

KfK 3429
Dezember 1982

Pionabsorption an ${}^6\text{Li}$

M. Dörr
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3429

PIONABSORPTION AN ${}^6\text{Li}^*$)

M. Dörr

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*) von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

PIONABSORPTION AN ${}^6\text{Li}$

ABRISS :

Am SIN wurden Spektren von Teilchen gemessen, die nach der Absorption negativer, gestoppter Pionen am ${}^6\text{Li}$ emittiert werden. Mit großflächigen, ortsempfindlichen Zählern wurden je zwei Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen, und zwar alle Kombinationen von n,p,d und t, und deren beide Impulse wurden vollständig bestimmt. Die Zähleranordnung überdeckt einen möglichen Winkelbereich zwischen den beiden Impulsvektoren von 150° bis 180° kontinuierlich. Die Energieschwellen liegen bei 17,21,28,32 MeV für n,p,d,t respektive, die Energieauflösung bei 2-3 MeV und die Winkelauflösung bei 1.5° .

Die hohe Statistik der Messung von $\sim 10^6$ Ereignissen erlaubt besonders gut die Darstellung zweidimensionaler Spektren. Durch die genaue und kontinuierliche Winkelmessung können Spektren des Rückstoßimpulses des jeweiligen Restkerns mit guter Auflösung abgeleitet werden. Man erhält so einen weitgehenden Überblick über die kinematischen Verhältnisse, zu denen die wichtigsten Reaktionsmechanismen führen. Diese Verhältnisse lassen Rückschlüsse auf die Reaktionsmechanismen selbst zu:

Der Prozess ${}^6\text{Li}(\pi^-,nn){}^4\text{He}$ ist mit 80% dominant und im wesentlichen, wie schon in früheren Arbeiten gezeigt wurde, mit einem einfachen 2N-Absorptionsmodell verträglich. Damit nicht verträglich sind Ereignisse, bei denen mehr als zwei Nukleonen bzw. d oder t mit hoher Energie emittiert werden, und die 17% der gemessenen Ereignisse umfassen.

Die dabei beobachteten starken 180° -Winkelkorrelationen sprechen jedoch gegen eine echte Absorption an mehr als zwei Nukleonen, insbesondere die quasi- α -Absorption von Kolybasov. Sekundäre Streuprozesse, bei denen primär 2 Nukleonen emittiert werden, und anschließend eines davon am Restkern streut, sind ebenfalls als wesentliche Mechanismen aus einer Reihe von Gründen auszuschließen. Vielmehr bestehen starke Anzeichen dafür, daß die Emission von mehr als zwei schnellen Nukleonen auf einer kohärenten Wechselwirkung der absorbierenden 2 Nukleonen mit dem Restkern beruht.

Außerdem lassen sich aus den Daten Informationen über die ${}^6\text{Li}$ -Kernstruktur sowie Anzeichen für breite d-n-Resonanzen gewinnen.

PION ABSORPTION BY ${}^6\text{Li}$

ABSTRACT :

At SIN we have measured spectra of particles which are emitted after absorption of stopped negative pions by ${}^6\text{Li}$. Two particles are detected in coincidence by large, position-sensitive counters and their momenta are determined completely, the two particles being any combination of n, p, d or t. The counter array permits detection in a continuous angular region from 150° to 180° between the two momenta. The energy thresholds are 17, 21, 28, 32 MeV for n, p, d, t respectively. The energy resolution varies from 2 to 3 MeV, and the angular resolution is 1.5° .

The high statistics of the measurement ($\sim 10^6$ events) especially allow for good representation of two-dimensional spectra. Due to the precise and continuous measurement of the angular correlation, spectra of the recoil momentum of the residual nucleus can be derived with satisfactory resolution. Thus a nearly complete survey is given over the kinematical conditions the most important reaction mechanisms result in. These conditions afford conclusions on the reaction mechanisms themselves:

The process ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$ dominates with 80% over the other and, as earlier work showed, it may be explained mainly by a simple 2N-absorption model. This model does not agree however with the observation of a total of 17% of the events that lead to the emission of more than two nucleons or d or t's with high energy.

The observed strong 180° -angular correlations of these events seem to make true absorption on more than two nucleons unlikely, especially the quasi- α -absorption model from Kolybasov. Secondary scattering processes, where one of the primary absorbing nucleons scatters on the residual nucleus are to be precluded out of a number of reasons. Moreover, there are strong indications, that the emission of more than two fast nucleons is due to a coherent interaction of the absorbing nucleons with the residual nucleus.

Also, information about the ${}^6\text{Li}$ nuclear structure and indications for broad d-n resonances can be derived from the data.

I N H A L T

	<u>Seite</u>
<u>I</u> <u>Einleitung</u>	1
<u>II</u> <u>Aufbau und Durchfuehrung der Messung</u>	4
II.1 Auslegung des Experiments	4
II.2 Der $\pi E1$ -Kanal	6
II.3 Moderator und Target	7
II.4 Teleskop	8
II.5 Der Geladene Teilchenzähler	10
II.5.1 Aufbau	10
II.5.2 Der E-Zähler	11
II.5.3 Die Kammern	12
II.6 Der Flugzeitzähler	15
II.7 Hardware-Koinzidenzentscheidung und Auslese	16
II.8 Aufnahme der Daten	19
<u>III</u> <u>Off-Line-Auswertung</u>	21
III.1 Allgemeines	21
III.2 Stufe Z1	23
III.2.1 Aufbau des Programms	23
III.2.2 Die Kammerdaten	24
III.2.3 Die E-Zählerdaten	26
III.2.4 Die Flugzeitzählerdaten	27
III.2.5 Zwischenspeicherung der Daten	28
III.2.6 Auswertung der LED-Testereignisse	28
III.3 Stufe Z2	30
III.3.1 Aufbau des Programms	30
III.3.2 Nachweisort und Flugzeit im Flugzeitzähler	31
III.3.3 Teilchentrennung	34
III.3.4 Berechnung der Energie im E-Zähler	38
III.3.5 Berechnung der Energie im Target	39
III.3.6 Schwellen und Energieauflösung	42
III.3.7 Abspeichern der Daten	44
III.4 Stufe Z3	46
III.4.1 Aufgaben des Programms	46
III.4.2 Schnitte	46
III.4.3 Gewichte	47
III.4.4 Abgeleitete kinematische Größen	51

	<u>Seite</u>	
III.5	Stufe Z4	52
III.5.1	Aufgaben des Programms	52
III.5.2	Der Untergrund	52
III.6	Die n-n Messung	56
<u>IV</u>	<u>Kinematik und Darstellungsart der Daten</u>	57
IV.1	Energie- und Impulserhaltung	57
IV.2	Der Dalitzplot	61
IV.3	Rückstoßimpulsverteilungen	66
IV.4	α -Verteilungen	70
IV.5	E_x -Verteilungen	70
IV.6	E_x - p_R -Verteilungen	71
IV.7	ϑ -Verteilungen	73
IV.8	Erstellen der Spektren	74
IV.8.1	Eindimensionale Spektren	74
IV.8.2	Zweidimensionale Spektren	76
<u>V</u>	<u>Ergebnisse und Diskussion</u>	78
V.1	${}^6\text{Li}$ -Kernstruktur	78
V.1.1	Zur Literatur über Clusterstruktur	78
V.1.2	Spezielle Clustermodelle	79
V.2	Zur Theorie der Pionabsorption	85
V.3	Die Meßdaten	89
V.3.1	Verzweigungsverhältnisse	89
V.3.2	Winkelkorrelationen	92
V.3.3	${}^6\text{Li}(\pi^-, t_n)\text{R}$	94
V.3.4	${}^6\text{Li}(\pi^-, d_n)\text{R}$	98
V.3.5	${}^6\text{Li}(\pi^-, p_n)\text{R}$	103
V.3.6	${}^6\text{Li}(\pi^-, t_d)n$	107
V.3.7	${}^6\text{Li}(\pi^-, t_p)2n$	109
V.3.8	${}^6\text{Li}(\pi^-, dd)2n$, ${}^6\text{Li}(\pi^-, dp)3n$, ${}^6\text{Li}(\pi^-, pp)4n$	110
V.4	Zusammenfassung und Schlußbemerkung	113
<u>A</u>	<u>Anhang</u>	115
A1	Efficiency der Vieldrahtkammern	115
A2	Energieverlustrechnung	117
A3	Zur Dichte im Dalitzplot	120
A4	Kinematischer Constraint bei 3-Teilchenreaktionen	122

III

	<u>Seite</u>
<u>B</u> <u>Bildteil</u>	128
<u>L</u> <u>Literaturverzeichnis</u>	161

I Einleitung

Bei der Absorption von Pionen an Kernen sind drei wesentliche Vorgänge zu unterscheiden: Radiative Absorption, bei der mindestens ein γ -Quant ausgesandt wird, der Ladungsaustausch, bei dem ein geladenes in ein neutrales Pion übergeht, und nicht-radiative Absorption. Zur letzteren zählen auch Prozesse, bei denen sich der Restkern nach der Absorption über α -Emission abregt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich nur mit der nicht-radiativen Absorption von negativen Pionen. Dies ist auch der überwiegende Prozeß, und zwar zunehmend bei schwereren Kernen (z.B. bei ^2H : 73.8% , ^3He : 72% , ^6Li : 96% , ^{12}C : 98,3% [1],[2]). Im folgenden soll also unter "Absorption" immer die nicht-radiative Absorption verstanden werden.

Da das Pion in Ruhe zwar 139.579 MeV Energie, aber keinen Impuls mitbringt, werden zur Absorption mindestens zwei "Partner" benötigt, die die Ruhemasse des Pions, abzüglich Bindungsenergie, als kinetische Energie aufnehmen, und deren Impulse zu null addieren. Das bisher gängigste Modell zur Pionabsorption ist dementsprechend auch die Absorption an zwei Nukleonen des Targetkerns (2N-Modell), d.h. bei negativen Pionen an einem pn-Paar (Quasi-Deuteron) oder einem pp-Paar. Dies wird durch zahlreiche Messungen unterstützt. Dabei spielen folgende Beobachtungen eine wesentliche Rolle :

- Es werden überwiegend Neutronen emittiert, besonders zwei Neutronen mit hoher Energie in Koinzidenz bei π^- , und entsprechend Protonen bei π^+ Absorption.
- Alle Messungen von zwei Teilchen in Koinzidenz nach der Absorption zeigen eine ausgesprochen starke 180° -Korrelation, was einen zu Grunde liegenden 2-Teilchenprozeß nahelegt.
- Abweichungen von der 180° -Korrelation lassen sich oft gut mit der Fermibewegung des Restkerns zum absorbierenden Paar erklären (Quasi-freie Absorption).

Dieses zunächst einfache und klare Bild wird nun durch folgende überraschende Tatsachen gestört : Unter den geladenen Teilchen, die nach der Absorption emittiert werden, befinden sich nicht nur Protonen, wie nach dem 2N-Modell zu erwarten wäre, sondern auch Deuteronen und Tritonen mit hoher kinetischer Energie, d.h. mehr als 10-15 MeV. Dabei ist bei einigen leichten Kernen sogar der Anteil an Tritonen und Deuteronen größer als der an Protonen ([3],[4],[5],[6],[7]). Bei ${}^6\text{Li}$ wurde ein Verhältnis von p:d:t = 0.12 : 0.20 : 0,24 gemessen [4]. Die Schwellen lagen bei dieser Messung bei 6, 8, 9 MeV entsprechend. Außerdem existieren Messungen, die die Emission von mehr als zwei Teilchen mit hoher Energie beweisen. Dies zeigen zum Beispiel die Messungen von Barret, Ziock, Cernigoi [5], [6], [12] an ${}^4\text{He}(\pi^-, \text{dnn})$.

Dies zu erklären, existieren nun verschiedene Ansätze. Die einen halten weiter an dem 2N-Modell fest und deuten diese Abweichungen als sekundäre Reaktionen der auslaufenden Nukleonen mit dem verbleibenden Restkern. Im einzelnen können das Knock-out oder Pick-up-Prozesse sein (siehe [3] S.49), oder auch kohärente Wechselwirkungen im Augenblick der Absorption, wie in der Arbeit von Nägeli [59]. Als weitere Quelle wird die Abregung des Restkerns durch "Verdampfen" angesehen, speziell im niederenergetischen Bereich, z.B. bei den α -Spektren in [8]. Andere Autoren ziehen wirkliche Absorption an mehr als zwei Nukleonen in Betracht, etwa an einem α -Cluster (Kolybasov [9]), oder allgemeiner (Kowalski [10]). In einer neueren Messung wurde versucht, über die Absorption im Flug von positiven Pionen die Zahl der beteiligten Nukleonen zu bestimmen. Für ${}^6\text{Li}$ ergaben sich 10-50% Absorption an mehr als zwei Nukleonen [11].

Die vorliegende Arbeit befaßt sich nun mit der Absorption von negativen Pionen in Ruhe an ${}^6\text{Li}$, und zwar mit Reaktionskanälen, bei denen mindestens eins der geladenen Teilchen p,d oder t emittiert wird. Der ${}^6\text{Li}$ -Kern bietet verschiedene interessante Aspekte :

- Der ${}^6\text{Li}$ -Kern gehört mit zu den bestuntersuchten Kernen. Es sind zahlreiche Streudaten (Elektron-, Protonstreuung) zur Bestimmung der Kernparameter erhältlich.

- Es liegt eine ausgeprägte Clusterstruktur vor. Im allgemeinen wird ein α -d-Modell angenommen; es zeigt sich aber neuerdings, daß auch eine starke τ -t-Struktur vorliegen muß (Roos [13], Bergstrom [14]). Trotz der zahlreichen Messungen ist der "Grad" der Clusterung nach wie vor nahezu unbestimmt.
- Es liegen Messungen am ^3He vor, bei denen alle nicht-radiativen Reaktionskanäle nach der π -Absorption in Ruhe vollständig erfaßt wurden [15]. Ebenfalls existieren Messungen am ^4He , bei denen p,d,t in Koinzidenz mit Neutronen nachgewiesen wurden [6]. Es ist nun von Interesse, an dem nächsthöheren stabilen Kern, ^6Li , den Einfluß von zwei weiteren Nukleonen zu untersuchen.
- Für den ^6Li -Kern selbst existieren mehrere Messungen der π -Absorption, bei denen zwei Neutronen in Koinzidenz nachgewiesen wurden ([16],[17],[18]). An anderen Kanälen gibt es nur Messungen unter ganz bestimmten Aspekten ([19],[20],[21],[22]), die kein geschlossenes Bild ergeben.
- Nach der Messung von Castleberry [4] scheint ^6Li nach der Pionabsorption von allen Kernen die meisten Tritonen zu emittieren. Dieser Kern muß also besonders geeignet sein, die Prozesse zu untersuchen, die zur Emission von Deuteronen und Tritonen führen.

II Aufbau und Durchfuehrung der Messung

II.1 Auslegung des Experiments

Das hier beschriebene Experiment fand im Rahmen von Messungen unseres Instituts an anderen Targets, insbesondere ^3He - und ^7Li -Targets, in Zusammenarbeit mit dem Physikalischen Institut der Universität Basel statt. Es wurde am πE1 -Kanal des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (SIN) in Villigen (Schweiz) aufgebaut und durchgeführt. Die Meßapparatur wurde nach folgenden Anforderungen ausgelegt:

- Koinzidenzmessung von einem Proton, Deuteron oder Triton mit einem Neutron, Proton, Deuteron oder Triton nach der Absorption eines negativen Pions in Ruhe.
- Vollständige Bestimmung der Impulse der beiden nachgewiesenen Teilchen.
- Hohe Auflösung des Winkels zwischen beiden Impulsen und großen Meßbereich für diesen Winkel in einem Aufbau.
- Große Raumwinkelakzeptanz und Fähigkeit der Elektronik, hohe Raten zu verarbeiten.

Der ganze Aufbau ist schematisch in Abb.1 dargestellt. Im einzelnen bedeuten die Abkürzungen :

QSK51,QSK52	:	Magnetische Quadrupole der Strahlführung
Pb	:	Bleiabschirmung
Par	:	Paraffinabschirmung
T1,T3,T4	:	Szintillationszähler T1,T3,T4
S1	:	Szintillationszähler S1
CH1,CH2	:	Vieldrahtproportionalalkammern 1 und 2
E1-E12	:	E-Zähler 1-12 (Dicke Szintillationszähler)
N2	:	Ortsempfindlicher Flugzeitähler

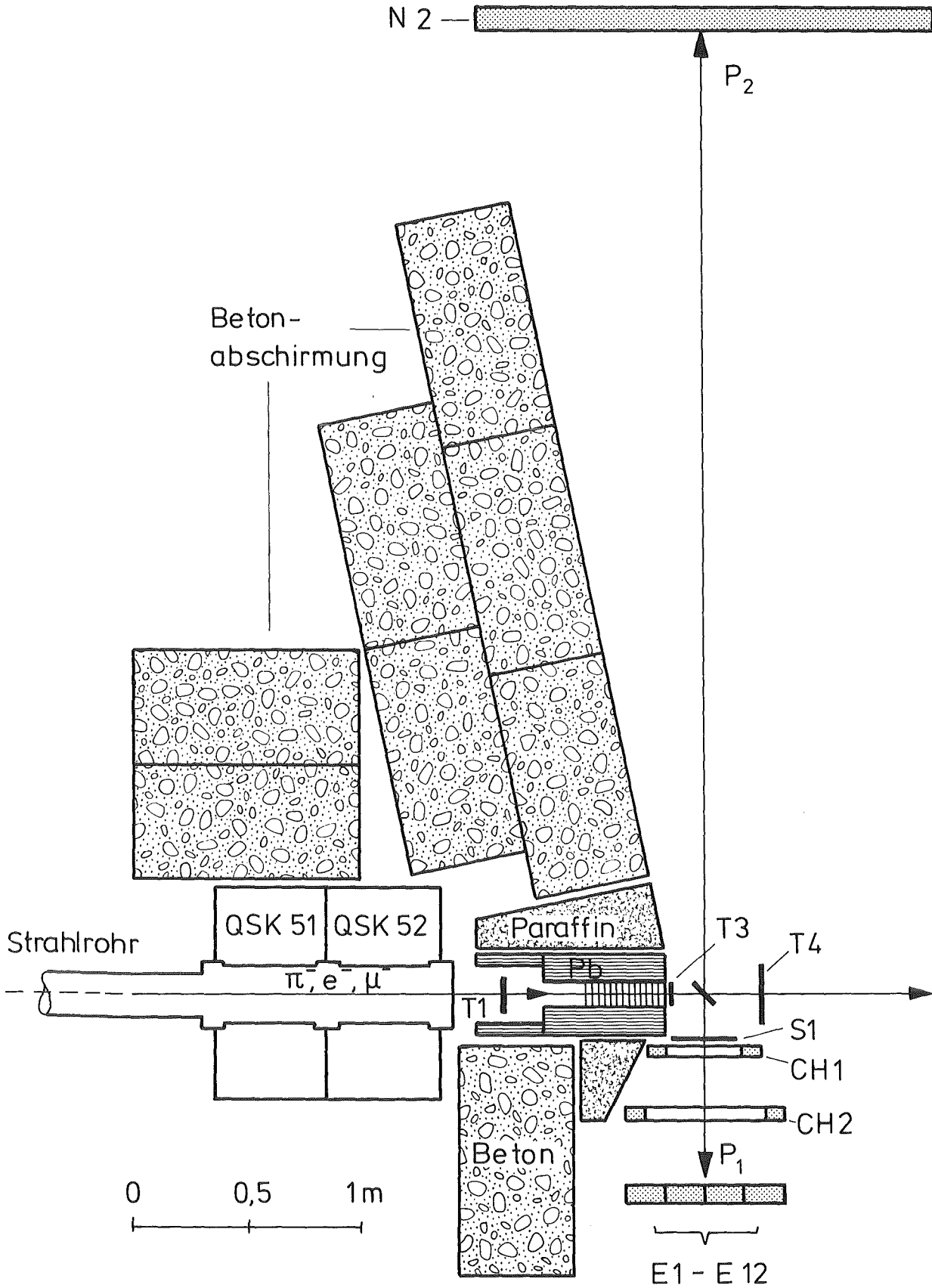


Abbildung 1

Schematischer Aufbau der Apparatur im $\pi E1$ -Areal des SIN

II.2 Der π E1-Kanal

Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei Gotta,[15]. Hier sei nur das wichtigste erwähnt:

Das SIN verfügt über ein Isochronzyklotron zur Erzeugung von Protonenstrahlen hoher Intensität. Die kinetische Energie der Protonen beim Verlassen des Zyklotrons beträgt 590 MeV. Durchschnittlich werden 80-100 μ A Strahlintensität erreicht. Die Zyklotronfrequenz beträgt 50 MHz.

Die Pionen, die zum π E1-Areal geleitet werden, entstehen beim Auftreffen des primären Protonenstrahls auf ein 12 cm dickes Target (Kohlenstoff, Beryllium oder Aluminiumoxid). Das Auftreffen einer Protonengruppe (alle 20 ns) heißt "burst". Die Auslegung des Kanals erlaubt einen Energiebereich von 50-350 MeV, mit einer Impulsbreite von 0,2 bis 2,5 $\Delta p/p$, und Raten bis zu $8 \cdot 10^8$ π^- /sec. Bei unserem Experiment wurde der Pionstrahl auf einen Impuls von 220 MeV/c (121 MeV) eingestellt. Bei maximaler Rate kann der Pionstrahl im Areal auf eine Fläche von 2×5 cm² FWHM fokussiert werden.

Der Pionstrahl ist mit Elektronen und Myonen kontaminiert. Dabei entstehen die Elektronen vor allem durch Paarerzeugung aus γ 's vom π^0 -Zerfall schon im Target; die Myonen entstehen durch den π^- -Zerfall im Flug ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$). Wegen der begrenzten Impulsakzeptanz des Kanals und da der Protonenstrahl mit 20 ns gepulst ist, erreichen Pionen alle 20 ns unser Target. Myonen und Elektronen im Strahl erreichen 4 bzw. 11 ns früher als die Pionen unser Target. Dadurch können sie mit einer geeigneten Koinzidenzschaltung hinreichend gut von den Pionen unterschieden werden. Das Intensitätsverhältnis lag in unserem Fall bei :

$$\pi^- : e^- : \mu^- = 1 : 1,2 : 0.05 .$$

Die Impulsbreite des Pionstrahls ist einstellbar. Sie wurde so optimiert, daß die Stoppverteilung bei möglichst hoher Intensität möglichst scharf auf das Target begrenzt war. Die Rate an einlaufenden Pionen war dann typischerweise $3 \cdot 10^7$ π^- /sec.

Zum Areal gehört eine außerhalb liegende Meßhütte. Dort befindet sich die Elektronik zur Verarbeitung der Zähler signale, alle Spannungsversorgungen und der On-Line-Computer vom Typ PDP 11/40. Die Zähler sind mit ungefähr 30 m langen Kabeln mit der Hütte verbunden, was eine Laufzeit der Signale von etwa 150 ns bedingt.

II.3 Moderator und Target

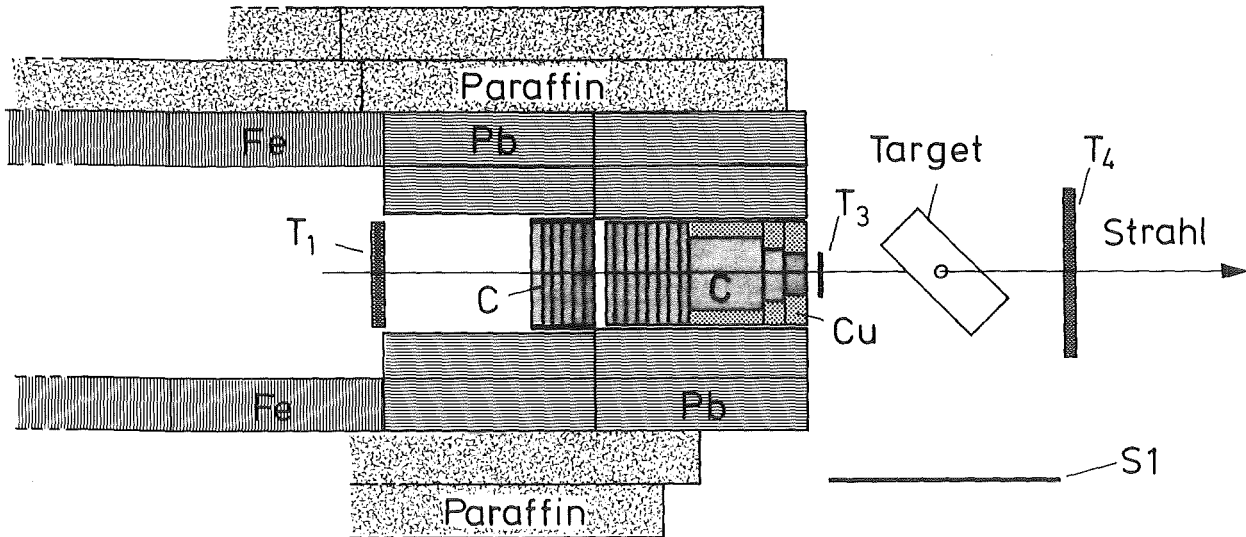


Abbildung 2
Moderator und Target

Die Pionen werden nach dem Verlassen des letzten Quadrupols (QSK52) in einem Moderator abgebremst und kollimiert (siehe Abb.2). Der Moderator besteht aus mehreren Graphitplatten, deren Anzahl an die Reichweite der Pionen angepaßt wird. Anschließend folgen noch drei Graphitzylinder mit zunehmend kleinerem Durchmesser, die in Kupfer eingebettet sind. Der Durchmesser des letzten Zylinders beträgt 4 cm. In dem dichteren Kupfer werden Pionen, die aus der Strahlrichtung herausgestreut werden, sowie Elektronen und Gammaquanten aufgefangen.

