

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 40 (1967)

**Heft:** 5

**Artikel:** Erzeugung energetischer He-Fragmente mit 22 GeV/c Protonen, untersucht in einer Blasenklammer

**Autor:** Egli, P. / Galliker, D. / Hugentobler, E.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113782>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 20.01.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Erzeugung energetischer He-Fragmente mit 22 GeV/c Protonen, untersucht in einer Blasenkammer

von P. Egli, D. Galliker und E. Hugentobler

Institut de Physique de l'Université de Fribourg

B. Hahn

CERN et Université de Fribourg

(3. II. 67)

*Abstract.* Energetic He-fragments produced by 21.4 GeV/c protons in C, Al, Cu, Ta, Pb, U-targets and in the bubble chamber liquid  $\text{CBrF}_3$  are identified from range and by gap counting. We report on momentum- and angular distributions and on the yield of these fragments in the energy interval of 275 to 600 MeV, in dependence on the atomic number of the target. Possible mechanisms of formation of the fragments are discussed.

### 1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von energetischen He-Fragmenten in Kollisionen von 21,4 GeV/c Protonen mit den Atomkernen C, Al, Cu, Ta, Pb, U und mit der Blasenkammerflüssigkeit  $\text{CBrF}_3$  studiert. Die Fragmente konnten mit der hier verwendeten Blasenkammetechnik im Energiegebiet von 275–600 MeV für Targetereignisse und von 75–600 MeV ( $0,75 < p_{\text{He}^3} < 1,93$  GeV/c) für Ereignisse im Freon erfasst werden. Ähnliche Untersuchungen liegen in der Kernemulsion mit 22 GeV/c Protonen [1] und mit kosmischen Primärteilchen [2] vor. In unserem Experiment sind sowohl die Primärteilchen als auch die Targetkerne bekannt. Wegen der grossen Reichweite der interessierenden Spuren wird die Auswertung der Ereignisse in der Emulsion sehr schwierig und ist mit grossen Korrekturfaktoren verknüpft. Die Verwendung einer Blasenkammer als Detektor, wie in der vorliegenden Arbeit, gestattet bei speziellen Betriebsbedingungen ein sehr rasches Auswerten und bedingt nur kleine geometrische Korrekturen. Um zur Ruhe kommende He-Kerne in einer Blasenkammer auf Grund der Reichweite und Blasendichte identifizieren zu können, ist es erforderlich, die Kammer bei kleiner Empfindlichkeit zu betreiben. Die kleine Blasendichte der Primärspuren hat gleichzeitig den Vorteil, dass man pro Bild bis 200 Primärteilchen, die die Kammer durchqueren, zulassen kann, wobei doppelt geladene, schwere stoppende Teilchen wegen ihrer starken Ionisation immer noch leicht visuell erkennbar sind.

In dieser Arbeit wurde eine neue Methode zur Identifikation von stoppenden Teilchen auf Grund von Lückenmessungen entwickelt. Als Resultate über die He-Fragmente werden Impulsverteilungen, Winkelverteilungen, Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Targetkern und Raten der «Paar»-Bildung mitgeteilt. Die experimentellen Ergebnisse werden mit einfachen theoretischen Modellen verglichen.

## 2. Experimentelle Methode

### 2.1. Blasenkammer und Betriebsbedingungen

Das Experiment wurde mit einer schon früher beschriebenen [3] 2-Liter-Blasen-kammer mit  $\text{CBrF}_3$  (Freon 13B1) als Kammerflüssigkeit durchgeführt. In Tabelle 1 sind die Betriebsbedingungen zusammengestellt. Bei den genannten Bedingungen beobachtet man für die primären Protonen eine Blasendichte von nur  $\sim 2$  Blasen/cm,



Figur 1

Blasenkammeraufnahme eines He-Fragmentes aus dem Target.

bei welcher Spuren einfach geladener Teilchen nurmehr ganz «dünn» erscheinen und von denen sich die «schwarzen» Spuren schwerer, doppelt geladener Teilchen signifikant abheben (zur Identifikation siehe Abschnitt 2.5.). Bei normaler Empfindlichkeit ( $\sim 20$  Blasen/cm) ist dies nicht mehr der Fall, da auch schon stoppende Protonen schwarz aussehen.

Figur 1 zeigt eine typische Blasenkammeraufnahme einer He-Spur. Man beachte im Vergleich hiezu die Spuren der relativ schwach ionisierenden stoppenden Protonen. Die Primärprotonen erzeugen in der Mitte der Kammer einen Untergrund von Blasen. Einzelne primäre Protonspuren sind erst bei kleiner Anzahl individuell erkennbar.

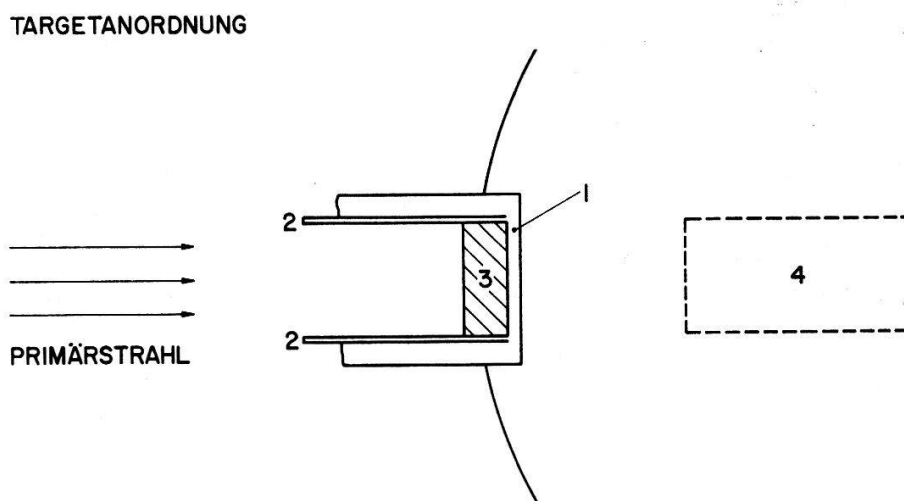
Tabelle 1

Betriebsbedingungen der Blasenkammer	
Flüssigkeit	CBrF <sub>3</sub>
Betriebstemperatur	32,4 °C
Dampfdruck	20 at
Stabilisierungsdruck	12,3 at
Dichte des Freons	1,48 g/cm <sup>3</sup>
kein Magnetfeld	

Der von uns am CERN benützte Protonenstrahl von 21,4 GeV/c Impuls, entstand durch Diffraktionsstreuung der internen Protonen des CERN-Protonensynchrotrons in einem Cu-Target. Die Intensität unseres Protonenstrahls konnte mit konventionellen Elementen der Strahlenoptik zwischen 20 und 500 Teilchen pro Bild variiert werden.

### 2.2. Targetanordnung und Exposition der Blasenkammer

Die Position des zylinderförmigen Targets, welches direkt in die Blasenkammer hineinragt, ist aus Figur 2 ersichtlich. Zwischen Target und Kammerflüssigkeit befindet sich das Strahlfenster aus Aluminium von 2 mm Dicke. Die Targetdicke musste wegen der Seltenheit der Ereignisse möglichst gross gewählt werden. Ander-



Figur 2

Anordnung des Targets: 1 Strahlfenster (ca. 2 mm Al), 2 Targetfassung (1 mm Al), 3 Target, 4 Scangebiet für Ereignisse mit Entstehungsort in der Flüssigkeit.

seits durfte die durch die endliche Targetdicke bedingte Unsicherheit in der Energiebestimmung der Fragmente nicht allzu gross sein (2.3.). Die gewählte Targetdicke

betrug für alle Targets ca.  $6,5 \text{ gr/cm}^2$ . Um den Untergrund (He-Spuren aus der Wand der Blaskammer) bestimmen zu können, wurden auch Aufnahmen ohne Target gemacht.

### 2.3. Auswahl der Spuren und Auswertung

Zur Auswertung der Ereignisse wurden die 3 stereoskopischen Aufnahmen in der üblichen Weise auf einen Messtisch projiziert. Die Vergrößerung betrug 2,5 gegenüber den wirklichen Dimensionen. Wir haben nach Spuren mit projizierten Reichweiten zwischen 1 cm und 40 cm und einer für He-Fragmente typischen Blasendichte gesucht. Da ein  $\text{He}^3$ -Teilchen 3,5 mal und ein  $\alpha$ -Teilchen 4,0 mal so stark ionisiert wie ein Proton von gleicher Reichweite (2.5), sind einerseits die Verluste im Erkennen von He-Fragmenten sehr klein und andererseits ist die Beimischung von einfach geladenen Teilchen bei den ausgewählten Spuren vernachlässigbar.

Die Spuren wurden räumlich rekonstruiert, und es wurden insbesondere die Reichweite, der Winkel gegenüber der Primärrichtung, ein Drehwinkel um die Primärrichtung, die Energie und der Impuls unter Annahme eines  $\text{He}^3$ -Fragmentes (3.1.) berechnet. Die Verteilung des Drehwinkels erwies sich als homogen. Dies bedeutet, dass praktisch keine steilen Protonenspuren (in bezug auf die Projektionsebene) bei der visuellen Selektion versehentlich als He-Spuren mitgenommen wurden. Bei den Spuren aus der Targetgegend haben wir geprüft, ob die Rückverlängerung das Target in seiner Mittelebene trifft und zur Berechnung der Teilchenenergie den entsprechenden Energieverlust im Target berücksichtigt. Bei 300 MeV beträgt die Unsicherheit in der Energie  $\pm 70 \text{ MeV}$ , bei 600 MeV noch  $\pm 50 \text{ MeV}$ . Auf einigen wenigen Filmen, die bei geringer Intensität der Primärteilchen aufgenommen wurden (weniger als 30 Spuren pro Bild), war es meist möglich, den Entstehungsort der «schwarzen» Spuren im Target zu rekonstruieren, da begleitende «dünne» Spuren (meist stoppende Protonen) mit demselben Ursprung erkennbar waren. Bei diesen Ereignissen konnte die Energie exakt bestimmt werden, und es zeigte sich, dass für Teilchenenergien grösser als 300 MeV die Energieverteilungen auf Grund des hypothetischen und des sichtbaren Vertex innerhalb der Fehlerschranken identisch sind.

