

50X1-HUM

Page Denied

Next 1 Page(s) In Document Denied

Identifizierung und Analyse von

Hyperfragment - Zerfällen

Als Diplomarbeit eingereicht
der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Humboldt - Universität Berlin
von Claus Grote

STAT

Angefertigt im Kernphysikalischen Institut der
Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin

1957

Identifizierung und Analyse von
Hyperfragment - Zerfällen

Zusammenfassung:

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Untersuchungen von Kernspurplatten auf Zerfälle von Hyperfragmenten, d.h. von Kernen, die neben gewöhnlichen Nukleonen ein Hyperon als Bestandteil enthalten.

Bei der Identifizierung der Zerfallsspuren werden die in dickschichtigen Photoemulsionen üblichen Meßmethoden angewandt. Zur Analyse der Zerfallsprozesse werden neben den beobachteten Daten alle experimentellen Tatsachen ausgenutzt, die über Hyperfragmente bekannt sind.

Durch geeignete Auswahlkriterien lassen sich die Hyperfragment-Zerfälle von den Prozessen trennen, die Zerfallsreaktionen von Hyperfragmenten vortäuschen könnten.

Von 170 in den Platten gefundenen Ereignissen, die untersucht wurden, können 7 als Hyperfragment-Zerfälle identifiziert werden. 5 Zerfälle erfolgen mesonisch (d.h. mit Emission eines π -Mesons), 2 Zerfälle verlaufen nichtmesonisch.

In 3 Fällen ist es möglich, das Hyperfragment mit einem bestimmten Isotop zu identifizieren. In 4 Fällen sind verschiedene Zerfallschemata mit der Interpretation als Hyperfragment-Zerfall verträglich.

Die Bindungsenergien des Hyperons in den verschiedenen Hyperfragmenten werden ermittelt. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Werten überein, die von anderen Autoren erhalten wurden.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
A. Einleitung	4
B. Meßtechnik	9
1. Meßmethoden	9
2. Eigenschaften der benutzten Kernspurplatten	14
3. Ergebnisse der Eichmessungen	15
4. Fehlerbetrachtungen	20
C. Experimentelles Material	24
1. Auswahlkriterien	25
2. Durchführung der Auswahl	26
3. Beschreibung der Hyperfragment- Zerfälle	27
D. Diskussion der Ergebnisse	45
E. Literatur	49

A. Einleitung

Der erste Zerfall eines Hyperfragments wurde 1952 von M. DANYSZ und J. PNIĘWSKI [1] in einer Photoemulsion gefunden, die in 26 km Höhe durch kosmische Strahlung exponiert worden war. Das Ereignis bestand aus zwei Sternen A und B. Das Zentrum des Sterns B fiel mit dem Spurende eines aus A emittierten schweren Kernfragments ($Z \approx 5$) zusammen. Von den für einen solchen "Doppelstern" möglichen Interpretationen konnten die Autoren auf Grund der an diesem Ereignis gemessenen Daten alle bis auf zwei ausschließen:

1. Ein π^- -Meson wird bei der Emission des Kernfragments in A auf einer COULOMB-Bahn eingefangen und stürzt bei B in den Kern, nachdem dieser zur Ruhe gekommen ist. Ein solches Ereignis könnte als "verzögerter" σ -Stern angesehen werden (unter einem σ -Stern versteht man allgemein Kernzerfälle durch Einfang negativer Mesonen oder Hyperonen).
2. Spontaner Zerfall eines gebundenen schweren instabilen Teilchens (Hyperon), das im Kernfragment die Stelle eines gewöhnlichen Nukleons einnimmt.

Während die erste Interpretation bisher keine weitere experimentelle Bestätigung gefunden hat ^{*)}, wird die zweite heute bereits durch mehr als 100 Ereignisse gestützt.

Unter Hyperonen (allgemeine Bezeichnung Y) versteht man instabile Teilchen, deren Ruhmasse zwischen der des Neutrons und der des Deuterons liegt. Ein bestimmtes Hyperon wird mit einem großen griechischen Buchstaben gekennzeichnet. Die wesentlichen Eigenschaften der bisher bekannten Hyperonen sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Der Index am Symbol des Hyperons bezeichnet die elektrische Ladung. Die Werte der

^{*)} W.F. FREY und D.C. WOLD [2] fanden unter 7000 Sternen, die durch 220 MeV- π^- -Mesonen erzeugt wurden, 11 Doppelsterne. Da die Schwellenenergie zur Erzeugung des leichtesten Hyperons beim Stoß π^- -Meson - Kern etwa 590 MeV beträgt, könnten Doppelsterne, deren Verbindungsspur von einem schweren Fragment herrührt, nur durch die zuerst genannte Interpretation erklärt werden. Die Sekundärsterne der 11 Doppelsterne ließen sich aber ausnahmslos als Einfänge niedrigenergetischer freier π^- -Mesonen oder als Stöße zwischen stabilen Teilchen identifizieren. Die Autoren zogen daraus den Schluß, daß die oben zuerst genannte Interpretation wahrscheinlich falsch ist.

Ruhmassen und der mittleren Lebensdauer sind einer Arbeit von A.H. ROSENFELD [3] entnommen, die Zerfallschemata einer Arbeit von L. OKUN [4].

Tabelle 1

Hyperon	Ruhmasse [MeV/c ²]	Mittl. Lebensdauer [10 ⁻¹⁰ sec]	Zerfallschema
Λ^0	1114,82 ± 0,18	2,85 ± 0,2	$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^- + Q$ $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0 + Q$
Σ^+	1189,70 ± 0,25	0,69 ± 0,1	$\Sigma^+ \rightarrow p^+ + \pi^0 + Q$ $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+ + Q$
Σ^-	1196,65 ± 0,35	1,60 ± 0,2	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- + Q$
Σ^0	1188,65 ± $\frac{3}{2}$	< 0,1	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma + Q$
Ξ^-	1321 ± 3,5	4,6 < τ < 200	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + Q$
Ξ^0 ^{*)}	?	?	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0 + Q$

Die Abkürzungen haben folgende Bedeutung:
 p^+ - Proton, n - Neutron, π^- - π^- -Meson, γ - Photon,
 Q - Zerfallsenergie.

Die Hyperonen wurden durch ihre Zerfälle in freiem Zustand in WILSON-Kammern und Kernemulsionen entdeckt. Das von DANYSZ und PNIĘWSKI gefundene Ereignis zeigt, daß die Hyperonen auch in gebundenem Zustand, d.h. innerhalb von Kernen oder Kernfragmenten existieren können.

Man bezeichnet einen Kern, der neben gewöhnlichen Nukleonen ein Hyperon enthält, als Hyperkern oder Hyperfragment. Zur Kennzeichnung wird an das Symbol des entsprechenden gewöhnlichen Isotops das Symbol des Hyperons als Index angehängt. So besteht z.B. das Hyperfragment $\Lambda^0 \text{He}^5$ aus zwei Protonen, zwei Neutronen und einem Λ^0 -Hyperon.

Alle Zerfälle von Hyperfragmenten, bei denen bisher eine genaue Analyse möglich war, lassen sich durch die Annahme eines gebundenen Λ^0 -Hyperons deuten.

^{*)} Die von der Theorie geforderte Existenz des Ξ^0 -Hyperons ist experimentell noch nicht sichergestellt.

- 6 -

Die mittlere Lebensdauer eines in leichten Kernen ($Z \sim 2$) gebundenen Λ^0 -Hyperons unterscheidet sich nur wenig von der des freien Λ^0 -Hyperons. Nach FRIEDLÄNDER [5] beträgt z.B. die Lebensdauer des Λ^0 -Hyperframents $\tau \sim 3,7 \cdot 10^{-10}$ sec.

Erzeugung von Hyperfragmenten

Bisher sind zwei Arten von Prozessen bekannt, in denen Hyperfragmente erzeugt werden können:

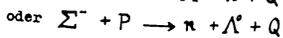
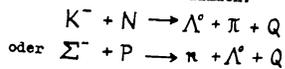
1. Hochenergetische Stöße zwischen \bar{K} -Mesonen, Nucleonen oder α -Teilchen und Kernen;
2. Einfang negativer K-Mesonen oder Hyperonen durch Kerne.

Bei der Erzeugung von Hyperfragmenten durch hochenergetische Stöße wird von der Theorie gefordert, daß neben dem gebundenen Hyperon noch ein weiteres "fremdes" Teilchen (strange particle) erzeugt wird. Tatsächlich wurde bisher in 5 Fällen eine gleichzeitige Emission eines Hyperframents und eines schweren Mesons beobachtet. Die Erzeugung eines Λ^0 -Hyperons kann also z.B. in der folgenden Reaktion erfolgen:



Die Emission eines Hyperframents muß nicht notwendig von der Emission eines sichtbaren K-Mesons begleitet sein, da das schwere Meson auch ungeladen sein kann.

Bei der Erzeugung eines Hyperframents durch Einfang negativer K-Mesonen oder Hyperonen kann beispielsweise eine der nachstehenden Reaktionen stattfinden:



Alle bisher beobachteten Hyperfragmente besitzen eine solche Struktur, daß nach Entfernung des Λ^0 -Hyperons ein natürlich vorkommendes Isotop verbleibt. Andererseits ist es bemerkenswert, daß Hyperfragmente des Typs Λ^0 oder Λ^0 existieren, zu denen kein gewöhnliches stabiles Analogon bekannt ist. Dies ist besonders interessant, wenn man die Hyperonen als angeregte Zustände eines Nucleons betrachtet (s. POWELL [6]).

- 7 -

Bindungsenergie des Λ^0 -Hyperons

Die Bindungsenergie B_Λ eines Λ^0 -Hyperons in einem Hyperfragment mit der Massenzahl A und der Ladung Z wird wie folgt definiert:

$$B_\Lambda = (M_\Lambda^{A-1} + M_{\Lambda^0}) - (\sum_i M_i + \sum_i Q_i)$$

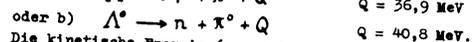
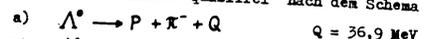
Hierbei steht in der ersten Klammer die Summe aus den Massen eines Fragments mit der Ladung Z und der Massenzahl $(A-1)$ und des Λ^0 -Hyperons, in der zweiten Klammer die Summe aus den Massen der Zerfallsprodukte und deren kinetischer Energie.

Die Größe der Bindungsenergie des Λ^0 -Hyperons ist in leichten Fragmenten etwas kleiner als für Nucleonen, sie wächst jedoch schnell mit der Nucleonenzahl. Zwischen $A=3$ und $A=10$ verläuft der Anstieg linear und beträgt etwa 1 MeV/Nucleon. Ob eine Sättigung erreicht wird, ist bisher noch nicht bekannt, weil Hyperfragmente mit großer Massenzahl (z.B. $A > 16$) noch nicht beobachtet wurden. Darüber hinaus ist der Meßfehler der Bindungsenergie in sehr schweren Hyperfragmenten etwa von gleicher Größe wie die Bindungsenergie selbst.

Zerfall des gebundenen Λ^0 -Hyperons

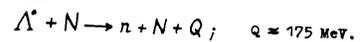
Beim Zerfall des gebundenen Λ^0 -Hyperons wird im allgemeinen das gesamte Fragment zerstört. Dieser Prozeß kann auf zweierlei Weise vor sich gehen:

1. Das Λ^0 -Hyperon zerfällt "quasifrei" nach dem Schema



Die kinetische Energie (vermindert um die Bindungsenergie) verteilt sich dabei auf das $\bar{\pi}$ -Meson und das Nucleon, während nur ein relativ geringer Anteil auf den Restkern entfällt. Diese Zerfallsart wird "mesonischer" Zerfall genannt. Bisher wurden nur Zerfälle nach dem Schema 1 a) beobachtet. Zerfälle nach dem Schema 1 b) dürften nur selten zu identifizieren sein, da in den meisten Fällen der Sekundärstern nur aus der kurzen Rückstoßspur des Restkerns bestehen wird. Ein solches Ereignis ist aber nur schwer von einer einfachen Streuung zu unterscheiden.

2. Das Λ^0 -Hyperon reagiert vor dem Zerfall mit einem Nucleon nach dem Schema



- 8 -

In diesem Fall befinden sich unter den Zerfallsprodukten nur stabile Teilchen. Man nennt diese Zerfallsart "nichtmesonischen" Zerfall.

Ein großer Teil der mesonischen Zerfälle verläuft als Dreiteilchenzerfall nach dem Schema..

Hyperfragment \longrightarrow Proton + π^- -Meson + Restkern + Q.

So zerfallen z.B. alle Hyperfragmente des Typs $\Lambda^0\text{He}^5$ auf die folgende Weise:



Es scheint, daß in diesem Fall die Anwesenheit des Λ^0 -Hyperons nur geringen Einfluß auf die Struktur des Restkerns hat.

