

# Messungen an Elektronenpaaren, erzeugt durch $\gamma$ -Strahlung in 4550 m Höhe (Monte Rosa)

Autor(en): **Hintermann, K.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **27 (1954)**

Heft II

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112509>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Messungen an Elektronenpaaren, erzeugt durch $\gamma$ -Strahlung in 4550 m Höhe (Monte Rosa)

von **K. Hintermann\***).

Physikalisches Institut der Universität Bern.

(26. II. 1954.)

### I. Teil: Allgemeines.

#### 1. Zusammenfassung.

In einer Kernemulsionsplatte, die der Höhenstrahlung in 4550 m Höhe ausgesetzt war, wurde ein Teil der Emulsion systematisch nach Paaren durchsucht. An den Paarspuren wurden Energiemessungen und Winkelbestimmungen zwischen den beiden Spuren eines Paares vorgenommen. Der Zusammenhang zwischen Energie und Winkel stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der Theorie von BORSELLINO überein. Aus diesen Messungen wurde auch das Photonenspektrum und die Richtungsverteilung berechnet.

#### 2. Einführung.

BETHE und HEITLER (Be 34) haben eine Gleichung für den Wirkungsquerschnitt der Kerne für Paarerzeugung durch Photonen angegeben. STEARNS (St 49) berechnete daraus das mittlere Quadrat des Winkels zwischen dem Photon und einem Elektron (Positron):

$$\sqrt{\Theta^2} = F\left(\frac{k}{E}\right) \frac{\mu}{k} \ln \frac{k}{\mu}$$

$\mu$  = Ruheenergie des Elektrons.

$k$  = Energie des Photons.

$E$  = Energie des Elektrons.

$F\left(\frac{E}{k}\right)$  = eine von STEARNS berechnete Funktion.

Nach dieser Formel haben BRADT et al. (Br 50) die mittlere Energie von Paaren eines Schauers abgeschätzt.

\*) Jetzt: Eidg. Amt für Mass und Gewicht, Bern.

Experimente von MODESITT und KOCH (Mo 50) über die Impulsabgabe von Photonen der Energie 19,5 MeV an den Kern bei Paarerzeugung ergaben andere Resultate, als sie nach den Quadratmittelwerten von STEARNS zu erwarten gewesen wären. BORSELLINO (Bo 53) führte daraufhin nochmals die Integration der Bethe-Heitler-Formel aus und berechnete die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Divergenzwinkels (Winkel zwischen der Bahn des Elektrons und der des Positrons am Entstehungsort des Paares) als Funktion der Energie und der Energie-Aufteilung zwischen den beiden Elektronen. Er erhält für den wahrscheinlichsten Wert des Divergenzwinkels

$$\omega_p = \frac{4\mu}{k} \Phi_{(a)}$$

$$a = \frac{E_1}{k} \quad E_1 = \text{Energie des energieärmeren Elektrons.}$$

$\Phi_{(a)}$  ist eine von BORSELLINO berechnete Funktion, die den Einfluss der Energie-Aufteilung als Faktor darstellt.

Der erste Teil der vorliegenden Arbeit befasst sich mit der experimentellen Ermittlung des Zusammenhanges zwischen Energie und Divergenzwinkel. Die Resultate dieses ersten Teiles wurden als vorläufige Mitteilung veröffentlicht in *Physical Review* (Hi 54). Inzwischen ist eine Arbeit von BARONI, BORSELLINO, SCARSI und VANDERHAEGE (Ba 53) erschienen, in welcher Winkel und Energien an 196 Paaren in Ilford-G 5-Platten gemessen wurden, welche am Pic du Midi exponiert waren. Die Resultate davon sind in Übereinstimmung mit den hier durchgeführten Messungen.

Im zweiten Teil wird aus den experimentellen Daten das Photospektrum und die Photonenintensität sowie die Richtungsverteilung der paarerzeugenden Photonen in 4550 m Höhe berechnet.

### 3. Experimentelle Methode.

Ein Paket Ilford-G 5-Kernemulsionsplatten, Emulsionsdicke 600  $\mu$ ,  $3 \times 4''$  wurde vom 27. August 1952 bis 18. September 1952 auf dem Monte Rosa in der Capanna Margherita in einer Höhe von 4550 m exponiert. Die Platten wurden am Physikalischen Institut der Universität Bern nach der Brüsseler Methode (Di 50) entwickelt. Für die Warmperiode wurde eine Zeit von 60 Min. und eine Temperatur von 29,2° C gewählt. Die Emulsionsdicke nach der Trocknung betrug noch 260–280  $\mu$ . Die „Plateau-Korndichte“ betrug 30,6 „Blobs“ auf 100  $\mu$ . Es ist dies die Korndichte einer Spur eines Teilchens mit Elementarladung und einer Energie der Grössenordnung der hundertfachen Ruheenergie und höher. Unter „Blob“ wird ein

Korn oder Kornkonglomerat bezeichnet, das ein oder mehrere in ihrer Projektion auf die Plattenebene zusammenhängende Silberkörner enthält (Vo 51) (Da 51). Es wurde eine Platte aus der Paketmitte für diese Arbeit ausgewählt und in ihr ein Emulsionsvolumen von  $3,12 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$  (bezogen auf Emulsionsdicke vor der Entwicklung) etwas unterhalb der Plattenmitte systematisch durchsucht. Zum Durchmustern wurde im Leitz-Ortholux-Mikroskop das Objektiv KS 53:1 mit Oel-Immersion verwendet und Okulare 6:1. Sämtliche Messungen an den Paaren wurden am Leitz-Koordinatenkomparator durchgeführt. Es wurden folgende Messungen gemacht:

1. Messung der Divergenzwinkel und der Richtungen der Winkelhalbierenden der beiden Paarspuren.

2. Messung der Vielfachstreuungen von Spuren nach der Sagittamethode (Fo 50) zur Bestimmung der Teilchenenergien.

Insgesamt wurden 212 als durch Photonen erzeugt angenommene Paare gefunden und 2 an einer Elektronenspur erzeugte, sogenannte „Giraffen“. An den Giraffen wurden keine Messungen vorgenommen. An 130 von den 212 Photo-Paaren wurden beide Paarspuren durch Messung der Vielfachstreuung auf ihre Teilchenenergie  $k$  untersucht. An 205 Paaren wurde der Divergenzwinkel  $\omega$  gemessen, wovon an 126 Paaren beide,  $\omega$  und  $k$  gemessen wurden. Das statistische Gewicht der zusammenfassenden Resultate dieser Messungen dürfte jedoch etwas geringer sein, als es diesen Zahlen entsprechen würde, da Gruppen von Paaren zu vermuten sind, die derselben Kaskade eines  $\pi^0$ -Mesons oder Photons, oder Elektrons angehören ( $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma \rightarrow$  Paare  $\rightarrow$  Bremsstrahlung  $\rightarrow$  Paare usw.).

## II. Teil: Zusammenhang zwischen Divergenzwinkel und Energie von Elektron-Positron-Paaren.

### 4. Bestimmung der Divergenzwinkel.

Bezeichnungen (s. auch Fig. 1):

Entstehungsort . . . . .	Index 1
Punkte auf Spuren, deren gegenseitiger Abstand als Winkel im Bogenmass gemessen wurde . . . . .	Indices 2 u. 3
Mittelpunkt auf der Verbindungsgeraden 2—3 . . . . .	Index 4
Tiefen unter der Emulsionsoberfläche . . . . .	$z$
Koordinate parallel der Projektion der Winkelhalbierenden der beiden Paarspuren in die Plattenebene . . . . .	$y$
Senkrechte dazu in der Plattenebene . . . . .	$x$
Beispiel einer Koordinatendifferenz . . . . .	$\Delta x_{23}$

Im Leitz-Komparator wurde die Platte in ihrer Ebene so gedreht, dass die oben angeführten Koordinaten parallel zu den Koordinaten des Kreuztisches zu liegen kamen. Es wurden dann die drei Koordinaten je der drei Punkte gemessen, wobei die Punkte 2 und 3 so gewählt wurden, dass  $y_2 = y_3 (= y_4)$ .  $\Delta y_{14}$  musste so gewählt werden, dass einerseits ein messbarer Abstand der Punkte 2 und 3 (siehe weiter unten) vorlag, andererseits keine wesentliche Richtungsänderung einer Spur durch Einzel- oder Vielfachstreuung innerhalb  $\Delta y_{14}$  zu liegen kam. Der projizierte Abstand  $\Delta x_{23}$  der beiden Spurpunkte wurde durch Okularmikrometer gemessen,  $\Delta z_{23}$  durch Änderung des Abstandes Platte—Objektiv mittels Mikrometerschraube am Komparator.