Der ganze Moderator ist außerdem noch mit 10 cm Blei- und Eisenabschirmung umgeben, der mehrere Lagen Paraffinplatten folgen. Zudem wurden meterdicke Betonabschirmungen bis dicht an die Verbindungslinie vom Target zum Rand des Flugzeitzählers hin aufgebaut (Abb.1).

Auch der letzte Quadrupol wurde abgeschirmt. Dieser Aufwand war nötig, da doch sehr viele Pionen im Moderator absorbiert werden oder zerfallen, und so einen beträchtlichen Untergrund, vor allem an Neutronen, im Areal erzeugen.

Vor und hinter dem Moderator in Strahlrichtung befindet sich je ein Szintillationszähler, T1 und T3, 1 cm bzw. 1 mm stark. Zur Einstellung der Moderatordicke, d.h. zur Optimierung der Anzahl der gestoppten Pionen im Target, wurde noch ein Szintillationszähler, T4, hinter dem Target aufgebaut. T1, T3 und T4 bilden das "Teleskop".

Das Target selbst ist ein 91,1% reines ${}^6\text{Li}$ -Target von 1,6 mm Dicke und $10 \times 12 \text{ cm}^2$ Fläche und steht 45° zur Strahlrichtung und 60° in der Senkrechten geneigt. Da Lithium an der Luft sehr schnell und stark korrodiert, wurde es in mehrere Polyäthylenbeutel von zusammen 105 μm Stärke (auf jeder Seite) eingepackt. Dies entspricht einer Flächendichte von $74,4 \text{ mg/cm}^2$ ${}^6\text{Li}$ und $19,7 \text{ mg/cm}^2$ Polyäthylen. Das Target wurde vor der Messung optisch auf Korrosion kontrolliert.

Um den Untergrund, der von der Umhüllung erzeugt wird, zu subtrahieren, wurde noch eine Messung mit einem 2,0 mm starken Polyäthylentarget von $12 \times 12 \text{ cm}^2$ Fläche vorgenommen (193 mg/cm^2).

II.4 Teleskop

Für die Signale der Zähler T1, T3 und T4 wurde jeweils eine Koinzidenz mit der 50 MHz-Zyklotronfrequenz aufgebaut. Die Koinzidenzen seien mit $T1\pi$, $T3\pi$ und $T4\pi$ bezeichnet. Die Koinzidenzen wurden so eingestellt, daß die Pionen von den Elektronen und Myonen getrennt werden konnten. Als Gate-öffnungszeit wurden 4 ns erreicht. Der zeitliche Abstand vom Eintreffen der Pionen zu dem der Myonen beträgt 4 ns, zu dem der Elektronen 11 ns.

Da Pionen, die in unserem Target stoppen, eine sehr scharf definierte Geschwindigkeit haben, ebenso wie die erzeugenden Protonen, ist die Hochfrequenz eine genauso verlässliche Information über den Zeitpunkt, zu dem ein Pion stoppt, wie das Signal des Zählers T3. Die Hochfrequenz ist aber genauer bestimmbar als das T3-Signal ($\Delta t_{\text{Hf}} : < 0,5 \text{ ns}$, $\Delta t_{\text{T3}} : 1-1,5 \text{ ns}$). Daher wurde den Koinzidenzen $T1\pi, T3\pi, T4\pi$ das Zeitverhalten der Hochfrequenz aufgeprägt, d.h. die Anstiegflanke des Ausgangssignals folgt der des Hochfrequenzsignals in festem Abstand.

Zur Einstellung der Moderatordicke wurde $T3\pi$ mit $T4\pi$ in Antikoinzidenz geschaltet ($T3\pi \cdot \overline{T4\pi}$). Die so gemessene Rate wurde auf $T1\pi$ normiert und gibt ein Maß dafür, wieviele der einlaufenden Pionen im

Target und im Zähler T3 gestoppt werden (Abb.3). Die Moderator-
dicke wurde auf die Vorderflanke des Maximums in der Stopprate (s.u.) ein-
gestellt, um möglichst wenig Pionen im Zähler T3 zu stoppen. Das Verhält-
nis der Schichtdicken T3 zum Target beträgt $173 \text{ mg/cm}^2 : 94 \text{ mg/cm}^2$.

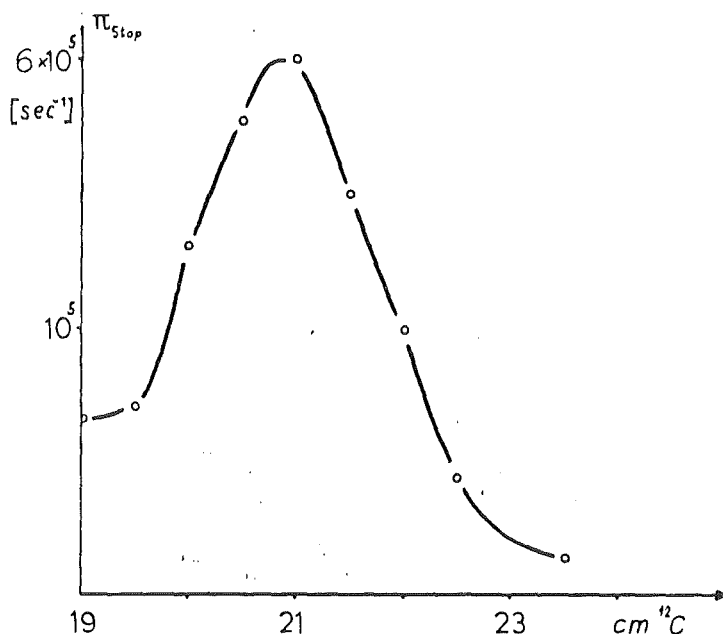


Abbildung 3

Stopprate der Pionen in Abh. von der Moderatordicke

Es zeigte sich, daß der Zähler T4 zu einem merklichen Anteil auch
getriggert wird von :

- Reaktionsprodukten eines im Target absorbierten Pions
- einem zweiten, nicht gestoppten Pion im selben Burst
- oder durch Zufallskoinzidenzen mit Untergrund im Areal.

Das bedeutet, daß die wahre Zahl an gestoppten Pionen größer ist als
die so gemessene. Außerdem würde der zuerst genannte Effekt die zu mes-
senden Verteilungen stören, z.B. in dem alle Ereignisse, die einen
Rückstoßkern in Richtung des Zählers erzeugen, verworfen würden.

Daher wurde nicht, wie sonst bei Pionabsorbtionsmessungen üblich,
mit einem Antizähler zur Definition des Pionstops gearbeitet, d.h. der
Zähler T4 wurde bei der Messung entfernt. Der Unterschied zu anderen
Messungen ist im wesentlichen die Kombination von hoher Rate und einem
dünnen Target. Die Koinzidenz von $T3\pi$ mit den beiden im folgenden be-
schriebenen Zählerzweigen erwies sich als vollkommen ausreichend zur.
Definition eines Absorbtionsereignisses.

II.5 Der Geladene-Teilchen-Zähler

II.5.1 Aufbau

Der Geladene-Teilchen-Zähler hat die Aufgabe, die Flugrichtung, kinetische Energie, Reaktionsort im Target und Art eines Teilchens zu bestimmen.

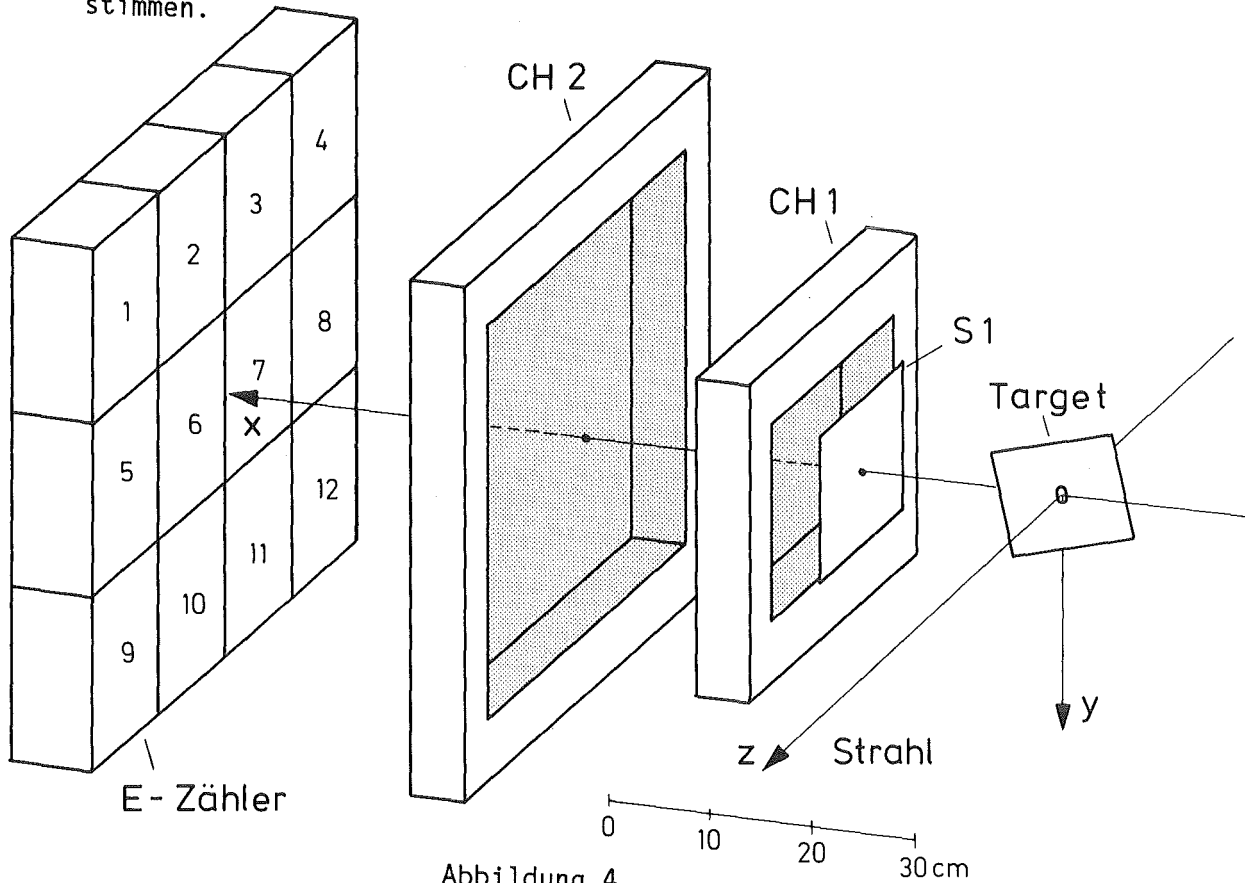


Abbildung 4
Der Geladene-Teilchen-Zähler

Der Zähler besteht aus einem 1 mm dicken Plastikszintillationszähler (S1), zwei Vieldrahtproportionalkammern, die die Trajektorie festlegen, und einer Matrix von 4x3 dicken Szintillationszählern, in denen die Teilchen vollständig gestoppt werden (E-Zähler).

Der S1-Zähler dient zur Unterdrückung von Teilchen, die nicht aus der Umgebung des Targets stammen. Um den Energieverlust der nachzuweisenden Teilchen möglichst niedrig zu halten, d.h. die Nachweisschwellen zu senken, wurden alle Folien im Bereich der Flugbahnen möglichst dünn gehalten. Beim S1-Zähler wurde z.B. nur 13 μm Aluminiumfolie auf beiden Seiten als Lichtabschirmung verwendet.

II.5.2 Der E-Zähler

Der E-Zähler besteht aus 12 identischen Modulen aus Plastikszintillator (NE102) von $17 \times 17 \text{ cm}^2$ Querschnittsfläche und 8 cm Dicke. Die Module sind zur Lichtabschirmung in $13 \text{ }\mu\text{m}$ Alufolie und anschließend mit zwei Lagen $180 \text{ }\mu\text{m}$ starker schwarzer PVC-Folie eingewickelt. Die Module stehen im Abstand von 820 mm vom Target. Die Normale auf der Oberfläche ist genau rechtwinklig zum Strahl (Abb.4). Die 8 cm Dicke reichen gerade aus, um Protonen mit 100 MeV kinetischer Energie zu stoppen. Als Photomultiplier wird die Röhre Philips XP2041 verwendet.

Gemessen wird die Flugzeit, das heißt die Zeit vom $T3\pi$ -Signal bis zum Signal im E-Zähler, über je einen CAMAC-TDC (2048 Kanäle, 50 ps/Kanal), und die Pulshöhe, über je einen CAMAC-ADC (1024 Kanäle), für jedes der 12 Module getrennt. Die Zeitauflösung beträgt $\Delta t = 300 - 400 \text{ ps}$, gemessen mit 220 MeV/c Pionen. Zur erreichten Energieauflösung siehe Kap. III.

Die Pulshöheninformation dient der späteren Bestimmung der Energie des nachgewiesenen Teilchens, während die Flugzeit nur zur Teilchentrennung und Untergrundseparation verwendet wurde.

Die Verstärkung der Philipsröhre XP2041 ist ratenabhängig (bis zu 20 %). Daher wurden am Lichtleiter jedes Moduls Leuchtdioden angebracht, die ein genau definiertes Lichtsignal liefern. Nach je einer bestimmten Anzahl gemessener Ereignisse wurden "Testereignisse" mit diesen LED-Signalen auf Band genommen. Sie wurden später als Referenz zur Eichung der Pulshöhen verwendet ([15]). Der Nachweis eines geladenen Teilchens aus dem Target wurde durch die Koinzidenz von $T3\pi$ mit S1 und einem oder mehreren Modulen (E_i) des E-Zählers definiert:

$$S_p = T3\pi \cdot S1 \cdot E_i \quad i \in [1, \dots, 12]$$

Das Programm des On-line-Computers ([15]) bietet die Möglichkeit, Flugzeit- und Pulshöhenspektren sowohl einzeln als auch 2-dimensional für jedes Modul zu jedem Zeitpunkt der Messung auf einem Tektronix-Bildschirm mit angeschlossener "Hard-Copy"-Einheit darzustellen. Mit Hilfe dieser Spektren konnten die Flugzeitgates und die Verstärkung der Pulshöhen aller 12 Module aufeinander eingestellt und während der Messung ständig kontrolliert werden.

II.5.3 Die Kammern

In diesem Abschnitt soll der Aufbau und die Arbeitsweise der Kammern in knapper Form beschrieben werden. Die Beschreibung soll vor allem dazu dienen, die später bei der Auswertung wichtigen Effekte und Eigenschaften der Kammerdaten verständlich zu machen. Wesentlich sind dabei folgende Punkte :

- Ortsauflösung
- Schwellen
- Totzeiten
- Zeitverhalten und die notwendigen Gatezeiten, die die hohe Rate an Zufallskoinzidenzen erklären.

Außerdem sind in den Text stellenweise technische Einzelheiten eingefügt, die sich mehr an Leser richten, die sich näher mit Proportionalkammern befassen.

Die Kammer CH1 hat je eine Ebene von 96 horizontalen und 160 vertikalen Auslesedrähten, die Kammer CH2 hat entsprechend 192 und 256 Auslesedrähte. Im übrigen sind die Kammern analog aufgebaut.

Die Auslesedrähte bestehen aus einer Gold-Beryllium-Legierung und sind 20 μm stark. Sie stehen im Abstand von 2 mm. Zu beiden Seiten jeder Ausleseebene liegt im Abstand von 8 mm eine Hochspannungsebene aus einem Drahtnetz von ca. 1 mm Drahtabstand. Die angelegte Hochspannung beträgt 5,1 kV.

Tragende Struktur ist ein System von Stesalit®-Rahmen (Hersteller: Stesalit-AG, Zullwil, Schweiz), die je eine Ebene tragen und zusammengeklebt und verschraubt sind. Vorder- und Hinterfläche der Kammern sind mit 120 μm Mylarfolie abgedeckt.

Als Zählergas wurde ein Gemisch von 60 % Argon, 37 % Isobutan und 3 % Methylal verwendet. Die Kammern werden ständig von Gas durchströmt. Ein Austausch des gesamten Gasvolumens erfolgt ungefähr alle 2 Stunden.

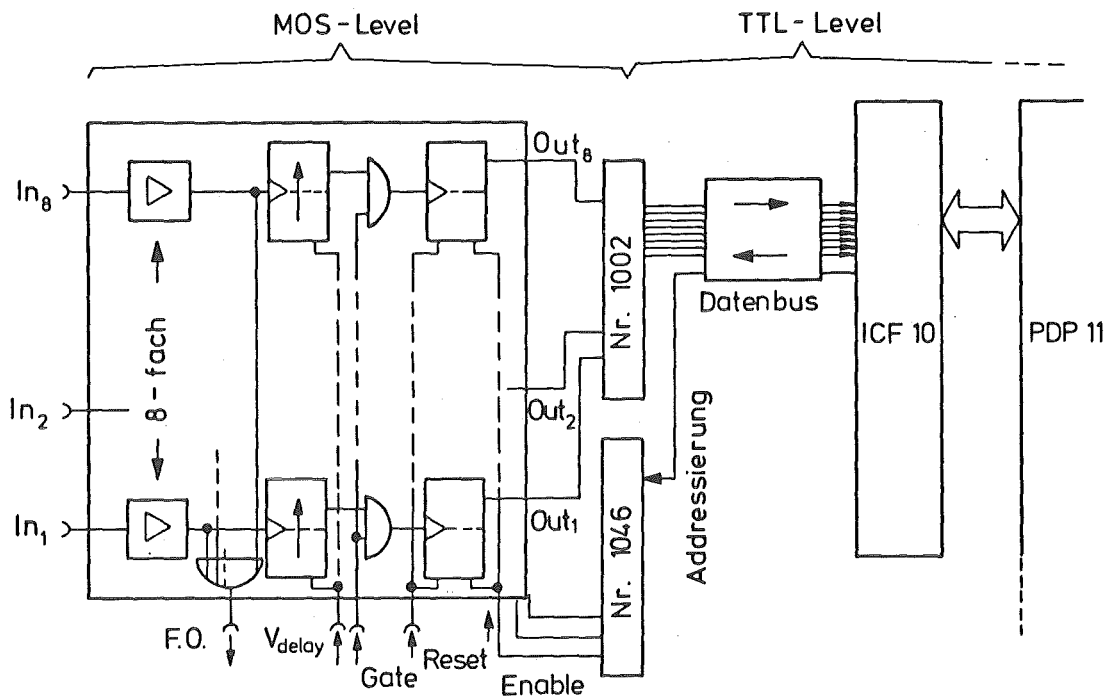


Abbildung 5
Blockschaltbild des Auslesesystems

Die Kammer arbeitet im sogenannten Proportionalbereich. Das bedeutet, dass die Entladung, die der Bildung eines Ionenschlauchs nach dem Durchgang eines Teilchens folgt, proportional der Ionenzahl in der Nähe des Drahtes ist und vor allem örtlich begrenzt bleibt (im Gegensatz zum Geiger-Müller-Zählrohr). Die Pulshöhen sind entsprechend klein, um 10 μ A. Die Pulsdauer beträgt durchschnittlich 200-250 ns. Der empfindliche Radius eines Drahtes, innerhalb dessen Ionen registriert werden, war bei unserer Messung ungefähr 1.2 mm.

Die Drähte werden über das "Filas"-System der Firma E.F.C.I.S. SA, Grenoble, ausgelesen (Karten Nr.1005,1046,1032,1002). Karte Nr.1005 (Abb.5) ist ein 8-fach-Verstärker in MOS-IC-Technik mit 5 k Ω Eingangswiderstand. Die Schwellenspannung ist justierbar und wurde von Hand an allen Karten auf genau 8 mV eingestellt. Die Verstärkerkarten sind unmittelbar an den Auslösedrähten auf der Kammer montiert.

Auf den eigentlichen Verstärker folgt im IC ein schnelles Ausgangssignal (Fast Or) zur Kontrolle der Zählraten, dann ein Monoflop als variables Delay, extern über die "Delay-Spannung" einstellbar, eine Koinzidenzstufe für ein externes Signal (Gate) und eine Memoryzelle.

Die Zeitkonstante des Monoflops bei einer bestimmten angelegten Delay-Spannung ist ebenfalls justierbar und wurde bei allen Karten von Hand auf denselben Wert eingestellt. Der Monoflop verzögert das Signal vom Verstärker so lange, bis die Elektronik in der Meßhütte entschieden hat, ob ein Ereignis registriert werden soll, d.h. bis das Gate-Signal anliegen kann. Typischerweise waren das 600 ns. Diese Zeit plus ungefähr 50 ns für den Pulsanstieg bestimmen die Totzeit pro Draht.

Das Gate-Signal wird vom Sp-Signal gebildet und bewirkt, daß in die Memoryzellen geschrieben werden kann. Seine Breite wird durch folgendes bestimmt :

Die Zeitdifferenz vom Durchgang eines Teilchens bis zur Ankunft des Signals am Monoflop variiert um 90 ns, vor allem ein Time-walk-Effekt. Unter Time-walk versteht man die Variation des Zeitpunkts, an dem getriggert wird, zum Schwerpunkt des Signals in Abh. von der Pulshöhe. Die Ausbreitung des Gatesignals über die Kammer wurde mit 10 ns gemessen. Daher wurde das Gate 130 ns lang offengehalten.

Die lange Öffnungszeit des Gates erhöht natürlich auch die zufällige Registrierung nicht korrelierter Ereignisse. Zur Diskussion dieses Untergrundes siehe Kap.III .

Die Signale der Kammer sind für eine schnelle Entscheidung zu langsam. Sie wurden daher nicht zur Hardware-Koinzidenzentscheidung (S.16) herangezogen, die den Nachweis eines geladenen Teilchens definiert.

In den Memoryzellen bleibt die Information bis zu einem Reset (s. S.17), oder bis sie gelesen wird. Das Lesen erfolgt von einem CAMAC-Einschub aus (JCF-10, Firma Schlumberger/Zürich), über ein Datenbuskabel und das Addressiersystem der Kammer (Karte Nr.1046,1002). Der Einschub wird vom On-line-Computer aus angesprochen und hält die Information in kodierter Form so lange, bis sie vom Computer gelesen werden kann. Nach jedem Lesevorgang werden die Memoryzellen automatisch gelöscht.

Die Kammern wurden vor jeder Messung mit einer Strontium- β -Quelle vor dem S1-Zähler getestet. Die Hochspannung wurde dabei so eingestellt, daß alle Elektronen, die den E-Zähler erreichen, nachgewiesen werden. Da sie minimal ionisierend sind, ist damit gesichert, daß auch alle Protonen und schwerere Teilchen nachgewiesen werden.

Mit Hilfe des On-line-Computers lassen sich Histogramme der angesprochenen Drähte darstellen, die zur Einstellung der Delayspannungen und zur Kontrolle der Effizienz der Kammer während der Messung verwendet wurden. Zur Diskussion der tatsächlich erreichten Nachweiswahrscheinlichkeit und Ortsauflösung siehe Kap.III .

II.6 Der Flugzeitzaehler

Der Flugzeitzähler (N-Zähler) hat die Aufgabe, die kinetische Energie eines Teilchens, seine Art und den Durchstoßpunkt der Flugbahn auf der Zähleroberfläche zu bestimmen. Er ist für den Nachweis von n, p, d und t geeignet. Der Zähler wurde schon bei n-n-Koinzidenzmessungen am CERN-SC eingesetzt ([16],[23]).