Von den bisher publizierten Ereignissen (über hundert), die als Hyperfragment-Zerfälle identifiziert werden konnten, läßt sich etwa 60 Zerfällen ein eindeutiges Zerfallsschema zuordnen (d.h. dem Hyperfragment läßt sich ein bestimmtes Isotop zuordnen). Bei den übrigen Zerfällen sind zwei oder mehr Zerfallsschemata mit der Hyperfragment-Interpretation verträglich.

Die Lebensdauer des gebundenen Λ^0 -Hyperons kann ermittelt werden, wenn der Zerfall noch während des Fluges des Hyperfragments erfolgt. Kommt das Hyperfragment vor dem Zerfall zur Ruhe, kann eine untere Grenze für die mittlere Lebensdauer abgeschätzt werden. Bei der Mehrzahl der Ereignisse in Kernemulsionen findet der Zerfall statt, nachdem das Hyperfragment seine kinetische Energie durch Ionisation verloren hat.

Bei den in der vorliegenden Arbeit identifizierten Hyperfragment-Zerfällen wurde angenommen, daß das Hyperfragment vor dem Zerfall zur Ruhe gekommen ist, weil die gemessenen Daten in keinem Fall dieser Annahme widersprachen. Dies ist wichtig für die Analyse des Zerfalls, weil hierbei der Gesamtimpuls der Zerfallsprodukte verschwinden muß.

- 9 -

B. Meßtechnik

Alle Doppelspuren in der Kernemulsion können als Hyperfragment-Zerfälle in Frage kommen. Zur Identifizierung des Zerfalls müssen im allgemeinen Messungen an der Verbindungspur und an den Spuren des Sekundärsterns durchgeführt werden. Um direkte quantitative Messungen zu ermöglichen, müssen die Spuren hinreichend lang (etwa $> 400 \mu$) sein.

1. Meßmethoden

Ein Teilchen ist identifiziert, wenn seine Masse, Ladung und Energie bestimmt sind. Da die Schwärzung einer Spur dem Quadrat der Ladung des erzeugenden Teilchens proportional ist, kann man einfach geladene Teilchen leicht von mehrfach geladenen unterscheiden. Bei einfach geladenen Teilchen genügen daher zur Identifizierung die Messungen zweier unabhängiger Größen, die in bekannter Weise von der Masse und der Energie der Teilchen abhängen.

Der Energieverlust, den ein Teilchen mit der Ladung Ze und der Geschwindigkeit $v = \beta c$ in Materie durch Ionisation erleidet, wird durch die BETHE-BLOCH-Formel ausgedrückt. Wir bemessen sie in der Form

$$(1) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{Z^2}{\beta^2} f(\beta).$$

Durch Integration erhält man daraus die Beziehung zwischen Energie und Reichweite in der allgemeinen Form

$$(2) \quad R = \frac{M}{Z^2} \psi\left(\frac{E}{M}\right).$$

Hierbei sei M die Masse des Teilchens in Einheiten der Protonenmasse, R die Reichweite des Teilchens.

Der Ausdruck RZ^2/M hängt ersichtlich nur von der Teilchengeschwindigkeit ab. Wenn man in der für Protonen empirisch ermittelten Energie-Reichweite-Formel

$$(3) \quad E = a \cdot R^n \quad (a \text{ und } n \text{ sind Konstante, s.z.B. [7])$$

R durch RZ^2/M und E durch E/M ersetzt, erhält man die Energie-Reichweite-Beziehung für Teilchen mit der Masse M und der Ladung Z :

$$(4) \quad E = a \cdot R^n \cdot Z^{2n} \cdot M^{1-n}$$

Hieraus folgt für einfach geladene Teilchen:

$$(5) \quad E = a \cdot R^n \cdot M^{1-n}.$$

Diese Beziehung gilt nur in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen, weil a und n nicht streng konstant sind, sondern sich langsam mit der Energie ändern.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Energie-Reichweite-Kurve von W.H. BARKAS [8] für Protonen benutzt. Wie aus Gl.(2) ersichtlich, läßt sich die Energie-Reichweite-Beziehung aller einfach geladenen Teilchen aus der Beziehung für Protonen berechnen. Aus der Tatsache, daß für Teilchen mit gleichen Geschwindigkeiten die Reichweite den Massen proportional ist, folgt für einfach geladene Teilchen:

$$(6) \quad R_1 \left(\frac{M_1}{M_2} E \right) = \frac{M_1}{M_2} R_2(E)$$

Für mehrfach geladene Teilchen wurden die Kurven von L. VIGNERON [9] und A. PAPINEAU [10] benutzt, die aus halbtheoretischen Betrachtungen abgeleitet wurden. Ein Vergleich mit der experimentell ermittelten Kurve von WILKINS [11] für α -Teilchen ergab für Energien unterhalb 2 MeV Übereinstimmung in den Fehlergrenzen. Im Intervall $2 \text{ MeV} < E < 6 \text{ MeV}$ liegt die Kurve von WILKINS durchweg um etwa 0,2 MeV unterhalb der Kurve von VIGNERON. Die Kurve von VIGNERON wurde trotzdem benutzt, weil WILKINS seine Kurve oberhalb 3 MeV aus nur 8 Meßwerten bestimmt hat. In Abb.1 sind Energie-Reichweite-Kurven für verschiedene Teilchen dargestellt.

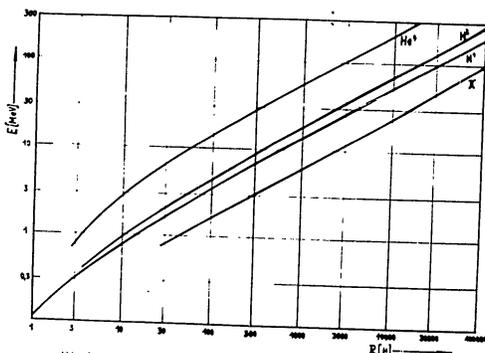


Abb. 1 Energie E als Funktion der Reichweite R in Jifford 65-Emulsion (Barkas [8], Vignerons [9])

Durch Differentiation der Energie-Reichweite-Beziehung (5) erhält man den Energieverlust für einfach geladene Teilchen der Masse M :

$$(7) \quad \frac{dE}{dR} = a \cdot n \cdot R^{n-1} \cdot M^{1-n} = a n \left(\frac{R}{M} \right)^{n-1}$$

Nach Messungen von P.H. FOWLER [12] ist die Korndichte g einer Spur, d.h. die Zahl N der entwickelten Silberkörnchen pro Längeneinheit, dem Energieverlust des Teilchens in gewissen Geschwindigkeitsbereichen proportional (s. Abb.2). Die Proportionalität gilt etwa bis zum 3,5fachen der Korndichte einer

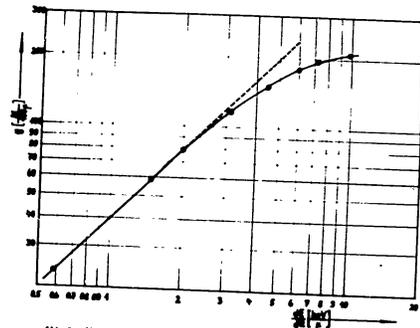


Abb. 2 Korndichte g als Funktion des spezifischen Energieverlusts $\frac{dE}{dR}$ in Jifford 65-Emulsion nach Fowler [12]

Spur mit minimaler Ionisation. Das entspricht Geschwindigkeiten von $\beta \sim 0,4$. Für $\beta > 0,4$ gilt also

$$(8) \quad \frac{dE}{dR} = c \cdot \frac{dN}{dR} = c \cdot g,$$

woraus unter Beachtung der Gl. (7) folgt:

$$(9) \quad g = \frac{a \cdot n}{c} \left(\frac{R}{M} \right)^{n-1} = k \left(\frac{R}{M} \right)^{n-1}$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Restreichweiten von einfach geladenen Teilchen den Massen proportional sind, wenn man von Stellen gleicher Korndichte ausgeht. Dies gilt auch dann, wenn c nicht konstant ist, sondern von der Geschwindig-

- 12 -

keit abhängt, d.h. auch für größere Korndichte.

Wenn die Korndichte-Reichweite-Beziehung für ein bestimmtes Teilchen (z.B. für ein K -Meson) bekannt ist, kann man die Beziehung für alle einfach geladenen Teilchen daraus konstruieren. Für gleiche Korndichte gilt nach dem Vorhergehenden:

$$(10) \quad R_1 = \frac{M_1 R_2}{M_2}$$

Messungen der Korndichte sind in der normal entwickelten ILFORD G 5 - Emulsion nur an Spuren mit hinreichender Länge (etwa $R > 2000 \mu$) möglich. Wenn ein Teilchen in der Emulsion zur Ruhe kommt, besteht der letzte Teil der Spur nicht mehr aus einzelnen Silberkörnern. Das entwickelte Silber bildet vielmehr größere Kornklumpen ("blobs"), und die einzelnen Körner lassen sich unter dem Mikroskop nicht mehr auflösen. Wegen der dann notwendigen Abschätzungen der Kornzahl eines "blobs" sind die Kornzählungen mit großen Fehlern behaftet.

Bei kurzen in der Emulsion endenden Spuren ($R < 2000 \mu$) ist es angebracht, die Zahl oder die Länge der Lücken zwischen den "blobs" als Maß für den Energieverlust zu benutzen. Dabei definiert man als Lückendichte $\frac{dG}{dR}$ entweder die Zahl oder die Gesamtlänge der Lücken pro Längeneinheit. Bei sehr kurzen Spuren ($200 \mu < R < 1000 \mu$) ist es günstiger, die totale Lücklänge G (integrale Lückendichte) zu messen.

Die Lückendichte ist wie die Korndichte vom Entwicklungsgrad der Platten abhängig.

Bei Spuren, die gegen die Emulsionsebene geneigt sind, kann man nach P.E. HODGSON [13] eine einfache Korrektur an der gemessenen Lückendichte anbringen. Bei größeren Neigungen ($\theta > 20^\circ$) wird die Messung jedoch unzuverlässig.

Qualitative Merkmale zur Identifizierung von Prozessen oder Teilchen

Zur Identifizierung können noch weitere Merkmale von Spuren oder Ereignissen in Kernemulsionen benutzt werden:

- a) Sterne, die durch den Einfall negativer Mesonen oder Hyperonen in schweren Kernen verursacht werden (σ -Sterne), lassen sich oft durch die Anwesenheit der Spur eines AUGER-Elektrons identifizieren (s. GOTSTEIN [14]). Das Elektron wird aus dem Stern emittiert und ist als dünne Spur mit starker COULOMB-Streuung leicht erkennbar.

- 13 -

- b) Das Spurende von leichten Teilchen (z.B. Mesonen) weist wegen des kleinen Impulses starke COULOMB-Streuung auf, die schon einige Millimeter vor dem Spurende auffällt. Schwere Teilchen dagegen besitzen auch bei kleinen Energien noch einen großen Impuls. Daher kann man meistens erst unmittelbar vor dem Spurende (Größenordnung μ) sichtbare Streuungen bemerken.
- c) Bei mehrfach geladenen Teilchen kann am Spurende eine charakteristische Spurverdünnung ("thinning-down") beobachtet werden, deren Länge zur Abschätzung der Ladung benutzt werden kann (s. FREIER u.a. [15]). Diese Erscheinung beruht darauf, daß das Teilchen bei niedrigen Geschwindigkeiten Elektronen einfängt. Dadurch vermindert sich seine Ladung, und die Ionisation wird schwächer.
- d) Beim Fluß durch die Emulsion kann das Teilchen Atomelektronen anstoßen und ihnen so hohe Energien übertragen, daß die Elektronen ihrerseits sichtbare Spuren hinterlassen. Diese "Anstoßelektronen" werden δ -Strahlen genannt. Die Zahl der δ -Strahlen bestimmter Kornzahl oder Länge kann zur Abschätzung der Ladung des Teilchens benutzt werden, von dessen Spur die δ -Strahlen ausgehen. (s.z.B. S.O.C. SÖRENSEN [16]).

Das Vorhandensein von δ -Strahlen kann auch zur Entscheidung darüber beitragen, ob ein Teilchen in der Emulsion zur Ruhe kommt oder nicht. Unterhalb einer bestimmten Geschwindigkeit des Teilchens kann die beim Stoß auf das Elektron übertragene Energie nicht mehr den Wert erreichen, der notwendig ist, um noch ein oder mehrere Bromsilberkörner entwickelbar zu machen.

Die unter b) bis d) aufgeführten Merkmale können auch für quantitative Messungen benutzt werden. In der vorliegenden Arbeit werden sie nur für qualitative Abschätzungen benutzt.

- 14 -

2. Eigenschaften der benutzten Kernplatten

Bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit wurden Platten aus zwei verschiedenen Emulsionspaketen untersucht. Beide Pakete bestanden aus ILFORD G 5 - Kernspurplatten mit einer Nominaldicke von 600μ .

Das eine Emulsionspaket wurde in 33 km Höhe etwa 5 Stunden lang der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Nach der Entwicklung wurden die einzelnen Platten unter mehreren Laboratorien verteilt. Diese Platten (im folgenden I-Platten genannt) werden im Rahmen eines internationalen Programms auf hochenergetische Kernreaktionen hin untersucht.