Als gemessener Divergenzwinkel wurde

$$\omega = \frac{d}{s}$$

bezeichnet, wobei

$$d = \sqrt{(\Delta x_{23})^2 + (\Delta z_{23})^2} \quad (\Delta y_{23} = 0)$$

$$s = \sqrt{(\Delta y_{14})^2 + (\Delta z_{14})^2} \quad (\Delta x_{14} = 0)$$

(alle  $z$ -Größen auf die Emulsionsdicke vor der Entwicklung bezogen.)

##### 5. Fehler in der Bestimmung der Divergenzwinkel.

Die  $z$ -Koordinaten (Tiefen unter der Emulsionsoberfläche) konnten wegen der notwendigerweise vorhandenen Tiefenschärfe des Objektivs und wegen des Schrumpfungsfaktors von ca. 2 viel weniger genau gemessen werden als Koordinaten parallel zur Plattenebene. Für  $\Delta z_{23}$  (wiederholte Messungen) kann ein mittlerer Fehler der Größenordnung  $0,5 \mu$  (auf  $600 \mu$ -Emulsion bezogen) geschätzt werden, für  $\Delta x_{23}$  (mit Okularmikrometer gemessen)  $0,1 \mu$ , verursacht durch die endliche Ausdehnung der geschwärzten Körner.  $d = \sqrt{(\Delta x_{23})^2 + (\Delta z_{23})^2}$  darf also für den Fall  $\Delta z_{23} > \Delta x_{23}$  nicht sehr klein gewählt werden, dadurch wird bei kleineren Divergenzwinkeln auch  $s$  gross und damit der Einfluss der Vielfachstreuung (siehe Anhang). Die Wahl von  $s$  stellt einen Kompromiss zwischen kleinen relativen Fehlern von  $d$  (grosses  $s$ ) einerseits, und kleinem Einfluss der Vielfachstreuung (kleines  $s$ ) andererseits dar, sie wurde subjektiv getroffen: Es ist bei zwei nahe aneinander verlaufenden Spuren relativ leicht abzuschätzen, wo eine wesentliche Richtungsände-

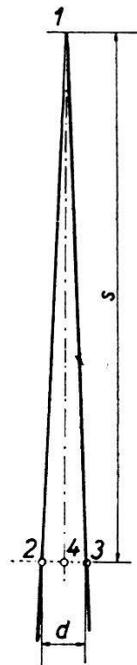


Fig. 1.  
Bezeichnungen an den Paarspuren.

rung einer Spur stattfindet, so dass die Punkte 2 und 3 vor diesem Ort gewählt werden konnten, was jedoch zeitweise zu so kleinen  $d$  führte, dass an 7 Paaren keine Winkelmessungen durchgeführt wurden und an einigen Paaren Fehler bis zu 50% in Kauf genommen werden mussten.

Die Messgenauigkeit der Winkelmessung ist demnach von Paar zu Paar sehr verschieden und bei Anwendung der erwähnten subjektiven Methode nicht mathematisch fassbar. Der mittlere Fehler wird sich im allgemeinen in Grössenordnungen von  $5 + 30\%$  bewegen.

#### 6. Energiebestimmung durch Messung der Vielfachstreuung.

Die Energien der Spuren von 130 Paaren wurden durch Messungen der Vielfachstreuung nach der Sagitta-Methode (Fo 50) durchgeführt. Die Projektion der mittleren Spurrichtung in die Plattenebene wurde parallel zur  $y$ -Koordinate des Leitz-Komparators gelegt, und die  $x$ -Koordination von Punkten in konstanten  $y$ -Abständen (Zellen) bestimmt. Aus dem arithmetischen Mittel der Absolutwerte der zweiten Differenzen dieser  $x$ -Koordinaten wurde der mittlere Streuwinkel berechnet und nach Anbringen der im folgenden beschriebenen Korrekturen aus diesem nach PAUL und FRANK (Pa 52) (Theorie von MOLIERE (Mo 47, 48)) die Energie des Elektrons berechnet. Zellengrössen wurden je nach Energie gewählt zu 25, 50, 100, 200 oder 400  $\mu$ . In den meisten Fällen wurden keine überlappenden Zellen (Ce 51) gewählt, da dort für die interessierende Genauigkeit ohnehin nicht die ganze Länge der Spur in der Emulsion verwertet zu werden brauchte.

#### Mittlere statistische Fehler:

Der relative mittlere Fehler des arithmetischen Mittels der zweiten Differenzen (der  $x$ -Koordinaten) einer Spur wurde berechnet als  $0,75/\sqrt{N}$ ,  $N$  ist die Anzahl der unabhängigen zweiten Differenzen (nicht überlappender Zellen). Für überlappende Zellen wurde die Anzahl unabhängiger zweiter Differenzen  $N_u$  gewählt als:

$$N_u = \frac{N_a}{\lambda} + 1 - \frac{1}{\lambda}$$

$N_a$  ist die Gesamtzahl (nicht unabhängiger) zweiter Differenzen,  $\lambda$  ist der Grad der Überlappung (Anzahl der Zellen, in die ein Punkt im mittleren Teil der Spur fällt). Dieser Wert für  $N_u$  wird folgendermassen begründet:

Es seien  $n$  Ablesungen von  $y$ -Koordinaten gemacht worden, dann gibt es  $n - 1$  Intervalle zwischen diesen Ablesungen.  $\lambda$  zu-

sammenhängende Intervalle bilden je eine Zelle. Es gibt  $n - 1/\lambda$  unabhängige Zellen und daher  $(n - 1/\lambda) - 1 = N_u$  unabhängige zweite Differenzen. Die Gesamtzahl Zellen beträgt jedoch  $n - \lambda$  und  $N_a = n - 2\lambda$  ist die Gesamtzahl zweiter Differenzen. Elimination von  $n$  aus diesen beiden Beziehungen für  $N_u$  und  $N_a$  ergibt die benutzte (oben angegebene) Beziehung zwischen unabhängigen und nicht unabhängigen zweiten Differenzen. Der so erhaltene Fehler ist für überlappende Zellen um wenigstens zu gross, da die Abhängigkeit keine vollständige ist (Ce 51). (Verminderung der unechten Streuung durch Überlappung ist hier nicht von grossem Einfluss, da hohe  $\lambda$  in diese Arbeit nicht verwendet wurden.)

Aus dem mittleren Fehler der zweiten Differenzen wurde der mittlere Fehler der Energie der Spur bestimmt und als mittlerer Fehler der Energie des Paares wurde die Wurzel aus der Summe der Fehlerquadrate der beiden Spuren angegeben.

### 7. Korrekturen und Umrechnungsfaktoren.

Unechte Streuung wird hervorgerufen:

1. Durch Verzerrungen in der Emulsion, die beim Entwickeln entstanden sind.

2. Durch sogenanntes „spurious scattering“, dadurch hervorgerufen, dass die Spur nicht durch das Zentrum des (schwarzen) Silberkornes zu gehen braucht, sondern vielmehr die Zentren der geschwärzten Körner um die Elektronenbahn streuen.