Der Ursprung einer im Freon entstandenen Spur musste in einem Zylinder von 4 cm wahrer Länge und gleichem Durchmesser wie die Targets liegen. Die Lage dieses Zylinders ist aus Figur 2 ersichtlich. Bei den Spuren, welche in der Flüssigkeit entstanden sind, war es möglich, Teilchenenergien bis hinunter auf 100 MeV zu erfassen.

### 2.4. Bestimmung der primären Protonintensität

Die Primärintensitäten, welche zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benützt wurden, haben wir auf den Aufnahmen selber bestimmt. Bei unserer geringen Blasendichte konnte bei hohen Intensitäten die Anzahl der Primärprotonen pro Bild nicht mehr einfach ausgezählt werden. Als Mass für die Intensität haben wir uns daher auf geometrisch wohldefinierte Protonenstopper in Freon bezogen. Dieses Mass wurde auf Bildern mit kleiner Teilchenintensität, auf welchen die Primärprotonen gezählt werden konnten, geeicht. Der Fehler in der Intensitätsbestimmung wird auf  $\pm 15\%$  geschätzt.

### 2.5. Methode zur Identifikation stoppender Teilchen in der Blaskammer

Es wurde versucht, die Teilchen auf Grund der Reichweite und der Blasendichte zu identifizieren. Für die Blasendichtemessungen an Spuren von stoppenden Teilchen haben wir eine ähnliche Messmethode angewandt, welche üblicherweise für Teilchenspuren mit konstanter Blasendichte benützt wird. Wir gehen aus von einer arithmetischen Folge von Längenintervallen [4]

$$\lambda_i = \lambda_1 + (i - 1) t; \quad i = 1, 2, \dots, k.$$

Das kleinste Intervall  $\lambda_1$  muss grösser sein als der Blasendurchmesser, und  $t$  bedeutet die Klassenbreite. Auf einem Spurenabschnitt der Länge  $R$  (vom Endpunkt der Spur aus) werden die Lücken zwischen benachbarten Blasen mit den  $\lambda_i$  verglichen, indem man die Zahlen  $N_i$  der Lücken  $> \lambda_i$  bestimmt. Bei konstanter mittlerer Blasendichte wären die  $N_i$  gemäss einer Exponentialfunktion verteilt, aus deren Neigung in logarithmischer Darstellung sich die mittlere Blasendichte ergibt [4]. Für stoppende Teilchen wächst die Blasendichte gegen das Ende der Spur stark an und die Lückenverteilungsfunktion ist nicht mehr eine Exponentialverteilung. Für das hier interessierende Energieintervall kann die Energie-Reichweite Beziehung als Potenzgesetz geschrieben werden. Da die Blasendichte für kleine  $\beta$  ( $\beta = v/c$ ) proportional zum spezifischen Energieverlust ist [5], lässt sich auch diese als Potenz der Reichweite schreiben. Der Proportionalitätsfaktor in dieser Beziehung erweist sich als massen- und ladungsabhängig und kann aus den  $N_i$  bestimmt werden. Durch numerische Integration der Bethe-Bloch-Formel (vgl. STERNHEIMER [6]) ergibt sich

$$T(R) = c(M, Z) \cdot R^\beta, \quad (1)$$

mit  $\beta = 0,58$  für Freon  $\text{CBrF}_3$ . Dabei bedeuten  $T$  die kinetische Energie in MeV,  $R$  die Reichweite in cm,  $M$  die Masse und  $Z$  die Ladung des Teilchens. Der Exponent hängt nur von der Flüssigkeit ab und ist derselbe für alle Teilchen. Aus  $T(R)$  folgt sofort die Blasendichte  $\varrho(R)$ :

$$\frac{dT}{dR} \sim \varrho(R) = C(M, Z) R^\alpha \quad (2)$$

mit  $\alpha = \beta - 1 = -0,42$ . Berücksichtigen wir noch die bekannte Beziehung

$$R(T) = \frac{M}{M_p} \left( \frac{Z_p}{Z} \right)^2 R_p \left( \frac{M_p}{M} T \right), \quad (3)$$

welche die Reichweite  $R$  eines beliebigen Teilchens mit der Reichweite  $R_p$  eines Protons verknüpft, so folgt für die Proportionalitätsfaktoren in (1) und (2):

$$\frac{C(M, Z)}{C_p} = \frac{c(M, Z)}{c_p} = \left( \frac{M}{M_p} \right)^{0,42} \left( \frac{Z}{Z_p} \right)^{1,16}. \quad (4)$$

In Tabelle 2 sind die auf Grund von (4) zu erwartenden Werte von  $C(M, Z)$  für verschiedene Teilchen, normiert auf  $C_p$ , eingetragen. Diese Zahlen bedeuten das Verhältnis der Blasendichte eines stoppenden Teilchens zu derjenigen eines Protons bei gleichen Restreichweiten.

Tabelle 2  
Blasendichteverhältnis bei gleicher Reichweite für verschiedene Teilchen

Teilchen	p	d	t	He <sup>3</sup>	He <sup>4</sup>	Li <sup>6</sup>	Li <sup>7</sup>
$C(M, Z)/C_p$	1,00	1,34	1,58	3,53	4,00	7,57	8,10

Zur Bestimmung von  $C$  für eine einzelne Spur wurden die gemessenen  $N_i$  verglichen mit den berechneten, welche von  $C$  abhängig sind. Für  $N_i$ , d. h. die Anzahl der Lücken grösser als  $\lambda_i$  auf einer stoppenden Spur der Länge  $R$ , gilt:

$$N_i = \int_0^R \varrho(x) \cdot e^{-\lambda_i \cdot \varrho(x)} \cdot dx \quad (5)$$

Dabei bedeutet  $\varrho(x)$  die mittlere Blasendichte an der Stelle  $x$  und die  $e$ -Funktion gibt den Anteil der Lücken  $> \lambda_i$  an. Mit unserer Form (2) für die Blasendichte ( $\varrho(x) = C \cdot x^\alpha$ ) und der Substitution  $y = \lambda_i \cdot C \cdot x^\alpha$  ergibt sich

$$N_i = \frac{-1}{\lambda_i \alpha (\lambda_i C)^{1/\alpha}} \int_{\lambda_i C R^\alpha}^{\infty} y^{1/\alpha} \cdot e^{-y} dy. \quad (6)$$

Diese Form ist sehr bequem zur Berechnung der  $N_i$ , sobald das Integral als Funktion der unteren Grenze tabelliert ist.

Die Berechnung der  $C$  wurde auf einer IBM 7074 Rechenmaschine durchgeführt. Der Gang der Rechnung war der folgende: Mittels der gemessenen  $N_i$  wurde unter der Annahme konstanter Ionisation ein Mittelwert  $\bar{\varrho}$  für die Blasendichte berechnet aus der Formel [4]

$$e^{-\bar{\varrho} \cdot t} = \frac{N_2 + N_3 + \dots + N_k}{N_1 + N_2 + \dots + N_{k-1}}. \quad (7)$$

Aus  $\bar{\varrho}$  berechnet sich unter Berücksichtigung von (2) ein Näherungswert  $C_0$  für  $C$ :

$$\int_0^R C_0 x^\alpha dx = \frac{C_0}{\alpha+1} R^{\alpha+1} = R \cdot \bar{\varrho},$$

also

$$C_0 = \frac{\alpha+1}{R^\alpha} \cdot \bar{\varrho}. \quad (8)$$

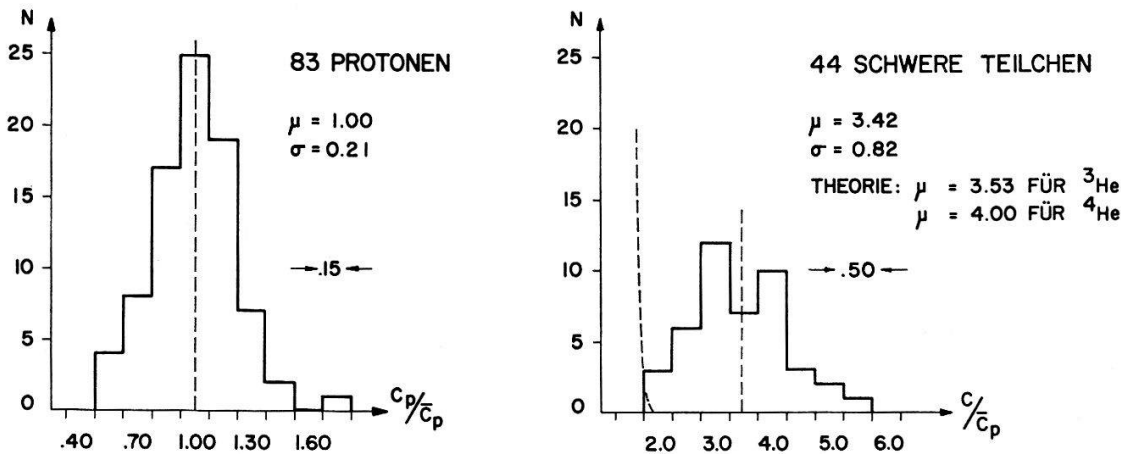
Mit diesem  $C_0$  werden die  $N_i$  nach Formel (6) berechnet, und hieraus wird mittels der Minimum- $\chi^2$ -Methode [7] ein  $\delta C_0$  berechnet, um die bestmögliche Approximation an die gemessenen  $N_i$  zu erhalten. Da diese Korrekturen nur klein sind, so ist der Fehler von  $C$  gleich demjenigen von  $C_0$  oder  $\bar{\varrho}$ , welcher durch  $N_i$  bestimmt ist (vgl. [4]):