Die I-Platten sind so entwickelt, daß die Minimum-Korndichte, d.h. die Korndichte der Spur eines einfach geladenen extrem relativistischen Teilchens, etwa 20 Körner/100 μ beträgt.

Während der Exposition lag zwischen den einzelnen Platten 30μ dickes Seidenpapier. Das spezifische Gewicht des Papiers betrug $0,3 \text{ g/cm}^3$. Nach der Arbeit [17] besitzt eine solche Papierschicht etwa die gleiche Bremskraft wie eine 4μ dicke Emulsionsschicht. Bei Reichweitebestimmungen wurde dies entsprechend berücksichtigt.

Das andere Emulsionspaket wurde durch den K^- -Strahl des Bevatrons in Berkeley exponiert. Die Platten dieses Pakets (im folgenden K-Platten genannt) wurden ebenfalls an mehrere Laboratorien verteilt.

Die Minimum-Korndichte beträgt in den K-Platten etwa 17 Körner/100 μ .

Um das Verfolgen von Spuren aus einer Platte in die nächste zu erleichtern, sind auf die einzelnen Platten Koordinatennetze aufgeklebt (I-Platten) oder photographiert (K-Platten) worden.

- 15 -

3. Ergebnisse der Eichmessungen

Die zur Auswertung der Messungen angewandten Formeln enthalten Parameter, die z.T. vom Entwicklungsgrad der Platten oder von anderen Materialeigenschaften abhängen. Zur Bestimmung dieser Parameter müssen daher in allgemeinen Eichmessungen für jedes Emulsionspaket gesondert vorgenommen werden. Dabei werden Spuren oder Ereignisse benutzt, deren Natur bereits durch qualitative Identifizierungsmethoden erkennbar ist.

a) Bestimmung des Schrumpfungsfaktors

Die Reichweite R (Länge) einer Spur in der unentwickelten Emulsion (d.h. zur Zeit der Exposition) ist gegeben durch

$$(11) \quad R = \sqrt{l^2 + S^2 z^2}.$$

Hierbei bedeutet l die auf die Emulsionsebene projizierte Länge der Spur, z die nach der Entwicklung gemessene Tiefe der Spur (d.h. die auf eine zur Emulsionsebene senkrechte Ebene projizierte Länge der Spur). Der Schrumpfungsfaktor S wird definiert als das Verhältnis der mittleren Emulsionsdicke bei der Exposition zur mittleren Emulsionsdicke nach der Entwicklung (zur Zeit der Messung).

Der Schrumpfungsfaktor S berücksichtigt also den Umstand, daß das nichtentwickelte Bromsilber (etwa 50 Volumprozent) beim Fixierungsprozeß aus der Emulsion herausgewaschen wird, wodurch die Emulsion in z -Richtung (d.h. senkrecht zur Emulsionsebene) zusammenschrumpft.

Der Schrumpfungsfaktor der K-Platten wurde auf folgende Weise ermittelt:

An flachen Spuren (Neigungswinkel in geschrumpfter Emulsion $\theta < 12^\circ$) von monoenergetischen μ -Mesonen wurde die mittlere Reichweite gemessen. Die μ -Mesonen stammten aus $K \rightarrow \mu$ -Zerfällen und waren daher leicht zu identifizieren. Bei diesen Reichweitemessungen wurde mit einem Schrumpfungsfaktor S_0 gerechnet, der aus der Annahme ermittelt wurde, daß die Platten vor dem Entwickeln die mittlere Dicke 600μ besaßen. In Wirklichkeit werden Abweichungen von der nominellen Dicke beobachtet, die bis zu 50μ betragen (s. [17]). Das entspricht einem Fehler von etwa 8 % für die Tiefenmessung. Der maximale Fehler der Reichweitemessung beträgt in diesem Fall bei flachen Spuren jedoch nur 1,6 %.

Die so berechnete mittlere Reichweite eines μ -Mesons beträgt

$R_{\mu} = (594 \pm 28) \mu$. (Dieser Wert wurde aus 23 Einzelmessungen unter Benutzung von $S_0 = 2,26 \pm 0,18$ erhalten)

- Danach wurde die projizierte Länge und Tiefe von monoenergetischen μ -Mesonen gemessen, die stark gegen die Emulsions-ebene ($\theta > 12^\circ$) geneigt waren. Nach der Formel

$$(12) \quad S_i = \sqrt{\frac{R_{\mu}^2 - l_i^2}{z_i^2}}$$

die unmittelbar aus der Gl. (11) folgt, wurde aus diesen Meßwerten eine bessere Näherung für den Schrumpfungsfaktor ermittelt. Dabei wurden die Daten von 13 steilen μ -Mesonenspuren zugrundegelegt, deren Reichweite nicht außerhalb der Fehlergrenzen der oben angefurten mittleren Reichweite lag. Der so berechnete Schrumpfungsfaktor S_K für die K-Platten beträgt

$$S_K = (2,29 \pm 0,06).$$

Die Messungen wurden bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 54 % und einer Temperatur von 21°C durchgeführt. Unter den gleichen Bedingungen wurde der senkrechte Abstand D_0 zweier genau definierter Körner in einer Platte gemessen, um einen Eichabstand bei Messungen unter anderen Bedingungen zur Verfügung zu haben. Der Abstand der beiden Körner ändert sich mit der Luftfeuchtigkeit. Entsprechend ändert sich der Wert des Schrumpfungsfaktors. Der Abstand der Körner vor der Entwicklung beträgt $S_K D_0 = S \cdot D$. Wird daher bei einer Vergleichsmessung ein Abstand D gemessen, so muß mit einem Schrumpfungsfaktor gerechnet werden, der sich aus

$$(13) \quad S = \frac{D_0}{D} S_K$$

bestimmen läst.

Der Schrumpfungsfaktor S_I in den I-Platten wurde von der Gruppe des Warschauer Laboratoriums ermittelt. Er wurde bei 47 % relativer Luftfeuchtigkeit und 18°C zu

$$S_I = (2,18 \pm 0,10)$$

bestimmt. [18]

b) Eichmessungen der Korndichte

An vier Spuren von π -Mesonen, die durch den $\pi \rightarrow \mu$ -Zerfall oder durch einen Einfangstern sicher identifiziert werden konnten, wurden Eichmessungen der Korndichte in Abhängigkeit von der Reichweite vorgenommen.

Der Wert für die Konstante n (s.Gl. (9)) wurde der Einfachheit halber aus der Kurve von BARKAS (s.Abb.1) entnommen. Für den uns interessierenden Bereich wurde die Konstante zu

$$n = 0,585 \pm 0,01$$

ermittelt. Der Faktor k (s.Gl. (9)) beträgt nach unseren Messungen in den I-Platten

$$k = (2,31 \pm 0,20) \cdot 10^5.$$

Durch die Beziehung

$$(9) \quad \kappa = k \cdot R^{n-1}$$

läst sich die Korndichte-Reichweite-Beziehung nur bis zum 3,5fachen der Minimum-Korndichte darstellen. Das entspricht in den I-Platten einer Korndichte von 70 Körnern/100 μ und einer Reichweite der π -Mesonen von etwa 4500μ . Für Reichweiten $R < 4500 \mu$ wurde die π -Mesonen-Kurve daher graphisch durch die Meßpunkte gelegt. In Abb.3 sind Korndichte-Reichweite-Kurven in den I-Platten dargestellt. Die Kurven der Wasserstoffkerne wurden mit Hilfe der Beziehung (10) konstruiert.

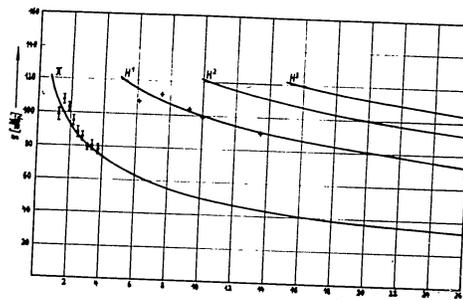


Abb.3 Korndichte κ als Funktion der Reichweite R I-Platten

Der Faktor k der Relation (9) in den K-Platten beträgt (nach einer privaten Mitteilung von Herrn K. LEWIN) für π -Mesonen mit einer Reichweite $R > 4000\mu$

$$k = (1,88 \pm 0,17) \cdot 10^3.$$

Für kleinere Reichweiten ist der Kurvenverlauf ebenfalls graphisch aus den Meßwerten ermittelt worden. Abb.4 stellt Korndichte-Reichweite-Kurven einfach geladener Teilchen in den K-Platten dar. Die Kurven von Proton und Deuteron wurden mit Hilfe der Beziehung (10) konstruiert.

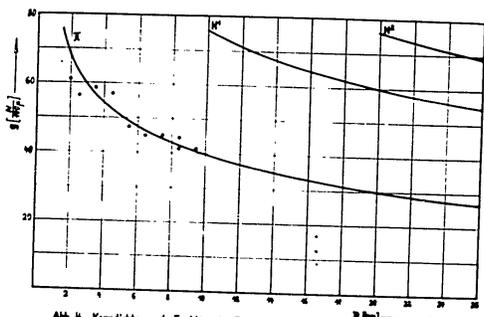


Abb. 4 Korndichte g als Funktion der Reichweite R K-Platten

c) Eichmessungen der totalen Luckenkange

Die Eichmessungen wurden an je 2 Spuren von π -Mesonen, Protonen und - in den I-Platten - Deuteronen durchgeführt. Die Identifizierung der Teilchen erfolgte dadurch, daß in größerer Entfernung vom Reichweitenende die Korndichte gemessen wurde. Die Ergebnisse sind in den Abb. 5 und 6 dargestellt.

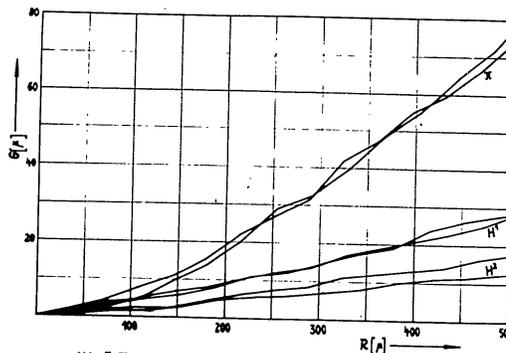


Abb. 5 Totale Luckenkange G als Funktion der Reichweite R I-Platten

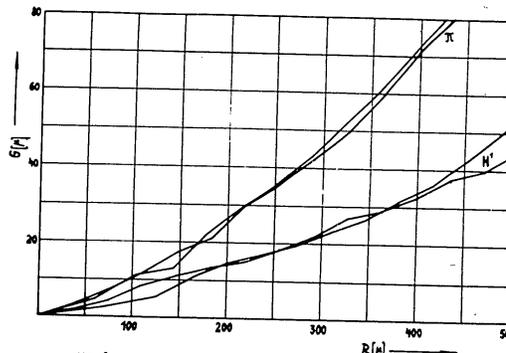


Abb. 6 Totale Luckenkange G als Funktion der Reichweite R K-Platten

- 20 -

4. Fehlerbetrachtungen

Bei den Messungen und deren Auswertung treten Fehler auf, die teils reine Meßfehler sind, teils auf statistischen Schwankungen beruhen. Im folgenden werden alle Fehler betrachtet, die die Zuverlässigkeit der Identifizierung beeinträchtigen. Dabei interessiert insbesondere der Einfluß auf die Genauigkeit bei der Bestimmung der Bindungsenergie des Λ^+ -Hyperons.

a) Fehler bei der Reichweitmessung

Der Fehler bei der Reichweitmessung an einer Spur mit der Reichweite R ergibt sich aus der Formel (11) zu

$$(14) \quad \Delta R = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta l}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{R}\right)^2}$$

Hierbei sind Δl , ΔZ und ΔS die Fehler der projizierten Länge, der gemessenen Tiefe und des Schrumpfungsfaktors.

$\frac{\Delta l}{l}$ ist von der Größenordnung 1%, $\frac{\Delta Z}{Z}$ beträgt etwa 1%. Nur bei kurzen Spuren mit $R < 100 \mu$ werden die relativen Fehler vergrößert, weil sich die absoluten Meßfehler nicht unter $\sim 0,5 \mu$ herabdrücken lassen.

b) Fehler bei der Bestimmung der Emissionswinkel

Der Polarwinkel φ (d.h. der auf die Emulsionsebene projizierte Winkel zwischen einer Spur und einer Bezugsgeraden) wurde mit Hilfe eines Okulargoniometers gemessen. Der absolute Fehler $\Delta \varphi$ beträgt etwa 1° .

Der Neigungswinkel Θ (d.h. der Winkel zwischen der Spur und der Emulsionsebene) ergibt sich aus der Formel

$$(15) \quad \Theta = \arctg \frac{\Delta Z}{l}$$

Der absolute Fehler beträgt etwa 3%.