Bei unserer Messung steht der Zähler in 420 cm Abstand vom Target dem Geladene-Teilchen-Zähler gegenüber mit der Oberflächennormalen genau rechtwinklig zum Strahl. Der Zähler besteht aus 48 optisch isolierten Szintillatorstäben (NE110) von 2 m Länge, 6 cm Höhe und 1,5 cm Dicke. Je 6 Stäbe liegen hintereinander und je 8 übereinander, so daß sich eine Oberfläche von $200 \times 48 \text{ cm}^2$ und eine Tiefe von 9 cm ergibt. Zur Lichtisolation der Oberfläche wurde 13 μm Aluminiumfolie und zwei Lagen 180 μm schwarzer PVC-Folie verwendet.

Die Zähler ist der Höhe nach in 4 Moduln zu je 6×2 Stäben zusammengefaßt. Jedes dieser Moduln ist an beiden Enden über Lichtleiter mit 2 "großen" Photomultiplerröhren vom Typ Philips 56DVP verbunden (Durchmesser 2 inch). Sie dienen der Messung der Pulshöhe auf jeder Seite, sowie zwei weiterer Größen :

1.: Die Zeitdifferenz zwischen dem Signal der rechten und der linken Röhre "TLR". Aus ihr wird später der Ort der Flugbahn im Zähler in Längsrichtung berechnet (s.S.33).

2.: Die Zeitdifferenz zwischen dem Signal $T3\pi$ und dem Signal der linken Röhre "TOFL". Aus den Zeitdifferenzen TLR und TOFL wird später die Flugzeit vom Target zum Zähler bestimmt, und mit der Flugzeit und den Pulshöhen wird die Teilchentrennung und eine Untergrundabtrennung durchgeführt (s.S.31ff bzw. S.36).

Die Zeiten werden über Time-Encoder und CAMAC-Scaler mit 50 ps/Kanal registriert, die Pulshöhen über 1024-Kanal-CAMAC-ADC's.

Nur zur Identifikation der einzelnen Stäbe, die bei einem Ereignis angesprochen haben, sind an beiden Enden des Zählers zusätzlich je 15 "kleine" 3/4-inch-Photomultiplerröhren (SEN 1045) angebracht, zum Teil 2 Stäbe überlappend. Zusammen mit den großen Röhren ergeben ihre Signale eindeutig das Muster der angesprochenen Stäbe. Dieses Muster dient in der späteren Auswertung der Bestimmung des Reaktionsortes im Zähler nach Höhe und Tiefe, der Erkennung von nicht-geladenen Teilchen und der Unterscheidung, ob mehr als ein Teilchen registriert wurde (Kap. III). Der Zähler ist ausführlicher bei Takeuchi [24] beschrieben.

Um den Anschluß an die Daten vom Prozess (${}^6\text{Li}(\pi^-, 2n){}^4\text{He}$) zu bekommen (Bassalleck, [23]), wurde eine Messung mit einem zweiten, im Aufbau identischen Flugzeitzähler unternommen, der den Geladene-Teilchenzähler ersetzte. Der Abstand vom Target zu diesem Zähler war ebenfalls 4.2 m.

II.7 Hardware-Koinzidenzentscheidung und Auslese

Eine umfangreiche Elektronik entscheidet nach bestimmten Kriterien darüber, ob eine Koinzidenz Geladene-Teilchen-Zähler mit Flugzeitzähler vorliegt, Informationen von den Zählern in CAMAC-Einschüben gespeichert wird und der On-line-Computer diese Informationen lesen, bearbeiten und auf Magnetband schreiben soll.

Dieser Entscheidungsgang soll nun kurz schematisch dargestellt werden:

Zunächst wird eine Koinzidenz $T3\pi \cdot S1$ registriert. Danach wird ~ 30 ns gewartet, ob ein Signal von mindestens einem E-Zähler-Teil folgt (Flugzeit!), also die in II.5.2 beschriebene "Sp"-Koinzidenz eintritt. Das Signal Sp löst 4 Aktivitäten aus :

- Öffnen der Gates für die ADC's des E-Zählers.
- Starten der TDC's des E-Zählers. Der Startzeitpunkt hat einen festen zeitlichen Abstand zum $T3\pi$ -Signal (siehe S. 8). Gestoppt werden die TDC's über die um einen festen Betrag verzögerten Signale des E-Zählers.
- Öffnen des Gates für die Memoryzellen der Kammern.

- Anlegen eines Signal von 200 ns an die "Zentralkoinzidenz" von Sp mit dem Flugzeitälersignal "M". Die lange Fugstrecke (420 cm) erfordert diese 200 ns Öffnungszeit. Das Signal M folgt genau dann, wenn auf beiden Seiten des Flugzeitälers je mindestens eine große Röhre angesprochen hat.

Das Signal der Zentralkoinzidenz bewirkt nun folgendes :

- Starten des Time-Encoders für die Zeitmessung "TOFL" (siehe S.15), wieder um einen festen Betrag verzögert zum $T3\pi$ -Signal.
- Öffnen des Gates für die Zeitmessung "TLR" (S.15)
- Meldung an den On-line-Computer, daß der Lesevorgang beginnen kann (LAM-Signal).
- Sperren aller entsprechenden Koinzidenzenstufen, damit keine gespeicherte Information überschrieben werden kann.

Nach jedem Signal "M" vom Flugzeitähler werden die Muster der kleinen und großen Röhren mit einer gewissen Verzögerung in Pattern-Units gespeichert und die Signale der großen Röhren auf die ADC's gegeben. Folgt darauf kein Signal der Zentralkoinzidenz, werden Muster und ADC's wieder gelöscht.

Folgt auf das Signal Sp kein Signal der Zentralkoinzidenz, werden auch die ADC's und TDC's des E-Zählers und die Memoryzellen der Kammern gelöscht.

Auf das LAM-Signal hin beginnt der On-line-Computer mit dem Auslesezyklus. Während des ganzen Zyklus liegt ein Signal an, das weiterhin alle entsprechenden Koinzidenzen sperrt. Das Programm trifft keine weitere Auswahl der Ereignisse, sondern schreibt nach jedem LAM die gemessenen Daten in einen Zwischenspeicher bzw. auf Magnetband. Gleichzei-

tig füllt es alle laufenden Histogramme, die der Kontrolle der Messung dienen. Der ganze Lesezyklus dauert 4-10 ms und bestimmt damit die Totzeit der ganzen Apparatur.

Zusammenfassend heißt das: Ein Ereignis wird genau dann abgespeichert, wenn der Zähler T3, S1, mindestens ein E-Zähler und je mindestens eine große Röhre auf beiden Seiten des Flugzeitzählers in Koinzidenz angesprochen haben. Diese Bedingung ist nicht sehr restriktiv, d.h. es werden auch viele Zufallskoinzidenzen und Ereignisse, die nicht aus dem Target stammen, auf Band geschrieben. Das hat jedoch keine Bedeutung, da man bei der späteren "Off-line"-Auswertung wesentlich präzisere Bedingungen stellen kann, um die gesuchten Ereignisse zu definieren, als es durch die Elektronik in den geforderten kurzen Entscheidungszeiten möglich ist. Außerdem soll die Übersicht darüber erhalten bleiben, daß Entscheidungen der Elektronik nicht die zu messenden Verteilungen verfälschen. Natürlich wurden auch Anstrengungen unternommen, die Zahl der Zufallskoinzidenzen weitestgehend zu reduzieren.

Dazu dienten z.B. die erwähnten starken Betonabschirmungen, aber auch die Verwendung möglichst kurzer Gate-Zeiten.

II.8 Aufnahme der Daten

Der On-line-Computer, PDP 11/40, hat 16-Bit Standardwortlänge. Die Daten eines Ereignisses werden vom Programm gelesen, auf eine geeignete Wortlänge kodiert und in einem Puffer von 1024 Worten Umfang abgespeichert. Wenn der Puffer gefüllt ist, wird der Inhalt als ein Record auf ein 800 BpI-Band geschrieben. Durchschnittlich paßten die Daten von 20 Ereignissen in einen Record und die von 150 000 Ereignissen auf ein Band. Dabei wurden folgende Daten pro Ereignis registriert :

1. Identifikation : Nummer der Messung
Datum
Uhrzeit
Nummer des Ereignisses
Kode für verwendete Zähler
Anzeige ob Testereignis
 2. Gel.-Teilchenzähler : Nummern } der angesprochenen
Pulshöhen } E-Zähler
Flugzeiten }
Drahtadressen der Kammern CH1, CH2
 3. Flugzeitzähler : Muster der großen Röhren
Muster der kleinen Röhren
Zeiten TOFL, TLR
Pulshöhen links und rechts
 4. Verschiedene Einzelraten: Teleskop
E-Zähler
Sp
Flugzeitzähler
- Bei Testereignissen : Intensität der LED-Pulse

Das Verhältnis der Anzahl der Testereignisse mit LED-Pulser (s.S.11) zu der der Meßereignisse war 3000 zu 16.

Vorbereitende Messungen zur Einstellung der Apparatur fanden 1977 und im Frühjahr 1978 statt. Die Messungen, die hier beschrieben werden, wurden unter folgenden Bedingungen durchgeführt :

1) Mit dem ${}^6\text{Li}$ -Target und mit der Apparatur wie auf S.5 wurde an drei Tagen im September 1978 gemessen. Die reine Strahlzeit betrug nach Abzug der Strahlausfallszeiten 44,5 h. Dabei wurden $2.4 \cdot 10^6$ Ereignisse, aufgeteilt in 25 "Runs", auf Band genommen. Ein "Run" war immer eine Meßperiode ohne Veränderung. Normalerweise wurde das Ende eines Runs durch das Ende eines Bandes oder eine Strahlunterbrechung gegeben. Charakteristische Raten während dieser Messung waren :

Zyklotronstrom : 80 μA
T3 π -Koinzidenz : $4,7 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$
E-Zähler : $1,15 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$
Sp-Koinzidenz : 3600 sec^{-1}
N-Zähler : 91 sec^{-1}
Meßereignisse : $\sim 20 \text{ sec}^{-1}$

2) Mit dem Polyäthylentarget und derselben Apparatur wurde anschließend weitere 2 Tage mit einer reinen Strahlzeit von 21 h gemessen. Dabei wurden $6,3 \cdot 10^5$ Ereignisse, aufgeteilt in 7 Runs, bei folgenden Raten auf Band genommen :

Zyklotronstrom : 80 μA
T3 π -Koinzidenz : $2,7 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$
E-Zähler : $4,7 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$
Sp-Koinzidenz : 2100 sec^{-1}
N-Zähler : 147 sec^{-1}
Meßereignisse : $\sim 9 \text{ sec}^{-1}$

3) Mit dem ${}^6\text{Li}$ -Target wurde im Dezember 1979 mit zwei Flugzeitählern unter 180° zueinander gemessen. Der Abstand beider Zähler zum Target war je 420 cm (s.S.15). Es wurden an 3 Tagen in 51,5 h reiner Strahlzeit $1.2 \cdot 10^5$ Ereignisse in 4 Runs auf Band genommen. Die Raten waren :

Zyklotronstrom : 100 μA
T3 π -Koinzidenz : $4,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$
N-Zähler 1 : 246 sec^{-1}
N-Zähler 2 : 293 sec^{-1}
Meßereignisse : $\sim 0,7 \text{ sec}^{-1}$

III Off-Line-Auswertung

III.1 Allgemeines

Die Auswertung der Meßdaten erfolgte an den Großrechnern IBM 370/M168 und M3033 des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Wegen des Umfangs der Daten und der großen Anzahl notwendiger Rechenoperationen pro Ereignis wurde besonders darauf geachtet, daß die Programme in jedem Teilschritt übersichtlich und gut kontrollierbar waren. Ebenso wurde möglichst rechenzeitgünstig programmiert. Ein weiterer kritischer Punkt der Auswertung war die Reduktion der Rohdaten, denn von den ursprünglich aufgenommenen Ereignissen kamen nur 15% in die Endauswertung. Der Rest wurde aus verschiedenen Gründen ausgeschieden. Auf die Erarbeitung der Kriterien, welche Ereignisse als sinnvoll für die Auswertung anzusehen sind, wurde daher ganz besondere Mühe verwandt. Es galt sicherzustellen, daß die endgültigen Verteilungen nicht verfälscht werden.

Daher wurden folgende programmiertechnischen Maßnahmen ergriffen:

- 1) Unterteilung des gesamten Programms in vier getrennte Stufen, zwischen denen die Daten jeweils auf Magnetband gespeichert wurden. Die Unterteilung erfolgte nach logisch zusammengehörigen Auswertungsschritten (s.u.). Damit wurde erreicht:
 - Bei Variationen von Parametern zu Testzwecken muß nur eine Stufe jeweils neu berechnet werden.
 - Die Kontrolle einzelner Schritte wird erleichtert.
 - Da in jeder Stufe Ereignisse verworfen werden, reduziert sich die Datenmenge von Stufe zu Stufe (Rechenzeit !).
 - Variationen in der Meßanordnung erfordern meist nur Änderungen in einer Stufe.
- 2) Unterteilung der Stufen in Subroutinen, die außerhalb der Hauptprogramme getestet werden können.
- 3) Detaillierte Statistiken geben den Programmfluß wieder und registrieren, wieviele Ereignisse aus welchen Gründen verworfen werden. Diese Statistiken dienten vor allem der

Klärung der physikalischen oder meßtechnischen Ursachen der Nichtauswertbarkeit von Ereignissen. Nach diesen Erkenntnissen wurden programmierbare Kriterien entwickelt und das Programm bei Bedarf entsprechend geändert. Ebenso wurden in jeder Stufe zahlreiche Spektren erstellt, um die Wirkung der ausgeführten Rechenschritte zu kontrollieren.

- 4) Die erste Stufe wurde interaktiv aufrufbar geschrieben, so daß Ereignisse mit bestimmten vorgebbaren Eigenschaften einzeln durch das Programm verfolgt werden können.
- 5) Komplizierte Funktionen wurden zur Rechenzeitverkürzung parametrisiert bzw. interpoliert.

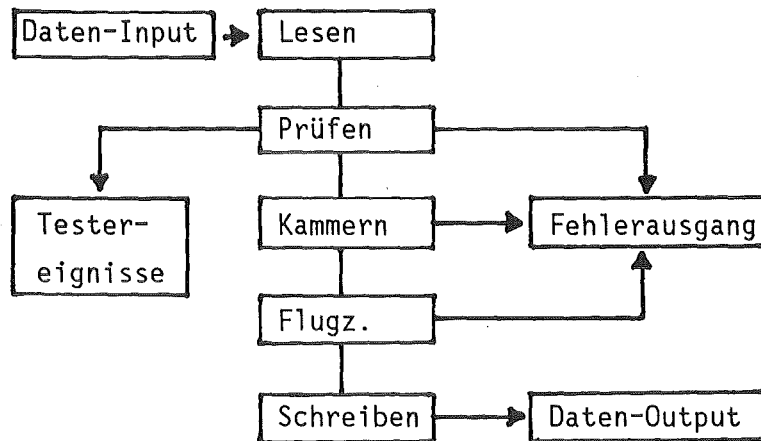
Die wesentlichen Aufgaben der Stufen (Z1 bis Z4) waren im einzelnen:

- Z1: "Digitale Auswertung", d.h. Berechnung aller Größen, zu denen keine Eichungen benötigt werden (z.B. Auswertung der kleinen Röhrenmuster), und Abtrennung der LED-Testereignisse.
- Z2: "Analoge Auswertung", d.h. Feststellen der Teilchenart und Berechnung der kinetischen Energien.
- Z3: Berechnung der zählerbedingten Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes Ereignis und Berechnung abgeleiteter kinematischer Größen, z.B. die Anregungsenergie des Restkerns.
- Z4: Untergrundsubtraktion und graphische Darstellung der Daten sowie Berechnung von Verzweigungsverhältnissen.

Bis zur Stufe Z2 wurde Run-weise ausgewertet, um Veränderungen von Run zu Run zu korrigieren. Anschließend wurden alle Runs zusammengefaßt und nach Reaktionskanälen, d.h. nach Kombinationen derselben Teilchenarten, aufgespalten. Die Reaktionskanäle wurden dann jeweils einzeln mit Z3 und Z4 gerechnet.

III.2 Stufe Z1

III.2.1 Aufbau des Programms



Aus den On-line geschriebenen Records wird im Schritt "Lesen" jeweils der Datensatz eines Ereignisses extrahiert, dekodiert, d.h. auf die Zahlendarstellung des IBM-Rechners gebracht und an den nächsten Schritt übergeben. Die Testereignisse werden ausgesondert und unverändert wieder auf Band geschrieben.

Im Schritt Prüfen werden nacheinander alle Werte des Datensatzes (s.S.18) darauf untersucht, ob sie in einem sinnvollen Bereich liegen, z.B. Overflow bei TDC's usw.. Zusätzlich werden Zahlen abgefragt, die einen bestimmten Wert haben müssen, um Datenübertragungsfehler zu erkennen. Bei jeder Abfrage wird gezählt, wieviele Ereignisse durch sie verworfen werden.

Der Schritt "Kammern" versucht, die Trajektorie des Teilchens im Geladene-Teilchen-Zähler zu rekonstruieren und untersucht die Trajektorie auf Konsistenz mit dem E-Zähler.

Im Schritt "Flugzeitzähler" wird das Muster der Stäbe untersucht und bestimmt, welche Stäbe das Teilchen registriert haben.

Wenn ein Ereignis in allen Schritten akzeptiert wird, werden die noch nicht bearbeiteten und die neu berechneten Größen wieder auf Band geschrieben (s. III.2.4).

Es soll nun das Auswerteverfahren dieser Stufe aus physikalischer Sicht skizziert werden.

III.2.2 Die Kammerdaten

Die Kammerdaten bestehen aus den Adressen der Drähte die angesprochen haben. Bezüglich der Drähte einer Ebene gibt es nun mehrere Möglichkeiten :

- 1) Es hat kein Draht angesprochen.
- 2) Es haben mehrere Drähte in lückenloser Reihenfolge angesprochen (sog. "Cluster").
- 3) Es haben mehrere Drähte mit dazwischenliegenden Lücken angesprochen ("Mehrfachcluster")

Ausgewertet werden nur Ereignisse, mit weniger als 5 Drähten pro Cluster. Auf jeder Ebene wird ein Cluster akzeptiert und auf höchstens einer Ebene ein zweites Cluster. Durch verbinden der Clustermitten mit Geraden ergeben sich 1 oder 2 mögliche Trajektorien. Die Durchstoßpunkte der Trajektorien durch die E-Zähleroberfläche werden berechnet und darauf geprüft, ob sie dem Ort eines der angesprochenen Moduln E_i entsprechen. Die endliche Ortsauflösung der Kammern wird dabei berücksichtigt. Ergibt sich so, daß nur eine Trajektorie nur einem der Moduln E_i entspricht, die angesprochen haben, ist die Trajektorie und das Modul damit akzeptiert. Alle anderen Fälle werden verworfen. Da sie 46% aller Ereignisse umfassen, mußten die Ursachen für ihr Entstehen genauer geklärt werden. Eine genaue Analyse, die im Anhang A1 skizziert ist, ergab folgende Unterteilung :

- 1) 17% sind Zufallskoinzidenzen S1 mit E_i , d.h. es gab keine Flugbahn eines Protons oder schwereren Teilchens durch beide Kammern.
- 2) 7% Gerätebedingte "Inefficiency" der Kammern (s. Anhang A1).
- 3) 17% sind Ereignisse, bei denen nicht eindeutig eine von mehreren Trajektorien als die richtige erkannt werden konnte.
- 4) 4% sind rekonstruierbare Trajektorien, die keine Beziehung zum angesprochenen Modul haben, also auch Zufallskoinzidenzen.

5) 1% sind Ereignisse, bei denen breitere Cluster auftraten, als ein Teilchen erzeugen kann (mehr als 4 Drähte). Sie wurden wegen schlechter Ortsauflösung verworfen.

Punkt 3) und 4) ist wohl zum großen Teil auf die langen Gate-Öffnungszeiten der Kammern zurückzuführen. Weitere Ursachen werden im Anhang diskutiert.

Das heißt also, daß rund 25% "sinnvolle" Ereignisse, entsprechend den Punkten 2),3),5) , durch die Kammern verloren gehen. Es wurde geprüft, daß sich diese Ereignisse gleichmäßig über die Kammern verteilen bzw. daß dadurch keine Lücken in dem Raumwinkel entstehen, den der Geladene-Teilchen-Zähler erfaßt.

Bei den akzeptierten Trajektorien wurden folgende Größen berechnet:

- Winkel der Flugbahn in der x-z- und x-y-Ebene (s. Abb.4)
- Durchstoßpunkt im Target (Abb.6)
- Durchstoßpunkt in der E-Zähler-Oberfläche.
- relative Lage der Flugbahn im E-Zähler: Es wurde festgestellt, ob das Teilchen möglicherweise die Folie zwischen zwei Modulen durchdrungen hat. Wenn ja, ob ein anderes Modul angesprochen hat, das von derselben Trajektorie berührt wird.

Die erreichte Ortsauflösung auf der Targetoberfläche beträgt ± 5 mm, die Winkelauflösung $\pm 0.5^\circ$.

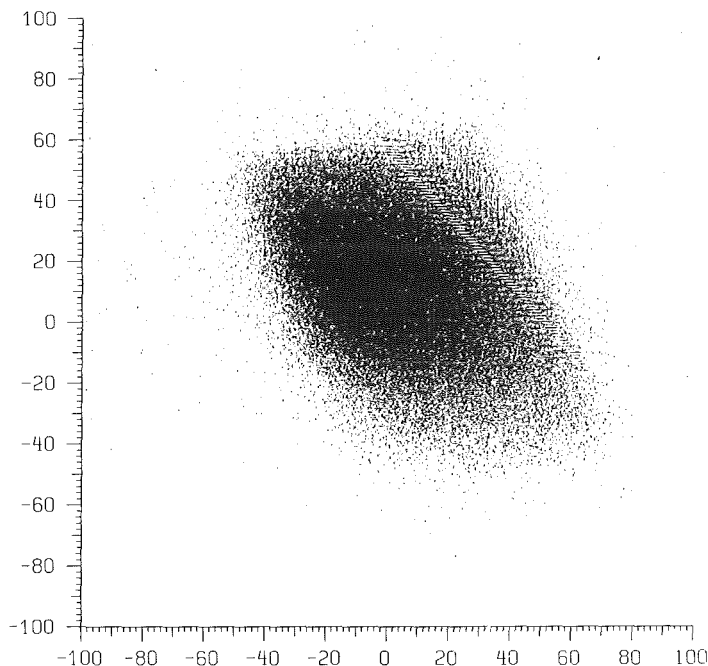


Abbildung 6

Verteilung der Ereignisse auf der Target-(z-y-) Ebene. Nach oben ist die y-Koordinate aufgetragen (vgl Abb.4).

III.2.3 Die E-Zählerdaten

Die E-Zählerdaten bestehen je aus Nummer, ADC-Wert und TDC-Wert jedes Moduls, das angesprochen hat. Alle ADC- und TDC-Werte werden auf Overflow und Underflow geprüft. Dadurch wurde 1% der Ereignisse ausgeschlossen. Ebenso werden Ereignisse mit 3 Modulen abgelehnt (0,7%).

Bei Ereignissen mit 2 Modulen (10%) wird das ausgewertet, das die Trajektorie trifft. Dabei ergab sich, daß bei 20% dieser Ereignisse das 2. Modul eine sehr niedere Pulshöhe aufwies, d.h. es wurde ein Rauschsignal registriert. Für die übrigen gibt es 3 Möglichkeiten:

- 1) Ein Teilchen geht durch den gemeinsamen Randbereich von zwei nebeneinander liegenden Modulen.
- 2) Ein koinzidentes Neutron erzeugt ein Signal im 2. Modul
- 3) Eine Zufallskoinzidenz mit einem Teilchen aus einer Richtung, die nicht durch die Kammer führt (Strahlungsuntergrund im Areal).

Im Fall 1) müßte man die Pulshöhen der beiden Modulen addieren, im anderen Fall nicht. Die Möglichkeit 1) wurde daher über die Korrelation der zwei Modulen zur Flugbahn geprüft:

Wenn die Verlängerung der berechneten Flugbahn durch die seitliche Modulwand verlief (unter Berücksichtigung der Auflösung), wurde festgestellt, ob das 2. Modul an dieser Wand oder einer anderen anliegt (s. S.25). Es war kein Effekt feststellbar, d.h. die 2. Modulen waren auf alle vier Seitenwände im Rahmen der Statistik gleichverteilt, genauer : in unter 0,2% der Fälle hat ein Teilchen 2 Modulen durchdrungen. Dies hat folgenden Grund : Teilchen, deren Trajektorie noch auf ein zweites Modul zeigt, stoppen meist vor Erreichen des 2. Moduls, bzw. in der Folie zwischen den Modulen.