$$\frac{\Delta C}{C} \cong \frac{1}{\sqrt{N_1}}. \quad (9)$$

### 3. Resultate

#### 3.1. Ergebnisse der Identifikation

Die He-Fragmente haben wir in dieser Arbeit auf Grund ihrer starken Ionisation ausgewählt. Mittels der in Abschnitt 2.5. beschriebenen Methode wurde der  $C$ -Wert von diesen Spuren bestimmt. Weil Schwankungen in der Empfindlichkeit der Blaskammer nicht zu vermeiden waren, mussten diese Werte auf die jeweiligen Mittelwerte  $\bar{C}_p$  von «dünnen» stoppenden Spuren, bei denen es sich erfahrungsgemäss um Protonen handelt, bezogen werden. Zur Bestimmung von  $\bar{C}_p$  wurden jeweils Spuren in der Nachbarschaft des He-Fragmentes (d. h. auf demselben Bild oder auf benachbarten) benützt. Unter den Referenzspuren ist eine Beimischung von wenigen Prozenten Deuterium und Tritium möglich, doch wird dadurch der als Referenz benützte Protonenwert  $\bar{C}_p$  nur unwesentlich verfälscht. In Figur 3 sind die aus dem Experiment berechneten Werte von  $C$  für Referenzprotonen und für schwere Teilchen, normiert auf die jeweiligen Mittelwerte  $\bar{C}_p$ , eingetragen.



Figur 3

Verteilung der relativen  $C$ -Werte für Protonen und schwere Teilchen.

Bei den Protonen handelt es sich um stoppende Spuren länger als 3,5 cm, bei den schweren Teilchen um solche länger als 5 cm in Freon. Die oben angegebenen Minimal-längen der Stopper ergeben im Mittel für die statistischen Fehler der Einzelmessung gemäss Formel (9) für Protonen 15% und für die schweren Teilchen 12%. Die Mittelwerte  $\bar{C}_p$  wurden aus 5–10 Werten gebildet. Für  $C/\bar{C}_p$  ergibt sich daraus ein Fehler von 13–16% für ein schweres Teilchen, was gut mit der Schwankung der Verteilung in Figur 3 übereinstimmt.

Der Mittelwert der  $C$ -Verteilung der Schwarzen Spuren beträgt 3,42 und weist darauf hin, dass es sich bei diesen Spuren um He<sup>3</sup>- oder  $\alpha$ -Teilchen handeln muss, deren theoretische Mittelwerte bei 3,53 bzw. 4,00 liegen. In Figur 3 ist im Histogramm der He-Spuren noch gestrichelt der Ausläufer der Protonenverteilung angedeutet, unter Berücksichtigung der wirklichen Auftretenshäufigkeit gegenüber den 44 schweren Teilchen. Wie man sieht, ist der Beitrag an Protonen klein. Weiter wurde versucht, auf Grund der erhaltenen Verteilung in Figur 3 eine Aussage über das Häufigkeits-



verhältnis  $\text{He}^3/\text{He}^4$  zu machen. Zu diesem Zweck wurde die gemessene Verteilung mit Hilfe des  $\chi^2$ -Tests verglichen mit theoretischen Verteilungen, die man unter Annahme verschiedener Mischungsverhältnisse  $\text{He}^3/\text{He}^4$  erhält. Die Verteilungsfunktionen der  $\text{He}^3$  und  $\text{He}^4$  sind dabei als Normalkurven mit Mittelwerten 3,53 und 4,00 sowie Schwankungen von 20% der Mittelwerte angenommen worden. Die Rechnungen ergeben, dass bei einem Testniveau von 5% eine Beimischung von bis zu 50%  $\text{He}^4$  noch eine befriedigende Approximation an die gemessene Verteilung liefert, dass hingegen die beste Approximation ( $\chi^2$  minimal) bei einer Beimischung von nur 5%  $\alpha$ -Teilchen erhalten wird. Dieses Resultat ist mit der Angabe von YASIN [2] verträglich, dass mindestens 70% der He-Fragmente auf  $\text{He}^3$  entfallen.

In der Folge wurden zur Energieberechnung  $\text{He}^3$ -Teilchen zu Grunde gelegt.

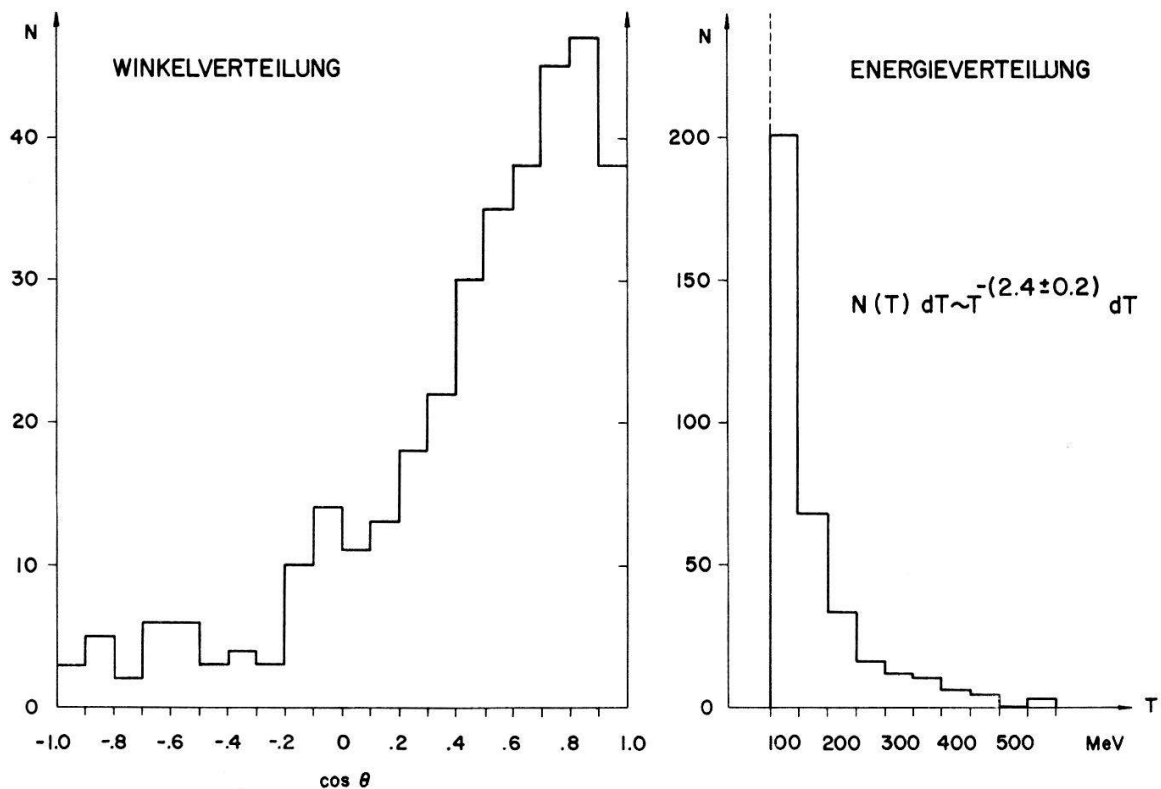
### 3.2. He-Fragmente mit Entstehungsort in der Kammerflüssigkeit

#### Energie- und Winkelverteilung

Figur 4 zeigt die Energie- und Winkelverteilung der He-Fragmente, welche im Freon entstanden sind, im Energiegebiet von 75 bis  $\sim 600$  MeV. In diesem Energieintervall kann die Energieverteilung gut als Potenzgesetz dargestellt werden:

$$\frac{dN}{dT} \sim T^y, \quad (10)$$

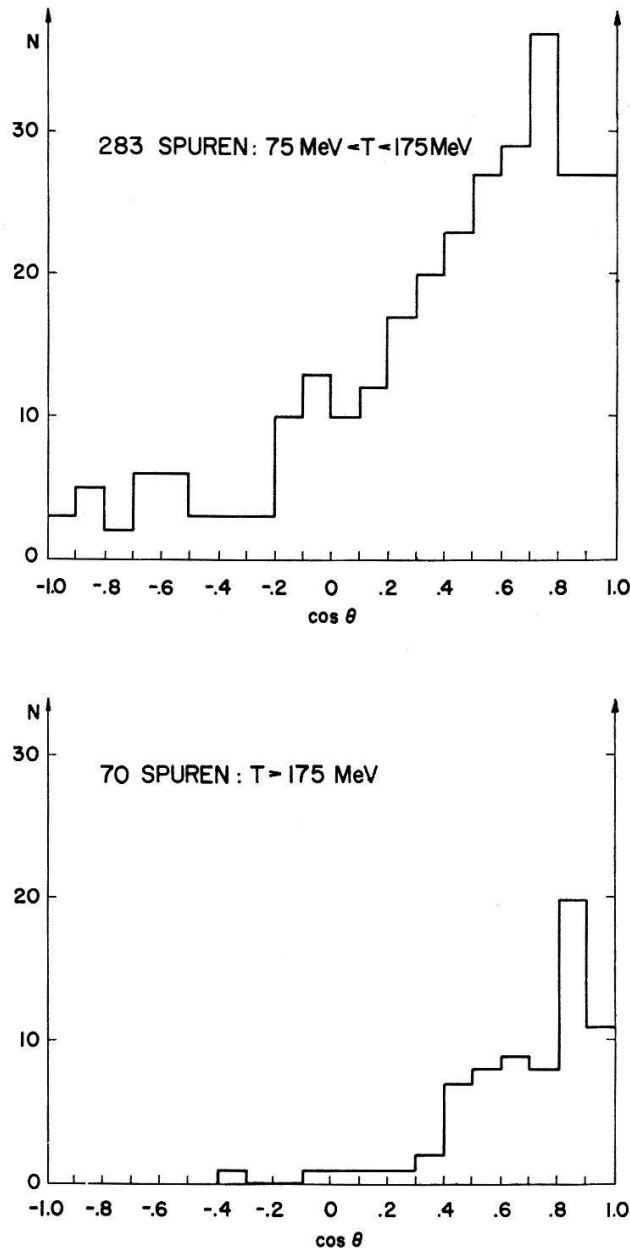
mit  $y = -2,4 \pm 0,2$ . YASIN [2] erhielt in der Emulsion den Wert  $y = -2,1 \pm 0,4$  mit kosmischen Primärteilchen (Primärenergie grösser als 5 GeV). In Figur 5 sind die Winkelverteilungen für die Energieintervalle  $75 < T < 175$  MeV und  $T > 175$  MeV



Figur 4

Energie- und Winkelverteilung der He-Fragmente aus Freon (353 Ereignisse).

getrennt aufgetragen. Die Winkelverteilungen sind nicht mehr isotrop, wie dies bei Verdampfungsenergien unterhalb 100 MeV der Fall ist.

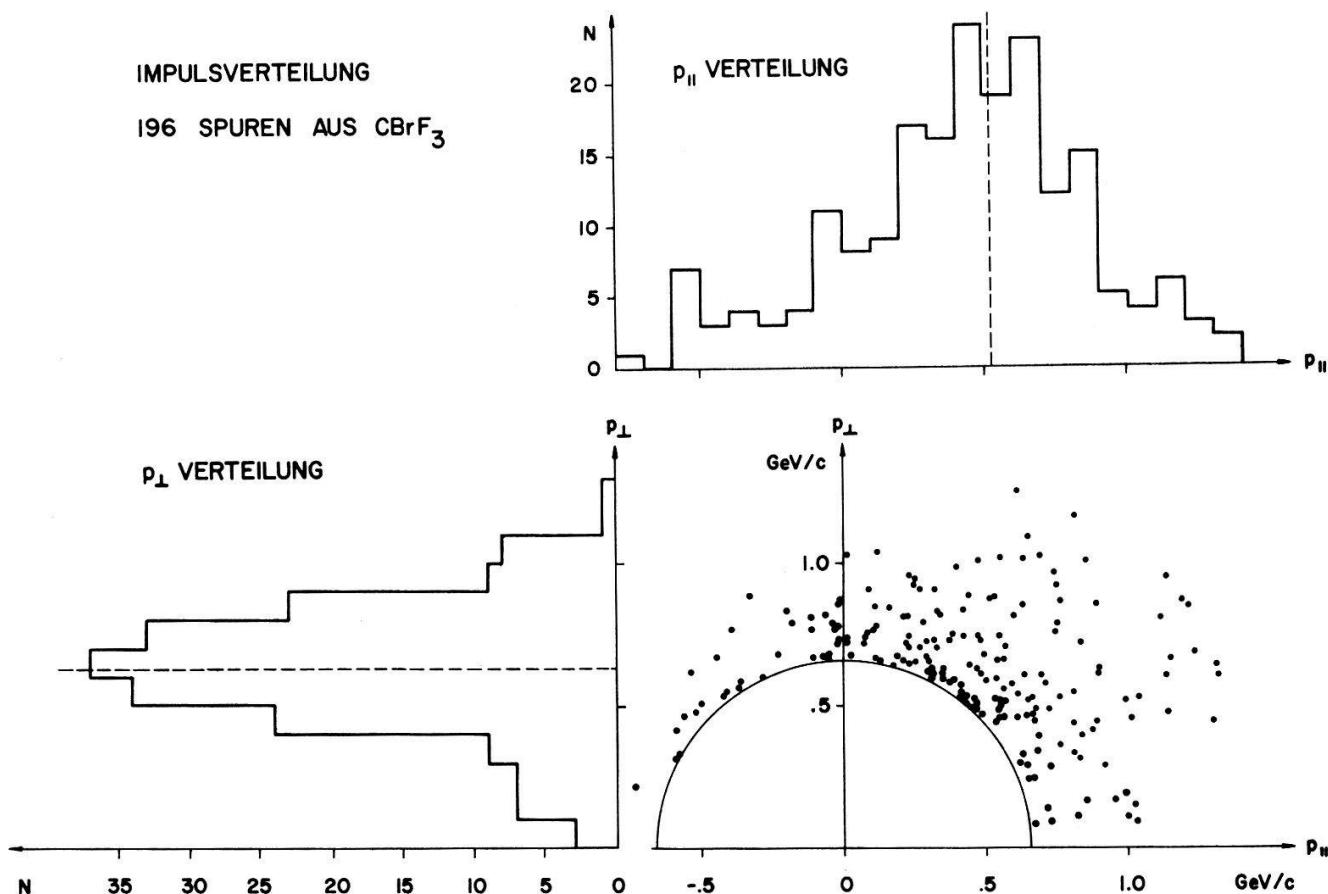


Figur 5

Winkelverteilungen der Spuren aus Freon, separiert für kleine und grosse Energien.

### Impulsdiagramm

Im Impulsdiagramm (Figur 6) fällt der grosse mittlere Transversalimpuls von  $\bar{p}_\perp = (0,63 \pm 0,03) \text{ GeV/c}$  auf. Es wurde nur ein Teil der Ereignisse als Punkte in die Figur eingezeichnet. Der eingezeichnete Kreis entspricht der unteren Abschneideenergie von 75 MeV. Als qualitative Beobachtung soll hier vermerkt sein, dass die He-Kerne in der Regel in stark inelastischen Prozessen produziert werden (siehe auch [1, 2]). Deshalb besteht keine Korrelation zwischen Impuls und Winkel, wie aus dem Impulsdiagramm ersichtlich ist. Die starke Inelastizität manifestiert sich auch oft durch zahlreiche Begleitspuren der He-Spuren.



Figur 6

Impulsdiagramm und Verteilungen der Longitudinal- und Transversalimpulse eines Teils der Spuren aus Freon.

### Wirkungsquerschnitt

Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Atomgewicht wird in Abschnitt 3.4. diskutiert. Wir benötigen im folgenden nur den Wirkungsquerschnitt pro Freonmolekül. Dieser ergibt sich für He-Fragmente von 75 bis 600 MeV zu  $(78 \pm 12)$  mbarn. Der Fehler ist im wesentlichen durch den Fehler in der Primärintensität bestimmt. Andererseits beträgt der geometrische Wirkungsquerschnitt eines Freonmoleküls 2000 mbarn. Letzterer wurde berechnet aus dem geometrischen Wirkungsquerschnitt der Einzelkerne ( $\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}$ , siehe [8, 9]). Setzen wir unseren gefundenen Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines He-Fragmentes zwischen 75 bis 600 MeV ins Verhältnis zum geometrischen, so folgt für die «Ausbeute»  $\eta = \sigma/\sigma_{geom}$ :

$$\eta_{75-600 \text{ MeV}} = (3,9 \pm 0,6)\%.$$

### Spurenpaare

Unter Spurenpaaren verstehen wir zwei He-Spuren, welche aus demselben Atomkern kommen und beide länger sind als die geforderte Minimallänge. Die Häufigkeit des Auftretens von Paaren relativ zu den Einzelspuren beträgt  $(5,1 \pm 1,2)\%$ , ist also innerhalb der Fehlergrenzen um einen zusätzlichen Ausbeutefaktor  $\eta$  seltener. Dieses Resultat steht nicht im Widerspruch zur Annahme, dass die beiden Spuren im Atomkern unabhängig voneinander erzeugt werden.

Die Paare sind nur im Freon untersucht worden.