Der Fehler bei der Bestimmung des Winkels kann bei sehr kurzen Spuren (etwa $R < 20 \mu$) wesentlich größer werden, insbesondere bei den nur wenige μ langen Rückstoßspuren ($\pm 10^\circ$ und mehr).

c) Fehler bei der Bestimmung der Korndichte

Die Korndichte wurde bei 900facher Vergrößerung bestimmt (numerische Apertur 1,0). Dabei wurden alle Körner gezählt, die innerhalb der Skala des Okularmikrometers lagen. Bei geringen Korndichten (kleiner als etwa 60 Körner/100 μ) konnten die teilweise vorhandenen Kornklumpen noch in einzelne

- 21 -

Körner aufgelöst werden. Dies erfolgte durch Dezentrieren des Mikroskopkondensators, wobei die Beugungszentren der Körner gezählt wurden (diese Methode wird bei L. VOJVODIC [19] angeführt). Bei größeren Korndichten wurde der mittlere Korndurchmesser (0,4 μ) als Maß benutzt, so daß z.B. ein "blob" von 2 μ Länge 5 Körnern entsprach.

Die Korndichte eines einzelnen Intervalls ($\sim 122 \mu$) konnte auf etwa 10 - 20 % genau bestimmt werden. Bei Mittelung über ein größeres Intervall (etwa 1000 μ) kann man auch bei großen Korndichten genauere Werte erhalten. Messungen an Protonen ergaben bei Mittelung über etwa 600 μ Abweichungen von etwa 5 % von der Kurve, die aus Gl. (10) berechnet wurde. Die Meßpunkte sind in Abb.3 eingetragen (+).

In den I-Platten ändert sich die Korndichte von der Oberfläche bis zum Glas auch bei relativistischen Teilchen um etwa 30 %. Daher wurden Korndichtemessungen nur an den Stellen durchgeführt, an denen die Spur hinreichend weit vom Glas bzw. der Emulsionsoberfläche entfernt verlief ($> 50 \mu$), oder die Korndichte wurde - insbesondere bei steilen Spuren - über die ganze Länge in einer Platte gemittelt.

Die Genauigkeit der Korndichtebestimmung reicht aus, um bei Spuren mit $R > 2000 \mu$ Protonen, K -Mesonen und π -Mesonen zu unterscheiden. Bei Spuren mit $R > 15000 \mu$ können auch Protonen, Deuteronen und Tritonen eindeutig voneinander unterschieden werden.

d) Fehler bei der Bestimmung der Energie

Der Fehler bei der Bestimmung der Energie E eines Teilchens mit bekannter Reichweite R besteht aus 5 Komponenten:

$$(16) \quad \Delta E = \pm \sqrt{(\Delta_R E)^2 + (\Delta_E E)^2 + (\Delta_B E)^2 + (\Delta_I E)^2 + (\Delta_S E)^2}$$

Dabei ist $\Delta_R E$ der Fehler, der durch die Ungenauigkeit der Reichweitmessung bestimmt wird. Der relative Fehler $\frac{\Delta_R E}{E}$ ist von gleicher Größenordnung wie $\frac{\Delta R}{R}$ (nach Gl. (3) ist $\frac{\Delta_R E}{E} \approx n \cdot \frac{\Delta R}{R}$).

$\Delta_E E$ rührt von der Ungenauigkeit der Energie-Reichweite-Beziehung her. Dieser Fehleranteil wird in der Literatur mit $\frac{\Delta_E E}{E} = 0,6 \%$ angegeben (s. [17]).

Die unterschiedliche Bremskraft einzelner Emulsionspakete verursacht (sofern sie nicht genau bestimmt wird) einen Fehler $\Delta_B E$. Dieser Fehler wird zu $\frac{\Delta_B E}{E} = 0,5 \%$ angegeben (s. [20]).

- 22 -

Ein Vergleich zwischen der mittleren Reichweite monoenergetischer μ -Mesonen in den K-Platten ($R = 598 \pm 6 \mu$) und der aus der Beziehung von BARKAS [8] folgenden Reichweite von μ -Mesonen mit 4,122 MeV Energie ($R = 602 \pm 4,5 \mu$) bestätigt diese Angabe.

Die vierte Komponente des Energiefehlers ($\Delta_T E$) beruht auf der Inhomogenität der Emulsion (endliche Korngröße, statistische Kornverteilung vor der Entwicklung usw.). Dieser Fehler läßt sich nach BARKAS u.a. [21] aus einer Streuung der Reichweite abschätzen, die annähernd die Relation $(\Delta R)^2 \approx 0,03 R [\mu^2]$ erfüllt. Bei Spuren mit $R < 100 \mu$ liegt $\frac{\Delta_T E}{E}$ in der Größenordnung 1 %, bei Spuren mit $R > 1000 \mu$ kann der Fehler vernachlässigt werden.

$\Delta_T E$ wird durch die statistische Reichweitestreuung von Teilchen mit gegebener Energie ("straggling") verursacht. Dieser Fehler rührt daher, daß der Energieverlust durch Ionisation ein statistischer Prozeß ist. Der prozentuale Fehler ist von der Energie abhängig und der Quadratwurzel aus der Teilchenmasse umgekehrt proportional. Abb. 7 stellt die prozentuale mittlere Schwankung $\frac{\Delta_T E}{E}$ als Funktion der Reichweite dar, aus der $\frac{\Delta_T E}{E}$ leicht berechnet werden kann (die Kurven wurden nach einer Arbeit von BARKAS u.a. [21] berechnet).

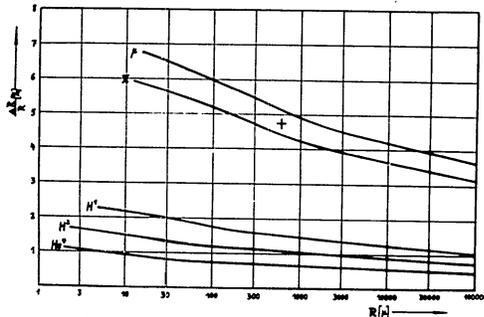


Abb. 7 Prozentuale Reichweitestreuung $\frac{\Delta_T E}{E}$ (straggling) als Funktion der Reichweite R nach Barkas u.a. [21]

- 23 -

Die von uns gemessene mittlere Abweichung vom Mittelwert der Reichweite eines μ -Mesons vom $K \rightarrow \mu$ -Zerfall (s.S. 16) ist in Abb. 7 mit einem + bezeichnet. Der Wert stimmt befriedigend mit der Kurve für μ -Mesonen überein.

Die beim Zerfall freiwerdende Energie ist die Summe der Energien der einzelnen Zerfallsprodukte. Die absoluten Fehler werden dabei pythagoreisch addiert:

$$(17) \quad \Delta E_{\text{ges.}} = \pm \sqrt{\sum (\Delta E_i)^2}$$

Der Fehler der Bindungsenergie des Λ -Hyperons im Hyperfragment setzt sich zusammen aus dem Fehler der beim Zerfall gemessenen Gesamtenergie $E_{\text{ges.}}$ und aus dem Fehler, der sich aus der Ungenauigkeit der Λ -Zerfallsenergie ergibt. Nach FRIEDLANDER [22] beträgt der Q-Wert beim Zerfall des Λ -Hyperons

$$Q_{\Lambda} = (36,9 \pm 0,2) \text{ MeV.}$$

Damit wird der Fehler bei der Bestimmung der Bindungsenergie

$$(18) \quad \Delta B_{\Lambda} = \pm \sqrt{(\Delta E_{\text{ges.}})^2 + (\Delta Q_{\Lambda})^2}.$$

- 24 -

C. Experimentelles Material

Alle Ereignisse in Kernemulsionen, die als Hyperfragment-Zerfälle in Frage kommen, sind Doppelsterne. Wenn zwischen den zwei Sternen eines Doppelsterns ein ursächlicher Zusammenhang besteht (d.h. wenn es sich nicht um die zufällige Koinzidenz zweier gewöhnlicher Sterne handelt), kann man im allgemeinen bereits durch bloßes Betrachten unter dem Mikroskop entscheiden, welcher der beiden Sterne dem Primärereignis (z.B. Erzeugung eines Hyperfragments) und welcher dem Sekundärereignis (z.B. Zerfall eines Hyperfragments) zuzuordnen ist.

So werden z.B. bei der Erzeugung durch Stoß aus dem Primärstern fast immer Teilchen mit minimaler Korndichte emittiert. Bei der Erzeugung durch Einfang negativer K-Mesonen oder Hyperonen ist der Primärstern durch das in ihm endende Meson oder Hyperon (das meistens vorher zur Ruhe oder fast zur Ruhe gekommen ist) erkennbar.

Im Verlauf des mikroskopischen Absuchens der Platten wurden bei 150facher Vergrößerung insgesamt 170 Doppelsterne gefunden. Dabei wurden z.T. auch solche Ereignisse als Doppelsterne registriert, bei denen aus dem scheinbaren Sekundärstern nur ein geladenes Teilchen emittiert wurde. Diese Ereignisse stellten sich bei der Betrachtung unter 900facher Vergrößerung fast ausnahmslos als einfache Streuungen heraus.

Durch die Absuchmethoden können einzelne Doppelsterne (und damit einige Hyperfragmente) der Beobachtung entgangen sein. Das betrifft die Fälle, in denen die Verbindungsspur so kurz ist, daß das Auflösungsvermögen des Mikroskops oder der Emulsion nicht ausreicht, um Primär- und Sekundärstern zu trennen, oder in denen die Verbindungsspur so lang ist, daß nicht mehr beide Sterne im gleichen Gesichtsfeld des Mikroskops liegen.

Unter den 170 Doppelsternen befanden sich neben Hyperfragment-Zerfällen andere Ereignisse, die Zerfälle von Hyperfragmenten vortäuschen können. Um diese Ereignisse auszuschließen, wurde an dem vorliegenden Material eine Auswahl vorgenommen.

- 25 -

1. Auswahlkriterien

Zur Auswahl der echten Hyperfragment-Zerfälle wurden die Kriterien angewandt, die in der Arbeit von A. FILIPKOWSKI, J. GIERULA und P. ZIELINSKI [23] angeführt werden. Die Autoren haben alle bis zum September 1956 veröffentlichten möglichen Hyperfragment-Zerfälle nach diesen Kriterien untersucht.

Um als Hyperfragment-Zerfall klassifiziert zu werden, muß ein Ereignis mindestens eines der beiden folgenden Kriterien erfüllen:

1. Sowohl die Interpretation als Zusammenstoß stabiler Teilchen wie auch die als σ -Stern ist ausgeschlossen.
2. Der wohldefinierte Zerfall stützt die Interpretation als Hyperfragment.

Zur Prüfung, ob das erste Kriterium erfüllt ist, wurden die Daten über die Verbindungsspur und über die kinetische Energie der Zerfallsprodukte benutzt. Ein Zusammenstoß stabiler Teilchen ist ausgeschlossen, wenn das Sekundärereignis in Ruhe oder fast in Ruhe stattfindet, oder wenn die kinetische Energie des Teilchens, das die Verbindungsspur hinterläßt, bedeutend kleiner ist, als die zur Erzeugung des Sekundärsterns notwendige Energie. Ein σ -Stern ist ausgeschlossen, wenn das "verbindende" Teilchen mehrfach geladen ist, seine Masse die doppelte Nukleonemasse übertrifft, oder wenn es aus anderen Gründen nicht als Λ , Σ oder Υ in Frage kommt (s.z.B. Ereignis Nr.6, S.40).

Zur Prüfung, ob das zweite Kriterium erfüllt ist, wurde auch die Analyse des Sekundärsterns benutzt. Dieses Kriterium wurde als erfüllt betrachtet, wenn

entweder die zwei (oder drei) Spuren des Sekundärsterns kollinear (komplanar) sind, und die Impulsbilanz in Übereinstimmung mit allen beobachteten Daten zu einem Zerfallsprozess führt, der mit der Interpretation des Ereignisses als Hyperfragment-Zerfall gut zu vereinbaren ist;

oder wenn die Annahme nur eines neutralen Teilchens zu einer Interpretation als Zerfall eines eindeutig bestimmten Hyperfragments (d.h. eines bestimmten Isotops) führt.

Die Auswahl ist in gewissem Grade recht willkürlich, insbesondere wegen des zweiten Kriteriums. So werden z.B. fast

- 26 -

alle Hyperfragment-Zerfälle ausgeschieden, die unter Emission zweier Neutronen verlaufen, weil gerade die schwereren Hyperfragmente ($Z > 2$) oft nur einige μ Reichweite besitzen, so daß an der Verbindungspur keine Ladungs- oder Massenbestimmung möglich ist. Diese Willkür ist aber unvermeidlich, weil die Zulassung zweier Neutronen die Erfüllung fast jeder Impuls- und Energiebilanz gestatten würde.

Wir bemerken noch, daß nach FILIPKOWSKI u.a. alle publizierten mesonischen Zerfälle einem der beiden Kriterien gemigten, während etwa zwei Drittel der nichtmesonischen Zerfälle ausgeschieden wurden.