Es muß also Fall 2) und 3) angenommen werden. Wegen Fall 2) war es wesentlich, daß Ereignisse mit 2 Modulen ausgewertet wurden, da sonst die (häufigen) Reaktionen, bei denen ein geladenes Teilchen und ein Neutron unter kleinem Winkel emittiert werden, um rund 8% unterdrückt würden (Nachweiswahrscheinlichkeit des E-Zählers für Neutronen).

Über die Übereinstimmung der Modulen mit der jeweiligen Flugbahn konnte außerdem eine geometrische Feineichung der Kammerstellung relativ zur E-Zählerstellung auf ± 0.5 mm in y- und z-Richtung vorgenommen werden (s. Abb.4).

III.2.4 Die Flugzeitählerdaten

Die Flugzeitählerdaten bestehen aus den beiden Zeiten TOFL und TLR (s.S.15), den ADC-Werten der "großen" Röhren rechts und links und den Mustern der großen und kleinen Röhren.

Im Schritt "Prüfen" wird festgestellt, ob diese Daten alle vorhanden sind und ob die Zeiten und ADC-Werte in einem sinnvollen Bereich liegen. Dadurch wurde eine große Zahl Zufallskoinzidenzen ausgeschlossen, sowie Reaktionen von Neutronen, die so wenig Energie im Zähler abgegeben haben, daß die Schwellen der kleinen Röhren nicht überschritten wurden. Es ergaben sich folgende Verhältnisse bezüglich der bisher vom Programm akzeptierten Anzahl von Ereignissen:

- 3.3% kein Signal von den kleinen Röhren
- 10.3% TOFL zu groß oder zu klein, d.h. das nachgewiesene Teilchen stammte nicht von der Reaktion des im Teleskop registrierten Pions, oder es war ein γ -Quant oder ein Elektron.
- 8.2% TLR zu groß oder zu klein, d.h. der daraus resultierende Nachweisort in der Länge des Zählers läge außerhalb des Zählervolumens. Es handelt sich dabei um Zufallskoinzidenzen der rechten mit der linken Seite.

Im Schritt "Flugzeitähler" werden die Muster dekodiert und bestimmt, welche Stäbe angesprochen haben. Der vorderste Stab, der angesprochen hat, ergibt den Nachweisort im Zähler in Tiefe und Höhe. Die Auflösung entspricht daher der Querschnittfläche eines Stabes, d.h. 1,5 cm in der Tiefe und 6 cm in der Höhe. Alle Teilchen, die von der vordersten Lage an (Dicke 1,5 cm) ein Signal erzeugen, werden zunächst als geladene interpretiert. In der Stufe Z2 erfolgt eine genauere Auslese über die Flugzeit-Lichtausbeute-Beziehung. Die erste Lage wird also als Antizähler für Neutronen verwendet.

Alle Ereignisse, bei denen das Muster der Stäbe nicht zusammenhängend ist, werden abgelehnt, insgesamt 12%. Für diesen Fall gibt es zwei Ursachen:

- 1) Gleichzeitige Registrierung zweier Teilchen. Solche Ereignis-

nisse sind nicht auswertbar, da keine eindeutige Flugzeit und Pulshöhe zugeordnet werden kann.

- 2) Über die Länge der erzeugten Spur im Zähler wurde auflösungsbedingt die Schwelle einer kleinen Röhre unterschritten, oder das Signal fiel in die Totzeit einer Röhre. Durch diese Effekte könnte eine ungleiche Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit über das Zählervolumen entstehen.

Daher wurde die Verteilung, wie oft jede kleine Röhre angesprochen hat, bei jedem Run auf Gleichmäßigkeit kontrolliert. Die Variationen lagen im Rahmen der Statistik.

III.2.5 Zwischenspeicherung der Daten

Insgesamt akzeptierte die Stufe Z1 32% aller eingegebenen Meßereignisse. Die Daten der akzeptierten Ereignisse wurden auf Band zwischengespeichert, um anschließend vom Programm Z2 weiterverarbeitet zu werden. Dabei wurden folgende Daten pro Ereignis auf Band geschrieben :

- Identifiz.: Nummer des Ereignisses.
- E-Zähler : 1.: Nummer, ADC- und TDC-Wert des Zählers, der sich mit der Flugbahn deckt.
2.: evtl. Nummer, ADC- und TDC-Wert des 2. Zählers
- Flugbahn : Clusterbreiten, Durchstoßpunkte im Target und E-Zähler, Winkel der Flugbahn, rel. Lage im E-Zähler.
- Flugzeit.: Höhe und Tiefe des Reaktionsortes, sowie alle Eingabedaten von Z1 (s.S.13).
- Einzelraten: unverändert wie in Z1 eingegeben.

III.2.6 Auswertung der LED-Testereignisse

Die Testereignisse werden anschließend von einem eigenen Programm eingelesen und ausgewertet. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich in [15]. In jedem Zähler E_i geben die LED's nacheinander vier

Pulse verschiedener, festgelegter Intensität ab. Die Pulse werden 16-mal wiederholt, darauf folgen 3000 Meßereignisse, dann wieder Testereignisse usw.

Die Lichtmengen, die die LED's in jeder der 4 Intensitäten abgeben, ist konstant. Diese Konstanz wird als Referenz verwendet, um Schwankungen der Verstärkung der Photomultiplier von einem "Run" zum nächsten zu korrigieren. Dazu wird pro Run für jeden Zähler E_i eine Ausgleichsgerade durch die gemessenen Pulshöhen der Testereignisse in Abhängigkeit von der Intensität gelegt :

$$P = a_i L + b_i \quad i=1, \dots, 12$$

Dabei ist p die Pulshöhe, L die Intensität bzw. abgegebene Lichtmenge des Pulses. Die Koeffizienten a_i , b_i werden abgespeichert und in Z2 wieder eingelesen. In Z2 werden dann die Pulshöhen der Meßereignisse mit den Umkehrfunktionen der Geraden auf eine normierte Lichtmenge L umgerechnet. Die Schwankung der Pulshöhe beim Nachweis eines Teilchens mit fester Energie im E-Zähler (z.B. Deuteronen aus ${}^3\text{He}(\pi^-, dn)$) von 20% konnte so auf eine Schwankung der normierten Lichtmenge von 1% reduziert werden. Schwankungen innerhalb eines Runs werden nicht berücksichtigt. Sie sind jedoch klein, da bei Änderungen der Meßbedingungen ein Run abgebrochen wurde.

III.3 Stufe Z2

III.3.1 Aufbau des Programms

Die Stufe Z2 hat folgende Aufgaben :
Bestimmung der Art des nachgewiesenen Teilchens n,p,d oder t in beiden Zählerzweigen, Berechnung der Energien der beiden Teilchen im Target und Berechnung des Nachweisortes im Flugzeitzähler.

Dazu sind folgende Einzelschritte nötig :

1.) E-Zähler :

- Korrektur der gemessenen Pulshöhen.
- Bestimmung der Teilchenart
- Berechnung der im Zähler deponierten Energie aus der korrigierten Pulshöhe.
- Berechnung der Energie des nachgewiesenen Teilchens im Target aus der Art und Dicke der abbremsenden Schichten zwischen Target und Zähler und seiner Energie im Zähler.

2.) Flugzeitzähler :

- Bestimmung des Nachweisortes über der Längsachse des Zählers aus der gemessenen Grösse TLR
- Bestimmung der Flugzeit und Flugstrecke des Teilchens vom Target zum Nachweisort im Zähler.
- Bestimmung der Teilchenart
- Berechnung der Energie des Teilchens im Target aus Flugzeit, Flugstrecke und durchdrungenen Schichten vom Target zum Zähler.

Das Programm liest folgende Daten ein :

- Ausgabedaten von Z1
- Parameter der Ausgleichsgeraden von den Testereignissen
- Parameter zur Teilchentrennung

- Parameter für Interpolationsfunktionen, die die Energie im Target in Abh. von der Energie im Zähler bzw. Flugzeit und Flugstrecke beschreiben.

Die angewandten Verfahren für diese Rechnungen und die Erstellung der Parametersätze und die dazu notwendigen Eichungen sollen nun im einzelnen beschrieben werden.

III.3.2 Nachweisort und Flugzeit im Flugzeitzaehler

Zur Bestimmung des Nachweisortes z_n im Zähler in z-Richtung und der Flugzeit t_{of} vom Target zum Nachweisort stehen folgende vier Größen zur Verfügung :

- TOFL, die Zeit vom Stoppen eines Pions im Target bis zur Ankunft des Signals an der linken Zählerseite, gemessen in Kanälen zu ~ 50 ps/Kanal.
- TLR, die Zeitdifferenz von der Ankunft des Signals an der linken Seite zur Ankunft an der rechten Seite, gemessen in Kanälen wie oben, plus eine additive Konstante, da negative Zeiten nicht gemessen werden können
- ADCL, die registrierte Pulshöhe links
- ADCR, die registrierte Pulshöhe rechts

Für die weitere Rechnung müssen erst folgende Zeiten bestimmt werden (in ns): t_l und t_r , die wahre Ankunftszeit links und rechts relativ zum Stoppen des Pions, t_{lr} , die wahre Zeitdifferenz rechts minus links, und t_{of} , die wahre Flugzeit vom Target zum Reaktionsort. Sie stehen mit den oben angegebenen Meßgrößen in folgendem Zusammenhang :

$$t_{of} = t_l + 0.5 \cdot t_{lr} \quad (\text{III.1})$$

$$t_l = c_l \text{TOFL} + t_{lo} + w_l(\text{ADCL}) \quad (\text{III.2})$$

$$t_{lr} = c_{lr} \text{TLR} + t_{lro} + w_r(\text{ADCR}) - w_l(\text{ADCL}) \quad (\text{III.3})$$

$$t_r = t_l + t_{lr} = c_l \text{TOFL} + c_{lr} \text{TLR} + t_{lo} + t_{lro} + w_r(\text{ADCR}) \quad (\text{III.4})$$

Gleichung (III.1) ergibt sich unter der Annahme einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit des erzeugten Lichts vom Nachweisort zu den Photomultipliern an den Enden des Zählers, was recht gut erfüllt ist.

Unbekannt sind : c_l , c_{lr} Eichung der Kanäle in ns, t_{l0} und t_{lr0} die Nullpunktverschiebung der gemessenen Zeiten durch Verzögerungen in Kabeln und Elektronik und w_l , w_r der Time-walk rechts und links.

Die Bestimmung dieser Unbekannten soll nun beschrieben werden :

1.) Die Steigungen der beiden Time-Encoder c_l und c_{lr} wurde direkt am Gerät durch Einbau von Verzögerungsleitungen gemessen. Es ergaben sich folgende Werte :

$$c_l = 51.75 \pm 1.3 \text{ ps/Kanal}$$

$$c_{lr} = 58.30 \pm 1.6 \text{ ps/Kanal}$$

2.) Der Time-walk kommt so zustande: Beim Eintreffen des Signals von einer großen Röhre gibt ein "leading-edge"-Diskriminator ein Signal ab, das den Time-Encoder stoppt (s.S.15). Das Ausgangssignal des Diskriminators beginnt genau dann, wenn das Eingangssignal eine bestimmte Schwellenspannung überschritten hat. Von diesem Zeitpunkt bis zum Eintreffen des Maximums vergeht eine kleine Zeitspanne, die von der Signalhöhe abhängig ist. Diese Abhängigkeit wird Time-walk genannt. Die Zeitspanne ist um so kleiner, je kleiner das Signal ist. In unserem Fall variiert sie um rund 3 ns, während die angestrebte Zeitauflösung 1 ns sein sollte.

Der Time-walk wurde aus den Daten der Messung am ^3He (s.[15]) bestimmt. Und zwar liefert der Prozeß $^3\text{He}(\pi^-,dn)$ monoenergetische Neutronen von 87.5 MeV. Da die Richtung des zugehörigen Deuterons von den Kammern her bekannt ist, und eine 180° Korrelation vorliegt, läßt sich der Ort bestimmen, an dem die Neutronen auf dem Flugzeitähler eintreffen. Wählt man so Neutronen aus, die in einem schmalen Intervall in der Mitte des Zählers nachgewiesen werden, ist die Flugzeit und die Ausbreitungszeit des Lichts vom Nachweisort zum Photomultiplier konstant. Die Variationen von TOFL und TLR in Gleichung (III.2) und (III.4) hängen dann nur noch vom Time-walk ab. Da Neutronen nur einen unbestimmten Teil ihrer Energie in einem Szintillator deponieren, kann man so den Verlauf des Time-walks darstellen (Abb.7).

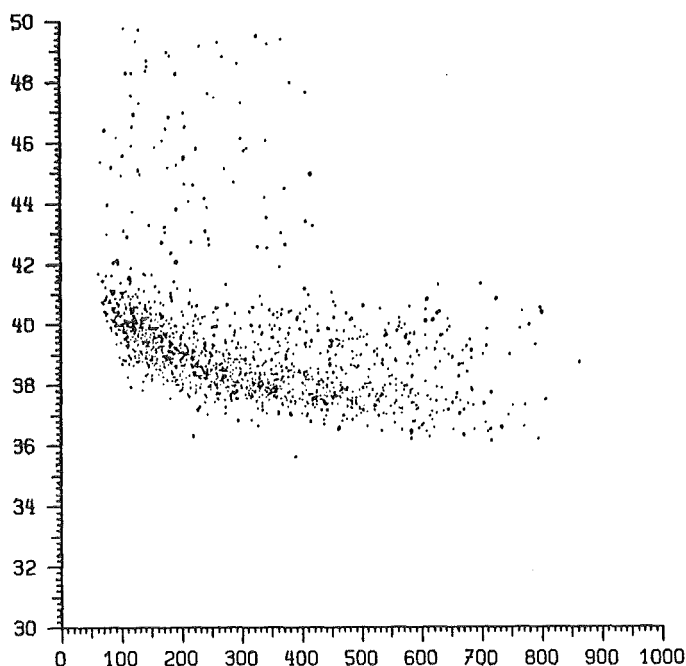


Abbildung 7

$c_1 \cdot \text{TOFL}$ aufgetragen in ns über ADCL in Kanälen

Die in Abb.7 erkennbare Abhängigkeit $w_1(\text{ADCL})$ wurde mit einer empirischen Funktion parametrisiert (ohne additive Konstante) :

$$w_1 = - 270/(\text{ADCL}+20) - 530/(\text{ADCL}+200)$$

Der Time-walk rechts, $w_r(\text{ADCR})$, erwies sich als identisch mit $w_1(\text{ADCL})$.

3.) Die Zeit t_{1r} ist mit dem Nachweisort in z-Richtung über die Lichtausbreitungsgeschwindigkeit c_z in den Stäben verknüpft :

$$z_n = 0.5 \cdot c_z \cdot t_{1r}$$

Mit demselben Prozeß wie oben läßt sich der Nachweisort der monoenergetischen Neutronen mit Hilfe der zugehörigen Deuteronen auf ± 3 cm voraussagen. Die Auftragung von $c_{1r} \text{TLR} + w_r(\text{ADCR}) - w_1(\text{ADCL})$ gegen den vorausgesagten Ort z ergibt sowohl c_z , als auch den Nullpunkt t_{1r0} . Die Streuung dieser Werte um den vorausgesagten Ort ergibt die Ortsauflösung Δz in z-Richtung. Die Zahlenwerte sind :

$$c_z = 155 \text{ mm/ns}$$

$$\Delta z = \pm 90 \text{ mm}$$

4.) Die letzte Unbekannte, t_{10} , kann auch mit demselben Prozeß bestimmt werden. Aus der Flugstrecke der Neutronen vom Target zum Nachweisort

und der Energie, 87.5 MeV, wird die Flugzeit t_{of} berechnet. Einsetzen in Gl.(III.1) bzw. (III.2) ergibt t_{10} . Es zeigte sich jedoch, daß t_{10} vom Reaktionsort im Target abhängt. Die Pionen legen die Strecke vom Moderator zum Target mit rund 190 mm/ns zurück. Je nach Reaktionsort ist diese Strecke verschieden. t_{10} wird entsprechend korrigiert.

Mit allen oben angeführten Korrekturen beträgt die Auflösung der Flugzeit t_{of} 1.1 ns FWHM. Der Nachweisort im Flugzeitähler ist nun vollständig berechenbar (vergl. auch S.27). Zusammen mit den Daten von den Kammern kann der Winkel zwischen den Trajektorien der beiden nachgewiesenen Teilchen berechnet werden. Die Auflösung wird bestimmt durch die Winkelauflösung der Kammern, die Ortsauflösung der Kammern auf der Targetebene und die Ortsauflösung des Flugzeitählers. Die Messung von 180° -Reaktionen, d.h. 2-Körperzerfällen, ergab : $\Delta\vartheta = 1.2^\circ$ HWHM.

III.3.3 Teilchentrennung

In beiden Zählerzweigen messen wir die Pulshöhe im Zähler und die Flugzeit vom Target zum Zähler. Die gemessene Pulshöhe ist eine nahezu lineare Funktion der deponierten Energie. Bei gleicher Energie, und damit bei gleicher Pulshöhe, haben Teilchen verschiedener Masse unterschiedliche Geschwindigkeit bzw. Flugzeit. Diesen Zusammenhang verwenden wir zur Trennung von Protonen, Deuteronen und Tritonen. Teilchen, die mehr als eine Elementarladung tragen, erreichen unsere Zähler nicht, da der Energieverlust größer ist als die Maximalenergie, mit der sie durch Pionreaktionen erzeugt werden können. Im E-Zähler beträgt der Flugzeitunterschied für Teilchen gleicher Energie :

	Bei 60 MeV :	Bei 10 MeV :
p - d :	2.2 ns	4 ns
d - t :	1.8 ns	3 ns

Im Flugzeitähler ist der Unterschied ungefähr das fünffache. Wir können diese Differenzen also noch gut auflösen. Der exakte Zusammenhang zwischen Flugzeit und Pulshöhe ist zwar ausgesprochen kompliziert, aber auch sehr "glatt". Wir haben uns daher darauf beschränkt, die Pulshöhen-Flugzeitbereiche der verschiedenen Teilchen mit empirischen Kurven zu trennen.

1.) Die Teilchentrennung im E-Zähler :

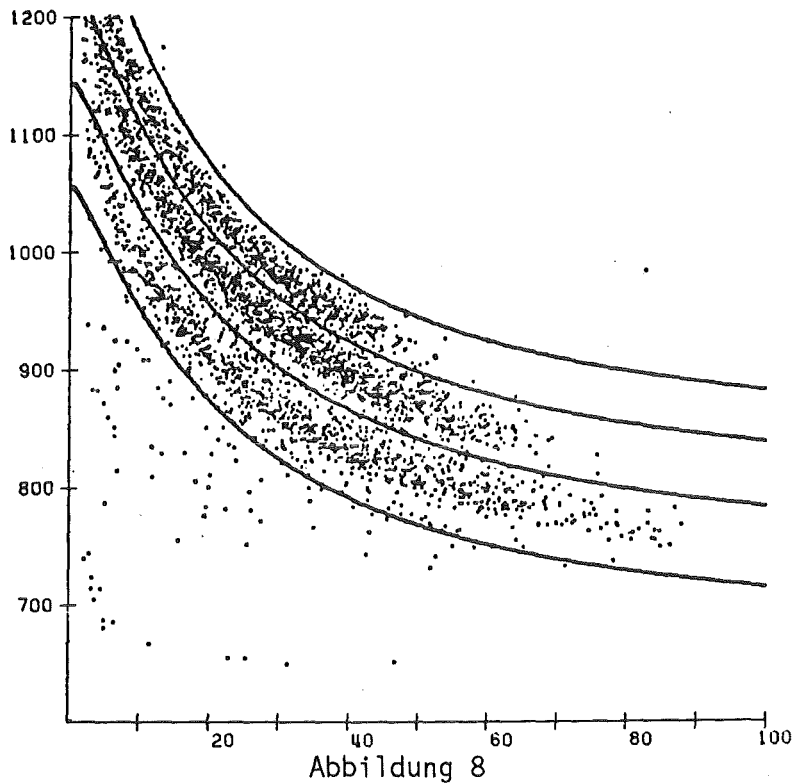


Abbildung 8
TDC-Wert aufgetragen über der norm. Lichtmenge für E₁₀

Für jeden Run und jedes Modul E_i wird der TDC-Wert über der normierten Lichtmenge L (s.S.29) aufgetragen. Mit je vier empirischen Funktionen der allgemeinen Form :

$$t = a_n / (L + b_n) + c_n \quad n = 1, \dots, 4$$

werden drei Gebiete in dem Spektrum abgetrennt, die den drei verschiedenen Teilchenarten zugeordnet werden, wie in Abb.8. Die oberste und unterste Kurve dient jeweils der Untergrundabtrennung. Von oben nach unten sind die Bereiche von t, d, und p zu erkennen. Obwohl die normierten Lichtmengen verwendet werden, ergeben sich durch den Time-walk, der von der unkorrigierten Pulshöhe abhängt, Schwankungen von Run zu Run. Daher wurden die Parameter für jeden Run neu bestimmt. Da der Time-walk sehr schwer zu bestimmen ist, ergäbe eine Trennung mit analytisch abgeleiteten Funktionen keine Verbesserung. Die Güte unserer Teilchentrennung kann in der folgenden Form angegeben werden :

Als Proton interpretierte enthalten : 1.3 ±.6 % Deuteronen

Als Deuteron interpretierte enthalten : 0.3 ±.15 % Protonen

2.1 ±1. % Tritonen

Als Triton interpretierte enthalten : 1.8 ±.9 % Deuteronen

2.) Die Teilchentrennung im Flugzeitzähler :

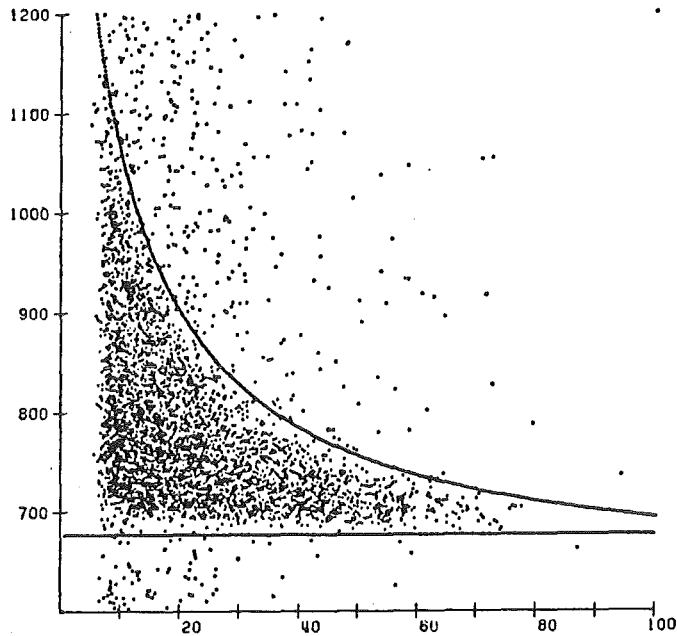


Abbildung 9

t_{of} aufgetragen über der Pulshöhe $\sqrt{ADCL \cdot ADCR}$
für die hinteren Lagen von Modul 3

Im Flugzeitzähler sind noch zusätzlich die Neutronen zu berücksichtigen. Neutronen werden nur indirekt nachgewiesen. Durch Kernreaktionen im Szintillatormaterial geben sie einen Teil ihrer Energie an geladene Teilchen ab, deren Gesamtenergie dann gemessen wird. Der Prozeß mit dem größten Energieübertrag ist der Ladungsaustausch mit einem Proton. Entsprechend liegt die Pulshöhe, mit der ein Neutron nachgewiesen wird, zwischen Null und der eines Protons gleicher Energie. Bei festgelegter Flugzeit kann man daher nur den Untergrund oberhalb der maximalen Pulshöhe abtrennen. Als Flugzeit wird die Größe t_{of} verwandt. Die Pulshöhe ist das geometrische Mittel der gemessenen Pulshöhen rechts und links. Dies folgt daraus, daß die Lichtmenge auf dem Weg vom Nachweisort zum Photomultiplier exponentiell abnimmt, was auch an Hand unserer Daten experimentell bestätigt wurde.

Es werden zwei Fälle unterschieden :

α) In der Stufe Z1 wurden alle Teilchen, die kein Signal in der vordersten Schicht (1.5 cm) erzeugt haben, als Neutronen interpretiert (S.27).

Bei diesen wurde mit zwei Kurven das zulässige Pulshöhen-Flugzeitgebiet definiert. Als Beispiel siehe Abb.9. Die Parameter wurden für jedes Modul und jeden Run geprüft.