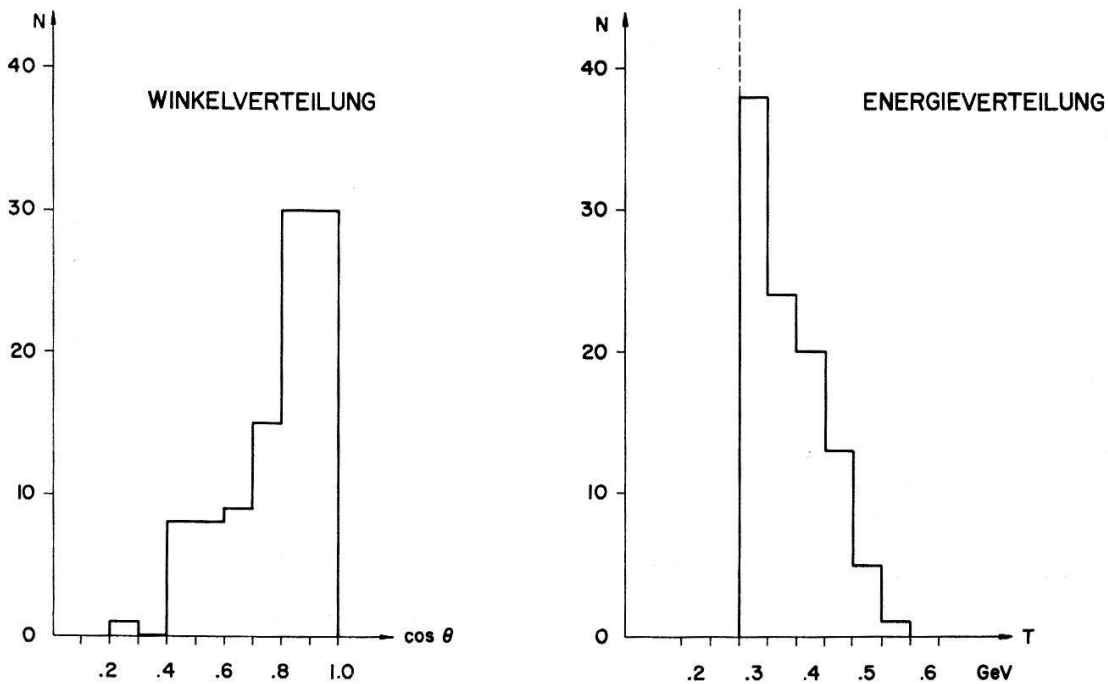
### 3.3. Wechselwirkungen der He-Fragmente

Die sekundären Wechselwirkungen der He-Kerne in der Kammerflüssigkeit wurden nicht näher untersucht, da unsere speziellen Betriebsbedingungen der Blaskammer dafür ungeeignet sind. Gleichwohl konnte festgestellt werden, dass in ca. 5% der Fälle Streuungen oder kompliziertere Wechselwirkungen auftreten. Es ist auch nicht ausgeschlossen, dass es sich bei einigen Ereignissen um Zerfälle von Hyperfragmenten handelt.

### 3.4. He-Fragmente aus den Targets

#### Energie- und Winkelverteilung

Das untersuchte Energiegebiet von He-Spuren aus den Targets erstreckt sich von 275 bis 600 MeV. Als Beispiel sind in Figur 7 die Energie- und die Winkelverteilung der Spuren aus Pb dargestellt. Die Spektren für die verschiedenen Targetmaterialien C, Al, Cu, Ta, Pb, U sind innerhalb der Fehlerschranken identisch. Die Steilheit der Energiespektren ist auch verträglich mit der in Freon gefundenen (10). Die Winkelverteilung der Targetspuren konnte nur in der Vorwärtsrichtung gemessen werden.



Figur 7

Energie- und Winkelverteilung der He-Fragmente aus Blei (101 Ereignisse).

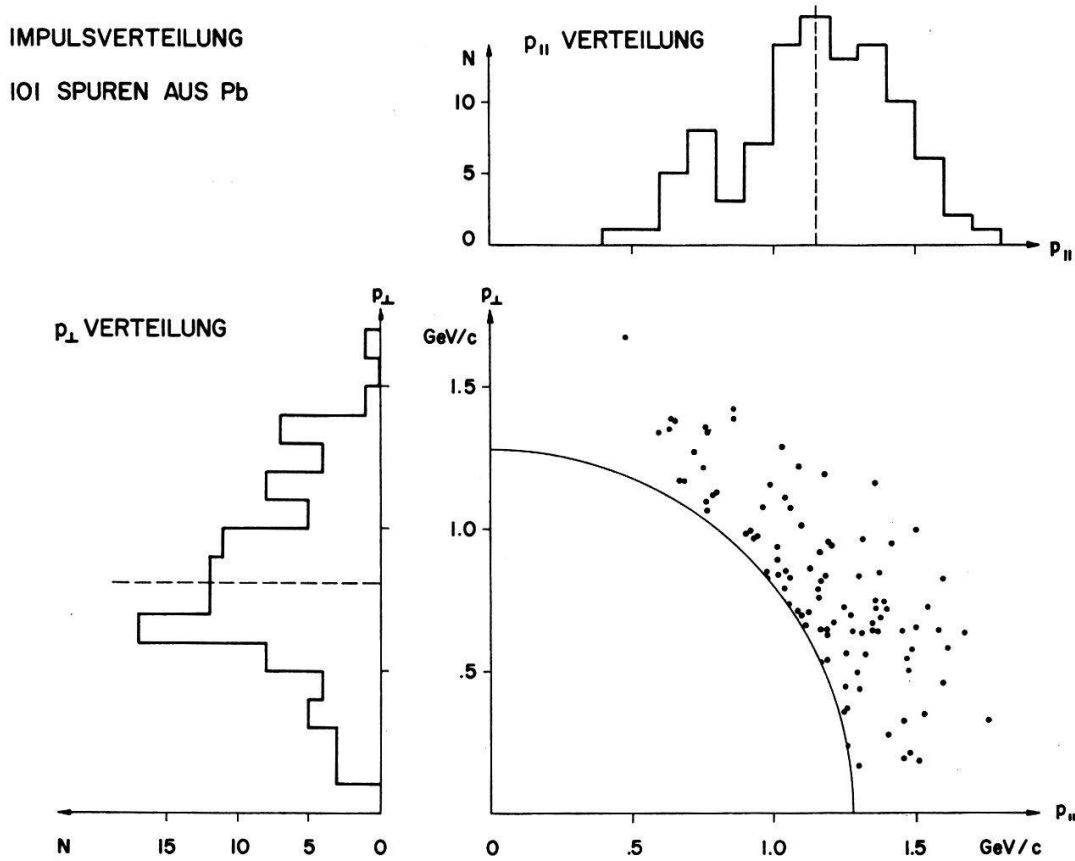
#### Impulsdiagramme

Die Impulsdiagramme (vergleiche Figur 8 für Pb) sehen wieder ähnlich aus wie dasjenige für Freon. Der Abschneideimpuls ist hier grösser und entspricht einer Minimalenergie von 275 MeV. Die gefundenen mittleren Transversalimpulse für sechs Targets sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3

Mittlere Transversalimpulse der He-Fragmente für verschiedene Targets ( $T > 275$  MeV)

Target	C	Al	Cu	Ta	Pb	U
$\bar{p}_T$ in GeV/c	$0,70 \pm 0,04$	$0,76 \pm 0,04$	$0,82 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,03$	$0,81 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,03$



Figur 8

Impulsdiagramm und Verteilungen der Longitudinal- und Transversalimpulse der He-Fragmente aus Blei.

### Wirkungsquerschnitte

Die Produktion der He-Teilchen erweist sich als sehr stark vom Atomgewicht abhängig. In Tabelle 4 sind die Wirkungsquerschnitte pro Atomkern für die 6 Targets angegeben. In Figur 9 ist die A-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte dargestellt. Sie lässt sich schreiben als

$$\sigma(A)_{275 - 600 \text{ MeV}} \sim A^{1,74 \pm 0,07} \sim A^{5/3}. \tag{11}$$

Normieren wir diese Werte wieder auf die geometrischen Wirkungsquerschnitte, so folgt für die A-Abhängigkeit der Ausbeute  $\eta$ :

$$\eta(A)_{275 - 600 \text{ MeV}} \sim \frac{A^{5/3}}{A^{2/3}} = A,$$

und quantitativ:

$$\eta(A)_{275 - 600 \text{ MeV}} = (5,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-5} \cdot A^{1,07 \pm 0,07}. \tag{12}$$

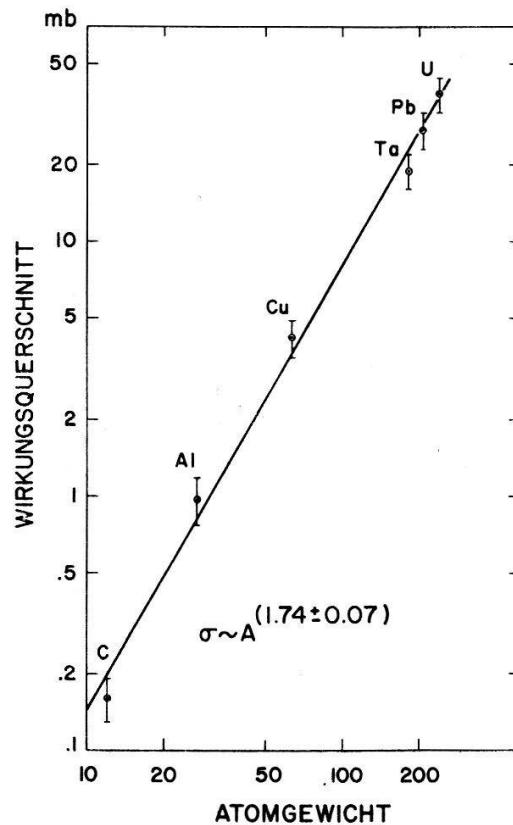
Für Cu ergibt sich z. B.  $\eta = 0,4\%$ , d. h. in 0,4% aller Wechselwirkungen entsteht ein energetisches He-Fragment mit einer Energie grösser als 275 MeV.

Tabelle 4

Wirkungsquerschnitte pro Atomkern der He-Produktion ( $T > 275 \text{ MeV}$ )

Target	C	Al	Cu	Ta	Pb	U
$\sigma(T > 275 \text{ MeV})$ in mbarn	$0,16 \pm 0,04$	$0,97 \pm 0,19$	$4,2 \pm 0,7$	$18,8 \pm 2,8$	$27,3 \pm 4,4$	$38,1 \pm 5,7$

Von den im Freon gefundenen He-Fragmenten entfallen deren 22 auf das bei den Spuren aus den Targets untersuchte Energiegebiet und ergeben einen Wirkungsquerschnitt von  $(5,0 \pm 1,2)$  mbarn pro Molekül. Berechnet man diesen Wirkungsquerschnitt aus denjenigen der Einzelkerne gemäss Figur 9, so erhält man Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert.