3. Persönliche Fehler und ungeradlinige Mikroskoptischverschiebung (stage noise).

Die unechte Streuung wurde an einer Spur eines primären Protons eines hochenergetischen „Sterns“ (mit Mesonenbündel) ermittelt. An einer solchen Spur kommt keine mit in dieser Arbeit verwendeten Zellenlänge von  $400 \mu$  messbare echte Streuung in Betracht. Es wurden nach GOTTSTEIN et al. (Go 51, 53) die Anteile der echten und unechten Streuung an den zweiten Differenzen wie voneinander unabhängige Fehler (in der Geradlinigkeit der Spur) betrachtet und der Einfluss der unechten Streuung folgendermassen in Berechnung gezogen:

$$\bar{\alpha}_{\text{ges}} = \sqrt{\bar{\alpha}_{\text{echt}}^2 + \bar{\alpha}_{\text{unecht}}^2}$$

$\bar{\alpha}_{\text{ges}}$  ist der tatsächlich gemessene mittlere Streuwinkel. Da  $\bar{\alpha}_{\text{echt}}$  mit der Zellenlänge ansteigt, während  $\bar{\alpha}_{\text{unecht}}$  mit der Zellenlänge sinkt, kann der Einfluss der unechten Streuung durch Wahl grosser Zellenlängen herabgesetzt werden (Go 51, 53). Das Verhältnis  $\bar{\alpha}_{\text{unecht}}/\bar{\alpha}_{\text{echt}}$  variierte von  $1/2$  bis  $1/30$ , in den meisten Fällen lag es

in der Grössenordnung  $1/10$ . Abgesehen von Einzelfällen war daher die unechte Streuung nur von kleinem Einfluss.

War das arithmetische Mittel der zweiten Differenzen mit Berücksichtigung der Vorzeichen stark von 0 entfernt (Krümmung der Spure wegen Verzerrung in der Emulsion), so wurde dieses Mittel von jeder zweiten Differenz subtrahiert (mit Berücksichtigung des Vorzeichens) und nach den Absolutwerten der so korrigierten zweiten Differenzen die Vielfachstreuung bestimmt (Elimination einer in erster Näherung kreisförmigen Krümmung über das ganze gemessene Spurstück).

Der aus dem Artikel von PAUL und FRANK (Pa 52) übernommene Wert des mittleren Streuwinkels der mittleren Tangente einer Zelle für Elektronenbahnen in Ilford-G 5-Emulsion wurde durch den Glättungsfaktor (Smoothing Factor) (Me 51)

$$\sqrt{\frac{2}{3} \left( 1 - \left( \frac{0,1}{t} \right)^2 \right)} \quad (t = \text{Zellenlänge in } 100 \mu)$$

auf die Verhältnisse der Sagitta-Methode umgerechnet (die zweiten Differenzen geben ein Mass der Richtungsänderungen der Sehnen [sagittae]).

Ferner wurde eine Abschneidungsmethode (Cut off) angewendet mit von SCOTT (Sc 52) berechneten Faktoren: Um den Einfluss grosser Einzelereignisse zu eliminieren, wurde jeder Streuwinkel (zwischen zwei benachbarten Zellen), der grösser war als das 4fache des mittleren Streuwinkels der Spur eliminiert und dafür der mittlere Streuwinkel mit einem zellenlängenabhängigen Faktor versehen, welcher der Arbeit von SCOTT (Sc 52) entnommen wurde.

### 8. Zusammenhang zwischen Divergenzwinkel und Energie.

Entsprechend der Formel von BORSELLINO (siehe Einführung) für den wahrscheinlichsten Divergenzwinkel (Bo 53) wurden aus den tatsächlich gemessenen Divergenzwinkeln  $\omega$  reduzierte Werte

$$\omega_{\text{red}} = \omega \frac{\Phi(a = 0,5)}{\Phi(a)}$$

berechnet, was demjenigen Divergenzwinkel entspricht, der bei symmetrischer Energie-Aufteilung ( $a = 0,5$ ) des vermessenen Paares aufgetreten wäre, wobei  $a$  aus der Messung der Vielfachstreuung experimentell bestimmt wurde.

In Fig. 2 sind die Energiewerte, die durch Messung der Vielfachstreuung ermittelt wurden gegen diese reduzierten Winkelwerte aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven geben den wahrscheinlichsten

Divergenzwinkel  $\omega_p$  nach Borsellinos Theorie (Bo 53) und die Wurzel aus dem mittleren Quadrat  $\sqrt{\overline{\omega^2}} = 2\sqrt{\overline{\Theta^2}}$ , berechnet von STEARNS (St 49) (siehe Einführung). Beide Kurven stellen die Werte für symmetrische Energie-Aufteilung dar. Fehlergrenzen für

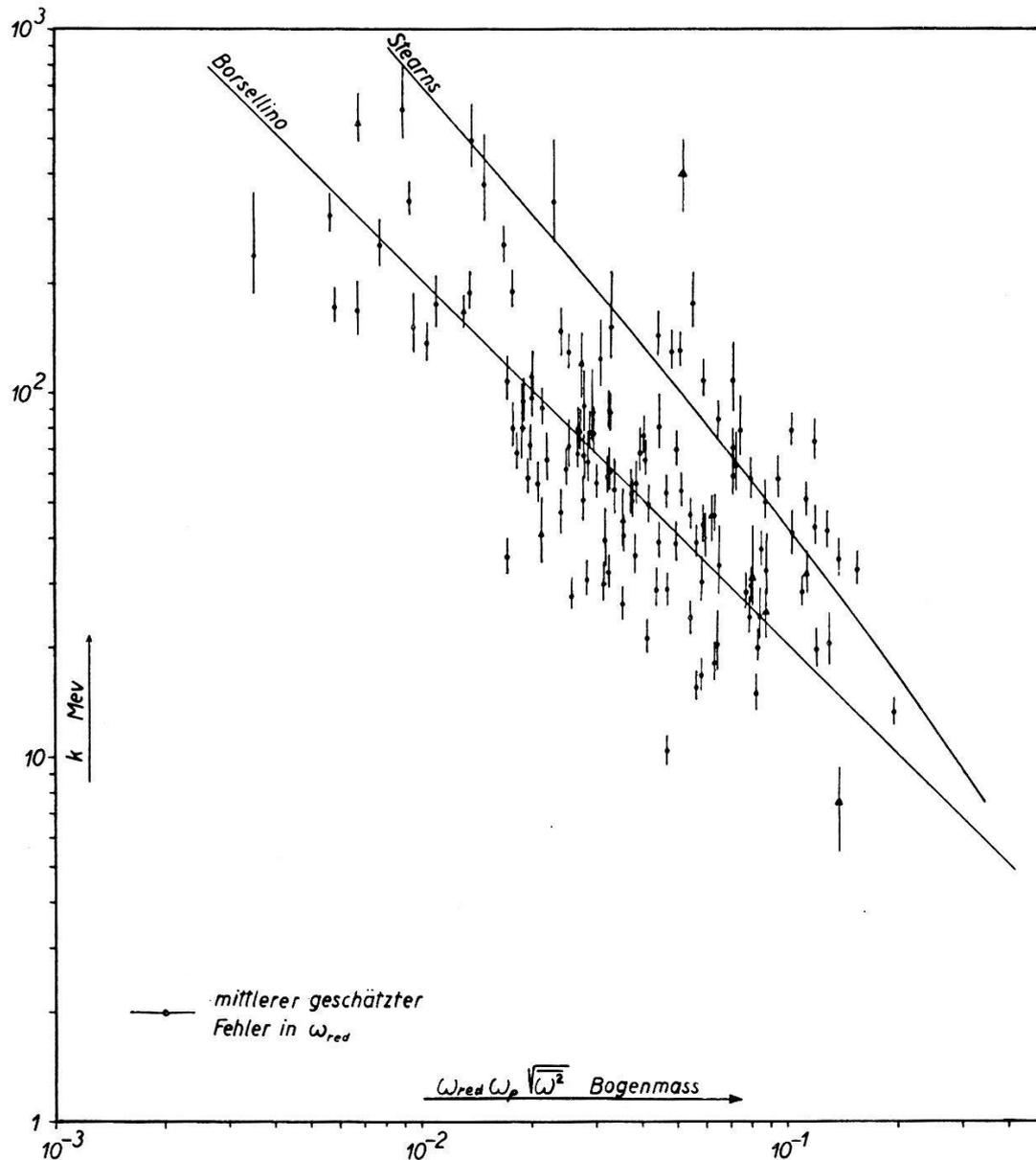


Fig. 2.