β) Für die Teilchen der vordersten Schicht wird wie beim E-Zähler verfahren (s.Abb.10). Die Auflösung ist entsprechend der größeren Flugstrecke besser :

Als Proton interpretierte enthalten : 0.13 ± 0.06 % Deuteronen

Als Deuteron interpretierte enthalten : 0.09 ± 0.04 % Protonen

0.08 ± 0.04 % Tritonen

Als Triton interpretierte enthalten : 0.10 ± 0.05 % Deuteronen

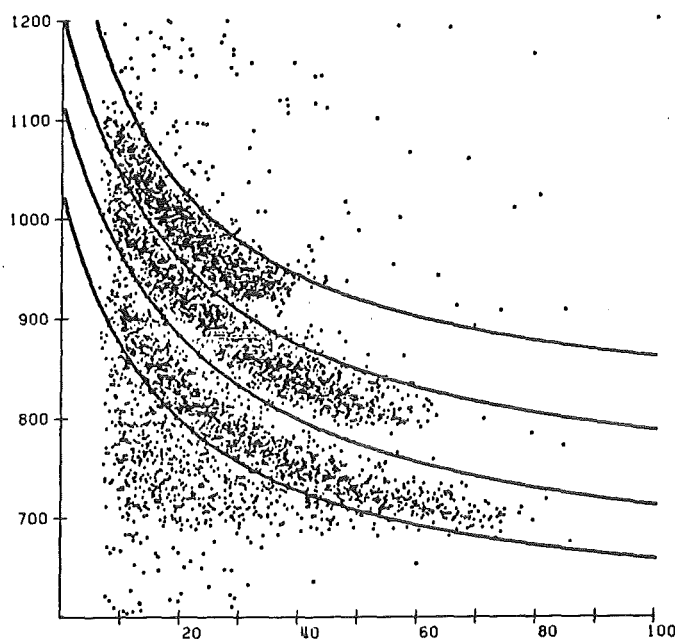


Abbildung 10

t_{of} aufgetragen über der Pulshöhe $\sqrt{ADCL \cdot ADCR}$
für die vordere Lage von Modul 3

Unterhalb der untersten Kurve in Abb.10 sind Neutronen zu erkennen. Es ist jedoch nicht möglich, Neutronen von Protonen dadurch zu trennen, daß Neutronen eine kleinere Pulshöhe erzeugen als Protonen bei gleicher Flugzeit, wie zu vermuten wäre, denn Protonen erleiden einen Energieverlust auf dem Weg zum Zähler. Wenn sie den Zähler also mit gleicher Energie wie ein Neutron erreichen, hatten sie eine höhere Geschwindigkeit im Target als das Neutron, und damit eine kürzere Flugzeit.

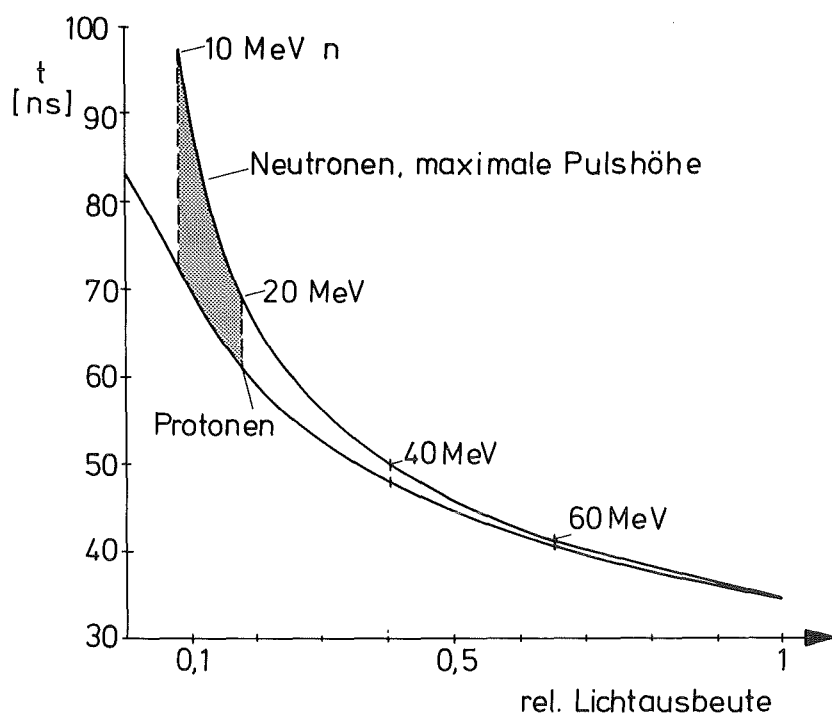


Abbildung 11

Vergleich der Flugzeit-Pulshöhen-Beziehung für Protonen und Neutronen bei 420 cm Flugstrecke in Luft. Die Zahlen an den Kurven bezeichnen die Energie im Zähler.

Sowohl der Vergleich von Abb.9 und 10, wie auch die Rechnungen im Anhang A2 zeigen diesen Effekt (Abb.11). Der Effekt, daß Neutronen in der vordersten Schicht in den Pulshöhen-Flugzeitbereich anderer Teilchen fallen, muß daher wie ein Untergrund behandelt werden (s.III.5).

III.3.4 Berechnung der Energie im E-Zähler

Aus der normierten Lichtmenge (s.S.29) eines Teilchens im E-Zähler soll nun die im Zähler abgegebene Energie T_z berechnet werden.

Gooding und Pugh [25] geben Meßdaten an, welche relative Lichtausbeute L_r ein Proton, Deuteron oder Triton beim Abstoppen im Szintillatormaterial NE102 erzeugt. Diese Daten wurden für unseren Bereich von 4 bis 100 MeV mit folgenden Funktionen auf 0,5% genau parametrisiert :

$$\begin{aligned}
 \text{Proton} & : T_p = 1.000 L_r^{.8135} \\
 \text{Deuteron} & : T_d = 0.925 L_r^{.8135} \\
 \text{Triton} & : T_t = 0.872 L_r^{.8135}
 \end{aligned}
 \tag{III.5}$$

Die relative Lichtausbeute L_r ist proportional unserer normierten Lichtmenge L : $L_r = c_i L$, $i=1, \dots, 12$.

Die Proportionalitätsfaktoren c_i für jeden Zähler E_i wurden aus zwei Messungen bestimmt :

- 1.) Mit Deuteronen aus ${}^3\text{He}(\pi^-, dn)$ unter Berücksichtigung des Energieverlusts vom Target zum Zähler (s. III.3.5).
- 2.) Mit der Energie, die minimalionisierende Teilchen aus der Höhenstrahlung beim Durchdringen des Zählers abgeben.

Die Faktoren wurden auch noch auf Konsistenz mit den Tritonen aus dem Prozeß ${}^6\text{Li}(\pi^-, tt)$ geprüft. Mit (III.5) und den Faktoren wird also für jedes im E-Zähler nachgewiesene Teilchen die Energie im Zähler T_z berechnet.

III.3.5 Berechnung der Energie im Target

Die Berechnung der kinetischen Energie T_t im Target ist für die Neutronen einfach. Aus der Flugzeit t_{of} und der Flugstrecke s ergibt sich die Geschwindigkeit und daraus T_t :

$$T_t = (\gamma - 1)m_n c^2 \quad (\text{III.6})$$

Geladene Teilchen jedoch werden auf dem Weg vom Target zum Zähler vor allem durch Stöße mit Elektronen abgebremst, erleiden also einen Energieverlust. Der Energieverlust dT pro durchlaufenes Wegstück dx , die sogenannte Stopping-Power, ist von der kinetischen Energie T abhängig :

$$dT/dx = - p(T) \quad (\text{III.7})$$

Außerdem ist p je nach Material, Dichte und Teilchenart verschieden. Die sogenannte Bethe-Bloch-Formel (z.B. [26]) gibt einen theoretischen Ausdruck für $p(T)$, der jedoch noch von dem empirisch zu bestimmenden mittleren Ionisationspotential des Materials abhängt. Außerdem ergibt sie unzuverlässige Werte für niedere Energien (d.h. unter 8 MeV für Protonen).

Von Williamson et al. [27] existieren umfangreiche Tabellen von Meßdaten der Stopping-Power, jedoch nur in reinen Elementen. Die Unsicherheit der Meßdaten liegt zur Zeit bei rund 2% .

Zur Berechnung der Stopping-Power für die Gasmischungen und Verbindungen, die in unserem Aufbau von den Teilchen durchflogen werden, haben wir daher ein Programm verwendet ([28]), das je nach Energiebereich mit verschiedenen halbempirischen Formeln arbeitet. Es liefert Werte, die bei reinen Elementen auf unter 1% mit den Daten von Williamson [27] übereinstimmen.

Durch Integration von Gleichung (III.7) und Auflösung nach der Energie kann aus der Stopping-Power nun die Energie der Teilchen im Target berechnet werden. Als Parameter gehen in diese Rechnung ein : Die Teilchenart, Art, Dicke und Dichte aller durchquerten Schichten, sowie je nach Einfallswinkel der vom Teilchen tatsächlich in jeder Schicht zurückgelegte Weg und die Endenergie im Zähler. Da die Werte für die Stopping-Power nicht als analytische Funktion vorliegen, kann die Integration nur numerisch und nacheinander für jede Schicht erfolgen.

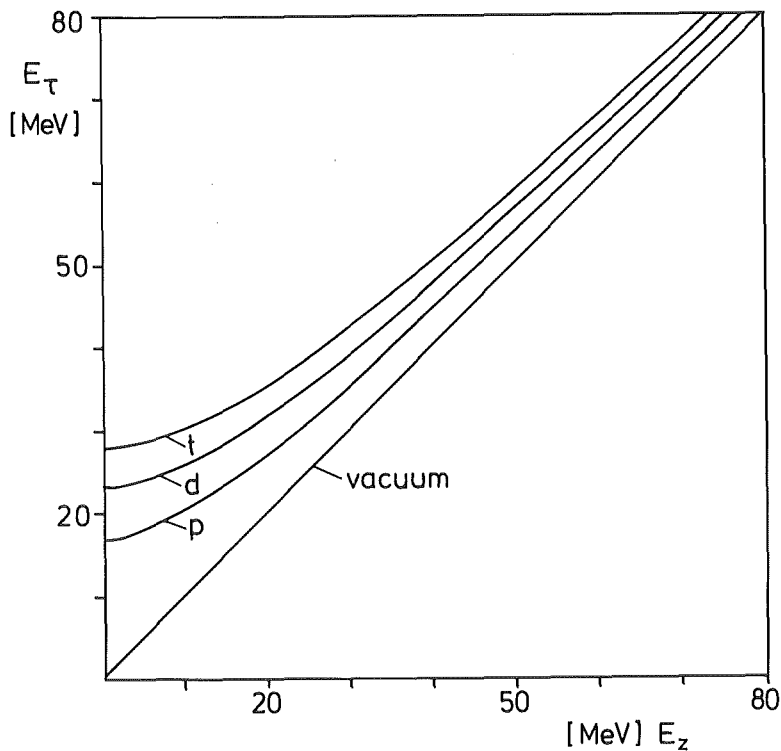


Abbildung 12

Energie der Teilchen 8cm vor der Targetmitte in Abh. von der Energie im E-Zähler bei einem Winkel von 0° zur x-Achse.

Dabei werden im Geladene-Teilchenzähler 16 Schichten von zusammen rund $0,4 \text{ g/cm}^2$ durchquert, im Flugzeitzähler 4 Schichten von rund $0,8 \text{ g/cm}^2$.

Es wäre also aus Rechenzeitgründen unmöglich, jedes Ereignis einzeln zu berechnen. Tatsächlich variieren, außer in der Umgebung des Targets, nur drei relevante Parameter von Ereignis zu Ereignis: Teilchenart, Energie im Zähler und der Winkel zur x-Achse (s. Abb.4).

Für den Geladene-Teilchen-Zähler wurden daher Tabellen für die Energie 8cm vor der Targetmitte (vom E-Zähler aus) in Abhängigkeit von den drei Parametern erstellt und geeignet interpoliert. Der Weg bis zum Reaktionsort im Target wurde explizit integriert. Der Gesamtfehler der numerischen Integration und der Interpolation liegt bei unter 0.1 % . Der verbleibende Rechenaufwand pro Ereignis entspricht dem von rund 50 Additionen. Abb.12 zeigt Werte der Tabellen für den kürzesten Weg zum Zähler.

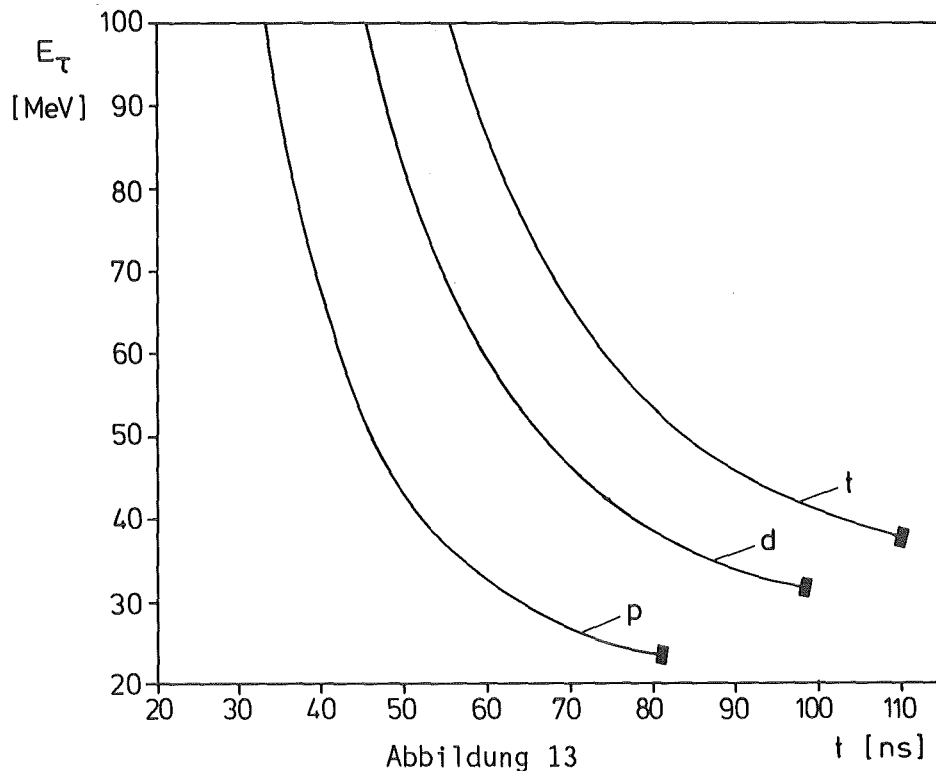


Abbildung 13
Energie der Teilchen vor der Targetoberfläche in Abh. von der Flugzeit bei einer Flugstrecke von 420 cm zum Fl.-Zähler

Für den Flugzeitzähler wurde etwas anders verfahren, da von der Flugzeit und nicht von der Energie im Target ausgegangen wird:

Bei der Integration von Gleichung (III.7) erhält man die Abhängigkeit der Energie und damit der Geschwindigkeit vom Ort. Daraus wurde die Flugzeit bestimmt. Es wurden Tabellen für die Energie vor der Target-

oberfläche und im Zähler in Abhängigkeit von der Flugzeit, Flugstrecke und Teilchenart erstellt und ebenfalls geeignet interpoliert. Die Strecke von der Targetoberfläche zur Targetmitte wurde wieder explizit integriert. Die gesamte Rechnung ist ausführlich im Anhang A2 beschrieben.

III.3.6 Schwellen und Energieaufloesung

Die Schwellen für den Nachweis geladener Teilchen in unserem Experiment hängen von zwei Größen ab :

1. Schwelle der Elektronik, d.h. nachweisbare Mindestlichtmenge
2. Energieverlust vom Target zum Zähler

Im E-Zähler lag die Schwelle der Elektronik maximal bei einer Lichtausbeute, die 10 MeV-Protonen im Zähler entspricht. Mit dem Energieverlust ergeben sich folgende Schwellenwerte für die Energie der Teilchen im Target :

Protonen	:	21 MeV
Deuteronen	:	28 MeV
Tritonen	:	32 MeV

Im Flugzeitzähler gelangt wegen der großen Ausdehnung ein kleinerer Teil der erzeugten Lichtmenge in die Photomultiplier als beim E-Zähler. Wird ein Teilchen auf der einen Seite des Zählers nachgewiesen, legt das Licht zum Photomultiplier der anderen Seite bis zu 2 m zurück. Die Abschwächung beträgt 25% pro Meter. Eine Lichtmenge, die 17 MeV-Protonen im Zähler entspricht, konnte noch an jedem Ort im Zähler nachgewiesen werden. Zusammen mit dem Energieverlust ergeben sich folgende Schwellen für die Energie der geladenen Teilchen im Target:

Protonen	:	33 MeV
Deuteronen	:	41 MeV
Tritonen	:	45 MeV

Die Schwellen für Neutronen werden in Abschnitt III.4.3 diskutiert.

Die Energieauflösung im Geladene-Teilchen-Zähler wird zunächst durch die Auflösung des Szintillators und des Photomultipliers bestimmt. Sie variiert mit der Energie des nachgewiesenen Teilchens

$$\sigma = k \cdot \sqrt{T}$$

In unserem Fall war $k = \sqrt{1.8 \text{ MeV} / 35}$, d.h. 1.8 MeV Auflösung bei einer Protonenenergie von 35 MeV.

Der Energieverlust von der Targetoberfläche zum Zähler läßt sich im Verhältnis dazu genau bestimmen, da die Flugbahn bekannt ist. Unbekannt bleibt jedoch die Tiefe im Target, in der das Pion absorbiert wurde. Der Energieverlust innerhalb des Targets gibt also eine zusätzliche Verschlechterung der Auflösung, die ungefähr mit T^{-1} variiert und bei langsamen Tritonen bis zu 1.8 MeV erreicht. Praktisch wurden daher folgende Gesamtauflösungen erreicht :

	bei T =	σ (MeV)	bei T =	σ (MeV)
Protonen :	25 MeV	1.6	90 MeV	2.8
Deuteronen :	32 MeV	2.1	75 MeV	2.5
Tritonen :	36 MeV	2.5	60 MeV	2.4

Im Flugzeitähler bestimmt zunächst die Zeitauflösung (s.S.34) die Energieauflösung. Beim Durchqueren des Targets vergeht praktisch keine Zeit. Über die Flugzeit läßt sich daher nur die Energie auf der Targetoberfläche bestimmen. Der unbekannte Energieverlust im Target ergibt wieder dieselbe Verschlechterung der Auflösung bei geladenen Teilchen wie oben. Die resultierende Auflösung ist :

	bei T =	σ (MeV)	bei T =	σ (MeV)
Neutronen :	20 MeV	0.6	90 MeV	3.0
Protonen :	37 MeV	1.1	90 MeV	3.2
Deuteronen :	45 MeV	1.5	75 MeV	1.8
Tritonen :	49 MeV	1.9	60 MeV	1.7

III.3.7 Abspeichern der Daten

Das Programm Z2 speichert im wesentlichen folgende Daten ab :

- Nachweisorte in beiden Zählern, Reaktionsort im Target
- Art und Energie der beiden nachgewiesenen Teilchen
- Modulnr. und ADC-werte vom Flugzeitähler

Danach werden die Daten, die bisher "runweise" bearbeitet wurden, den Teilchenarten entsprechend nach Reaktionskanälen umsortiert und wieder abgespeichert. D.h. es wurden folgende 12 Datensätze gebildet, die jeweils alle Ereignisse einer Kombination von Teilchenarten enthalten (das Teilchen im E-Zähler steht immer links) :

p-n	p-p	(p-d)	(p-t)
d-n	d-p	d-d	(d-t)
t-n	t-p	t-d	t-t

Im folgenden werden die Datensätze wie oben angegeben referiert. Die Daten in Klammern wurden nur für die Verzweungsverhältnisse und die Dalitzplots verwandt. Sie überlappen sich teilweise mit den dazu symmetrischen Kanälen, decken aber wegen der ungünstigeren Schwellen nur einen viel kleineren Bereich ab (s.S. 42).

Als Beispiel für die Qualität der Daten nach der Stufe Z2 zeigt Abbildung 14 die Verteilung aller Ereignisse des d-n-Kanals bezüglich der beiden kinetischen Energien. Nach oben ist die Energie des Neutrons aufgetragen, nach rechts die des Deuterons.

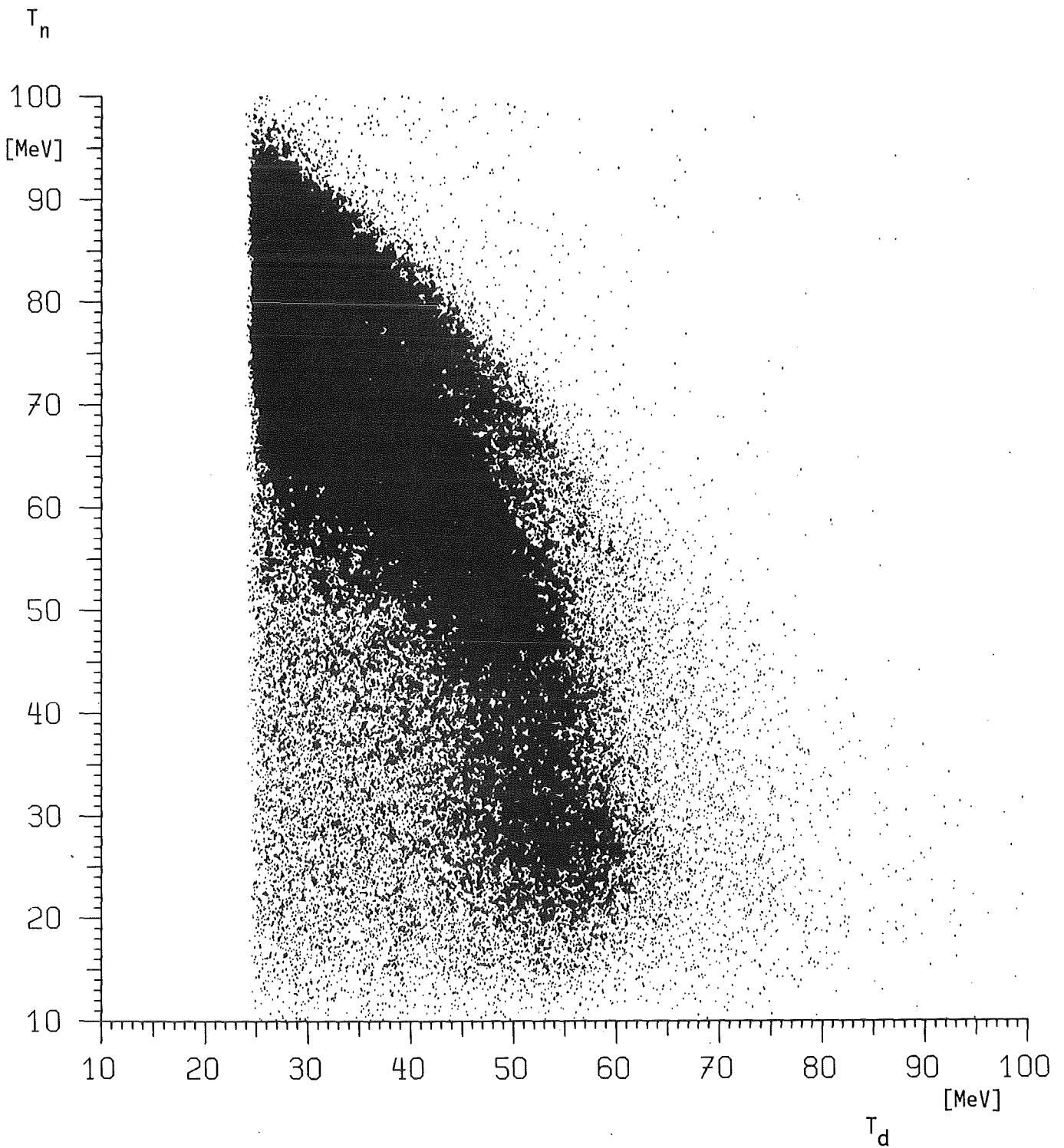


Abbildung 14

Scatterplot aller in "Z2" akzeptierten Ereignisse
des Prozesses ${}^6\text{Li}(\pi^-,dn)\text{R}$ bez. T_d und T_n .

III.4 Stufe Z3

III.4.1 Aufgaben des Programms

Das Programm hat drei Aufgaben :

1. Schnitte setzen. D.h. Verwerfen aller Ereignisse,
 - a) die nicht aus dem Target stammen,
 - b) bei denen die in Z2 berechnete Energie eines Teilchens unter einer bestimmten Schwelle liegt, die vom Zähler und der Teilchenart abhängt,
 - c) bei denen der Zwischenwinkel eine zu geringe geometrische Akzeptanz hat,
 - d) und Verwerfen der Ereignisse mit Neutronen, die eine Pulshöhe unterhalb einer bestimmten Schwelle erzeugt haben.
2. Jedem Ereignis wird die reziproke Wahrscheinlichkeit, von unserer Apparatur nachgewiesen zu werden, als Gewicht zugeordnet.
3. Berechnung abgeleiteter kinematischer Größen.