2. Durchführung der Auswahl

Die vorstehend genannten Kriterien wurden auf alle 170 Doppelsterne angewandt. Dabei wurden zunächst die im Abschnitt B genannten qualitativen Identifizierungsmethoden angewandt. Durch diese grobe Auswahl konnte bereits der größte Teil der Doppelsterne (136) ausgeschlossen werden. Es handelte sich bei diesen Ereignissen um einfache Streuungen, sekundäre Stöße stabiler Teilchen oder um σ -Sterne. In einzelnen Fällen stellte es sich heraus, daß es sich nicht um einen echten Doppelstern handelte, was bei der kleinen Vergrößerung beim Absuchen nicht zu erkennen war.

Auf die verbliebenen 34 Ereignisse wurden die quantitativen Identifizierungsmethoden angewandt. Nach Anwendung der Auswahlkriterien konnten 7 Ereignisse als Hyperfragment-Zerfälle identifiziert werden. Darunter sind 5 mesonische Zerfälle, von denen drei Zerfällen ein eindeutiges Zerfallschema zugeordnet werden konnte, und zwei nichtmesonische Zerfälle.

Die sieben Hyperfragment-Zerfälle werden im folgenden einzeln beschrieben.

- 27 -

2. Beschreibung der Hyperfragment-Zerfälle

Im folgenden Abschnitt wird die Analyse der Hyperfragment-Zerfälle im einzelnen beschrieben. Dabei werden folgende Begriffe und Abkürzungen verwendet:

Primärteilchen - das Teilchen, das den Primärstern erzeugt;
F (Fragment) - das Teilchen, dessen Spur Primär- und Sekundärstern verbindet;

Sichtbare Energie - die Summe aus der kinetischen Energie der Zerfallsprodukte und der Ruheenergie der unter den Zerfallsprodukten auftretenden Mesonen.

Ereignis Nr. 1 (Koordinaten 92c II/45-3)

Das erste Ereignis, das als Hyperfragment-Zerfall identifiziert werden konnte, wurde in den I-Platten gefunden.

Der Primärstern besteht aus 6 Verdampfungsspuren und 2 Minimumspuren. Er ist wahrscheinlich durch den Stoß eines hochenergetischen neutralen Teilchens erzeugt worden.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Die Spuren scheinen in einer Ebene zu liegen.

In der Abb. 8 wird ein Mosaik von Mikrographien dargestellt, die von dem Doppelstern und von dem Spurende der Spur 3 gemacht wurden. Die Minimumspuren sowie eine Verdampfungspur des Primärsterns sind nicht zu erkennen. Das Primärteilchen hat vermutlich die mit einem Pfeil bezeichnete Richtung.

Die an dem Ereignis gemessenen Daten sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. Der Polarwinkel φ wurde in allen Fällen gegen eine willkürliche Bezugsgerade gemessen.

Tabelle 2

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	125 ± 6	$31,4 \pm 0,6$	~ 2	17515 ± 50
Polarwinkel φ [Grad]	348 ± 2	$121,5 \pm 1$	$100^\circ < \varphi < 140^\circ$	$301,5 \pm 1$
Neigungswinkel θ [Grad]	66 ± 3	-25 ± 3	$30^\circ < \theta < 70^\circ$	-16 ± 3
Identität	$\Lambda \text{He}^{4,5,7}$	H^1	$\text{He}^{3,4,6}$	π^-
Kinetische Energie E [MeV]	18 ± 1 falls ΛHe^5	$1,7 \pm 0,1$	$0,63 \pm 0,05$ falls He^4	$32,25 \pm 0,7$

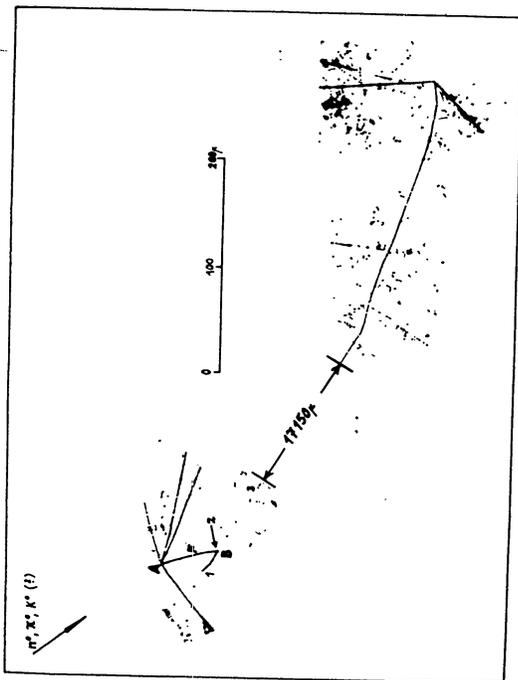


Abb. 8

Spur 3 endet in einem σ -Stern (s. Abb. 8). Es handelt sich daher offenbar um ein π^- -Meson. Eine Korndichtebestimmung (40,5 Körner/100 μ bei 17,2 mm Abstand vom Spurende) bestätigte diese Annahme.

Die sichtbare Energie des Sekundärsterns beträgt mindestens 174 MeV. Diese Energie ist sicher weit größer als die kin-

tische Energie des Fragments. Die Fragmentspur weist keinerlei d -Strahlen auf und macht unmittelbar vor dem Sekundärstern einen Knick (Streuung). Wir schließen daraus, daß das Fragment vor dem Zerfall zur Ruhe kommt.

Die Schwärzung der Verbindungspur ist mit der Annahme eines einfach geladenen Teilchens unvereinbar, da keine Lücken auftreten. Wir betrachten daher das erste Auswahlkriterium als erfüllt, da das Fragment weder ein Meson oder Hyperon sein noch den Sekundärstern durch Stoß erzeugen kann.

Die Komplanarität der Spuren des Sekundärsterns läßt vermuten, daß keine Emission neutraler Teilchen erfolgt ist. Wir werden daher versuchen, die Identifizierung der Spuren 1 und 2 über das Impulsgleichgewicht vorzunehmen.

Spur 1 besitzt 4 Lücken, es handelt sich daher um ein einfach geladenes Teilchen. Ist das Teilchen ein Proton, dann liegt der Gesamtimpuls des Systems (Proton + π^- -Meson) ungefähr in entgegengesetzter Richtung wie die Spur 2. Der Betrag dieses Impulses entspricht dem Impuls eines Heliumkerns mit etwa 2 μ Reichweite.

Würde der Impuls des Systems (Proton + π^- -Meson) von einem einfach geladenen Teilchen kompensiert, so müßte dieses eine Reichweite $R > 7 \mu$ besitzen. Ein schwererer Kern ($Z > 3$) dürfte dagegen kaum eine sichtbare Spur hinterlassen. Beide Möglichkeiten können daher unberücksichtigt bleiben.

Aus diesen Betrachtungen ergeben sich für den Hyperfragment-Zerfall drei mögliche Zerfallschemata:

- $\alpha) \Lambda^6 \text{He}^4 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^3 + \pi^+ + \text{Q} ; Q = 34,8 \text{ MeV} ; B_{\Lambda} = (2,2 \pm 0,7) \text{ MeV}$
- $\beta) \Lambda^6 \text{He}^5 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^4 + \pi^+ + \text{Q} ; Q = 34,6 \text{ " } ; B_{\Lambda} = (2,3 \pm 0,7) \text{ MeV}$
- $\gamma) \Lambda^6 \text{He}^7 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^6 + \pi^+ + \text{Q} ; Q = 34,4 \text{ " } ; B_{\Lambda} = (2,5 \pm 0,7) \text{ MeV}$

Der denkbare Zerfall $\Lambda^6 \text{He}^6 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^5 + \pi^+ + \text{Q}$ kann wegen der kurzen Lebensdauer des Restkerns ($\sim 10^{-10}$ sec) ausgeschlossen werden. Bei diesem Zerfall würde sicher ein Neutron emittiert werden.

Wir halten das Zerfallschema β) für das wahrscheinlichste, weil hierbei die Bindungsenergie am besten mit den bisher veröffentlichten Daten übereinstimmt (s. z. B. Abb. 15, S. 46).

Ereignis Nr. 2 (Koordinaten 95a VI/3-49)

Dieses Ereignis wurde in den I-Platten gefunden. Der Primärstern besteht aus 13 Verdampfungsspuren und 1 Minimumspur. Der Primärstern ist wahrscheinlich durch ein neutrales Teilchen erzeugt worden (dies wird nahegelegt durch die Richtung der Minimumspur bezüglich der Richtung, aus der die kosmischen Strahlen auf das Emulsionspaket trafen). Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Sie sind innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 9^\circ$) komplanar.

In Abb. 9 wird die Mikroprojektion des Doppelsterns dargestellt. Das Spurende der Spur 3 hat das Aussehen eines sogenannten ρ -Ereignisses (das sind Einfangprozesse von negativen Mesonen oder Hyperonen, bei denen keine geladenen Teilchen emittiert werden, d.h. "null-armige" G -Sterne). Die Annahme, daß es sich um die Spur eines π^- -Mesons handelt, wurde durch eine Korndichtemessung (50 Körner/100 μ bei 9,4 mm Abstand vom Spurende) bestätigt.

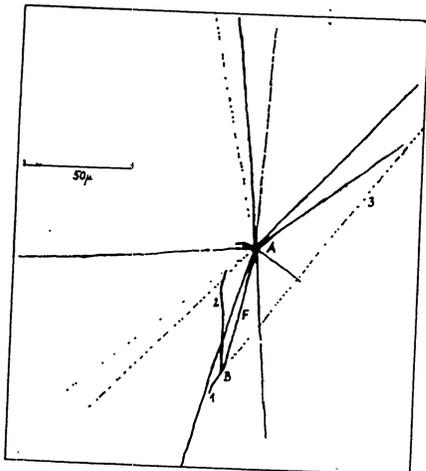


Abb. 9

Die gemessenen Daten sind in der Tabelle 3 enthalten:

Tabelle 3

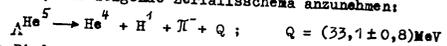
	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	68 \pm 2	14,3 \pm 2	277 \pm 12	9580 \pm 100
Polarwinkel φ [Grad]	9 \pm 1	32 \pm 6	177 \pm 3	216 \pm 1
Neigungswinkel θ [Grad]	27 \pm 3	32 $^\circ < \theta < 48^\circ$	-77 \pm 3	-26 \pm 3
Identität	Λ^5	He ⁴	H ¹	π^-
Kinetische Energie E [MeV]	12 \pm 0,5	3,92 \pm 0,52	6,56 \pm 0,20	22,61 \pm 0,54

Die Spur des Fragments weist keinerlei d -Strahlen auf und zeigt am Ende starke Streuung (etwa 5 μ vor dem Sekundärstern). Das Fragment ist daher offenbar vor dem Zerfall zur Ruhe gekommen. Da die sichtbare Energie $E > 172$ MeV ist, kann es sich nicht um einen Stoß handeln. In der Spur des Fragments sind 3 Lücken (von je etwa 0,2 μ Länge) gerade noch zu erkennen. Man kann daher die Interpretation als einfach geladenen Teilchen nicht ausschließen, wenn sie auch sehr unwahrscheinlich ist. Das erste Kriterium kann nicht als erfüllt angesehen werden:

Messungen an Spur 2 sind wegen des großen Neigungswinkels nicht möglich. Nimmt man an, daß es sich um ein Proton handelt, dann ist der Gesamtimpuls des Systems (Proton + π^- -Meson) innerhalb der Fehlergrenzen der Spur 1 entgegengerichtet. Der Betrag dieses Impulses entspricht dem Impuls eines α -Teilchens von 14 μ Reichweite.

Würde der Impuls von einem anderen Restkern kompensiert, so müßte dieser eine Reichweite $R > 23\mu$ (He³ oder leichter) bzw. $R < 8\mu$ (He⁶ oder schwerer) aufweisen. Beide Fälle lassen sich ausschließen.

Da die Emission eines Neutrons unwahrscheinlich ist, liegt es nahe, das folgende Zerfallschema anzunehmen:



Die Bindungsenergie B_Λ des Hyperons beträgt hierbei

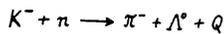
$$B_\Lambda = (3,8 \pm 0,8) \text{MeV}.$$

Ereignis Nr. 3 (Koordinaten 96b VI/77-16)

Dieser Hyperfragment-Zerfall wurde ebenfalls in den I-Platten gefunden.

Der Primärstern besteht aus 4 Verdampfungsspuren, einer Minimumspur und der Spur eines einfallenden K^- -Mesons. Das K^- -Meson konnte durch eine Korndichtebestimmung identifiziert werden. Im Abstand $R = 2000 \mu$ vom Primärstern wurden an der Spur 125 Körner/100 μ gezählt. (Vgl. Abb. 3, S. 17)

Die Minimumspur kann von dem π^- -Meson erzeugt worden sein, das bei der Reaktion



mit einer kinetischen Energie von etwa 150 MeV emittiert wird.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Sie sind innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 4^\circ$) komplanar.

In der Abb. 10 wird eine Zeichnung von der Mikroprojektion des Doppelsterns dargestellt.