Der Zusammenhang zwischen Divergenzwinkel und Photonenenergie  $k$ . Die experimentellen Werte sind die für symmetrische Energieaufteilung reduzierten Winkelwerte  $\omega_{red}$ . Die Kurven sind der wahrscheinlichste Divergenzwinkel  $\omega_p$  nach BORSSELLINO und die Wurzel aus dem mittleren Quadrat  $\sqrt{\overline{\omega^2}}$  nach STEARNS.

$\omega_{red}$  wurden bei den einzelnen Punkten keine angegeben, da sie von subjektiven Methoden (siehe oben) abhängig und schwer fassbar sind. Links unten ist der mittlere geschätzte Fehler von 20% aufgetragen. Bei den Fehlergrenzen in  $k$  handelt es sich um die oben

beschriebenen statistischen Fehler der Vielfachstreuungsmessung. Die durch Dreiecke bezeichneten Punkte zeigen Werte nach Messungen von OCCHIALINI (Oc 49).

In Fig. 3 ist die Häufigkeitsverteilung der Paare über  $\omega/\omega_0$  aufgetragen, mit  $\omega_0 = \mu \cdot k / E_+ E_-$ . Die Ordinate gibt die Anzahl der Paare an, jedes mit einem Gewichtungsfaktor  $1/4 a(1-a)$  versehen, in einem  $\omega/\omega_0$ -Intervall von 0,25. Der Gewichtungsfaktor wurde angebracht, um auf Verhältnisse symmetrischer Energie-Aufteilung umzurechnen (Bo 53). Die ausgezogene Linie enthält die Paare mit

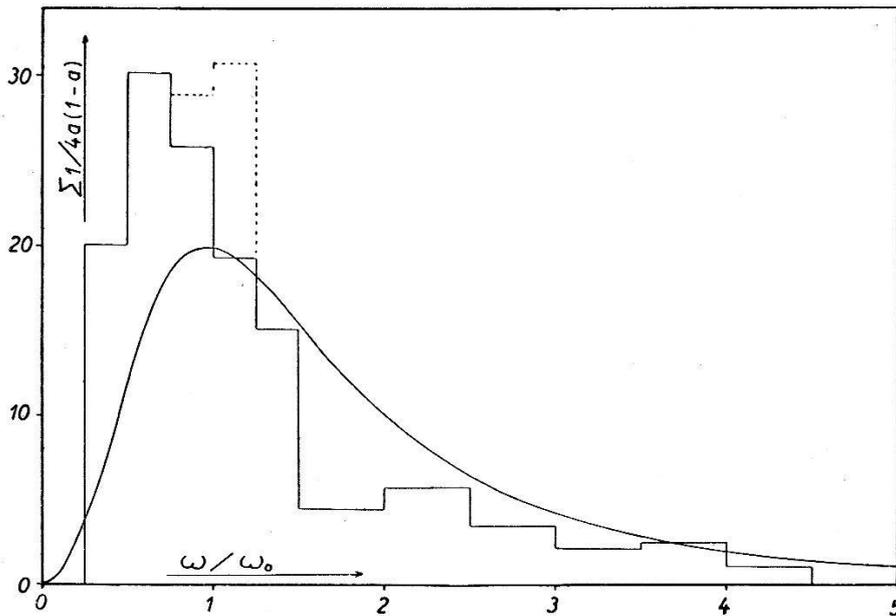


Fig. 3.

Die Häufigkeitsverteilung der Paare über  $\omega/\omega_0$ . Das ausgezogene Histogramm umfasst die Paare mit  $a > 0,1$ , die punktierte Linie zeigt das Histogramm aller Paare, an denen  $\omega$  und  $k$  gemessen wurden. Die theoretische Kurve ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung nach BORSELLINO.

$a > 0,1$ , die punktierte zeigt das Histogramm, welches alle Paare umfasst, für welche  $\omega$  und  $k$  gemessen wurden, ergibt jedoch ein ungünstiges Bild, da für kleine  $a$  der Gewichtungsfaktor sehr stark ansteigt, und Einzelfällen, zufällig im Intervall  $0,75 < \omega/\omega_0 < 1,25$  massgeblichen Einfluss hat. Die theoretische Kurve ist die auf die Fläche des Histogramms im Intervall  $0 < \omega/\omega_0 < 5$  normierte Kurve von BORSELLINO (Fig. 3 in Borsellinos Bericht) (Bo 53) für  $k = 51$  MeV. Die theoretische Wahrscheinlichkeit ist proportional  $F \cdot x \cdot a(1-a)/(1+x^2)^2$ , wobei  $x = \omega/\omega_0$  ist und  $F$  eine von  $k$  abhängige Funktion. Die normierte Kurve variiert jedoch nicht stark mit  $k$ , das Maximum verschiebt sich für  $k = 100$  MeV nach  $\omega/\omega_0 = 1,02$  und für  $k = \infty$  nach  $\omega/\omega_0 = 1,06$ .

Die Resultate zeigen, dass der Wert  $\omega_0$  von BORSELLINO für die Abschätzung der Energie aus dem Divergenzwinkel von Paaren geeigneter erscheint, als das mittlere Quadrat des Divergenzwinkels von STEARNS, welcher von BRADT et al. (Br 50) benutzt wurde. Das Histogramm über  $\omega/\omega_0$  ist innerhalb der Fehlergrenzen nicht in Widerspruch mit der Theorie von BORSELLINO. Allerdings liegt auch in der inzwischen erschienenen Arbeit von BARONI et al. (Ba 53) das experimentelle Maximum links des Maximums der theoretischen Kurve.

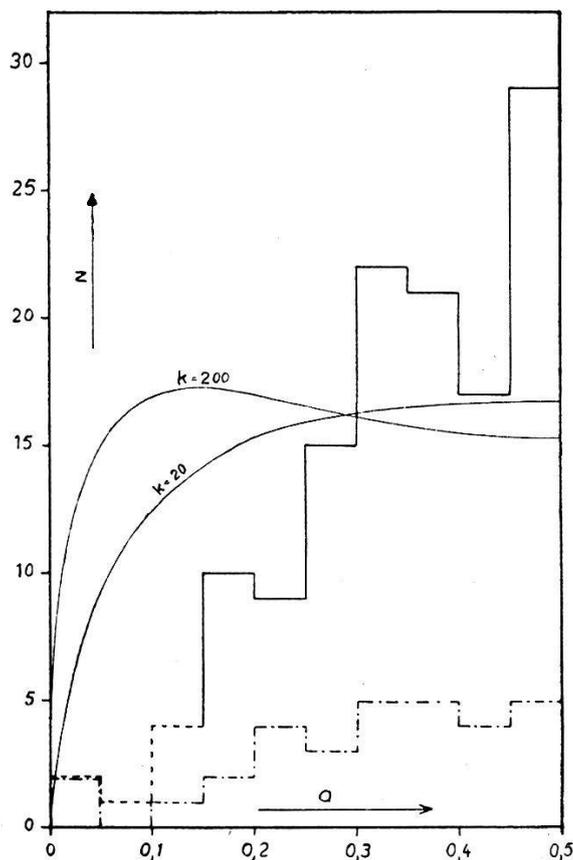


Fig. 4.

Die Häufigkeitsverteilung der Paare über  $a$ . Die theoretischen Kurven sind die Wahrscheinlichkeiten nach BETHE und HEITLER für  $k = 20$  MeV und  $k = 200$  MeV, beide auf die Fläche des Histogramms normiert im Intervall  $0,15 < a < 0,5$ .

### 9. Energieaufteilung auf die beiden Elektronen.

In Fig. 4 sind die experimentellen und theoretischen Häufigkeitsverteilungen der Paare über  $a$  aufgetragen. Die theoretischen Kurven sind diejenigen von HEITLER (He 44) und BETHE und ASHKIN (Be 52) für  $k = 20$  MeV und  $k = 200$  MeV, beide auf die Fläche des experimentellen Histogramms für das Intervall  $0,15 < a < 0,5$  normiert (die Energien der Paare liegen vorwiegend zwischen 20 und 200 MeV [Fig. 1]). Das Histogramm ist für  $a < 0,15$  punktiert

gezeichnet, da anzunehmen ist, dass beim Durchmustern der Platte von stark asymmetrischen Paaren mehr übersehen werden als von anderen. Die strichpunktierte Linie umfasst nur Paare mit Energien grösser als 100 MeV.