III.4.2 Schnitte

a) Abb.6 zeigt die Verteilung der Reaktionsorte in der Targetumgebung. Es werden nun alle Ereignisse verworfen, deren Trajektorien nicht aus dem Target kommen. Damit wird der ganze Untergrund vom Moderator und vom Zähler T3 unterdrückt. Es handelt sich dabei um rund 25% der Ereignisse.

b) Jedes der 12 Moduln des E-Zählers hat etwas andere Schwellen. Außerdem ist der Weg vom Target zu den einzelnen Moduln und damit der Energieverlust verschieden. Dasselbe gilt für die Moduln des Flugzeitzählers. Im Flugzeitzähler werden zudem wegen der Signalabschwächung infolge der Lichtabsorption im Szintillatormaterial in der Mitte noch Teilchen mit niedrigerer Energie als am Rand nachgewiesen. Dies führt zu einer energieabhängigen Raumwinkelakzeptanz.

Um dies zu vermeiden, werden alle Ereignisse verworfen, bei denen mindestens ein geladenes Teilchen eine kinetische Energie unterhalb der höchsten im Zähler vorkommenden Schwelle hat. Diese höchsten Schwellen sind Seite 41 aufgeführt.

c) Der Winkel zwischen beiden Trajektorien wird aus den Kammerdaten und dem Nachweisort im Flugzeitähler berechnet. Ereignisse mit unter 150° werden verworfen, da für sie die geometrische Akzeptanz der Apparatur zu klein ist (s. Abb. 15).

d) siehe Seite 50.

III.4.3 Gewichte

Ziel unserer Messung ist die dreifach-differentielle unnormierte Übergangswahrscheinlichkeit für 2 Teilchen in den Endzustand $\langle T_1, T_2, \vartheta \rangle$ im Intervall $[T_{1u}, \infty] \times [T_{2u}, \infty] \times [150^\circ, 180^\circ]$. Daß alle anderen Komponenten der gemessenen Impulse keine Rolle mehr spielen, hat folgende Gründe :

Die Pionen werden "in Ruhe" absorbiert. Genauer gesagt, werden sie bei thermischen Energien (um 40 keV) von Atomen auf höheren atomaren Niveaus eingefangen. Der Restimpuls des pionischen Atoms ist also gegenüber den Impulsen im Endzustand vernachlässigbar. Die Pionen durchlaufen die atomare Kaskade und werden zu rund 40% vom 1S- und 60% vom 2P-Zustand aus absorbiert ([31]). Der atomare Bahndrehimpuls des Pions verliert spätestens während der Kaskade die Ausrichtung rechtwinklig zur Einfallrichtung ([32]). Weder der Pionstrahl noch unser Target sind polarisiert. Wir nehmen also für die Ausrichtung des pionischen Atoms unmittelbar vor der Absorption vollkommene Isotropie an.

Wenn wir nun im Endzustand ein System von 2 Impulsen mit festem Zwischenwinkel betrachten, treten bezüglich Rotation drei Freiheitsgrade auf (s.S.57), in denen das System isotrop ist. Als relevante Größen verbleiben nur noch T_1, T_2, ϑ , bzw. ausschließlich davon abhängige Größen.

Nun weist jedoch unsere Apparatur keinen der Endzustände $\langle T_1, T_2, \vartheta \rangle$ mit 100% Wahrscheinlichkeit nach. Dafür verantwortlich sind :

1. Verluste durch Totzeiten, Zufallskoinzidenzen, Auswertebedingungen im Programm.

2. Der begrenzte Raumwinkel, den beide Zählerzweige überdecken.
3. Bei Neutronen die Wahrscheinlichkeit, über eine Kernreaktion nachgewiesen zu werden.

Zu 1.: Da wir die unnormierte Übergangswahrscheinlichkeit messen wollen, berücksichtigen wir Verlustfaktoren nicht, die unabhängig von T_1 , T_2 , ϑ und der Teilchenart sind. Wie schon beschrieben, wurde während der Auswertung strikt darauf geachtet, daß alle Effekte unter 1. dieser Unabhängigkeit genügen. Die Verluste durch 2. und 3. sind jedoch von ϑ bzw. von T_2 abhängig. Daher wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abh. von diesen Parametern berechnet und der Kehrwert jedem Ereignis als Gewicht zugewiesen :

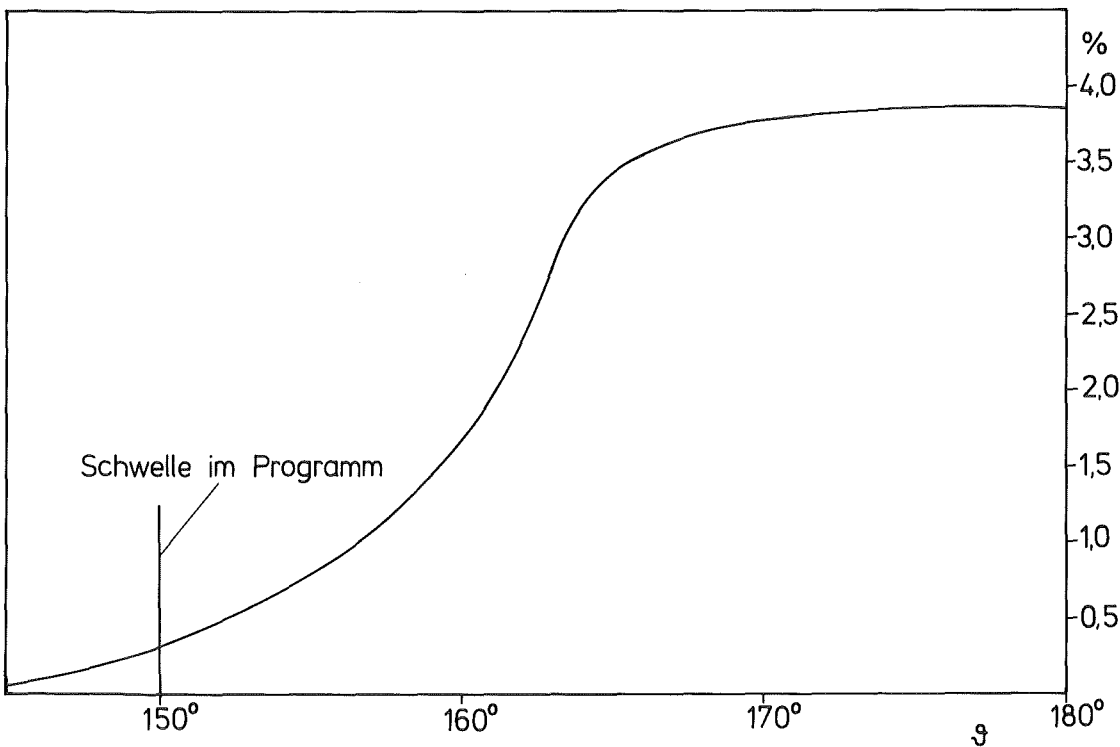


Abbildung 15

Raumwinkelakzeptanz in Abhängigkeit von ϑ

Zu 2.: Die geometrische Akzeptanz variiert mit dem Winkel der beiden Impulse zueinander. Bei 180° z.B. steht die gesamte Fläche des Zählers mit dem kleineren Raumwinkel, d.h. des Flugzeitzählers zur Verfügung. Zwei Trajektorien, die vom Eck des Targets, das beamaufwärts liegt, zu Zählerecken beamabwärts führen, haben den kleinsten nachweisbaren Winkel von 138° . Die Zählerfläche, mit der dieser Winkel nachgewiesen wird, ist also zu einem Punkt reduziert, d. h. die Akzeptanz ist null.

Die Berechnung der Raumwinkelakzeptanz geht nun von den oben erwähnten Isotropieüberlegungen aus: Über alle drei Freiheitsgrade wurde der Überlapp mit den beiden Zählerzweigen integriert und durch den gesamten Raumwinkel dividiert. Der Ursprungsort im Target wurde dabei festgehalten. Man erhält so die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis nachzuweisen, in Abhängigkeit vom Zwischenwinkel und dem Ort im Target. Eine Faltung dieser Wahrscheinlichkeit mit der Stopppverteilung im Target (s. Abb. 6) ergibt die Raumwinkelakzeptanz als Funktion des Zwischenwinkels. Sie wurde für Winkel von 150° - 180° in Tabellenform gespeichert und vom Programm Z3 jeweils aufgerufen.

Oft wird eine solche Rechnung mit Monte-Carlo-Methoden durchgeführt, da 5 Integrationen auftreten. Wir haben analytisch und numerisch integriert. Der Rechenaufwand lag dabei bei 10% einer vergleichbaren Monte-Carlo-Rechnung. Außerdem werden Gebiete besonders kleiner Akzeptanz im Gegensatz zur Monte-Carlo-Rechnung mit hoher Genauigkeit berechnet. Das ist günstig, da in diesen Bereichen der statistische Fehler der Messung ohnehin hoch ist und so durch den Fehler des Gewichts nicht noch höher wird. Eine genaue Beschreibung der Rechnung ist in [15] zu finden.

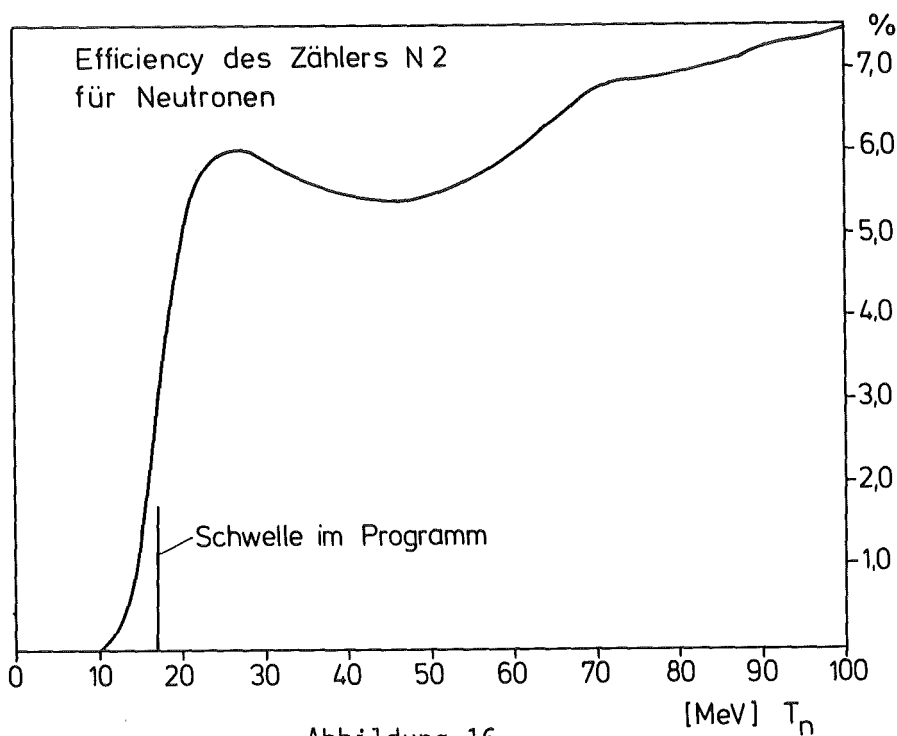


Abbildung 16

Neutronen-Efficiency des Flugzeitzählers über der Energie

Zu 3.: Neutronen machen zu einem gewissen Prozentsatz Kernreaktionen im Szintillatormaterial und geben dabei einen unterschiedlichen Teil ihrer Energie an geladene Sekundärteilchen ab. Diese Sekundärteilchen werden im Szintillator absorbiert und erzeugen dabei Lichtquanten. Überschreitet die Lichtmenge die Schwelle in den Diskriminatoren beider Seiten des Flugzeitzählers, wird das Neutron nachgewiesen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit (Efficiency) ist also abhängig von den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Reaktionen bei der entsprechenden Energie des Neutrons sowie von der Schwelle im Zähler.

Zur Berechnung der Efficiency haben wir das Programm von R.J.Kurz [33] auf unsere Zählergeometrie angewandt [34]. Es berechnet die Efficiency aus Meßdaten von Neutronenwirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Neutronenergie für eine über den ganzen Zähler konstante Schwelle. Die apparative Schwelle variiert jedoch über dem Ort im Zähler (s. S.46). Daher mußten alle Neutronen verworfen werden, die mit geringerer Pulshöhe (im Gegensatz zur Energie bei geladenen Teilchen) nachgewiesen wurden, als der höchsten Schwelle im Zähler entspricht. Diese "Softwareschwelle", die das Programm von Kurz benötigt, liegt bei der Lichtausbeute von 16.5 MeV Protonen. Neutronen mit unter 17 MeV Energie wurden ebenfalls verworfen, da die kleine Efficiency zu zu hohen Gewichten würde.

Wie aus Abb.16 ersichtlich ist, variiert die Efficiency im Bereich der Schwelle sehr stark. Infolge der endlichen Auflösung der Pulshöhe werden Neutronen auch etwas unterhalb der Schwelle nachgewiesen.

Die Unsicherheit der Rechnung liegt bei rund 5% . Zusätzlich ist die Bestimmung der Schwelle mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Dies führt zu einer totalen Unsicherheit von etwa 12% ab 21 MeV und 50% bei 17 MeV.

III.4.4 Abgeleitete kinematische Größen

Aus den kinetischen Energien T_1 und T_2 und dem Winkel ϑ werden drei weitere Größen berechnet, die in Kap. IV exakt definiert und erläutert werden :

- E_x : Anregungsenergie des Restkerns
- p : Rückstoßimpuls des Restkerns
- α : Winkel des Rückstoßimpulses zur Differenz der Impulse der beiden nachgewiesenen Teilchen.

Abgespeichert werden von Stufe Z3 pro Ereignis nur noch folgende Größen :

Efficiency, Akzeptanz, T_1 , T_2 , ϑ , E_x , p , α .

III.5 Stufe Z4

III.5.1 Aufgaben des Programms

Das Programm hat zwei Aufgaben :

- Berücksichtigung des Untergrundes
- Erzeugen von Spektren aus den Daten

In diesem Kapitel soll lediglich die Frage des Untergrundes und einige abschließende Bemerkungen behandelt werden. Die Art der Darstellung der Daten in Spektren, die eng mit der physikalischen Bedeutung verknüpft ist, wird im nächsten Kapitel im Zusammenhang mit kinematischen Betrachtungen diskutiert.

III.5.2 Untergrund

Der Untergrund, den unsere Daten in dieser Stufe noch enthalten, stammt aus folgenden Quellen :

1. Ereignisse aus der Targethülle
2. Falsche Teilchenidentifizierung
3. Ereignisse vom ${}^7\text{Li}$ -Anteil
4. Zufallskoinzidenzen , auch mit Untergrund im Areal
5. Ereignisse aus der Luft in Targetnähe

Zu 1.: Zur Berücksichtigung des Untergrundes von der Targethülle (Polyäthylen) wurde die Polyäthylenmessung herangezogen. Zunächst wurden diese Daten in derselben Weise wie die Volltargetdaten ausgewertet. Zur Berechnung der Größe E_x wurde die Masse des ${}^6\text{Li}$ -Kerns angenommen. Um die ausgewerteten Daten nun mit den Volltargetdaten vergleichen zu können, muß der Anteil von Polyäthylenereignissen in den Volltargetdaten bestimmt werden.

Dazu folgende Überlegung : Die Pionen stoppen sowohl in der Hülle als auch im Lithium. Aufgrund der breiten Verteilung der Stopprate (s. Abb.3) kann davon ausgegangen werden, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Pionen unabhängig von der Tiefe im Target bei kleinen Geschwin-

digkeiten konstant ist. Dann ist das Verhältnis q der Pionen, die im Polyäthylen stoppen, zu denen, die im Lithium stoppen, proportional dem Verhältnis der Schichtdicken mal dem Verhältnis s der spezifischen Stopping Power für $T_{\pi} \rightarrow 0$:

$$q = d_{\text{pol}}/d_{\text{Li}} \cdot s = 19.7/74.4 \cdot 0.693 = 0.183$$

Das heißt, 15.5% aller Ereignisse stammen vom Polyäthylen. Die Anteile in den einzelnen Reaktionskanälen sind jedoch sehr unterschiedlich. Außerdem messen wir nur in einem beschränkten Bereich. Wir können daher nicht die Gesamtzahl aller Ereignisse feststellen, und folglich auch nicht die Zahl q zur Normierung der Polyäthylenmessung auf die Volltargetmessung heranziehen. Sie ist lediglich ein Anhaltspunkt. Auch ein Vergleich der absoluten Stoppraten ist mit starken Fehlern behaftet, da Größen wie Strahlrichtung und -divergenz empfindlich eingehen. Die genaue Normierung wurde auf anderem Wege erreicht :

Der t-d Kanal beim ${}^6\text{Li}$ zeichnet sich dadurch aus, daß der Zustand des Restkerns, ein Neutron, bekannt ist. E_x muss also 0 sein, im Gegensatz zu Ereignissen vom Polyäthylen. Durch Vergleich der Spektren konnte so das Verhältnis der Ereignisse in der Polyäthylenmessung zu den Polyäthylenereignissen in der Volltargetmessung bestimmt werden. Auch in anderen Kanälen gibt es noch schmalere Bereiche, in denen nur Polyäthylenereignisse auftreten können und an denen dieses Verhältnis, der Normierungsfaktor, geprüft werden konnte.

Nun kann im allgemeinen nicht gesagt werden, woher ein Ereignis stammt. Daher wurden alle Spektren für jeweils beide Messungen gebildet und mit dem Normierungsfaktor gewichtet voneinander abgezogen. Der Normierungsfaktor (s.S.54, Tabelle) ist auf 5% genau bestimmt.

Zu 2.: Neutronen, die ab der ersten Lage im Flugzeitähler ein Signal erzeugen, werden zu einem gewissen Teil vom Programm als Geladene interpretiert, wie auf den Seiten 37 und 38 beschrieben. Um die Auswirkung dieses "Untergrundes" auf die entgültigen Spektren festzustellen, wurde folgendes Verfahren angewandt : Wir machen die Annahme, daß das Pulshöhen-Flugzeitspektrum der Neutronen in der vorderen Lage bis auf die Gesamtzahl mit dem der hinteren Lagen identisch ist. Daher wurden

mittels einer Änderung im Programm Z2 die Trennkurven für geladene Teilchen auf die Neutronen der hinteren Lagen angewandt. Man erhält so scheinbare Koinzidenzen von Protonen, Deuteronen und Tritonen mit Teilchen vom E-Zähler, deren Verteilung in allen relevanten Parametern denen der fehlinterpretierten der ersten Lage entspricht, nach obiger Annahme. Dieses Verfahren wurde auf mehrere "Runs" angewandt. Die so erhaltenen Daten von "fehlinterpretierten" Neutronen wurden dann mit Z3 weiterverarbeitet.

Aus diesen Daten wurden alle Spektren gebildet und mit geeigneter Normierung von den Volltargetspektren der entsprechenden Reaktionskanäle abgezogen, wie auch schon die Polyäthylendaten. Da auch bei den Polyäthylendaten Neutronen als Geladene interpretiert wurden, sind entsprechende Spektren zu den Volltargetspektren addiert worden, um auf die Ereignisse zu korrigieren, die praktisch "zuviel" abgezogen wurden.

Die Normierung geschieht durch Vergleich der Anzahl von Neutronen unter der untersten Trennkurve (Abb.10) in den Volltargetdaten und in den "fehlinterpretierten" Daten. Sie ist auf 1% genau.

Insgesamt stehen der Stufe Z4 zur Bildung von Spektren folgende Mengen von Ereignissen zur Verfügung :

	Volltarget	fehlint.	Polyäth.	fehlint.
Normier.:	+1.00	-.98	-.70	+.62
"Kanal"				
p-p	8096	3869	5288	1712
d-p	17245	4795	5249	928
(p-d)	7865	773	2732	391
t-p	27132	2095	2845	259
(p-t)	7107	185	897	161
d-d	27613	614	2762	177
t-d	61691	210	2134	49
(d-t)	39907	162	840	71
t-t	37133	92	278	11
p-n	43951	---	20181	---
d-n	62905	---	12715	---
t-n	31385	---	3498	---

Im p-p-Kanal haben wir offensichtlich nahezu nur Untergrund gemessen. Die weitere Auswertung beschränkt sich daher auf eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis für diesen Kanal.

Im E-Zähler können praktisch keine Neutronen nachgewiesen werden, da die 4-fach-Koinzidenz $S1 \cdot CH1 \cdot CH2 \cdot E_1$ alle Neutronen unterdrückt. Die Möglichkeit eines Ladungsaustauschs im Zähler S1 liegt bei unter 0.05% .

Wieviele Geladene fehlinterpretiert wurden, z.B. Tritonen als Deuteronen, ist auf S.35 und 37 aufgeführt. Darauf wurde nicht korrigiert.

Zu 3.: Da sich die ${}^7\text{Li}$ -Daten während dieser Arbeit noch in der Auswertung befanden, konnten lediglich die Verzweigungsverhältnisse der Kanäle auf die insgesamt 8.9% ${}^7\text{Li}$ -Anteil korrigiert werden. Bei allen Spektren wurde jedoch mit den ${}^7\text{Li}$ -Daten verglichen und festgestellt, daß sich Strukturen vom ${}^7\text{Li}$ entweder mit denen vom ${}^6\text{Li}$ decken, oder daß die ${}^7\text{Li}$ -Spektren wegen der höheren Anzahl Nukleonen keine signifikanten Strukturen mehr aufweisen, d.h. im wesentlichen flach sind.

Besonders bei der Größe Ex wird jede Struktur vom ${}^7\text{Li}$ unterdrückt, da sie unter der Annahme eines Restkerns berechnet wurde, der dem ${}^6\text{Li}$ entspricht. Soweit der ${}^7\text{Li}$ -Anteil in der folgenden Diskussion der Ergebnisse eine Rolle spielt, wird dort darauf hingewiesen.

Zu 4.: Zufallskoinzidenzen spielen nach den angewandten Auswahlregeln in den Programmstufen keine Rolle mehr. Dies zeigt zum Beispiel Abb.14 : Der für ${}^6\text{Li}$ -Ereignisse verbotene Bereich rechts oben ist praktisch leer. Siehe auch Abb.B33 des t-t-Kanals im Bildteil der Arbeit.

Zu 5.: Ereignisse aus der Targetumgebung, soweit sie nicht in Z3 unterdrückt wurden, stammen aus dem Luftraum vor und hinter dem Target vom E-Zähler aus gesehen (s.S.46). Ihre Zahl ist vernachlässigbar. Zum Teil wird auf sie beim Abziehen der Polyäthylendaten korrigiert.

III.5 Die n-n Messung

Die Messung mit 2 Flugzeitzählern (s.S.20) diente ausschließlich dazu, die gemessenen Verzweungsverhältnisse für die Kanäle mit mindestens einem geladenen Teilchen mit dem n-n-Kanal zu verknüpfen, der von Bassalleck et. al. schon gemessen wurde ([16]).

Dazu wurde die Auswertung analog durchgeführt. Die Auflösung ist etwas schlechter, da der Reaktionsort im Target nicht bestimmt werden kann. Sie reichte jedoch aus, um den Prozess ${}^6\text{Li}(\pi, nn){}^4\text{He}_{\text{g.s.}}$ einwandfrei zu isolieren. Anschließend wurde das Verhältnis dieses Prozesses zum t-t Kanal gebildet. Dies hat den Vorteil, daß beide Prozesse praktisch untergrundfrei sind (Polyäthylenereignisse haben eine deutlich tiefere Energie in diesen Kanälen), und daß sie vollständig innerhalb unserer Schwellen liegen. Das Verhältnis zu dem gesamten n-n-Kanal wurde aus den Daten von Bassalleck et.al. bestimmt, und das Verhältnis zu den Kanälen mit mindestens einem Geladenen Teilchen aus den hier behandelten Daten.

Insgesamt stand folgende Anzahl von Ereignissen zur Verfügung :

${}^6\text{Li}(\pi, nn){}^4\text{He}_{\text{g.s.}}$:	5437
${}^6\text{Li}(\pi, tt)$:	6198

Der Fehler im Verhältnis der beiden Kanäle von 10% wird von der Efficiency der Neutronen bestimmt.

IV Kinematik und Darstellungsart der Daten

In diesem Abschnitt sollen einige einfache Konsequenzen von Impuls- und Energieerhaltung für unsere Daten diskutiert werden. Besonders soll gezeigt werden, in welcher Weise aus ausgezeichneten Strukturen in unseren Daten auf die zu Grunde liegende kinematische Situation der Ereignisse geschlossen werden kann.

Die Auswahl der beschriebenen Strukturen ist natürlich von den beobachteten Erscheinungen motiviert.