Figur 9

Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Spuren von 275–600 MeV vom Atomgewicht des Targets.

### 3.5. Zusammenstellung der wichtigsten experimentellen Resultate

Bevor in Kapitel 4 theoretische Modelle besprochen werden, stellen wir die wichtigsten experimentellen Resultate über die untersuchten He-Fragmente zusammen:

1. Bei den emittierten He-Fragmenten handelt es sich vorwiegend um  $\text{He}^3$ .
2. Der Produktionswirkungsquerschnitt für He-Fragmente mit Energien über 275 MeV ist ungefähr proportional zu  $A^{5/3}$  ( $A$  = Massenzahl des Targetkerns). Die hohe Potenz von  $5/3$  deutet an, dass es sich vorwiegend um einen mehrstufigen Prozess handeln muss.
3. Die Energie- und Winkelverteilungen der He-Fragmente im Energiebereich von 275 bis 600 MeV sind praktisch unabhängig vom Targetmaterial.
4. Das Energiespektrum lässt sich bis hinunter auf 75 MeV gut durch die Form  $dN/dT \sim T^{-2,4 \pm 0,2}$  darstellen.
5. Die Winkelverteilungen sind im Gegensatz zum Verdampfungsspektrum anisotrop, jedoch nicht sehr stark nach vorne gerichtet. Die Mittelwerte der Longitudinal- und Transversalimpulse unterscheiden sich nur wenig.

6. Der mittlere Transversalimpuls für Teilchen mit einem Impulsbetrag grösser 1,3 GeV/c beträgt  $\sim 0,8$  GeV/c und entspricht ungefähr dem doppelten mittleren Transversalimpuls von Protonen (bei gleichem Abschneideimpuls), welche in hochenergetischen Nukleon-Nukleon-Kollisionen entstehen [10, 11, 26].

7. Die in der Flüssigkeit beobachtete Paarhäufigkeit ist ungefähr gleich dem Quadrat der «Ausbeute» für die Produktion eines einzelnen He-Fragmentes.

#### 4. Diskussion

Eine befriedigende Theorie für den Entstehungsmechanismus der untersuchten energetischen He-Fragmente existiert bisher nicht. Im folgenden werden mögliche theoretische Modelle diskutiert und es wird geprüft, inwieweit sie die gemessenen Resultate wiedergeben.

##### 4.1. Verdampfung

Ein durch einen Stossprozess hoch angeregter Atomkern kann unter Emission von Fragmenten verzögert in den Grundzustand eines Restkernes übergehen. Die Verdampfungstheorie [12] macht Aussagen über Energie- und Massenverteilung der emittierten Kernbruchstücke. Ihre Energien liegen zwischen 10–100 MeV, und die Winkelverteilungen sind isotrop im Laborsystem. Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Energieintervall liegt wesentlich höher und die Winkelverteilung ist anisotrop. Zudem überschreiten die beobachteten Energien die maximale Anregungsenergie der leichten Kerne. Der Verdampfungsmechanismus scheidet also zur Erklärung der untersuchten hochenergetischen He-Fragmente aus.

##### 4.2. Direktprozesse

Als Direktprozesse bezeichnen wir einstufige Prozesse des Primärprotons mit einem Nukleon oder einer Substruktur ( $d, t, \alpha$  usw.) des Kernes. Einige mögliche Direktprozesse, die zu He-Fragmenten führen, sind:

$$\text{a) } p + N \rightarrow \text{He}^3 + \bar{N} + \text{w.T.}$$

$$\text{b) } p + d \rightarrow \text{He}^3 + \text{w.T.}$$

$$\text{c) } p + \alpha \rightarrow p + \alpha$$

$$\text{d) } p + \alpha \rightarrow \alpha + p + \text{w.T.}$$

$$\text{e) } p + \alpha \rightarrow \text{He}^3 + p + n + \text{w.T.}$$

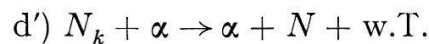
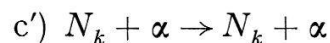
(w. T. bedeutet weitere Teilchen, insbesondere  $\pi$ -Mesonen).

Der Wirkungsquerschnitt für Prozess a) ist unter Vernachlässigung von Reabsorption von  $\text{He}^3$  im Kern proportional zum geometrischen Wirkungsquerschnitt und ist demnach im Widerspruch mit der beobachteten  $A^{5/3}$ -Abhängigkeit der Produktionsrate von He-Fragmenten. Bei b) handelt es sich um die Verschmelzung (Pick-up-Prozess) von zwei Teilchen mit grossem Relativimpuls ( $\sim 4$  GeV/c) und ist daher äusserst unwahrscheinlich [17]. Der Prozess c) ist eine elastische Streuung, bei welcher kleine Impulsüberträge, die meist zu  $\alpha$ -Energien kleiner als 100 MeV führen,

stark bevorzugt sind. Eine Abschätzung der Ausbeute  $\eta$  an  $\alpha$ -Teilchen, deren Energien grösser als 100 MeV ist, ergibt  $\eta < 10^{-7}$ . Die Prozesse d) und e) wurden bei Primärenergien kleiner als 1 GeV beobachtet [20, 21]. Der Wirkungsquerschnitt für d), falls das  $\alpha$ -Teilchen eine für seine Identifikation genügend hohe Rückstossenergie bekommt, ist nach diesen Messungen vernachlässigbar gegenüber dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt für e). Bei e) handelt es sich um eine «quasifreie» Kollision des Protons mit einem Neutron im  $\text{He}^4$ . Auf den Restkern  $\text{He}^3$  wird dabei nur sehr wenig Impuls übertragen, so dass sein Energiespektrum kaum über das Verdampfungsspektrum hinausreicht [20]. Wenn wir diese Resultate auf unsere Primärenergie extrapolieren, was auf Grund der Impulsapproximation gerechtfertigt erscheint, so schliessen wir, dass die Prozesse d) und e) zur Erklärung der hochenergetischen He-Fragmente ebenfalls nicht herangezogen werden können.

#### 4.3. Wechselwirkung von Nukleonen der Kaskade mit Substrukturen im Kern

Es handelt sich hier um Wechselwirkungen von Kaskadennukleonen mit Substrukturen (z. B.  $d$ ,  $\alpha$ ) im Kern, wie:



Diese Reaktionen entsprechen den Reaktionen b)–e) in 4.2., jedoch bei kleineren Primärenergien. Für die Prozesse c')–e') gelten dieselben Überlegungen wie in 4.2. und daher scheiden sie aus. (Siehe auch [3, 13]). Der Prozess b') kann zu dem in 4.5. behandelten Pick-up-Prozess beitragen.

#### 4.4. Reabsorption von Mesonen in $\text{He}^4$ -Substrukturen

Die Reabsorption von Mesonen und Meson-Resonanzen der Kaskade in  $\text{He}^4$ -Substrukturen des Atomkernes ist eine weitere Möglichkeit zur Bildung von  $\text{He}^3$ -Fragmenten. YASIN [2] untersuchte die  $\pi$ -Absorption und kommt zum Schluss, dass sehr wahrscheinlich die Meson-Reabsorption für die Produktion von  $\text{He}^3$ -Fragmenten im Energieintervall 80–500 MeV verantwortlich sei. Wir haben die durch Reabsorption von  $\pi$ -Mesonen erzielte Ausbeute an  $\text{He}^3$  und ihre Energieverteilung im Intervall 275–600 MeV unter folgenden Voraussetzungen nochmals berechnet:

a) Das Energiespektrum der  $\pi$ -Mesonen pro Primärreaktion habe die Form [10]:

$$dN_\pi = n_\pi a e^{-aE} dE, \quad a = 0,286 \text{ GeV}^{-1} \quad (13)$$

$E$  = Totalenergie des  $\pi$ 's

$n_\pi$  = mittlere Multiplizität der  $\pi$ 's

b) Jedes im Kerninnern emittierte  $\pi$ -Meson treffe mit der konstanten Wahrscheinlichkeit  $q$  auf eine  $\alpha$ -Substruktur.

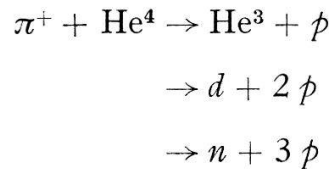
c) Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption des  $\pi$ -Mesons im  $\alpha$ -Teilchen sei gegeben durch:

$$W(E) = b/E, \quad b = 0,23 \text{ GeV}$$



Für  $E > 0,5$  GeV ( $\pi$ -Mesonen mit  $E < 0,5$  GeV liefern aus kinematischen Gründen  $\text{He}^3$  mit kinetischer Energie kleiner als 275 MeV) ist unser  $W(E)$  eine gute Approximation für die Absorption eines  $\pi$ 's durch einen Atomkern [22].

d) Das angeregte  $\alpha$ -Teilchen zerfalle nun unter Berücksichtigung der Impuls- und Ladungserhaltung in alle möglichen Nukleonkanäle (wobei auch gebundene Zustände vorkommen können). Die Absorption z.B. eines  $\pi^+$ -Mesons liefert die Zerfallsprodukte



e) Die Wahrscheinlichkeit der einzelnen Kanäle sei proportional zur Anzahl der Endzustände im Phasenraum der betreffenden Reaktion. Da nach (13) die Energie der meisten  $\pi$ -Mesonen  $< 5$  GeV ist, und die kinetische Energie im Schwerpunktsystem der  $\pi + \alpha$ -Kollision also meist  $< 3$  GeV ist, behandelten wir die Nukleonen als nicht relativistische Teilchen [23]. Es wurde berücksichtigt, dass in einzelnen Kanälen identische Teilchen auftreten. Das im Phasenvolumen auftretende Wechselwirkungsvolumen wurde gleich dem Volumen des  $\alpha$ -Teilchens gesetzt, kontrahiert durch den Lorentz-Faktor. Berechnet man zur Kontrolle unter denselben Voraussetzungen die Verzweigungsverhältnisse beim Einfang eines  $\pi^-$  in  $\text{He}^4$ , so werden die experimentellen und theoretischen Werte der Autoren SCHIFF et al. [14], BORTOLANI et al. [15] und ECKSTEIN [24] gut wiedergegeben.