Das Histogramm in *a* weicht merklich von der theoretischen Kurve ab, die Häufigkeit steigt mit *a* stärker an, als aus der Bethe-Heitlerschen Theorie folgt. Ein ähnliches Histogramm wurde von BARONI et al. (Ba 53) für Paare unter 100 MeV gefunden, während für höher energische Paare in jener Arbeit bessere Übereinstimmung mit der Theorie herrscht. DEWIRE und BEACH (De 51) erhalten mit Photonen von 270 MeV an einer 12  $\mu$ -Goldfolie gute Übereinstimmung mit der Theorie (absinkende Häufigkeit gegen  $a = 0,5$ ).

### III. Teil: Die $\gamma$ -Komponente in 4550 m Höhe auf dem Monte Rosa (48° 30' magnetische Breite).

#### 10. Energiespektrum und Strahlungsintensität.

Aus den gemessenen Paaren wurde noch das Energiespektrum, die Strahlungsintensität und die Richtungsverteilung der Photonen auf dem Monte Rosa berechnet. Es ist üblich, die Intensität der Photonen einer Energie, die grösser ist als  $k'$  durch das integrale Energiespektrum

$$Q_{k'}^{\infty} = \int_{k'}^{\infty} q_{(k)} dk$$

darzustellen (Ba 52).  $q(k)$  ist der Fluss der Photonen einer Energie zwischen  $k$  und  $k + dk$ , also das differenzielle Energiespektrum (Ba 52):

$$q_{(k)} = \frac{s_{(k)}}{\sigma_{(k)}} \cdot \frac{N_p C_p}{VTn \int_{k_0}^{\infty} s_{(k)} dk} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$$

$N_p$  = Anzahl gefundener Paare (158,5) im Volumen  $V = 2,20 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$ .

$C_p$  = geometrischer Korrekturfaktor = 1,34.

$T$  = Expositionszeit der Platte =  $1,9 \cdot 10^6 \text{ sec}$ .

$n$  = Anzahl Atome pro  $\text{cm}^3$  Emulsion =  $8,36 \cdot 10^{22}$ .

$\sigma(k)$  = Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung in Ilford-G 5-Emulsion (Ba 52).

$s(k)$  = Anzahl gefundener Paare im Energieintervall 1 MeV.

$k_0$  = untere Grenzenergie für Paarerzeugung 1,02 MeV.

Um den Einfluss des Beobachtungsverlustes von Paaren am Rande des durchsuchten Volumens zu eliminieren wurde an der Emulsionsoberfläche und an der Begrenzung gegen das Glas je eine Schicht von 50  $\mu$  in Abzug gebracht und an den Rändern eine

Breite von  $100 \mu$ , am unteren Rande eine Breite von  $200 \mu$ , weil Paare im Mikroskop-Gesichtsfeld ( $200 \mu \varnothing$ ) ihres Entstehungsortes oft schwerer gefunden werden als am ersten Teil ihrer Spuren. Das so reduzierte Volumen von  $2,20 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$  enthielt 158,5 Entstehungsorte von Paaren (Entstehungsorte in einer Begrenzungsebene des reduzierten Volumens wurden halb gezählt).

Der geometrische Korrekturfaktor wurde angebracht um Verluste von Paaren auszugleichen, die wegen starker Neigung zur Plattenebene übersehen wurden. Er wurde dadurch ermittelt, dass für jedes

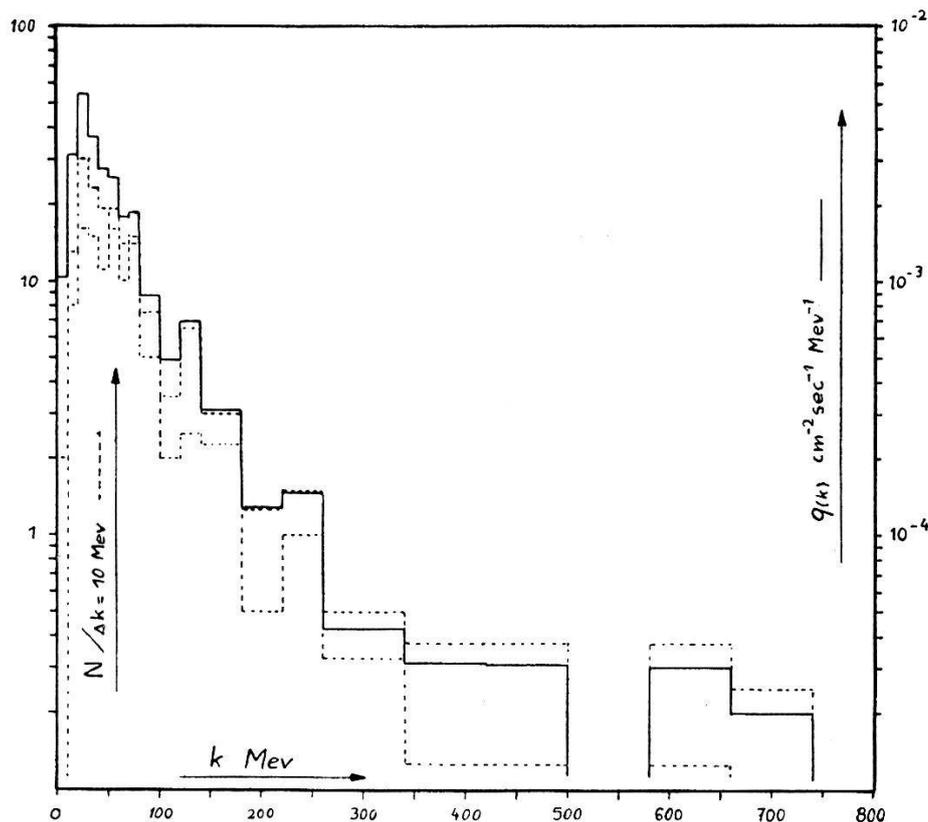


Fig. 5.

Das Spektrum der  $\gamma$ -Strahlung auf dem Monte Rosa. Das untere punktierte Histogramm zeigt die Häufigkeitsverteilung der Paare, deren Energie aus der Vielfachstreuung bestimmt wurde, das obere punktierte Histogramm umfasst dazu noch diejenigen Paare, deren Energie aus dem Divergenzwinkel abgeschätzt wurde. Das ausgezogene Histogramm zeigt den aus der Paarhäufigkeit berechneten Fluss der Photonen.

Paar der Polarwinkel  $\Theta$  und der geographische Azimutwinkel der Winkelhalbierenden der Paarspuren eingetragen wurde (Fig. 7). Aus Fig. 7 ist ersichtlich, dass unter grossen Winkeln gegen die Plattenebene ( $\beta$ ) weniger Paare gefunden wurden als im Bereiche kleiner  $\beta$ . Es wurde nun angenommen, dass die azimutale Verteilung der  $\gamma$ -Quanten isotrop ist und die Paare gezählt, deren Azimut weniger als  $30^\circ$  vom Plattenebenen-Azimut abweicht Diese Anzahl

(91 Paare) auf den vollen Winkel umgerechnet ergibt 273 Paare (von 204 Paaren total wurde die Richtung gemessen). Der Faktor  $C_p$  stellt dann den Quotienten  $273/204 = 1,34$  dar. Ein einziges Paar kam aus dem unteren Halbraum, es wurde für Intensitätsberechnungen nicht in Betracht gezogen.

Für andere Beobachtungsverluste wurde keine Korrektur angebracht. Sie sind von der Energie (Divergenzwinkel) abhängig und werden für Energien höher als 50 MeV kleiner als 10% geschätzt.