IV.1B Energie und Impulserhaltung

Wir messen Prozesse der Art : ${}^6\text{Li}(\pi, n_1 n_2)\text{R}$.

n_1, n_2 bezeichnen die beiden nachgewiesenen Teilchen,

R steht für die Summe der nicht nachgewiesenen Teilchen, dem Restkern.

Durch die Messung sind bekannt :

T_{n1}, T_{n2}	kinetische Energien der Teilchen
ϑ	der Winkel zwischen den Trajektorien
m_{n1}, m_{n2}	die Massen der Teilchen
m_R	Masse des Restkerns
m_A	Masse des ${}^6\text{Li}$ -Kerns (5601.563 MeV/c ²)
m_π	Masse des Pions (139.579 MeV/c ²)

Unter m_R wird die Masse der restlichen Nukleonen im niedrigsten Energiezustand verstanden, d.h. im Grundzustand, falls dieser teilchenstabil ist. Sonst ist es die niedrigste Gesamtmasse aus allen möglichen Nukleonenkombinationen. Z.B. wird für p, n, n, n die Tritonmasse plus eine Neutronmasse verwendet.

Der Betrag der Impulse p_i der beiden Teilchen ergibt sich aus den bekannten Größen zu ($c = 1$) :

$$p_i = \sqrt{T_{ni}(T_{ni} + 2m_{ni})} \quad i=1,2 \quad (\text{IV.1})$$

Die Richtungen der Impulse wurden gemessen. Zwei Impulse liegen notwendigerweise in einer Ebene. Aus Isotropiegründen (s.S.47) ist die Orientierung dieser Ebene beliebig. Als relevanter Richtungsparameter

bleibt daher lediglich der Winkel ϑ . Der Impuls des Restkerns \vec{p}_R , der "Rückstoßimpuls", liegt in derselben Ebene. Bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems lautet der Impulssatz dann :

$$\vec{p}_R = -\vec{p}_1 - \vec{p}_2 = (-p_1 - p_2 \cos \vartheta , -p_2 \sin \vartheta) \quad (\text{IV.2})$$

bzw.:

$$p_R^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \vartheta \quad (\text{IV.3})$$

Da das Pion in Ruhe absorbiert wird, gilt der Energiesatz in folgender Form :

$$m_A + m_\pi = m_{n1} + T_{n1} + m_{n2} + T_{n2} + \sqrt{(m_R + E_x)^2 + p_R^2} \quad (\text{IV.4})$$

Dabei ist E_x die Summe der potentiellen Energie des Systems der Restnukleonen über dem tiefsten Zustand (Anregungsenergie) plus die kinetischen Energien von Teilen des Restkerns bezüglich seinem Schwerpunkt, falls der Restkern aufgebrochen ist. D.h. der Restkern wird unabhängig von seinem Zustand als ein Teilchen mit der Masse $m_R + E_x$ und dem Impuls \vec{p}_R beschrieben.

Da Gl. (IV.4) auf dem Rechner nur ungenau oder mit größerem Aufwand nach E_x auflösbar ist, wurde für E_x in Z3 die Näherung gemacht:

$$\sqrt{(m_R + E_x)^2 + p_R^2} \approx \sqrt{m_R^2 + p_R^2} + E_x$$

und damit :

$$E_x \approx m_A + m_\pi - m_{n1} - T_{n1} - m_{n2} - T_{n2} - \sqrt{m_R^2 + p_R^2} \quad (\text{IV.4}')$$

Der Fehler in E_x liegt bei maximal 0.5% für bei uns vorkommende Werte, weit weniger als die Auflösung von rund 7.5 MeV FWHM.

Aus Gl. (IV.1)-(IV.4) folgen nun eine Reihe von Fällen :

1.) Wenn E_x vom Zustand des Restkerns her bekannt ist, sind schon mit der Angabe von T_{n1} und T_{n2} alle Impulse im Endzustand bestimmt, mit der Angabe des Winkels ϑ sogar überbestimmt. Typischerweise tritt das ein, wenn der Restkern nur ein Nukleon ist, z.B. bei ${}^6\text{Li}(\pi, \text{td})\text{n}$.

2.) Wenn der Restkern ein (angeregtes) Teilchen bildet, sind unter Hinzunahme des Winkels alle Impulse und die Anregungsenergie E_x bestimmt, d.h. der Endzustand ist immer noch kinematisch vollständig bestimmt. Im allgemeinen kann jedoch nur dann mit Sicherheit behauptet werden, daß der Restkern ein (angeregtes) Teilchen bildet, wenn der E_x entsprechende Zustand gebunden ist. Sonst ist durch unsere Meßgrößen nicht unterscheidbar, ob sich anfangs nur ein Teilchen (Resonanz) oder gleich mehrere Teilchen gebildet haben.

3.) Besteht der Restkern aus 2 ungebundenen, bekannten Teilchen, so kann aus E_x der Betrag ihres Relativimpulses bestimmt werden, jedoch nicht seine Richtung. Es sind also noch zwei Freiheitsgrade unbestimmt (4-Teilchen-Prozess).

Ich möchte nun noch zwei weitere Parameter einführen :

Die Richtung des Rückstoßimpulses bezüglich der anderen beiden Impulse (vgl. Gl.(IV.2)) läßt sich in "symmetrischer" Weise durch den Winkel α zur Emissionsrichtung ($\vec{p}_1 - \vec{p}_2$) der beiden nachgewiesenen Teilchen beschreiben (vgl. [33]) :

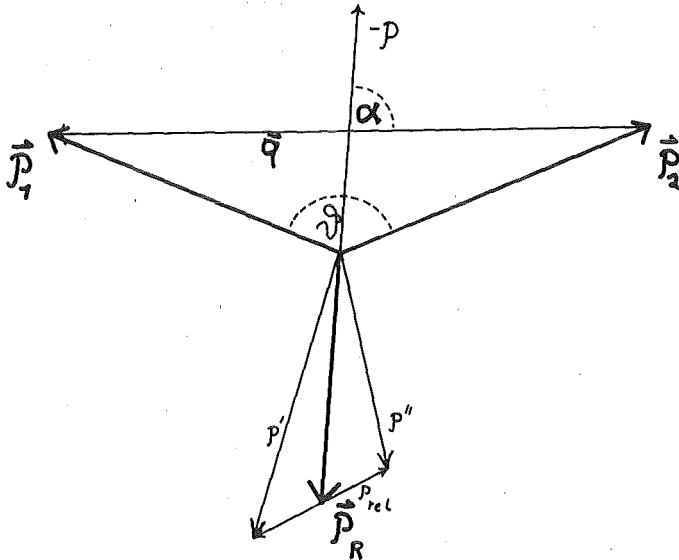


Abbildung 17

Zur Definition des Winkels α

mit $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ gilt :

$$\cos \alpha = \vec{p}_R \cdot \vec{q} / p_R \cdot q \quad (IV.5)$$

Der Winkel α ist wesentlich zur Beurteilung des Relativzustandes der absorbierenden Nukleonen zum Restkern während der Absorption.

Die zweite Größe ist der bekannte Q-Wert, in unserem Fall nach Energiesatz die maximale Summe der kinetischen Energien aller Teilchen im Endzustand :

$$Q = m_A + m_\pi - m_{n1} - m_{n2} - m_R \quad (\text{IV.6})$$

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß die Abbildung von $(T_{n1}, T_{n2}, \vartheta)$ auf (E_x, p_R, α) eineindeutig ist, d.h. (E_x, p_R, α) ist eine physikalisch äquivalente Beschreibung zu $(T_{n1}, T_{n2}, \vartheta)$.

Mit der Angabe der gemessenen dreidimensionalen Dichteverteilungen wäre die Auswertung praktisch beendet. Eine solche Verteilung ist jedoch weder graphisch darstellbar, noch sonderlich verständlich. Daher wurden, wie allgemein üblich, Verteilungen bezüglich einer Variablen gebildet, aber auch zweidimensionale Verteilungen in Form von Höhenlinien, um jeweils bestimmte Aspekte hervorzuheben.

Dies erfordert Summation über zwei bzw. eine Variable. Es geht also Information verloren und Strukturen können mehrdeutig werden. Man versucht daher Darstellungen von Größen zu finden, bei denen keine oder geringe Abhängigkeit von den nicht dargestellten Größen besteht.

Dies ist z.B. gegeben, wenn sich die Dichteverteilung als Produkt von Funktionen je einer Variablen faktorisieren läßt, wie man es z.B. bei Wasserstoffeigenfunktionen bezüglich r , ϑ , ϕ kennt.

Daß wir überhaupt in der Lage sind, zweidimensionale Verteilungen sinnvoll darzustellen, liegt an der sehr hohen Statistik in diesem Experiment. Die hier verwendeten Darstellungen sollen nun im folgenden erläutert werden.

IV.2 Der Dalitzplot

Der Dalitzplot ist eine übliche Darstellungsart für 3-Teilchenreaktionen. Wie auf S.58 erwähnt, ist ein 3-Teilchensystem mit der Angabe von 2 Parametern, etwa von 2 kinetischen Energien, kinematisch vollständig bestimmt. Man trägt daher pro Ereignis die beiden Energien gegeneinander auf und erhält so eine Dichteverteilung wie z.B. in Abb.14. Die kinetische Energie des 3. Teilchens ergibt sich aus Gl. IV.4, IV.6 zu :

$$T_R = Q - T_{n1} - T_{n2} \quad (\text{IV.7})$$

D.h. die Linien für $T_R = \text{const.}$ sind Parallelen zur 2. Winkelhalbierenden (s. Abb.18). Oft werden Dreieckskoordinaten verwendet. Die Darstellung wird dann symmetrisch bezüglich der drei Energien. Dies ist jedoch bei uns kein Vorteil, da wir meist mehr als eine 3-Teilchenreaktion in einer Darstellung haben.

Der Phasenraumfaktor im Dalitzplot ist konstant, d.h. die Dichte ist direkt dem Betrag des Matrixelements für den Übergang in den Endzustand proportional (z.B. Källen, [35]).

Die Beziehung zum Winkel ϑ folgt aus Gl. IV.3 und IV.4 :

$$M_1 T_{n1} + M_2 T_{n2} - T_{n1} T_{n2} + M_3 \sqrt{T_{n1}(T_{n1} + 2m_{n1}) T_{n2}(T_{n2} + 2m_{n2})} \cos(\vartheta) = 0 \quad (\text{IV.8})$$

Dabei bedeuten :

$$\begin{aligned} M_1 &:= m_A - m_{n2} \\ M_2 &:= m_A - m_{n1} \\ M_3 &:= 0.5((m_R + E_x)^2 - (m_A - m_{n1} - m_{n2})^2) \end{aligned}$$

Lösungen für pos. T_{n1}, T_{n2} hat diese Gleichung innerhalb der Kurven für $\cos(\vartheta) = \pm 1$ (s. Abb.18). Dies ist gleichzeitig der kinematisch erlaubte Bereich. Nicht-relativistisch wäre er streng elliptisch. Die Linien für $\vartheta = \text{const.}$ treffen sich alle an den Berührungspunkten dieses Bereichs mit den Koordinatenachsen. An diesen Punkten ruht das Teilchen 1 bzw. 2. Dadurch ist der Winkel undefiniert. Die Linien liegen zum Rand zu bezüglich ϑ dichter, ungefähr $\sim |\sin\vartheta|$. In Abb.18 ist die Linie für $\vartheta = 150^\circ$ eingezeichnet, dem Rand unseres Meßbereichs. Der Meßbereich ist schraffiert gekennzeichnet.

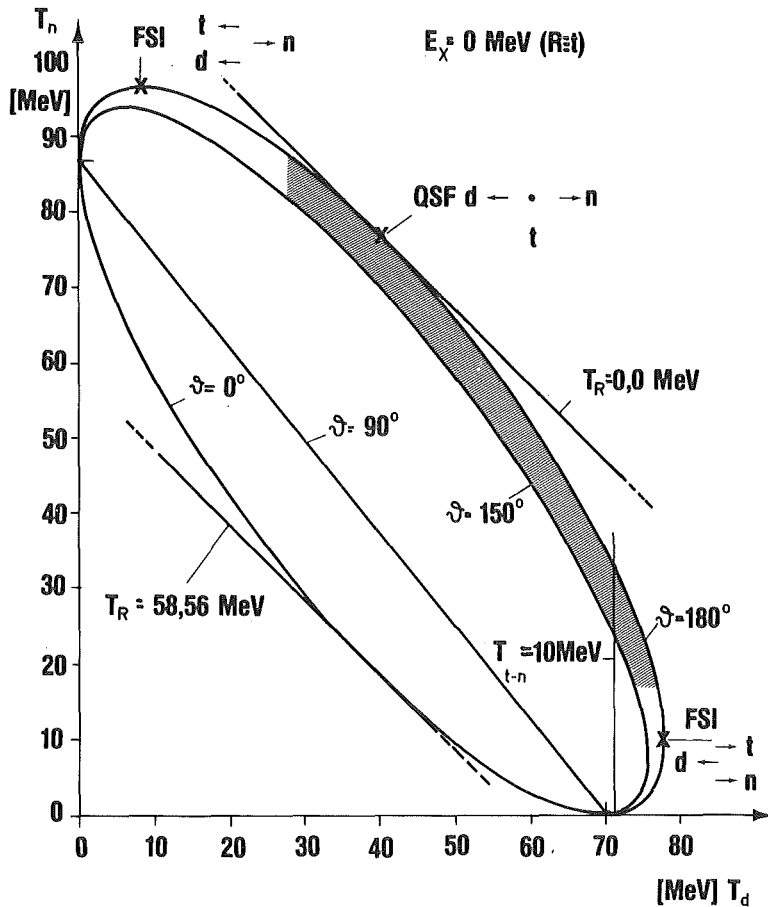


Abbildung 18

Orte im Dalitzplot am Beispiel der Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi, dn)t$

Weiter unterscheiden wir 3 kinematisch ausgezeichnete Punkte, die wesentlich für die Diskussion unserer Ergebnisse sind :

1.) Der "Quasi-freie-Punkt" (QSF) : Der Restkern ruht. Die Absorption scheint daher nur an den beiden nachgewiesenen Teilchen stattgefunden zu haben, daher die Bezeichnung Quasi-freie Absorption. Ich möchte in dieser Arbeit mit "QSF" jedoch nur die kinematische Situation, nicht den Prozess kennzeichnen. Aus $T_R = 0$ folgt $\vartheta = 180^\circ$, der QSF-Punkt ist also der Berührungspunkt der Linie $T_R = 0$ mit der Linie $\vartheta = 180^\circ$. Bei einem Quasi-freien Absorptionsprozess erhält der Restkern einen Impuls durch die Fermibewegung, die er zu den absorbierenden Nukleonen ausführt. Wenn die Richtung von p_R unabhängig von der Richtung von q ist, erhält man eine vom QSF-Punkt an abfallende Dichteverteilung, die jeweils auf den Linien $T_R = \text{const.}$ nahezu konstant ist (siehe Anhang A3).

2.) Zwei "final-state-interaction-Punkte" (FSI) : Der Restkern und eines der beiden nachgewiesenen Teilchen haben gleiche Geschwindigkeit und Richtung, laufen also "nebeneinander her". Es scheint daher eine anziehende Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und dem Restkern nach der Absorption stattgefunden zu haben (final-state-interaction, s. z.B. [3]). Der FSI-Punkt ist der Punkt mit der höchsten erlaubten Energie für das andere Teilchen. Auch hier soll unter "FSI" nur die kinematische Situation und nicht der Prozess verstanden werden.

Linien konstanter Relativenergie zwischen dem Restkern und dem einen Teilchen sind identisch mit den Linien konstanter Energie des anderen Teilchens, also Parallelen zur einen Koordinatenachse. In Abb.18 ist die Linie für 10 MeV kinetische Energie im Triton-Neutron-Schwerpunktssystem eingezeichnet. Eine erhöhte Dichte auf einer solchen Linie erhält man, wenn eins der nachgewiesenen Teilchen mit dem Restkern einen angeregten Zwischenzustand bilden. Dies ist eine übliche Methode, kurzlebige Zustände nachzuweisen.

Ist die Richtung der Relativbewegung vom Restkern zu dem einen Teilchen isotrop verteilt, so erhält man entlang dieser Linien nahezu konstante Dichte (siehe Anhang A3).

3.) Vertauscht man die Rollen von Restkern und nachgewiesenen Teilchen, erhält man analog zwei weitere QSF- und einen FSI-Punkt, die jedoch immer außerhalb unseres Meßbereichs liegen.

In Abb.20 sind Linien mit konstantem Winkel α eingezeichnet. Sie gehen vom QSF-Punkt aus (bei $T_R = 0$ ist α nicht definiert), und treffen sich wieder bei $T_R = \max$, dem FSI-Punkt von Teilchen 1 und 2 ($q = 0$). α kann als Parameter entlang der Linien $T_R = \text{const}$ aufgefaßt werden (z.B. entlang der Linien $p_R = p_1, p_2$ oder p_3 in Abbildung 20). In dieser Arbeit wird die Darstellung von α im Dalitzplot vor allem verwendet, um die Auswirkungen der Schwellen in T_{n1}, T_{n2} und ϑ auf die Darstellungen von p_R zu bestimmen (siehe S.68).

Als letztes soll der Dalitzplot bei verschiedenen Werten von E_x und Mehrteilchenreaktionen diskutiert werden :

Wenn der Restkern einen angeregten Zustand bildet, nimmt die Masse des Restkerns zu und die zur Verfügung stehende kinetische Energie ab. Das heißt in der Näherung von Gl. IV.4', daß der Q-Wert um E_x vermin-

dert wird. Dies führt zu einer Kontraktion des kinematisch erlaubten Bereichs in Richtung des Koordinatenursprungs (s. Abb. 19) und einer entsprechenden Verschiebung aller oben diskutierten Punkte und Linien. Dabei wird der Anteil des erlaubten Bereichs, der oberhalb der Schwellen liegt, kleiner. Bei Darstellung der Verteilungen bezüglich E_x wird also mit zunehmendem E_x ein immer kleinerer kin. Bereich erfaßt.

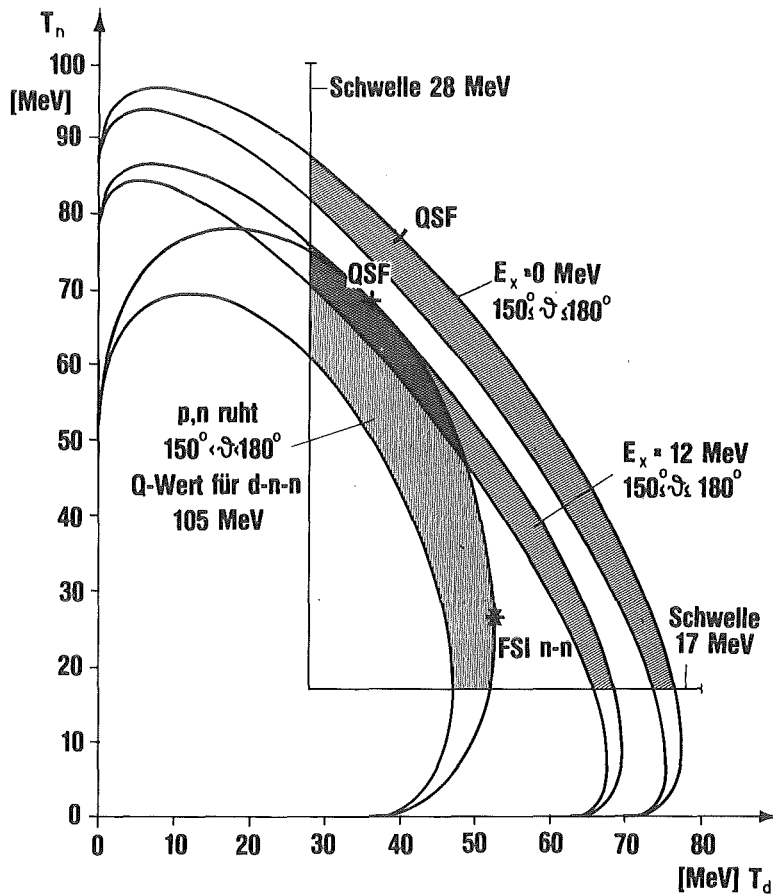


Abbildung 19

Dalitzplot am Beispiel der Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi, dn)t$

Wesentlich ist, daß mit dem Auftreten mehrerer Anregungsenergien der Dalitzplot nicht mehr eindeutig ist: Ein Punkt im Dalitzplot kann nun im allg. von Ereignissen mit verschiedenem E_x bzw. ϑ stammen. Da unser Meßbereich im Dalitzplot durch die Schwelle im Winkel für einen E_x -Wert sehr schmal ist, kann man dennoch verschiedene Zustände bezüglich E_x im Dalitzplot unterscheiden, wenn sie hinreichend voneinander getrennt sind (s. z.B. Abb. 14).

Wenn vier und mehr Teilchen mit hohem Impuls gebildet werden, gestattet der Dalitzplot keine einfache Interpretation mehr, da an jedem Punkt über zuviele Variable integriert wird.

Ich möchte nun noch einen Fall beschreiben, den ich als "Quasi-3-Teilchenreaktion" definiere :

Der Restkern teilt sich auf in zwei Teilchen. Das eine ruht praktisch, während das andere zusammen mit den nachgewiesenen Teilchen die ganze Energie Q aufnimmt, bis auf die Separationsenergie des Restkerns. Die kinematischen Verhältnisse entsprechen dann einer 3-Teilchenreaktion, mit folgenden Unterschieden :

1. Am QSF-Punkt ist der Fall identisch mit einer 3-Teilchenreaktion, da dann beide Teile des Restkerns ruhen.
2. An allen anderen Punkten haben der ruhende und der bewegte Teil des Restkerns einen Relativimpuls, der dem Rückstoßimpuls proportional ist, was sich in einer Variation von E_x äußert. In Abb.19 ist für einen solchen Fall die Linie für $\vartheta = 150^\circ$ und $\vartheta = 180^\circ$ eingezeichnet.
3. Die Annahme, dass der eine Teil des Restkerns ruht, ist bei einem vernünftigen Absorptionsmodell unrealistisch. Praktisch wird eine Restbewegung aus der Fermibewegung im Kern vorhanden sein, die die angenommene Struktur so "verschmiert", dass sie nur dann signifikant ist, wenn der andere Teil einen Impuls deutlich über der Fermibewegung erhält.

Auf den Abbildungen dieses Abschnitts wurde immer als Beispiel der Fall ${}^6\text{Li}(\pi, dn)\text{R}$ gewählt. Wenn Teilchen mit anderen Massen auftreten, verändert sich der kinematisch erlaubte Bereich innerhalb des Dreiecks, das von den Koordinatenachsen und der Linie $T_R = 0$ gebildet wird. Hat z.B. Teilchen 1 und 2 die gleiche Masse, ist der Bereich symmetrisch zur 1. Winkelhalbierenden, und der QSF-Punkt liegt auf ihr.

Noch eine kurze Bemerkung zur Eindeutigkeit der Kanäle : Der Prozess ${}^6\text{Li}(\pi, dn)t$ z.B. erscheint im Prinzip im t - n , d - n und t - d Kanal. Praktisch haben wir jedoch verschiedene Schwellen, so daß wir in jedem Kanal einen anderen kinematischen Bereich desselben Prozesses sehen, der manchmal einen Überlapp mit dem anderen hat (vgl.S.89).

IV.3 Rueckstossimpulsverteilungen

Verteilungen bezüglich des Rückstoßimpulses p_R lassen unter Umständen erkennen, in welcher Weise die Nukleonen des Restkerns an der Absorption beteiligt sind.

Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden :

1. Nach der Absorption hat eine Wechselwirkung der nachgewiesenen Nukleonen mit den Restnukleonen stattgefunden. Dann wird die Impulsverteilung der Nukleonen, wie sie unmittelbar nach der Absorption bestand, verändert sein (außer bei Ladungsaustausch p-n), und es sind keine direkten Aussagen über diese Impulsverteilung möglich. Wann und ob eine solche Wechselwirkung ausgeschlossen werden kann, wird im einzelnen in Kap.V diskutiert. Charakteristisch ist jedoch meist eine Häufung der α -Verteilung zu 0° bzw. 180° .
2. Nach der Absorption gab es keine Wechselwirkung mit den Restnukleonen. Dann ist der Rückstoßimpuls gleich dem Relativimpuls zwischen dem Restkern und dem Schwerpunkt der nachg. Teilchen während der Absorption, da das "ruhende" Pion praktisch keinen Impuls übertragen kann (siehe Koltun, [36]). Es interessiert dann besonders, ob sich der Restkern als Spectator verhält. In dem Fall muß die Verteilung von p_R mit der Fermibewegung im Kern erklärbar sein. Wenn Restkernnukleonen direkt an der Absorption beteiligt sind, muß der Rückstoßimpuls i.A. deutlich höher sein, d.h. sie sollten einen merklichen Anteil der durch die Pionmasse zur Verfügung gestellten Energie übernehmen.

