber der elementare Ansatz Gl. (4) nicht imstande.

Zu einer genaueren Berechnung des Neutronenfeldes in der Sondenumgebung muß daher auf die Transportgleichung

$$\vec{\Omega} \text{grad } K(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{\text{tot}} K(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{\vec{\Omega}'} \Sigma(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') K(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\Omega' \quad (6)$$

(\vec{r} = Ortsvektor, $\vec{\Omega}$ = Einheitsvektor der Neutronenrichtung, Σ_{tot} = totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt, $\Sigma(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$ = differentieller Streuquerschnitt) zurückgegriffen werden, die die Winkel-

¹ M. A. VIGON u. K. WIRTZ, Z. Naturforschg. 9 a, 286 [1954].

² W. BOTHE, Z. Phys. 120, 437 [1943].