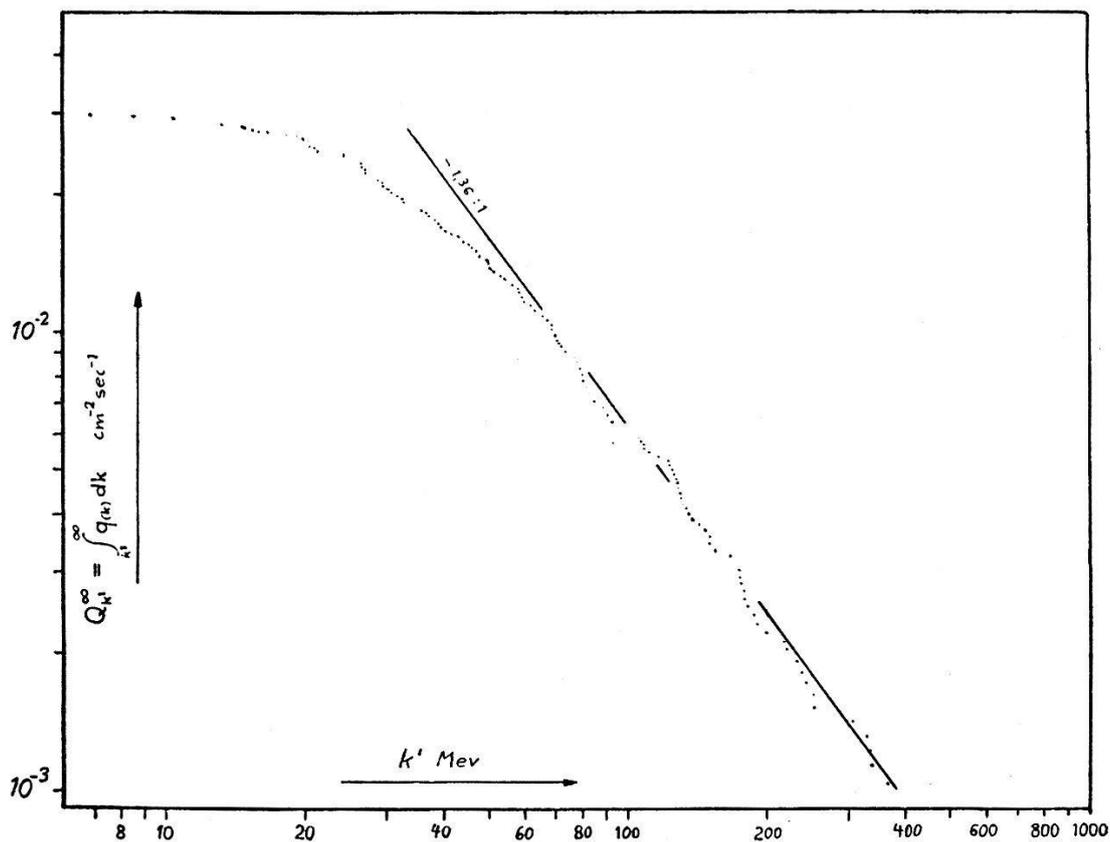


Fig. 6.

Das integrale Spektrum der  $\gamma$ -Strahlung auf dem Monte Rosa.

In Fig. 5 stellt das untere punktierte Histogramm die Häufigkeitsverteilung der Paare dar, deren Energie durch Messungen der Vielfachstreuung an den Spuren bestimmt wurde (130 Paare). Beim oberen punktierten Histogramm wurden noch die Paare ohne Streumessung hinzugefügt, deren Divergenzwinkel bestimmt wurde und deren Energie nach der Theorie von BORSELLINO abgeschätzt wurde (78 Paare). Es wurde zu diesem Zwecke das mittlere  $\Phi_{(a)}$  bestimmt als

$$\Phi_{(a)} = \frac{\sum_{a=0}^{0,5} N_{(a)} \Phi_{(a)} \Delta a}{\sum_{a=0}^{0,5} N_{(a)} \Delta a}$$

wobei für die Funktion  $N_{(a)}$  die experimentell gemessene Häufigkeitsverteilung (Histogramm) in  $a$  benutzt wurde, die an 130 Paaren durch Messung der Vielfachstreuung ermittelt worden war (Fig. 4). Dabei ergab sich  $\Phi_{(a)} = 1,11$  ( $\Phi_{(0,5)} = 1,01$ ). Da die Verläufe der Häufigkeitsverteilungen über der Energie nach den beiden Energiebestimmungsarten im wesentlichen übereinstimmen, wurden zur Bestimmung des differentiellen Spektrums  $q_{(k)}$  auch die Paare mit nur Divergenzwinkelmessung herausgezogen. Das ausgezogene Histogramm in Fig. 5 zeigt den Verlauf von  $q_{(k)}$ . In Fig. 6 ist das integrale Energiespektrum (integrale Intensitäten) aufgetragen, es zeigt deutlich den exponentiellen Abfall gegen grosse Energien mit dem integralen Exponenten  $-1,36 \pm 0,1$  (differenzieller Exponent  $-2,36 \pm 0,1$ ). Das am Pic du Midi von BARONI et al. (Ba 52) gemessene Spektrum hat innerhalb der Fehlergrenzen denselben Abfall gegen grosse Energien. Am Monte Rosa wurden jedoch Absolutintensitäten von nur etwa 80% von denjenigen des Pic du Midi gemessen. Derselbe exponentielle Abfall gegen grosse Energien gilt innerhalb eines Energiebereiches von 150—500 MeV auch für das in 21 000 m Höhe von CARLSON et al. (Ca 50) gemessene Spektrum. Für Energien über 500 MeV wird der Exponent bei CARLSON et al. stärker negativ. Auch in Chicago (200 m) findet CHOU (Ch 53) für Energien zwischen 300 und 2000 MeV einen stärker negativen Exponenten von  $-2,71$ .

### 11. Die Richtungsverteilung der Photonen.

Die Richtung des eintreffenden Photons wurde angenähert angenommen als die Winkelhalbierende der beiden Paarspuren. BARONI et al. (Ba 52) haben die Zulässigkeit dieser Annahme geprüft. In Fig. 7 sind diese Richtungen der Photonen in einem Polardiagramm aufgetragen.  $\psi$  sind die Azimute,  $\Theta$  die Neigungen zur Vertikalen. Der Winkel  $\Theta$  wurde nach dem sphärischen Pythagoras:  $\cos \Theta = (\cos \beta \cos \varphi)$  und das Azimut  $\psi$  nach dem sphärischen Sinussatz berechnet:  $\sin \psi = (\sin \beta / \sin \Theta)$  wobei  $\beta$  die Neigung des Paares (der Winkelhalbierenden) zur Plattenebene

$$\left( \sin \beta = \frac{\Delta z_{14}}{s}; \quad \cos \beta = \frac{\Delta y_{14}}{s} \right)$$

und  $\varphi$  die Richtung des projizierten Paares in der Plattenebene (abgelesen am Drehtisch des Komparators) bedeuten. Das Diagramm Fig. 7 zeigt, dass beim Durchmustern etliche Paare mit starker Neigung zur Plattenebene übersehen wurden. Diese Verluste wurden für die Intensitätsbetrachtungen durch den oben beschriebenen geo-

metrischen Faktor  $C_p$  erfasst. Das einzige Paar, das von einem von unten kommenden Photon erzeugt war, ist an der linken oberen Ecke des Diagrammes am entsprechenden Orte eingetragen.