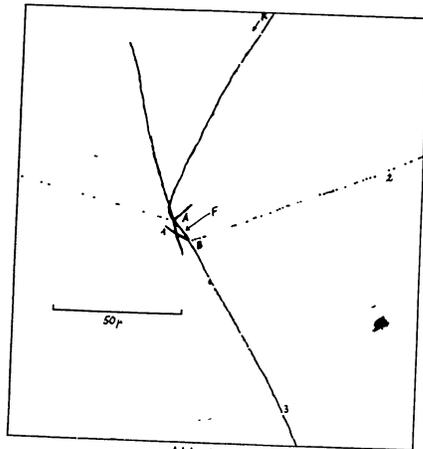


Abb. 10

Die Spur des Fragments ist für Messungen zu kurz. Lücken oder δ -Strahlen können nicht beobachtet werden. Das erste Kriterium kann nicht als erfüllt betrachtet werden.

Spur 2 des Sekundärsterns endet in einem σ -Stern. Die Annahme, daß die Spur von einem π^- -Meson erzeugt wurde, ließ sich durch eine Korndichtemessung (51 Körner/100 μ bei 9mm Abstand vom Spurende) bestätigen.

Spur 3 konnte als Spur eines Protons identifiziert werden. Eine Messung der totalen Lückenlänge ergab $G = 17 \mu$ bei einer Restreichweite von $R = 400 \mu$. Nach Abb. 5, S. 19 liegt dieser Wert zwischen Proton und Deuteron. Da die Spur jedoch z.T. mehr als 20° gegen die Emulsionsebene geneigt ist, können sehr kurze Lücken der Beobachtung entgehen. Die Neigungskorrektur kann diesen Effekt nicht berücksichtigen, so daß in Wirklichkeit die Lückenlänge nur größer sein kann als die gemessene. Spur 3 kann daher nur von einem Proton herrühren. Die Daten des Ereignisses sind in der Tabelle 4 zusammengestellt:

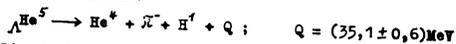
Tabelle 4

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	$11,4 \pm 0,5$	$10,4 \pm 0,5$	10490 ± 50	400 ± 4
Polarwinkel ψ [Grad]	316 ± 5	$118,5 \pm 3$	$247,5 \pm 1$	$327,5 \pm 1$
Neigungswinkel θ [Grad]	-30 ± 5	0 ± 5	-23 ± 3	20 ± 3
Identität	Λ^0	He^4	π^-	H^1
Kinetische Energie E [MeV]	$3,6 \pm 0,2$	$3,10 \pm 0,23$	$23,85 \pm 0,54$	$8,18 \pm 0,11$

Die Identifizierung der Spur 1 erfolgte mit Hilfe der Impulsbilanz, da die Emission eines Neutrons unwahrscheinlich ist. Der Gesamtimpuls des Systems (Proton + K^- -Meson) ist innerhalb der Fehlergrenzen der Spur 1 entgegengerichtet und entspricht dem Betrage nach dem Impuls eines α -Teilchens von etwa 10μ Reichweite. Würde der Impuls von einem anderen Teilchen kompensiert, dann müßte dieses eine Reichweite $R > 18 \mu$ (He^3 oder leichter) bzw. $R < 6 \mu$ (He^6 oder schwerer) besitzen. Beide Fälle können unberücksichtigt bleiben.

- 34 -

Auf Grund der beobachteten Daten kommt nur ein Zerfallschema in Betracht:



Die Bindungsenergie beträgt hierbei

$$B_A = (1,8 \pm 0,6) \text{MeV}.$$

Bei diesem Zerfall ist wie beim Ereignis Nr.2 das zweite Auswahlkriterium erfüllt, da auch das Bild der Fragmentspur einer Interpretation als ${}^A\text{He}^5$ nicht widerspricht.

Ereignis Nr.4 (Koordinaten 95a IV/83-35)

Dieser Zerfall wurde in den I-Platten gefunden. Es handelt sich um einen nichtmesonischen Zerfall.

Der Primärstern besteht aus 16 Verdampfungsspuren und einer Spur eines relativistischen α -Teilchens. Die α -Spur ist an der 4fachen Minimum-Korndichte zu erkennen. Es ist möglich, wenn auch unwahrscheinlich, daß der Primärstern durch den Stoß des α -Teilchens erzeugt wird.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, von denen 2 in der Emulsion enden. Die Spuren sind nicht komplanar.

In der Abb.11 wird eine Zeichnung von der Mikroprojektion des Doppelsterns dargestellt.

Die Fragmentspur F weist weder Lücken noch δ -Strahlen auf. Etwa 2μ vor dem Sekundärstern erleidet das Fragment eine sichtbare COULOMB-Streuung. Die Schwärzung der Spur ist mit der Annahme eines einfach geladenen Teilchens unvereinbar, zumal das Ereignis unmittelbar unter der Emulsionsoberfläche liegt, wo Korrosionserscheinungen die Korndichte stark herabsetzen. Ein Vergleich der Spur F mit anderen Spuren kurzer Reichweite, die aus dem Primärstern kommen, bestätigt, daß das Fragment mehrfach geladen sein muß.

Die sichtbare Energie des Sekundärsterns beträgt mindestens 66 MeV. Da die Winkelverteilung der Spuren noch auf die Emission von mindestens einem neutralen Teilchen schließen läßt, kann das Fragment den Sekundärstern sicher nicht durch Stoß erzeugt haben. Wegen der Spurschwärzung ist auch die Interpretation als σ -Stern ausgeschlossen. Wir betrachten daher das erste Auswahlkriterium als erfüllt.

Die Spur 1 des Sekundärsterns kann in den zur Verfügung stehenden Platten nur über etwa 8500μ Länge verfolgt werden. Daher wurde zur Identifizierung an zwei verschiedenen Stellen

- 35 -

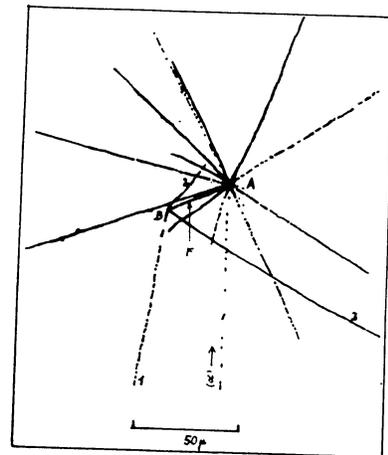


Abb. 11

die Korndichte gemessen. Die erste Messung ergab eine Korndichte von $(88 \pm 9) \text{Körner}/100 \mu$, die zweite $(114 \pm 11) \text{Körner}/100 \mu$. Der Abstand der Mittelpunkte beider Meßintervalle betrug $3,4 \text{ mm}$. Wie aus Abb.3, S.17 ersichtlich, ist diese Korndichteänderung für schwerere Teilchen als Protonen zu groß.

Die Korndichteänderung wäre mit einer Interpretation der Spur als K-Mesonspur verträglich. Wie jedoch oben bemerkt wurde, läßt sich die Spur über mehr als $8,5 \text{ mm}$ Länge verfolgen, während ein K-Meson bei den genannten Korndichten nur eine Reichweite $R < 8 \text{ mm}$ hat.

Bei der Spur 1 handelt es sich also um eine Protonenspur. Die Reichweite läßt sich dann aus der mittleren Korndichte ermitteln ($100 \text{ Körner}/100 \mu$ bei 2500μ Abstand vom Sekundärstern, das entspricht einer Gesamtreichweite des Protons von etwa $12,5 \text{ mm}$).

Die Schwärzung der Spuren 2 und 3 legt nahe, daß es sich um 1-2fach geladene Teilchen handelt.

- 36 -

Die gemessenen Daten sind in der Tabelle 5 zusammengestellt:

Tabelle 5

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	32 ± 1	12500 ± 1000	35,5 ± 6,5	196 ± 5
Polarwinkel φ [Grad]	66 ± 2	8,5 ± 1	224 ± 2	303 ± 1
Neigungswinkel θ [Grad]	0 ± 5	-39 ± 3	20 ± 5	47 ± 3
Identität	Λ^7	H^1	He, $H^{4,3}$	He, $H^{4,2,3}$
Kinetische Energie E [MeV]	13 ± 0,5	59,3 ± 2,8	2,6 ± 0,34 falls H^3	6,97 ± 0,15 falls H^2

Da die Zerfallsspuren nicht komplanar sind, muß mit der Emission mindestens eines neutralen Teilchens gerechnet werden. Die Spuren 2 und 3 können daher nicht einfach aus dem Impulsgleichgewicht identifiziert werden.

Auf Grund der Beobachtungsdaten muß man alle denkbaren Zerfallsreaktionen betrachten, die unter Emission eines Neutrons verlaufen können: (Reihenfolge der Zerfallsprodukte wie in der Tabelle)

- α) $\Lambda^{Li^7} \rightarrow H^1 + H^3 + H^2 + n + Q$; $Q = (150,8 \pm 5,2) \text{ MeV}$
 β) $\Lambda^{Li^7} \rightarrow H^1 + H^2 + H^3 + n + Q$; $Q = (177,7 \pm 6) \text{ "}$
 γ) $\Lambda^{Li^6} \rightarrow H^1 + H^3 + H^3 + n + Q$; $Q = (172,0 \pm 6) \text{ "}$
 δ) $\Lambda^{Be^9} \rightarrow H^1 + He^4 + H^2 + n + Q$; $Q = (142,4 \pm 6) \text{ "}$
 ε) $\Lambda^{Be^9} \rightarrow H^1 + He^4 + H^3 + n + Q$; $Q = (164,0 \pm 6) \text{ "}$

Von allen diesen Reaktionen ergibt nur die erste (α) einen Wert für die Bindungsenergie, der innerhalb der Fehlergrenzen mit den bisher beobachteten Bindungsenergien übereinstimmt. In den anderen Fällen wird die Bindungsenergie sehr groß (> 26 MeV) oder negativ (< -8 MeV). Da der Fehler der Bindungsenergie 6 MeV nicht übertrifft, können die Reaktionen β) bis ε) ausgeschlossen werden.

Die Annahme, daß Spur 3 von einem mehrfach geladenen Teilchen erzeugt worden ist, führt zu Q-Werten > 200 MeV. Die

- 37 -

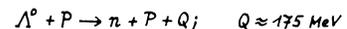
Bindungsenergien sind hierbei kleiner als -20 MeV, so daß auch dieser Fall ausgeschlossen ist.

Es wurden ferner einige Reaktionen betrachtet, die unter Emission zweier Neutronen verlaufen könnten:

- ζ) $\Lambda^{Li^9} \rightarrow H^1 + H^3 + H^3 + 2n + Q$; $Q > 123 \text{ MeV}$
 η) $\Lambda^{Be^9} \rightarrow H^1 + He^4 + H^2 + 2n + Q$; $Q > 189 \text{ "}$
 θ) $\Lambda^{Be^{10}} \rightarrow H^1 + He^4 + H^3 + 2n + Q$; $Q > 166 \text{ "}$

Unter diesen Reaktionen ergibt nur der Fall ζ) eine positive Bindungsenergie des Λ^0 -Hyperons ($B_\Lambda < 28 \text{ MeV}$).

Die Emission eines schnellen Protons beim Zerfall dieses Fragments gibt Anlaß zu der Annahme, daß das Λ^0 -Hyperon im Kern nicht mit einem Neutron, sondern mit einem Proton nach dem Schema



reagiert hat. Wir schließen daraus, daß die Emission von zwei schnellen Neutronen wenig wahrscheinlich ist. In der Zerfallsreaktion ζ) muß aber jedes Neutron mindestens 27 MeV kinetische Energie besitzen, da sonst Impuls- und Energiebilanz eines Hyperfragment-Zerfalls nicht erfüllt werden.

Aus den angeführten Gründen halten wir für das wahrscheinlichste Zerfallsschema die Reaktion α):



Die Bindungsenergie beträgt in diesem Fall

$$B_\Lambda = (3,7 \pm 5,2) \text{ MeV.}$$

Ergebnis Nr. 5 (Koordinaten K 37/30-141)

Dieser Zerfall wurde in den K-Platten gefunden.

Der Primärstern besteht aus 4 Verdampfungsspuren und der Spur des einfallenden K^- -Mesons. Das K^- -Meson ist bereits durch seine Richtung (definierte Einstrichrichtung) identifiziert.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Die Spuren sind innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 2^\circ$) komplanar.

Die Zeichnung von der Mikroprojektion des Doppelsterns wird in Abb. 12 gezeigt. Das Teilchen, das die Spur 3 erzeugt, erleidet unmittelbar nach der Emission eine starke Streuung.