Nimmt man Einfachheit halber an, dass in der  $\pi$ -Kaskade die Ladungen  $+1$ ,  $0$ ,  $-1$  im Mittel gleich oft vorkommen, so können wir die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines  $\text{He}^3$  als Zerfallsprodukt, wenn ein  $\pi$ -Meson der Energie  $E$  in  $\text{He}^4$  absorbiert wird, wiedergeben durch den Ausdruck:

$$X(E) = \frac{\pi + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^3 + N}{\pi + \text{He}^4 \rightarrow \text{alle Kanäle}} = \frac{c}{E^{2,3}},$$

wo  $c = 0,00234 (\text{GeV})^{2,3}$  und  $0,5 \leq E \leq 5$  GeV.

Nun sind wir in der Lage, das Energiespektrum der  $\text{He}^3$  in der Reaktion



zu berechnen. Wir finden für die Anzahl  $\phi(T)$  von  $\text{He}^3$  pro Energieeinheit und pro Primärreaktion

$$\phi(T) = abcqn_\pi \int_{\varepsilon_1(T)}^{\varepsilon_2(T)} \frac{e^{-aE}}{E^{3,3} \cdot \Delta(E)} dE, \quad (14)$$

wo  $T$  die kinetische Energie der  $\text{He}^3$  bedeutet.  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  sind definiert durch

$$T_{max}(\varepsilon_1) = T = T_{min}(\varepsilon_2). \quad (14a)$$

Hier bedeuten  $T_{max}(E)$  resp.  $T_{min}(E)$  die maximale bzw. die minimale kinetische Energie, die das  $\text{He}^3$  in der Reaktion (I) erhalten kann, wenn ein  $\pi$ -Meson der totalen Energie  $E$  absorbiert wird.  $\Delta$  ist der Energiebereich der  $\text{He}^3$ :

$$\Delta(E) = T_{max}(E) - T_{min}(E). \quad (14b)$$

Das nach (14) numerisch berechnete Energiespektrum der  $\text{He}^3$  lässt sich im Bereich  $0,25 < T < 0,8$  GeV sehr gut durch folgendes Potenzgesetz darstellen:

$$\phi(T) dT = 1,10 \cdot 10^{-5} q n_{\pi} \frac{dT}{T^{3,1}}. \quad (15)$$

Daraus folgt sofort

$$\eta(0,275 - 0,6 \text{ GeV}) = \int_{0,275}^{0,6} \phi(T) dT = 6,4 \cdot 10^{-5} q n_{\pi} \quad (16)$$

für die Ausbeute an  $\text{He}^3$  im experimentell untersuchten Energieintervall.

Vergleichen wir die theoretische mit der experimentellen Ausbeute (12), so folgt

$$q n_{\pi} = 0,88 \cdot A^{1,07}.$$

$q$  ist eine Wahrscheinlichkeit (siehe Voraussetzung b) und also  $< 1$ . Daraus folgt grob:

$$n_{\pi} > A \quad (17)$$

Da die mittlere Multiplizität der  $\pi$ -Mesonen aber höchstens 5–10 beträgt, ist unsere theoretische Ausbeute um mindestens einen Faktor 10 zu klein. Die Reabsorption von Kaskadenpionen kann also bestenfalls einen Beitrag von ca. 10% zu der wirklichen Ausbeute an  $\text{He}^3$  beisteuern. Ausserdem darf man nicht vergessen, dass unsere theoretische Ausbeute eine obere Grenze darstellt. Wir haben nämlich angenommen, dass die in Reaktion (I) kinematisch möglichen  $\text{He}^3$ -Endzustände in jedem Fall wirklich ein  $\text{He}^3$ -Teilchen liefern. Dabei besteht aber bei den grossen Impulsüberträgen sicher eine gewisse Wahrscheinlichkeit für den Zerfall der gebundenen Zustände.

Andererseits ist es möglich, dass Reabsorption von  $K$ -Mesonen und vor allem von  $\pi$ -Resonanzen noch einen wesentlichen Beitrag liefern könnte.

Wie oben erwähnt, konnte YASIN [2] seine gemessene Anzahl  $\text{He}^3$  durch den Mechanismus der  $\pi$ -Absorption vollständig erklären. Der Widerspruch mit unserem Resultat kommt zustande durch die Annahme von YASIN, das Verzweigungsverhältnis  $x = (\pi + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^3 + N) / (\pi + \text{He}^4 \rightarrow \text{alle Kanäle})$  sei konstant und gleich 0,23, was dem Wert für  $\pi$ -Einfang in  $\text{He}^4$  entspricht [14, 15, 24].

Unter dieser Annahme wird die Ausbeute an  $\text{He}^3$  grösser und das Energiespektrum  $\phi(T)$  fällt mit zunehmender Energie weniger steil ab.

#### 4.5. Pick-up-Prozesse

Gemäss dem Modell von BUTLER und PEARSON [16, 17] können sich Nukleonen der Kaskade bei genügend kleinem Relativimpuls im Kern binden. Unter Berücksichtigung der Streuung am Kernpotential und der  $n$ - $p$ -Wechselwirkung berechneten BUTLER und PEARSON die Emission von Deuterium aus Beryllium beim Beschuss mit 30 GeV/c Protonen und fanden gute Übereinstimmung mit gemessenen Spektren [18, 19]. Diese Rechnungen lassen sich nicht ohne weiteres auf Bildung von Fragmenten mit mehr als zwei Nukleonen übertragen. SCHWARZSCHILD und ZUPANČIČ [19] haben dieses Modell dahin vereinfacht, dass zwei Kaskadennukleonen genau dann einen gebundenen Zustand bilden, wenn ihr Relativimpuls kleiner als ein bestimmter Impuls  $\rho$  ist. Dieses Modell lässt sich unmittelbar auf schwerere Fragmente anwenden.

Vergleicht man das nach SCHWARZSCHILD et al. [19] berechnete Deuteriumspektrum mit dem von BUTLER et al. [17] angegebenen, so erhält man Übereinstimmung, wenn der bei SCHWARZSCHILD auftretende Parameter  $\varrho$  in folgender Form angesetzt wird:

$$\varrho = \varrho_0 (W/K)^{2/3}. \quad (18)$$

$W$  bedeutet die Totalenergie und  $K$  der Impuls des emittierten Deuteriums. Wir verwendeten das Schwarzschildsche Modell, modifiziert durch den Ansatz (18), um das Spektrum der durch Pick-up-Prozesse gebildeten  $\text{He}^3$ -Fragmente zu berechnen. Wir gingen aus von einem gemessenen Protonspektrum [25], produziert in  $p$ -Be Kollisionen bei 23 GeV/c. Für Impulse kleiner als 2 GeV/c lässt sich das pro Primärreaktion angegebene Spektrum der Sekundärprotonen mit einer Genauigkeit von ca.  $\pm 50\%$  darstellen durch:

$$d^2N_p(K, \theta) = f(K) g(K_T) dK dK_T \quad (19)$$

mit

$$f(K) = \beta \exp(-\alpha K), \quad \alpha = 0,585 \text{ (GeV/c)}^{-1} \quad (19a)$$

$$\beta = 0,286 \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

$$g(K_T) = (K_T/\sigma^2) \exp(-K_T^2/2\sigma^2), \quad \sigma = 0,335 \text{ GeV/c} \quad (19b)$$

Hier bedeuten  $K$  den Impuls und  $K_T = K \sin \theta$  den Transversalimpuls der Protonen. Die Transversalimpulsverteilung (19b) wurde von FRIEDLÄNDER [26] übernommen. Unter den Annahmen, dass erstens im Kerninnern das Spektrum der Kaskadenkerne durch (19) gegeben ist und dass zweitens der zulässige Relativimpuls  $\varrho$  klein gegen die Impulse der in Frage kommenden Nukleonen ist, folgt nach obigem Modell für das Spektrum der  $\text{He}^3$ -Fragmente (pro Primärreaktion):

$$d^2N_{\text{He}^3}(K, \theta) = \frac{4 \varrho_0^6 W^6}{9 N_p^2 M^2 K^4} f^3(K/3) \frac{g^3(K_T/3)}{K_T^2} dK dK_T \quad (20)$$

Hier bedeuten  $W$ ,  $K$ ,  $K_T$  und  $M$  in dieser Reihenfolge Totalenergie, Impuls, Transversalimpuls und Ruhemasse der  $\text{He}^3$ -Fragmente.  $N_p$  ist die mittlere Anzahl Kaskadenprotonen, welche pro Reaktion entstehen. (Für die  $p$ -Be-Kollision ist  $N_p \simeq 2$ ). Da im Experiment  $K \geq 1,3 \text{ GeV/c}$  und  $\bar{K}_T \sim 0,8 \text{ GeV/c}$  ist, darf man  $K$  und  $K_T$  als unabhängige Variablen annehmen, wie eine genauere Analyse zeigt. Dann folgt unmittelbar aus (19) und (20) das Impulsspektrum der  $\text{He}^3$ -Teilchen:

$$dN_{\text{He}^3}(K) = \frac{4 \varrho_0^6 \beta^3}{81 N_p^2 M^2 \sigma^4} \frac{W^6}{K^4} \exp(-\alpha K) dK \quad (21)$$

Im Energiebereich 100 bis 600 MeV lässt sich dieses Spektrum in Funktion der kinetischen Energie  $T$  durch ein Potenzgesetz darstellen:

$$dN_{\text{He}^3}/dT = 9,35 \frac{\varrho_0^6 \beta^3}{N_p^2} T^{-2,35}, \quad (21a)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis (10).