In Fig. 8 ist die integrale Häufigkeitsverteilung über  $\cos \Theta$  aufgetragen. Es wurden nur diejenigen Paare einberechnet, deren Azimute weniger als  $30^\circ$  gegen die Plattenebene geneigt sind. Wird die

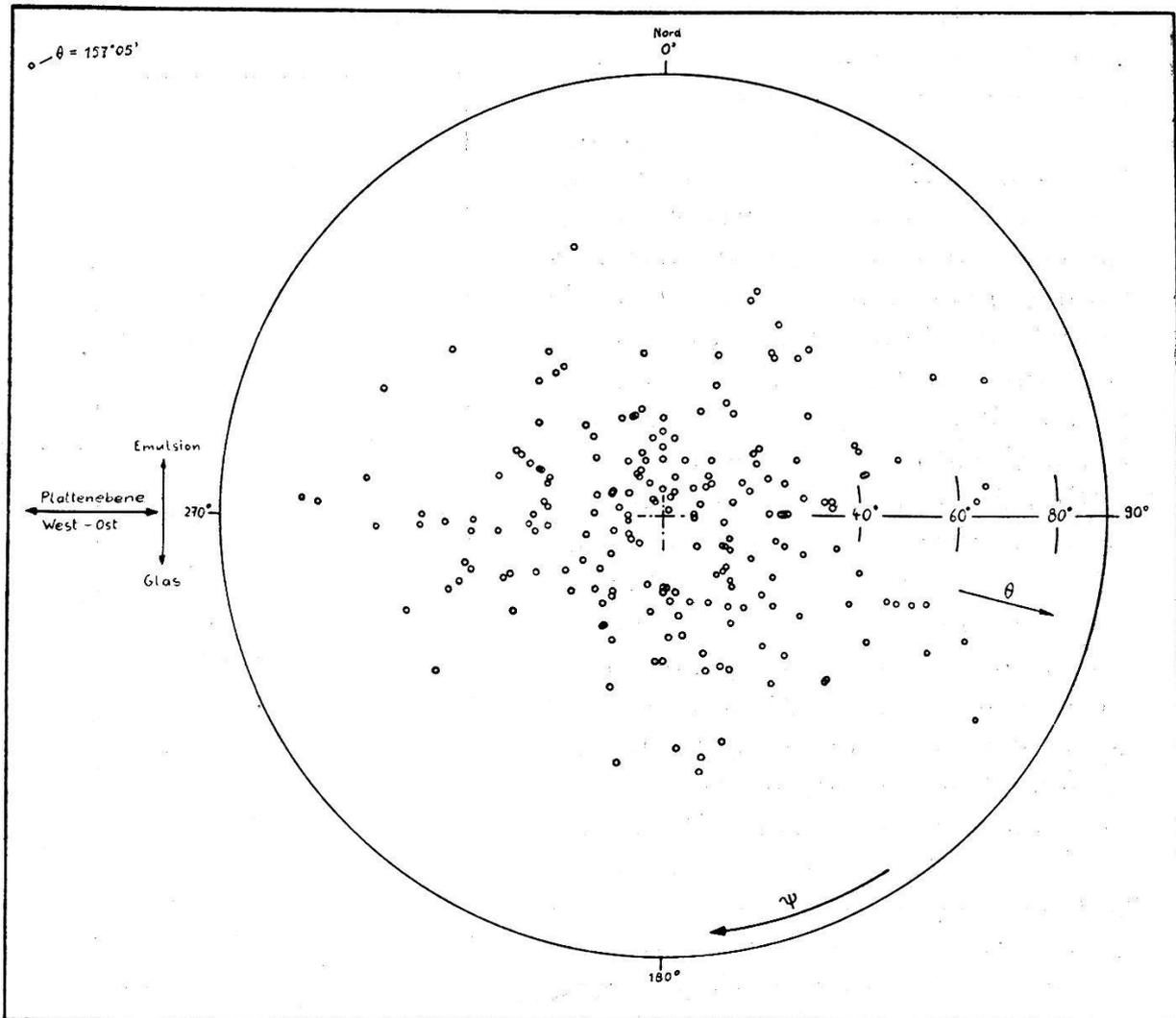


Fig. 7.

Die Richtungsverteilung der Paare in der Kernemulsionsplatte.

Richtungsverteilung zur Vertikalen wie üblich durch ein Potenzgesetz in  $\cos \Theta$  ausgedrückt (Ba 52):  $I_{(\Theta)} d\Omega = I_v \cos^n \Theta d\Omega = 2\pi I_v \cos^n \Theta \sin \Theta d\Theta$   $I_v$  = Vertikalintensität,  $d\Omega$  = Raumwinkelelement, so folgt für die Häufigkeitsverteilung pro Raumwinkeleinheit:

$$\frac{N}{\sin \Theta \Delta \Theta} = \frac{N}{\Delta \cos \Theta} = A \cos^n \Theta$$

$A$  = Proportionalitätsfaktor

oder für die integrale Häufigkeitsverteilung:

$$\sum_{\cos \Theta=1}^0 \frac{N}{\Delta \cos \Theta} \Delta \cos \Theta = A \cos^{n+1} \Theta.$$

In Fig. 8 ist ersichtlich, dass der Verlauf gut durch ein Potenzgesetz mit dem integralen Exponenten  $n + 1 = 4,5$  wiedergegeben ist. Derselbe Exponent wurde auch auf dem Pic du Midi (Ba 52) gefunden, und er stimmt mit den Arbeiten von GREISEN (Gr 42) und AUGER et al. (Au 37) überein. CARLSON et al. (Ca 50) fanden in der Höhe von 21000 m annähernd konstante Häufigkeitsverteilung über dem Winkel  $\Theta$  bis  $\Theta = 90^\circ$ , also eine Häufigkeitsverteilung über  $\cos \Theta$ , die nicht einem Exponentialgesetz gehorcht, sondern einen Verlauf wie  $1/\sin \Theta$  zeigt.

Den Herren Prof. F. G. HOUTERMANS und Dr. M. TEUCHER verdanke ich die Anregung, diese Arbeit durchzuführen. Ferner verdanke ich ihnen, sowie den Herren Dr. W. THIRING und Dr. U. HABER-SCHAIM wertvolle Ratschläge und Diskussionen. Die Durchführung der Exposition auf dem Monte Rosa und der Entwicklung des Plattenpaketes, welchem die untersuchte Platte angehört, wurde ermöglicht durch die Bernische Hochschulstiftung und den Schweizerischen Nationalfonds. Den beiden Institutionen sei bestens gedankt. Zu Dank verpflichtet bin ich ferner Herrn A. GRAVEN und den Herren BUSCA und CATELLA, die die Exposition auf dem Monte Rosa organisierten, sowie Frau R. MÜLLER und Frau E. HINTERMANN für die Hilfe bei den Messungen der Vielfachstreuungen und dem Werkstatt-Team des Institutes, das in

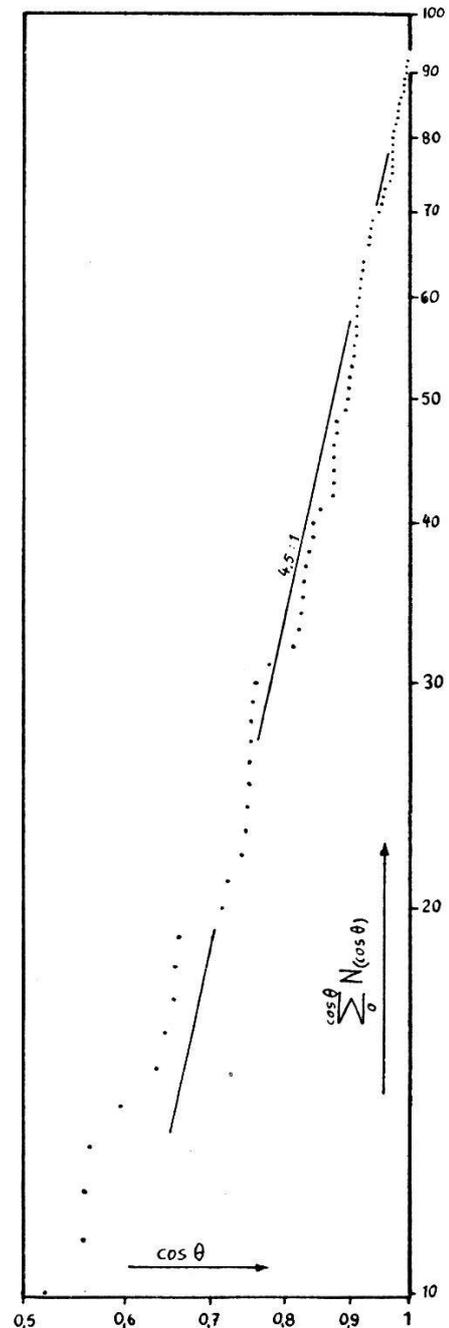


Fig. 8.