- 38 -

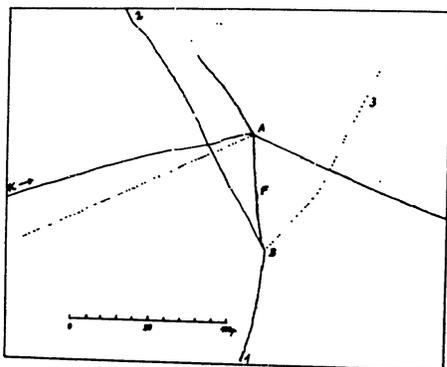


Abb. 12

Die Fragmentspur F weist 3 Lücken auf. δ -Strahlen sind nicht zu erkennen. Einige μ vor dem Sekundärstern ist eine Streuung zu sehen. Wir schließen daraus, daß das Fragment ein- oder zweifach geladen ist und in der Emulsion zur Ruhe kommt, bevor es zerfällt. Das erste Auswahlkriterium ist nicht erfüllt.

Spur 3 endet, nachdem sie vorher starke Streuungen erleidet. Das Spurende hat das typische Aussehen eines ϕ -Ereignisses. Die Annahme, daß die Spur von einem \bar{K} -Meson erzeugt worden ist, wurde durch eine Korndichtebestimmung bestätigt (bei 11,5 mm Abstand vom Spurende wurden 33 Körner/100 μ gezählt, vgl. Abb.4).

Die gemessenen Daten dieses Ereignisses sind in der Tabelle 6 enthalten.

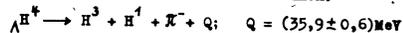
Die Spuren 1 und 2 können nicht direkt identifiziert werden. Da die Komplanarität der Zerfallsspuren die Emission eines neutralen Teilchens unwahrscheinlich macht, versuchen wir, die Teilchen aus der Impulsbilanz zu identifizieren. Die Spurschwärzung beider Spuren ist mit der Annahme einfach geladener Teilchen verträglich.

- 39 -

Tabelle 6

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	76 \pm 1	85,5 \pm 2	214 \pm 4	11760 \pm 140
Polarwinkel φ [Grad]	350 \pm 3	359 \pm 2	143,5 \pm 1	214 \pm 2
Neigungswinkel θ [Grad]	17 \pm 5	39 \pm 3	-37 \pm 3	-31 \pm 3
Identität	Λ^0	H^+	H^+	π^-
Kinetische Energie E [MeV]	4,8 \pm 0,2	4,8 \pm 0,1	5,62 \pm 0,1	25,50 \pm 0,61

Wir nehmen an, daß Spur 2 von einem Proton erzeugt wurde. Dann ist der Gesamtimpuls des Systems (Proton + \bar{K} -Meson) der Spur 1 entgegengerichtet und dem Betrage nach gleich dem Impuls eines Tritons mit 90 μ Reichweite. Ein Deuteron mit diesem Impuls hätte 220 μ Reichweite, das leichteste zweifach geladene Teilchen (He^2) nur etwa 30 μ . Aus diesem Grunde kann nur ein Zerfallschema in Betracht kommen:



Die Bindungsenergie des Λ^0 -Hyperons in diesem Hyperfragment beträgt dabei

$$B_{\Lambda} = (1,0 \pm 0,7) \text{ MeV.}$$

Ereignis Nr. 9 (Koordinaten K 29/29-121)

Dieser nichtmesonische Zerfall wurde in den K-Platten gefunden.

Der Primärstern besteht aus 4 Verdampfungsspuren, 1 Minusspur und der Spur des einfallenden \bar{K} -Mesons.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Die Spuren sind nicht komplanar.

In Abb.13 ist eine Zeichnung von der Mikroprojektion des Doppelsterns dargestellt.

Die Fragmentspur F weist bei einer Länge von 15 μ zwei Lücken auf. δ -Strahlen sind nicht zu beobachten. Etwa 1 μ vor dem Sekundärstern ist die Spur stark gestreut. Wir schließen daraus, daß das Teilchen vor dem Zerfall in der Emulsion zur Ruhe kommt. Die sichtbare Energie des Sekundärsterns beträgt

mindestens 62 MeV. Daher ist ein Stoß zwischen stabilen Teilchen ausgeschlossen.

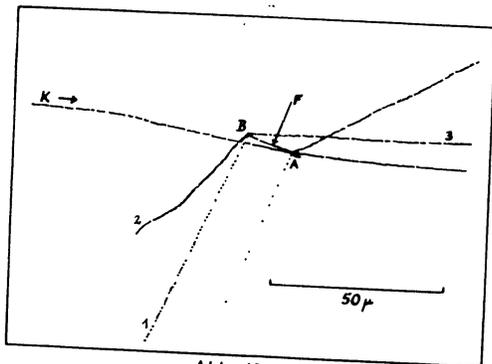


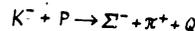
Abb. 13

Durch eine genauere Analyse des Primärsterns ließ sich die Interpretation des Fragments als \bar{K} , K^- oder γ^- ausschließen, so daß auch bei diesem Ereignis das erste Auswahlkriterium erfüllt ist:

Die Interpretation des Fragments als K^- -Meson ist ausgeschlossen, da der Primärstern durch den Einfang eines zur Ruhe gekommenen K^- -Mesons erzeugt wurde.

Die Interpretation als \bar{K} -Meson ist ebenfalls ausgeschlossen, weil aus dem Primärstern ein weiteres \bar{K} -Meson (Minimumspur) emittiert wird, und die gleichzeitige Erzeugung zweier \bar{K} -Mesonen beim K^- -Einfang energetisch nicht möglich ist. Die Minimumspur konnte zwar nicht bis zum Ende verfolgt werden, aus der Korndichte folgt aber eindeutig, daß sie nur von einem \bar{K} -Meson herühren kann, weil ein Proton dieser Korndichte mehr als 300 MeV Energie besitzen müßte. Die Emission eines so hochenergetischen Protons ist aber beim K^- -Einfang ebenfalls aus energetischen Gründen unmöglich.

Die Interpretation des Fragments als Σ^- -Hyperon läßt sich ausschließen, weil diese Annahme zu einem Widerspruch führt. Der Q-Wert bei der Reaktion



beträgt $Q = 96$ MeV. Diese Energie verteilt sich als kinetische Energie auf alle Zerfallsprodukte des Einfangsterns. Zugleich muß aber auch die Bindungsenergie aufgewendet werden, um die Zerfallsteilchen aus dem einfangenden Kern zu befreien.

Das aus dem Primärstern emittierte \bar{K} -Meson besitzt eine Mindestenergie von 40 MeV. Die kinetische Energie aller übrigen geladenen Teilchen, die aus dem Primärstern emittiert werden, beträgt mindestens 29 MeV (unter der Annahme, daß es sich jeweils um Protonen handelt). Dazu muß die Bindungsenergie von mindestens 3 Protonen (21 MeV) gerechnet werden.

Durch den günstigen Umstand, daß die geladenen Teilchen des Primärsterns eine Vorzugsrichtung besitzen, kann der Impuls, der von neutralen Teilchen kompensiert werden muß, abgeschätzt werden. Er beträgt mindestens 180 MeV/c. Das entspricht dem Impuls zweier Neutronen von mindestens zusammen 8,5 MeV (dazu die Bindungsenergie 14 MeV). Bei jeder anderen angenommenen Neutronenzahl wird die Mindestenergie größer.

Die in der Abb. 13 am Primärstern sichtbare kurze Spur ist sicher keine Protonenspur, sondern die eines schweren Rückstoßteilchens. Daher kann der Impuls, der von Neutronen kompensiert werden muß, nur größer sein als angegeben. Daraus folgt, daß die Gesamtenergie unterschätzt worden ist, auf keinen Fall aber überschätzt.

Dem Q-Wert von 96 MeV steht also eine Gesamtenergie von mindestens 112 MeV gegenüber. Da es sich zwar um grobe, aber sehr vorsichtige Abschätzungen handelt, erscheint danach die Interpretation des Fragments als Σ^- -Hyperon ausgeschlossen.

Das erste Auswahlkriterium kann aus den angeführten Gründen als erfüllt gelten.

Spur 1 konnte als Spur eines Protons identifiziert werden. Die Korndichte beträgt bei 9,4 mm Abstand vom Spurende etwa 74 Körner/100 μ (vgl. Abb. 4). Die Spuren 2 und 3 konnten nicht näher identifiziert werden. Das Spurbild ist mit der Annahme ein- bis zweifach geladener Teilchen verträglich.

Die gemessenen Daten des Ereignisses Nr. 6 sind in der Tabelle 7 zusammengefaßt.

- 42 -

Tabelle 7

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	15 \pm 1	9635 \pm 170	53,5 \pm 1	423 \pm 6
Polarwinkel φ [Grad]	104 \pm 2	26 \pm 1	43 \pm 2	273 \pm 1
Neigungswinkel θ [Grad]	-28 \pm 5	42 \pm 3	-35 \pm 5	43 \pm 3
Identität	${}^A\text{Li}^7$	H^1	$\text{He}, \text{H}^{1,2,3}$	$\text{He}, \text{H}^{1,2,3}$
Kinetische Energie E [MeV]	7,2 \pm 1	51,1 \pm 0,75	3,47 \pm 0,06 falls H^3	11,16 \pm 0,16 falls H^2

Da die Zerfallsspuren nicht komplanar sind, muß mit der Emission mindestens eines neutralen Teilchens gerechnet werden. Die Spuren 2 und 3 können daher nicht aus dem Impuls-gleichgewicht identifiziert werden.

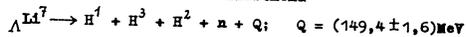
Auf Grund aller beobachteten Daten wurden die folgenden möglichen Zerfallsreaktionen betrachtet, die unter Emission eines Neutrons verlaufen (Reihenfolge der Zerfallsprodukte wie in der Tabelle 7):

- a) ${}^A\text{Li}^7 \rightarrow \text{H}^1 + \text{H}^3 + \text{H}^2 + n + Q; \quad Q = 149,4 \text{ MeV}$
 b) ${}^A\text{Li}^7 \rightarrow \text{H}^1 + \text{H}^2 + \text{H}^3 + n + Q; \quad Q = 165,3 \text{ "}$
 c) ${}^A\text{Li}^6 \rightarrow \text{H}^1 + \text{H}^3 + \text{H}^3 + n + Q; \quad Q = 164,7 \text{ "}$
 d) ${}^A\text{Be}^8 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^4 + \text{H}^2 + n + Q; \quad Q = 169,0 \text{ "}$
 e) ${}^A\text{Be}^7 \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^4 + \text{H}^3 + n + Q; \quad Q = 177,9 \text{ "}$
 f) ${}^A\text{B}^{10} \rightarrow \text{H}^1 + \text{He}^4 + \text{He}^4 + n + Q; \quad Q = 255,0 \text{ "}$

Von diesen Reaktionen kommt nur der Zerfall nach dem Schema a) in Frage, weil sich in allen anderen Fällen negative Bindungsenergien ergeben.

Die Möglichkeit eines Zerfalls unter Emission zweier Neutronen ist nicht ausgeschlossen, aber aus den gleichen Gründen wie beim Ereignis Nr. 4 unwahrscheinlich.

Wir nehmen daher das Zerfallschema



mit $B_A = (5,1 \pm 1,6) \text{ MeV}$

als richtig an. In diesem Falle muß die Fragmentspur von einem

- 43 -

dreifach geladenen Teilchen (${}^A\text{Li}^7$) erzeugt worden sein. Das Spurbild (2 Lücken) scheint dem zu widersprechen. Dieser Widerspruch kann erklärt werden

- a) durch die Annahme einer statistischen Schwankung der Korndichte und
 b) durch den auf S. 13 erwähnten Effekt der "Spurverdünnung", der bei mehrfach geladenen Teilchen am Spurende auftritt.

Ereignis Nr. 7 (Koordinaten K 56/36-55)

Dieser Zerfall wurde in den K-Platten gefunden.

Der Primärstern besteht aus 3 Verdampfungsspuren und aus der Spur des einfallenden K^- -Mesons.

Der Sekundärstern besteht aus 3 Spuren, die alle in der Emulsion enden. Sie sind innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 8^\circ$) komplanar.

Abb. 14 zeigt eine Zeichnung von der Mikroprojektion des Doppelsterns.

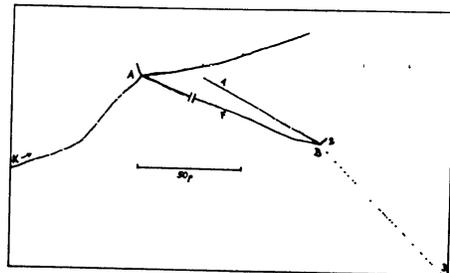


Abb. 14

Die totale Lückenzahl G der Fragmentspur F ($G = 25 \mu$ bei $R = 320 \mu$, vgl. Abb. 6) läßt auf ein einfach geladenes Teilchen schließen. Da die Spur erst kurz vor dem Sekundärstern sichtbare Streuungen zeigt, übertrifft die Teilchenmasse wahrscheinlich zwei Nucleonmassen. β -Strahlen sind nicht zu erkennen. Da die sichtbare Energie 176 MeV beträgt, ist ein Stoß ausgeschlossen.

Wir nehmen daher an, daß das erste Auswahlkriterium erfüllt ist.