Der mittlere Transversalimpuls der Fragmente ergibt sich aus (20) unter Berücksichtigung von (19b) zu

$$\bar{K}_T(\text{He}^3) = \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \sigma = \sqrt{3} \bar{K}_T(p) = 0,73 \text{ GeV/c} \quad (22)$$

ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert  $\bar{K}_T \simeq 0,8 \text{ GeV/c}$ .

Für die Ausbeute an He<sup>3</sup>-Fragmenten im Energiebereich 275 bis 600 MeV findet man aus (21a):

$$\eta_{th} = 25,8 \varrho_0^6 \frac{\beta^3}{N_p^2} \quad (23)$$

Da unser zugrundegelegtes Kaskadenspektrum höchstens für den Berylliumkern ( $N_p \simeq 2$ ) einigermaßen zuverlässig ist, müssen wir zur Abschätzung von  $\varrho_0$  die experimentell bestimmte Ausbeute

$$\eta_{exp} = 5,6 \cdot 10^{-5} \cdot A^{1,07} \quad (12)$$

für Beryllium ( $A = 9$ ) extrapolieren und erhalten aus dem Vergleich mit (23):

$$\varrho_0 \simeq 0,40 \text{ GeV/c.}$$

In unserem Energiegebiet folgt dann für  $\varrho$ :

$$\varrho \simeq 0,64 \text{ GeV/c.}$$

Dieser Wert ist vergleichbar mit den Impulsen derjenigen Kaskadennukleonen, welche sich zu He<sup>3</sup>-Teilchen mit Energien zwischen 275 und 600 MeV binden sollen. Also ist eine der Annahmen, welche der Formel (20) zugrundeliegt, nicht erfüllt. Da ausserdem das verwendete Kaskadenspektrum nur eine grobe Näherung bedeutet, ist es also überraschend, dass die experimentellen Tatsachen (Impulsverteilung, mittlerer Transversalimpuls) durch unsere einfachen Rechnungen so gut wiedergegeben werden. Im weiteren haben wir auch eine eventuelle Reabsorption eines gebildeten Fragmentes in der Kernmaterie vernachlässigt. Die Abhängigkeit der Ausbeute an He-Fragmenten vom Atomgewicht des Targetkernes, deren Messung einen wesentlichen Teil unseres Experimentes ausmacht, ist in der vorliegenden Theorie nicht enthalten. Zu ihrer Untersuchung im Rahmen des Pick-up-Modelles wäre eine Kenntnis der Nukleonkaskade in Abhängigkeit vom Atomgewicht des Kernes notwendig.

Eine Konsequenz des Pick-up-Modelles ist die von verschiedenen Autoren [2, 27] festgestellte gleiche Häufigkeit von He<sup>3</sup>- und H<sup>3</sup>-Fragmenten. Unter der Voraussetzung eines von der Massenzahl des gebildeten Fragmentes unabhängigen  $\varrho_0$  (Formel (18)) sollte ungefähr jedes fünfte, von uns als He<sup>3</sup>-Fragment interpretierte Teilchen mit Ladung 2, ein  $\alpha$ -Teilchen sein. Dies wäre mit der beobachteten Blasendichteverteilung verträglich (3.1.). Wenn der Pick-up-Prozess überhaupt eine Rolle spielt in der Bildung von energetischen Fragmenten, so ist anzunehmen, dass er vor allem für die leichten Fragmente ( $M \gtrsim 6$ ) verantwortlich ist. Es wäre also wünschenswert, diese Fragmente alle zu identifizieren und ihre Spektren zu messen. In der Blaskammer wäre dies eventuell unter Zuhilfenahme eines Magnetfeldes möglich.

Das hier diskutierte Pick-up-Modell gibt den mittleren Transversalimpuls und die Energieverteilung der He<sup>3</sup>-Fragmente überraschend gut wieder, und der Wirkungsquerschnitt wird durch den Parameter  $\varrho_0$  angeglichen. Wegen der groben Annahmen im Modell ist jedoch die gute Übereinstimmung vorläufig mit Vorsicht aufzunehmen.

Ein endgültiger Entscheid für oder gegen das Pick-up-Modell kann im jetzigen Zeitpunkt wohl noch nicht gefällt werden, obwohl der Erfolg für dieses Modell spricht.

Für wertvolle Ratschläge und Ermutigung danken wir Prof. O. HUBER herzlich. Diskussionen mit Dr. W. LINDT und Dr. H. HOFER über theoretische Aspekte waren

von grossem Wert. Vielen Dank schulden wir Dr. J. HOFMANN für seine wertvolle Unterstützung in computertechnischen Fragen. Dr. F. STEINRISSER verdanken wir die ersten Grundlagen der hier verwandten Identifikationsmethode. Mme A. METTRAUX und Mlle TH. RAEMY danken wir für ihre sorgfältige Auswertearbeit. Unserem technischen Personal, den Herren H. JUNGO, P. HEIMO, J. P. JENNY, J. C. ROULIN und R. VONLANTHEN, danken wir für die uns jederzeit gewährte ausgezeichnete Hilfe.

Das Experiment konnte am CERN durchgeführt werden. Wir sind für die uns in jeder Hinsicht gewährte grosse Unterstützung sehr dankbar.

Die Rechenarbeiten konnten auf IBM-Maschinen 7070 und 7074 in Bern (SBB, bzw. ESTA) und auf der UNIVAC III in Freiburg (Institut für Automation der Universität) durchgeführt werden. Wir danken den drei genannten Institutionen bestens für die Zusammenarbeit und die grosse Hilfe, die wir jederzeit beanspruchen durften. Schliesslich danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds für die Bereitstellung der finanziellen Mittel, ohne welche das Experiment nicht hätte durchgeführt werden können.

### Literatur

- [1] B. TINLAND, F. BARTHOLIN und A. BURDET, *J. Physique* 24, 604 (1963).
- [2] M. YASIN, *Nuovo Cim.* 28, 935 (1963); 34, 1145 (1964).
- [3] B. HAHN, A. W. KNUDSEN und E. HUGENTOBLE, *Suppl. Nuovo Cim.* 15, 236 (1960).
- [4] E. HUGENTOBLE, B. HAHN und F. STEINRISSER, *Helv. phys. Acta* 36, 601 (1963).
- [5] G. A. BLINOV, I. U. S. KRESTNIKOV und M. F. LOMANOV, *Soviet Phys. JETP* 4, 661 (1957).
- [6] R. M. STERNHEIMER, *Phys. Rev.* 115, 137 (1959).
- [7] B. L. VAN DER WAERDEN, *Mathematische Statistik*, Springer Verlag (1957).
- [8] G. COCCONI, *Proc. 1960 Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester*, p. 799.
- [9] R. N. PEACOCK, B. HAHN, E. HUGENTOBLE und F. STEINRISSER, *Nuovo Cim.* 22, 1260 (1961).
- [10] G. COCCONI, L. J. KOESTER and D. H. PERKINS, *Lawrence Rad. Lab. Report UCID-1944*, (1961).
- [11] J. OREAR, *Phys. Lett.* 13, 190 (1964).
- [12] K. J. LE COUTEUR, *Proc. Phys. Soc. A* 63, 259 (1950).
- [13] P. HILLMAN, A. JOHANSSON, G. TIBELL und H. TYREN, *Nucl. Phys.* 72, 596 (1959).
- [14] M. SCHIFF, R. H. HILDEBRAND und C. GIESE, *Phys. Rev.* 122, 265 (1961).
- [15] M. V. BORTOLANI, L. LENDINARA und L. MONARI, *Nuovo Cim.* 25, 603 (1962).
- [16] S. T. BUTLER und C. A. PEARSON, *Physics Lett.* 1, 77 (1962).
- [17] S. T. BUTLER und C. A. PEARSON, *Phys. Rev.* 129, 836 (1963).
- [18] V. L. FITCH, S. L. MEYER und P. A. PIROUE, *Phys. Rev.* 126, 1849 (1962).
- [19] A. SCHWARZSCHILD und č. ZUPANČIČ, *Phys. Rev.* 129, 854 (1963).
- [20] M. S. KOZODAEV, M. M. KULYUKIN, R. M. SULYAEV, A. I. FILIPPOV und YU. A. SHCHERBAKOV, *Soviet Phys. JETP* 12, 644 (1961).
- [21] P. H. MOULTHROP, *Phys. Rev.* 99, 1509 (1955).
- [22] W. KAN-CHANG, W. TSO-TSIANG, D. DA-TSAO, L. N. DUBROVSKII, E. N. KLDNITSKAIA und M. I. SOLOVEV, *Soviet Phys. JETP* 8, 625 (1959).
- [23] R. H. MILBURN, *Revs. Modern Phys.* 27, 1 (1955).
- [24] S. G. ECKSTEIN, *Phys. Rev.* 129, 413 (1963).
- [25] B. JORDAN, *CERN* 65-14 (1965).
- [26] E. M. FRIEDLAENDER, *Nuovo Cim.* 41, 417 (1966).
- [27] L. GILLY, B. LEONTIC, A. LUNDBY, R. MEUNIER, J. P. STROOT und M. SZEPTYCKA, *Proc. 1960 Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester*, p. 808.