Die integrale Häufigkeitsverteilung der Paare über  $\cos \Theta$ .

beschränkter Frist mit grossem Einsatz die Entwicklungsanlage fertigstellte und deren Funktionieren überwachte. Ferner danke ich dem Mitarbeiterstab der Firma E. LEITZ, insbesondere Herrn Dr. H. CLAUSSEN für die Konstruktion und zahlreiche Diskussionen und Ratschläge hinsichtlich des zu den Messungen verwendeten Koordinatenkomparators, Mme C. C. DILWORTH und Prof. G. P. S. OCCHIALINI für die Beratung bei der Konstruktion des Komparators und dessen Prüfung. Den Herren Dr. E. und L. LEITZ danke ich für die leihweise Überlassung eines Teiles der verwendeten Optik.

#### ANHANG.

##### Der Einfluss der Vielfachstreuung auf die Divergenzwinkelmessungen.

Ganz allgemein ist der Einfluss der Vielfachstreuung auf den Divergenzwinkel der Spuren in der Emulsion umso grösser, je mehr man sich vom Entstehungsort des Paares entfernt, da der mittlere Ablenkungswinkel durch Vielfachstreuung mit der Wurzel des Abstandes  $s$  vom Entstehungsort ansteigt. Für den mittleren räumlichen Ablenkungswinkel  $\bar{\alpha}_1$ , einer Elektronenspur gilt in grober Näherung:

$$\bar{\alpha}_1 \sim 0,02 \cdot \pi \frac{\sqrt{s}}{E}$$

$$\bar{\alpha}_1 = \text{in Bogenmass} \quad s = \text{in } \mu \quad E = \text{in MeV}$$

für den Winkel zwischen 2 Spuren der Energien  $E$  gilt demnach  $\bar{\alpha}_2 = \bar{\alpha}_1 \sqrt{2}$  und für den wahrscheinlichsten Divergenzwinkel  $\omega_p$  nach BORSELLINO (siehe oben):

$$\omega_p = 4 \frac{\mu}{k} \Phi_{(a)}$$

$$\mu = \text{Ruheenergie des Elektrons} = 0,51 \text{ MeV} \quad \Phi_{(a)} \sim 1.$$

$E$  ist die Teilchenenergie,  $k$  die Energie des Photons =  $E_+ + E_-$  die Summe der Gesamtenergien der beiden Elektronen. Die Energieübertragung an den Kern, in dessen Feld das Paar entsteht, wird wegen seiner grossen Masse gegenüber derjenigen der Elektronen vernachlässigbar gering. Der störende Einfluss der Vielfachstreuung erreicht also im Mittel dieselbe Grösse wie der eigentliche Divergenzwinkel wenn

$$\bar{\alpha}_2 = \omega_p \quad \text{also} \quad 0,02 \pi \sqrt{2} \frac{\sqrt{s}}{E} = 4 \frac{0,51}{2 E}$$

$$s \sim 130 \mu.$$

Dies gilt unabhängig von der Energie.

Im Mittel wird der Einfluss der Vielfachstreuung winkelvergrößernd wirken: Ein Kegel mit dem gemessenen Divergenzwinkel als Öffnungswinkel und den Paarspuren als Mantellinien (Grundkreis = Kreis 1 in Fig. 9) durchdringt den Kegel um eine Paarspur mit dem mittleren Vielfachstreuungswinkel bei  $s$  als halbem Öffnungswinkel (Grundkreis = Kreis 2 in Fig. 9).

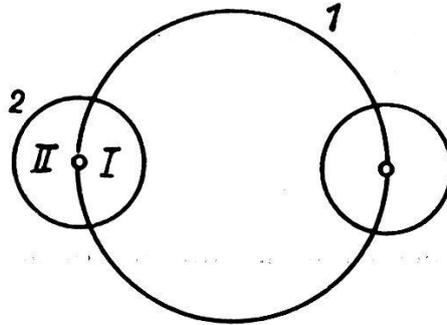


Fig. 9.

In allen Sektoren des zweiten Vielfachstreuungskegels herrscht gleiches statistisches Gewicht, der Divergenzwinkel — verkleinernde Sektor (I in Fig. 9) innerhalb der Durchdringung ist jedoch kleiner als der Divergenzwinkel — vergrößernde Sektor (II in Fig. 9) ausserhalb der Durchdringung. Diese Vergrößerung des gemessenen Divergenzwinkels wurde jedoch nicht berücksichtigt, da sie einen Fehler zweiter Ordnung darstellt, und wegen der subjektiven Wahl von  $s$  der Einfluss der Vielfachstreuung nicht rein statistisch betrachtet werden darf.

#### Literatur.

- Au 37 P. AUGER, P. EHRENFEST jr., A. FREON, A. FOURNIER, *Compt. Rend.* **204**, 257 (1937).  
 Ba 52 G. BARONI, G. CORTINI, A. MILONE, L. SCARSI, G. VANDERHAEGE, *Nuovo Cim.* **9**, Nr. 10, 867 (1952).  
 Ba 53 G. BARONI, A. BORSELLINO, L. SCARSI, G. VANDERHAEGE, *Nuovo Cim.* **10**, Nr. 12, 1653 (1953).  
 Be 34 H. BETHE, W. HEITLER, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A **146**, 83 (1934).  
 Be 52 H. BETHE, J. ASHKIN, *Experimental Nuclear Physics I*, E. Segrè Ed. (John Wiley & Sons Inc. New York 1952).  
 Bo 53 A. BORSELLINO, *Phys. Rev.* **89**, 1023 (1953).  
 Br 50 H. L. BRADT, M. F. KAPLON, B. PETERS, *Helv. Phys. Acta* **23**, 24, 44 (1950).  
 Ca 50 A. G. CARLSON, J. E. HOOPER, D. T. KING, *Phil. Mag.* **41**, 701 (1950).  
 Ch 53 C. N. CHOU, *Phys. Rev.* **90**, 473 (1953).  
 Ce 51 C. O'CEALLAIGH, O. ROCHAT, *Phil. Mag.* **42**, 1050 (1951).  
 Da 51 R. R. DANIEL, J. H. DAVIES, J. H. MULVEY, D. H. PERKINS, *Bristol Conference*, Dec. 1951.  
 De 51 J. W. DEWIRE, L. A. BEACH, *Phys. Rev.* **83**, 476 (1951).

- Di 50 C. C. DILWORTH, G. P. S. OCCHIALINI, L. VERMAESEN, Bull. Centre de Physique Nucléaire de l'Univ. Libre de Bruxelles 13a (1950).
- Fo 50 P. H. FOWLER, Phil. Mag. **41**, 169 (1950).
- Go 51, 53 K. GOTTSTEIN, M. G. K. MENON, J. H. MULVEY, C. O'CALLAIGH, O. ROCHAT, Phil. Mag. **42**, 708 (1951); K. GOTTSTEIN, „Kosmische Strahlung“, 2. Aufl., W. Heisenberg, Ed. Springer Verlag, S. 504ff. (1953).
- Gr 42 K. GREISEN, Phys. Rev. **61**, 212 (1942).
- He 44 W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London 1944.
- Hi 54 K. HINTERMANN, Phys. Rev. **93**, 898 (1954).
- Me 51 M. G. K. MENON, C. O'CALLAIGH, O. ROCHAT, Phil. Mag. **42**, 932 (1951).
- Mo 47, 48 G. MOLIÈRE, Z. f. Naturforschung 2a **133**, (1947); 3a **78** (1948).
- Mo 50 G. E. MODESITT, H. W. KOCH, Phys. Rev. **77**, 175 (1950).
- Oc 49 G. P. S. OCCHIALINI, Nuovo Cim. suppl. **6**, 413 (1949).
- Pa 52 W. PAUL, H. FRANK, Landolt-Börnstein I, 5. Teil, Nr. 1645, S. 325.
- Sc 52 SCOTT, Phys. Rev. **85**, 245 (1952).
- St 49 M. STEARNS, Phys. Rev. **76**, 836 (1949).
- Vo 51 L. VOJVODIC, Bristol Conference, Dec. 1951.
-