Die Lückenlänge der Spur 1 ($G = 20\mu$ bei $R = 274\mu$) spricht für die Annahme eines einfach geladenen Teilchens. Spur 3 endet in einem σ -Stern. Durch eine Korndichtebestimmung (bei 15,2 mm Abstand vom Spurende wurden 28 Körner/100 μ gezählt) wurde bestätigt, daß sie von einem π^- -Meson herrührt.

Tabelle 8 enthält die Daten der interessierenden Spuren:

Tabelle 8

	Spur F	Spur 1	Spur 2	Spur 3
Reichweite R [μ]	320 ± 4	282 ± 3	$4,2 \pm 0,5$	16360 ± 120
Polarwinkel φ [Grad]	$319,5 \pm 1$	$140,5 \pm 1$	$250^\circ < \varphi < 260^\circ$	$342,5 \pm 1$
Neigungswinkel θ [Grad]	10 ± 3	-25 ± 3	$-20^\circ < \theta < 0^\circ$	31 ± 3
Identität	$\Lambda_{H^{2,3,4}}$	H^1	$H^{1,2,3}$	π^-
Kinetische Energie E [MeV]	$11,3 \pm 0,3$ falls Λ_{H^3}	$6,63 \pm 0,1$	$0,45 \pm 0,1$ falls H^2	$31,00 \pm 0,71$

Wegen der Komplanarität der Spuren ist die Emission eines Neutrons unwahrscheinlich. Nimmt man Spur 1 als Protonenspur an, dann ist der Gesamtimpuls des Systems (Proton + π^- -Meson) der Spur 2 entgegengerichtet und dem Betrage nach gleich dem Impuls eines Deuterons mit 4 μ Reichweite. Wegen der Ungenauigkeit des Restimpulses muß man annehmen, daß Spur 2 auch von einem Proton oder Triton herrühren kann. Daher müssen drei mögliche Zerfallschemata angenommen werden:

- α) $\Lambda_{H^3} \rightarrow H^1 + H^2 + \pi^- + Q$; $Q = 38,1$ MeV; $B_\Lambda = (-1,2 \pm 0,8)$ MeV
- β) $\Lambda_{H^2} \rightarrow H^1 + H^1 + \pi^- + Q$; $Q = 38,0$ MeV; $B_\Lambda = (-1,1 \pm 0,8)$ MeV
- γ) $\Lambda_{H^4} \rightarrow H^1 + H^3 + \pi^- + Q$; $Q = 38,1$ MeV; $B_\Lambda = (-1,2 \pm 0,8)$ MeV.

Die Interpretation als Λ_{H^4} -Hyperfragment scheint wegen der Bindungsenergie (vgl. Abb. 15) ausgeschlossen zu sein. Die bisher beobachteten Werte der Bindungsenergie liegen bei diesen Hyperfragmenten zwischen +1 und +2 MeV.

Es handelt sich daher bei diesem Ereignis um den Zerfall eines "Hyperdeuterons" oder eines "Hypertritons".

D. Diskussion der Ergebnisse

Das wesentliche Ergebnis der vorliegenden Arbeit ist die Berechnung der Bindungsenergien des Λ^- -Hyperons in den verschiedenen Hyperfragmenten. Die Bindungsenergien sind in der Tabelle 9 nochmals aufgeführt. Bei den nicht eindeutigen Zerfällen wurde jeweils das wahrscheinlichste Zerfallschema zugrunde gelegt. In der letzten Spalte werden zum Vergleich die Bindungsenergien angeführt, die R. LEVI SETTI, W.E. SLATER und V.L. TELEGI [20] als Durchschnittswerte aus 60 eindeutigen mesonischen Zerfällen erhalten haben.

Tabelle 9

Ereign. Nr.	Zerfallschema	Bindungsenergie B_Λ [MeV]	
		vorlieg. Arbeit	nach [20]
7	$\Lambda_{H^3} \rightarrow H^2 + H^1 + \pi^-$	$-1,2 \pm 0,8$	$0,3 \pm 0,7$
5	$\Lambda_{H^4} \rightarrow H^3 + H^1 + \pi^-$	$1,0 \pm 0,7$	$1,4 \pm 0,7$
3	$\Lambda_{He^5} \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^-$	$1,8 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,6$
1	$\Lambda_{He^5} \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^-$	$2,3 \pm 0,7$	$2,6 \pm 0,6$
2	$\Lambda_{He^5} \rightarrow He^4 + H^1 + \pi^-$	$3,8 \pm 0,8$	$2,6 \pm 0,6$
4	$\Lambda_{Li^7} \rightarrow H^3 + H^2 + H^1 + n$	$3,7 \pm 5,2$	$4,2 \pm 1,0$
6	$\Lambda_{Li^7} \rightarrow H^3 + H^2 + H^1 + n$	$5,1 \pm 1,6$	$4,2 \pm 1,0$

Der Vergleich ergibt z.T. gute Übereinstimmung, z.T. wenigstens Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Zur besseren Übersicht der Verhältnisse wird in Abb. 15 nochmals die Bindungsenergie des Λ^- -Hyperons als Funktion der Massenzahl A des Hyperfragments dargestellt.

Auffällig ist insbesondere die Abweichung des Wertes für das "Hypertriton" Λ_{H^3} . Es ist bemerkenswert, daß nach R. LEVI SETTI u.a. die mittlere Bindungsenergie aller Hyperfragmente, die sowohl als Λ_{H^3} wie auch als Λ_{H^2} interpretiert werden können, negativ ist ($-0,3 \pm 0,7$ MeV), im Gegensatz zu den eindeutigen Λ_{H^3} -Hyperfragmenten.

Der Verlauf der Bindungsenergie als Funktion der Massenzahl legt tatsächlich nahe, die Bindungsenergie des "Hyperdeuterons" als negativ anzunehmen. Es ist daher durchaus möglich, daß unter den nicht eindeutigen $\Lambda^{2,3}$ -Hyperfragmenten zumindest einige "Hyperdeuteronen" sind.

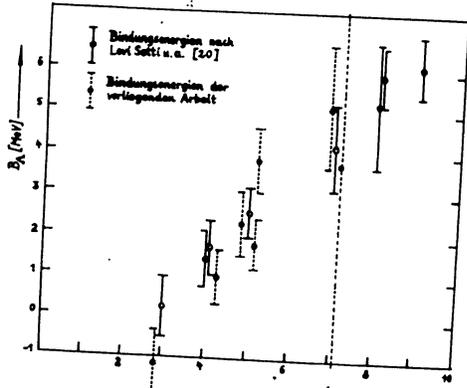


Abb. 15 Bindungsenergie B_A als Funktion der Massenzahl A

Günstige Fälle, bei denen aus der Impulsbilanz eindeutig die Existenz des "Hyperdeuterons" gefolgert werden könnte, dürften kaum zu erwarten sein. Wegen der negativen Bindungsenergie kann die Wechselwirkung zwischen Λ^0 -Hyperon und Proton nur schwach sein, so daß das Λ^0 -Hyperon nahezu frei zerfällt und das Proton nur als sehr kurze Rückstoßspur sichtbar wird (wie z.B. bei unserem Ereignis Nr.7).

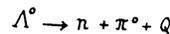
Dagegen sind Zerfälle möglich, bei denen an der Fragmentspur direkte Massenbestimmungen durchgeführt werden könnten. Gerade die leichten Hyperfragmente weisen oft größere Reichweiten auf. Es erscheint daher angebracht, beim Absuchen der Platten alle schwarzen (Verdampfungs-) Spuren so weit wie möglich zu verfolgen, damit Doppelsterne mit langer Verbindungsspur nicht übersehen werden.

Wenn man annimmt, daß es sich bei dem Ereignis Nr.7 um den Zerfall eines "Hypertritons" handelt, dann läßt sich die

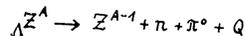
negative Bindungsenergie folgendermaßen erklären: Das Hyperfragment wurde aus dem Primärstern nicht im Grundzustand, sondern in einem angeregten Zustand emittiert (im Sinne der Anregung gewöhnlicher Kerne). Eine solche Anregung muß sich so auswirken, daß die Bindungsenergie kleiner erscheint (s.z.B. PODGORETZKI [24]). Es bleibt zu prüfen, inwieweit diese Deutung der relativ langen Lebensdauer des Hyperfragments widerspricht (beim Zerfall Nr.7 liegt die Flugzeit des Fragments bei etwa $2 \cdot 10^{-11}$ sec).

Die aus der Flugzeit folgende untere Grenze der Lebensdauer des gebundenen Λ^0 -Hyperons untertrifft in keinem der vorliegenden Fälle 10^{-12} sec.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß eine genaue Analyse des Primärsterns (z.B. bei günstigen Ereignissen in Platten, die mit K^- -Mesonen bestrahlt wurden) bessere Entscheidungen bei nicht eindeutigen Zerfällen möglich macht. Eine solche Analyse könnte insbesondere Aufschluß darüber geben, ob der Zerfall eines gebundenen Λ^0 -Hyperons nach dem Schema



tatsächlich vorkommt. Der Zerfall eines Hyperfragments nach der Reaktion



wäre von einer einfachen Streuung nur zu unterscheiden, wenn aus der Analyse des Primärsterns eindeutig hervorgeht, daß die Verbindungsspur einem Hyperfragment zuzuordnen ist.

Darüber hinaus wäre es angebracht, die typischen Merkmale von σ -Sternen, die durch den Einfang von Σ -Hyperonen erzeugt worden sind, zu untersuchen. Man könnte dadurch zu einem zusätzlichen Auswahlkriterium kommen, das die Identifizierung zweifelhafter Zerfälle erleichtert.

- 48 -

Ich danke Herrn Dr. K. Lanius für die Themenstellung und für sein ständiges Interesse an der Arbeit, ferner für zahlreiche kritische Bemerkungen und Hinweise.

Den Arbeitsgruppen der Kernemulsions-Laboratorien in Budapest, Prag und Warschau sowie den Herren D. Bebel und H. Meier bin ich für die Ausführung von Messungen in Platten, die mir nicht zugänglich waren, zu besonderem Dank verpflichtet. Herrn Bebel und Herrn Meier bin ich außerdem für einige wertvolle Diskussionen dankbar.

Ferner danke ich dem Kollektiv von Laboranten, die die Platten abgesucht haben.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, der Institutsleitung des Kernphysikalischen Instituts der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin für die Bereitstellung eines Arbeitsplatzes zur Anfertigung der Diplomarbeit zu danken.

Der Regierung der Deutschen Demokratischen Republik möchte ich für die Möglichkeit des Studiums und für die Gewährung eines Stipendiums meinen Dank aussprechen.

- 49 -

E. Literatur

- [1] M. DANYSZ u. J. ENIEWSKI, *Phil. Mag.* **4**, 348 (1953)
- [2] W. F. FRY u. D. C. WOLD, *Phys. Rev.* **104**, 1478 (1956)
- [3] A. H. ROSENFELD, private communication, April 1957
- [4] L. OKUN, *Uspechi Fiziceskich Nauk* **61**, 535 (1957)
- [5] M. W. FRIEDLANDER, *Nuovo Cim.* **5**, 283 (1957)
- [6] C. F. POWELL, *Nature* **173**, 469 (1954)
- [7] FAY, GOTTSTEIN u. HAYN, *Nuovo Cim. Suppl.* **11**, 234 (1954)
- [8] W. H. BARKAS, private communication, März 1957
- [9] L. VIGNERON, *J. Phys. et Rad.* **14**, 145 (1953)
- [10] A. PAPIEUAU, Rapport C.E.A. No. 543 (1956)
- [11] WILKINS, angegeben in R. LEVI SETTI u. a. [20]
- [12] P. H. FOWLER, *Phil. Mag.* **41**, 169 (1950)
- [13] P. E. HODGSON, *Phil. Mag.* **41**, 725 (1950)
- [14] K. GOTTSTEIN: Kernverdampfung in Photoplatten, in W. Heisenberg: *Kosmische Strahlung*, Springer-Verlag 1953, S. 180 ff.
- [15] FREYER, LOFGREN, NEY u. OPPENHEIMER, *Phys. Rev.* **74**, 1818 (1948)
- [16] S. O. C. SØRENSEN, *Phil. Mag.* **40**, 947 (1949)
- [17] Genoa-Milano-Report No. 5
- [18] Priv. Mitteilung der Warschauer Gruppe
- [19] L. VOJVODIC, *Progr. in Cosmic Ray Physics*, Vol. II, Amsterdam 1954, S. 219 ff.
- [20] R. LEVI SETTI, W. E. SLATER, V. L. TELERDI, Vorabdruck April 1957
- [21] BARKAS, SMITH u. BIRNBAUM, *Phys. Rev.* **98**, 605 (1955)
- [22] FRIEDLANDER, *Phil. Mag.* **45**, 535 (1954)
- [23] A. FILIPKOWSKI, J. GIERULA u. P. ZIELINSKI, Vorabdruck 1957 *Acta Physica Polonia*
- [24] PODGORCZKI: Hyperkerne. Wesentliche Ergebnisse und Perspektiven, in: *Materialien der Konferenz über die Methodik dickschichtiger Photoemulsionen* (russ.) März 1957