Unter der Voraussetzung $E_x = \text{const.}$ (3-Teilchenreaktion) kann das Matrixelement $|M_{fi}|^2$ als Funktion von nur noch p_R und α geschrieben werden. Die Beziehung zur gemessenen Verteilung in p_R und α ist dann durch den Phasenraumfaktor gegeben :

$$d^2R/dp_R d\alpha = \text{const} \cdot \sin\alpha \cdot p_R^2 \cdot q \cdot |M_{fi}(p_R, \alpha)|^2 \quad (\text{IV.9})$$

Das Integral über das Matrixelement auf den Flächen $p_R = \text{const.}$ wird daher wiedergegeben durch :

$$dR/dp_R \cdot 1/q = \text{const} \cdot \int |M_{fi}(p_R, \alpha)|^2 \quad (\text{IV.10})$$

Alle Spektren der Rückstoßimpulsverteilung werden daher mit $1/q$ gewichtet. Dies ist günstiger, als durch den ganzen Phasenraumfaktor zu dividieren. Erstens treten nicht so hohe Gewichte bei p_R gegen null auf, d.h. der statistische Fehler bleibt über das Spektrum in derselben Größenordnung. Zweitens werden im Bereich großen Impulses nicht Strukturen unterdrückt, bei denen zwar das Matrixelement klein ist, aber das Integral und damit auch der Gesamtanteil an der Absorption groß ist. Lediglich bei Spektren, bei denen die Schwelle in p_R sehr nieder liegt, wurde durch p_R dividiert. Sie sind mit "dR/dp³" gekennzeichnet.

Wenn die Absorption quasifrei erfolgt, und unter der Annahme, daß das Pion nur absorbiert wird, wenn alle absorbierenden Nukleonen den Abstand null voneinander haben (sog. Zero-Range-Approximation , [37]), ist $|M_{fi}|^2$ gerade proportional der Fouriertransformierten $\psi(\vec{p})$ der Ortswellenfunktion der Relativbewegung $\phi(r)$ zum Restkern :

$$|M_{fi}(\vec{p})|^2 = \text{const.} \cdot |\psi(\vec{p})|^2 \quad (\text{IV.11})$$

Nimmt man weiter an, daß sich $\psi(\vec{p})$ in Polarkoordinaten als Produkt schreiben läßt : $\psi(\vec{p}) = r(p) \cdot f(\phi, \vartheta)$, dann gilt mit (IV.10,11) :

$$dR/dp_R \cdot 1/q = \text{const.} \cdot p_R^2 \cdot |r(p_R)|^2 \quad (\text{IV.12})$$

Dies ist eine wesentliche Motivation für die Darstellung von Rückstoßimpulsspektren. Man erhofft, etwas über die Impulsverteilung im Kern zu erfahren, bzw. bei bekannter Kernstruktur über die Quantenzahlen bei der Absorption. Die Zero-Range-Approximation ist jedoch sicher falsch wegen des Core's der Nukleonen. Gl. (IV.12) sollte jedoch noch annähernd gelten, wenn der Abstand der Nukleonen klein ist gegen den mittleren Abstand. Effekte wie Rescattering können aber auch noch Störungen hervorrufen. Angesichts dieser Unsicherheiten wurde ganz auf den Vergleich komplizierter Kernmodelle mit den Daten verzichtet, und lediglich ein Modell mit harmonischem Oszillatorpotential verwendet.

Nun sollen noch kurz die Auswirkungen der Schwellen in T_{n1} , T_{n2} und ϑ auf p_R beschrieben werden. Für $E_x = \text{const.}$ ergibt sich folgendes Bild (Abb.20) :

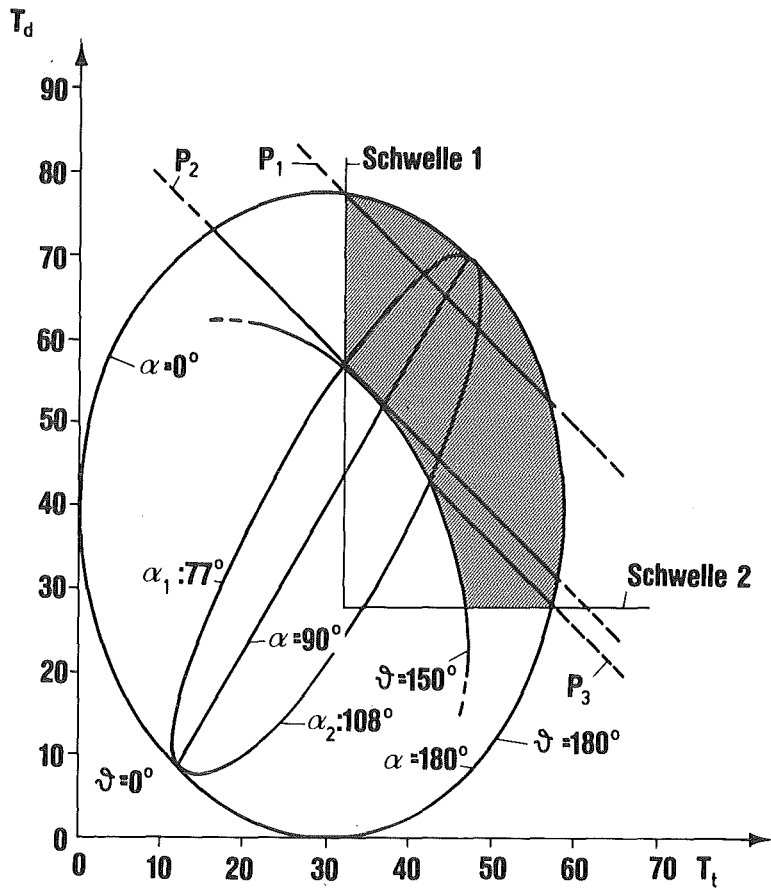


Abbildung 20

Dalitzplot für ${}^6\text{Li}(\pi^-, td)n$, Wirkung der Schwellen

Wie Abb.20 zeigt, sind bis $p_R = p_1$ alle Winkel α erfaßt, d.h. das Integral über $|M(\alpha, p_R)|^2$ kann vollständig berechnet werden. Darüber wird der Verlauf bez. (α, p_R) kompliziert. Nun gilt (IV.12) auch für eine Integration über ein Teilintervall von α . Daher wurden zur Darstellung höherer Impulse α -Intervalle ausgewählt, und zwar :

$$p_R \text{ aus } [0, p_2] : \alpha \text{ aus } [\alpha_1, 180^\circ)$$

$$p_R \text{ aus } [0, p_3] : \alpha \text{ aus } [\alpha_2, 180^\circ)$$

Die Definition dieser Grenzen ist in Abb.20 ersichtlich.

Es wurde kein Versuch unternommen, auf Bereiche außerhalb der Schwellen zu extrapolieren.

Die erreichte Auflösung in p_R wird durch die gemessene Verteilung des t - t -Kanals demonstriert (180° -Reaktion , Abb.21). Es ergibt sich $\sigma = 17 \text{ MeV}/c$.

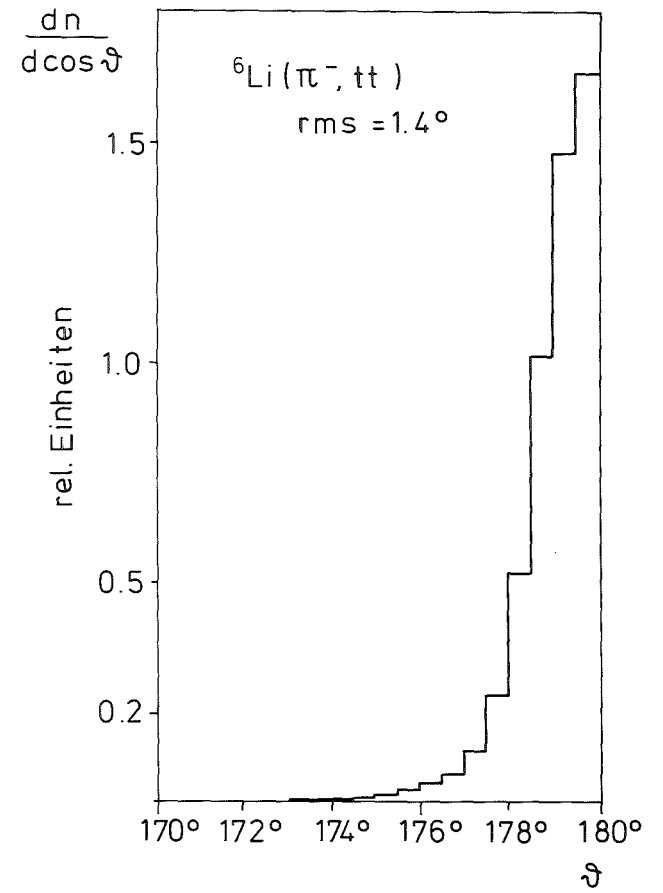
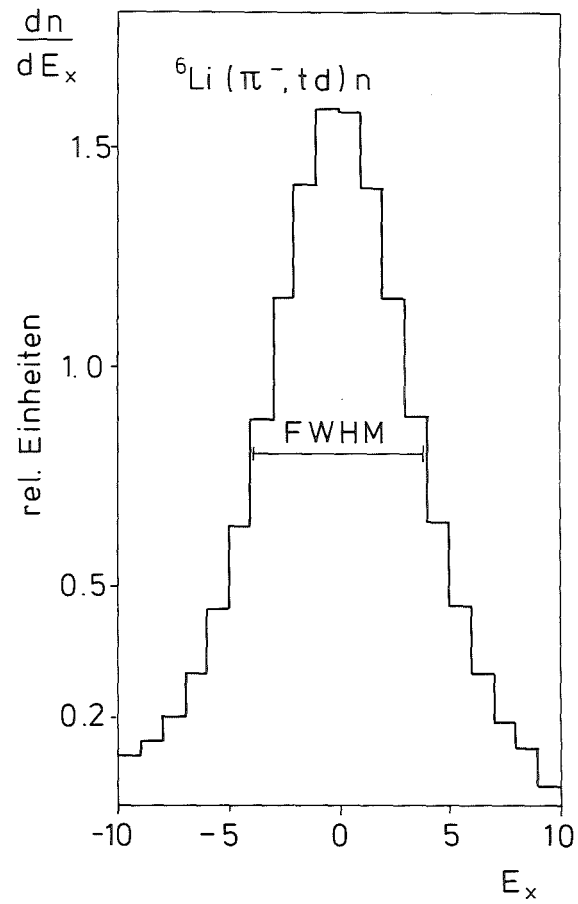
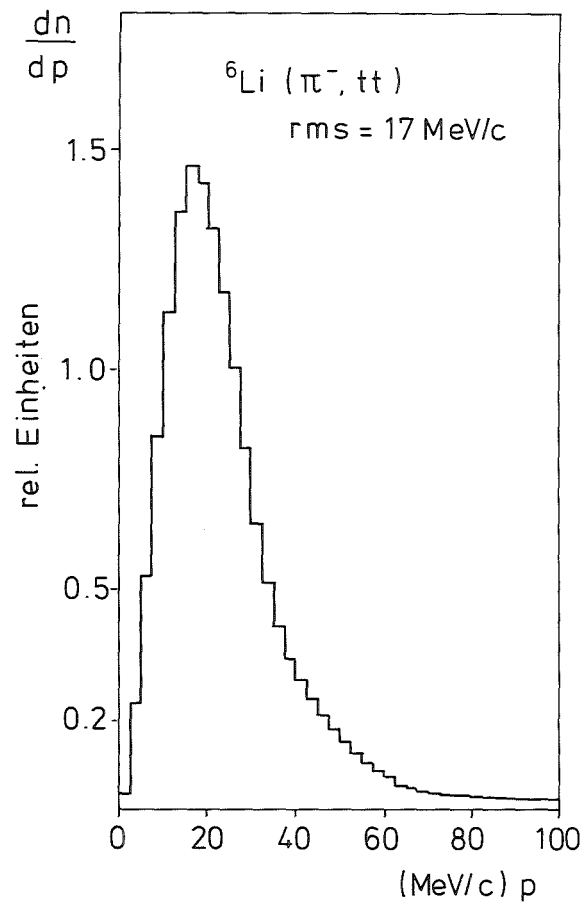


Abbildung 21
 Demonstration der Auflösung verschiedener Größen

IV.4 α -Verteilungen

α ist der Winkel zwischen der Emissionsrichtung der nachgewiesenen Teilchen und dem Rückstoßimpuls. Die Verteilungen bez. α sind in dieser Arbeit immer durch $\sin\alpha$ dividiert, sie beziehen sich also auf die Dichte pro Raumwinkelelement.

Für die Verteilungen sind vor allem zwei Vorgänge wesentlich :

1. Koltun [36] macht die Annahme, daß eine Quasi-freie 2N-Absorption stattfindet. Die α -Verteilung ist dann vom Drehimpuls l der zwei Nukleonen untereinander und vom Drehimpuls L zum Restkern im Endzustand abhängig. Er berechnet für einige Fälle entsprechende Winkelkorrelationen.

Als einfache Regel resultiert aus seiner Arbeit : Aus $L = 0$ oder $l = 0$ folgt, daß die α -Verteilung isotrop ist. Zusammen mit den Spektren des Rückstoßimpulses ist daraus u.U. ein Schluß auf die Quantenzahlen der absorbierenden Nukleonen möglich.

In dieser Arbeit werden jedoch vor allem Kanäle diskutiert, bei denen zusammengesetzte Teilchen emittiert werden, so daß die Annahme eines einfachen 2N-Modells nicht gerechtfertigt ist. Es ist lediglich möglich, Analogien aufzuzeigen.

2. Wenn eine Final-State-Interaction zwischen den nachgewiesenen Teilchen und dem Restkern stattfindet, d.h. ein Impulsübertrag auf den Restkern, so wird i.a. der Rückstoßimpuls zur Emissionsrichtung hin verändert, was einer Häufung bei 0° bzw. 180° entspricht.

IV.5 E_x -Verteilungen

Wenn der Restkern einen diskreten Zustand über einen gewissen Bereich von Rückstoßimpulsen bildet, muß sich in der Verteilung bez. E_x ein scharfer Peak zeigen. Genau dann liegt ein 3-Teilchenprozess vor. Bei Mehrteilchenprozessen ist E_x entsprechend der Definition auf S.58 die Summe der Separationsenergie der Teile des Restkerns und der kinetischen Energie im Restsystem. Die entsprechende Verteilung wird dann

im allg. kontinuierlich sein. Zu beachten ist, daß wir wegen der Schwellen in den beiden Energien T_{n1} , T_{n2} mit zunehmendem E_x einen kleineren Ausschnitt des kinematisch erlaubten Bereichs sehen. Das Abfallen der Spektren bei hohen E_x ist also zunächst ein Akzeptanzeffekt.

Mehr Aufschluß erhält man aus der zweidimensionalen Verteilung als Funktion von E_x - p_R , die unten besprochen wird.

Die Auflösung von E_x beträgt ungefähr $\sigma = 3$ MeV. Sie variiert natürlich mit der Auflösung der gemessenen kinetischen Energien. Als Beispiel für die Auflösung dient Abb.21.

IV.6 E_x - p_R -Verteilungen

Die Darstellung von E_x über p_R ist in der Literatur nicht üblich. Für Prozesse mit mehr als 3-Teilchen oder mit mehreren Zuständen des Restkerns ist sie sozusagen eine Ergänzung zum Dalitzplot : Während im Dalitzplot über ϑ integriert wird, wird hier über α integriert; d.h. die Information von ϑ ist implizit enthalten (vgl.S.60).

Unangenehm machen sich dagegen die Schwellen in T_{n1} , T_{n2} und ϑ bemerkbar, wie in Abb.20,22 zu erkennen ist : Der maximal meßbare Impuls p_R wird von der Schwelle in T_{n2} bestimmt. Wenn der QSF-Punkt mit wachsendem E_x unter die T_{n1} -Schwelle kommt, bestimmt diese den minimalen Impuls. Im übrigen äußern sich die Schwellen wie auf S.68 dargestellt, nur daß noch eine Abhängigkeit von E_x hinzukommt. Da mit der E_x - p_R -Verteilung jedoch nur qualitativ argumentiert werden soll, wurden keine Schnitte bez. α vorgenommen. Das Einsetzen der Schwelle in ϑ wurde dagegen immer eingezeichnet, da es, im Gegensatz zu α , einen Sprung in der Verteilung in p_R Richtung bewirkt.

Wie im Dalitzplot kann man nun einige kinematisch ausgezeichnete Linien beschreiben :

1.) Wenn sich ein echter 3-Teilchenprozess ausbildet, d.h. wenn der Restkern einen diskreten Zustand bildet, sollte dieser Zustand über einen ganzen Bereich des Rückstoßimpulses vorhanden sein, mindestens entsprechend der Fermibewegung dieses Zustands zu den nachgewiesenen Teilchen. Dieser Fall entspricht einer Häufung auf einer Parallelen zur p_R -Achse im E_x - p_R -Spektrum.

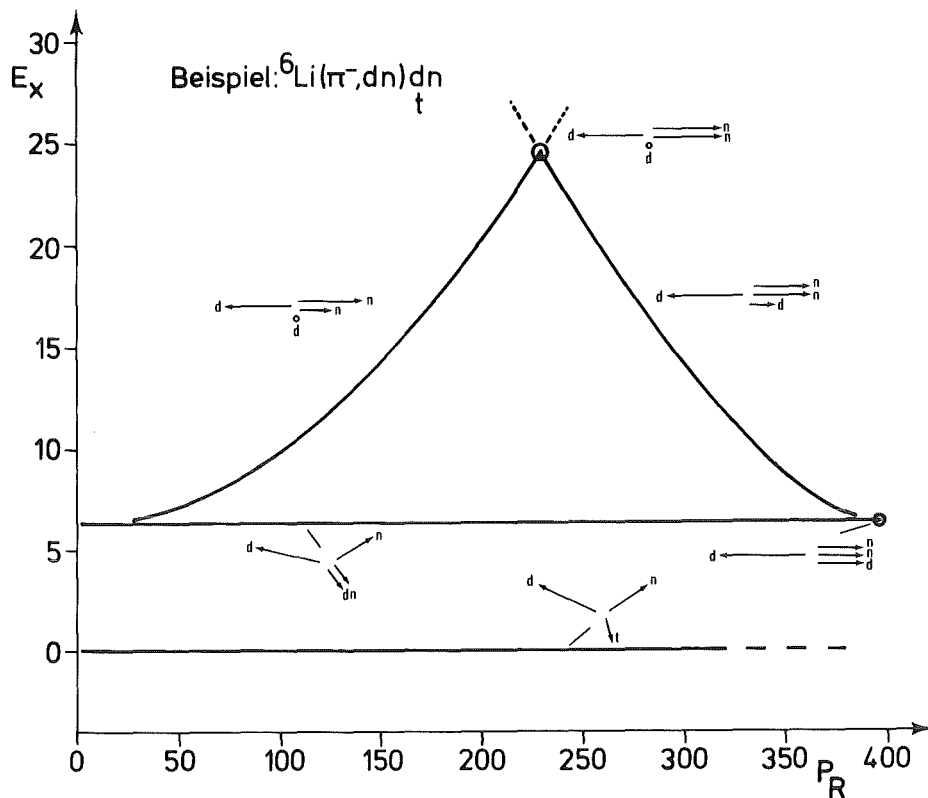


Abbildung 22

E_x - p_R -Verteilung schematisch, ausgezeichnete Linien

2.) Nehmen wir den Fall von S.65 an : Ein Teil des Restkerns bleibt praktisch liegen, während der andere Teil den ganzen Rückstoßimpuls aufnimmt. Dann nimmt linear mit zunehmendem Rückstoßimpuls auch der Relativimpuls des ruhenden zum bewegten Restkernteil zu und nach S.59 auch E_x . Man erhält also eine Häufung auf einer aufsteigenden Kurve, deren Steigung von der Masse des bewegten Teils bestimmt ist (s.Abb.22). Zu erwähnen ist, daß eine solche Häufung den angenommenen Fall nicht eindeutig beschreibt, da ja zwei Freiheitsgrade noch unbestimmt sind. Es ist jedoch der kinematisch einfachste Fall, der eine solche Häufung verursacht.

3.) Nehmen wir an, ein Teil des Restkerns bewegt sich z.B. auf Grund einer FSI parallel und mit gleicher Geschwindigkeit zu einem der nachgewiesenen Teilchen, während der andere Teil des Restkerns sich ebenfalls kollinear dazu mit beliebiger Geschwindigkeit bewegt. Dann nimmt E_x mit zunehmendem Rückstoßimpuls ab, d.h. wenn sich der zweite Teil des Restkerns dem, der die FSI "macht", nähert. Eine Linie für die

entsprechende Häufung ist in Abb.22 eingezeichnet. Sie beschreibt den angenommenen Fall wieder nicht eindeutig. Die Annahme der Kollinearität und des "FSI-Falls" sind von Beobachtungen motiviert, die in Kapitel V beschrieben werden. Es sei noch angemerkt, daß Fall 2. und 3. weder in p_R noch in E_x eine auffällige Struktur hinterlassen würde.

IV.7 ϑ -Verteilungen

Der Winkel ϑ reflektiert bei einem Quasi-freien Absorptionsprozess an den nachgewiesenen Teilchen die Komponente der Fermibewegung zum Restkern rechtwinklig zur Emissionsrichtung q . Bei Häufungen um den FSI-Punkt reflektiert ϑ den Relativimpuls der beiden nahezu parallel auslaufenden Teilchen rechtwinklig zu q . Wenn wir nur Quasi-freie Prozesse haben, gibt die ϑ -Verteilung keine zusätzliche Information gegenüber p_R und α .

Die Verteilung kann jedoch Informationen darüber liefern, wie stark insgesamt Quasi-2-Körperprozesse in einem Reaktionskanal beteiligt sind. Ist z.B. die Verteilung für hohe und niedere Rückstoßimpulse stark 180° korreliert, so liegt die Vermutung nahe, daß immer primär ein 2-Körperprozess vorliegt. Wenn umgekehrt eine Absorption an zwei Nukleonen vorliegt, und eines der auslaufenden Nukleonen nach der Absorption an dem Restkern gestreut wird, sollte die Winkelkorrelation schwächer als die durch Fermibewegung bedingte werden.

Die ϑ -Verteilungen in dieser Arbeit sind immer durch $\sin\vartheta$ dividiert, also auf das Raumwinkelelement bezogen.

IV.8 Erstellen der Spektren

IV.8.1 Eindimensionale Spektren

In üblicher Weise wurden eindimensionale Spektren dadurch hergestellt, daß über bestimmte fortlaufende Intervalle, sogenannte Klassen oder Kanäle, die Gewichte der Ereignisse, die in dieses Intervall fallen, summiert werden. Das Resultat wird als Treppenkurve dargestellt, wobei eine "Treppenstufe" die Breite des jeweiligen Intervalls hat, sodaß ihre Fläche der Summe der Gewichte im Intervall entspricht. Im Grenzwert Intervallbreite gegen null und Ereigniszahl gegen unendlich erhält man gerade den Verlauf der Wahrscheinlichkeitsdichte bezüglich der dargestellten Variablen.

Die Subtraktion des Untergrundes wurde durch Einsortieren negativer Gewichte realisiert. Dies hat zwei unangenehme Folgen :

1.) In Bereichen, die nur aus Untergrund bestehen, treten durch die statistischen Schwankungen der zu subtrahierenden Ereignisse gegen die Volltargetereignisse Kanäle mit negativem Inhalt auf.

Dazu wurde ein Unterprogramm geschrieben, das den negativen Inhalt auf Nachbarkanäle verteilt. Die Reichweite, bis zu der verteilt wird, wurde der Auflösung der jeweiligen Größe angepaßt. Diese Operation ist äquivalent einer Verbreiterung der Kanäle in einem Bereich kleiner Wahrscheinlichkeitsdichte, wobei die maximale Kanalbreite kleiner als die Auflösung bleibt. Treten danach immer noch größere negative Inhalte auf, muß die Untergrundnormierung falsch sein. Exakt in dieser Weise wurde die auf S.53 behandelte Normierung durchgeführt.

2.) Die statistischen Schwankungen im Verhältnis zum Kanalinhalt werden vergrößert ("Aufrauhung"). Z.B. bei 50% Untergrund und konstanten Gewichten vergrößert sich die Standardabweichung des Kanalinhalts um einen Faktor $\sqrt{3}$ zu der einer untergrundfreien Messung.

Um diesen Effekt abzufangen, wurde mit einem linearen Filter Lf geglättet, der wie folgt definiert ist :

$$Lf : n_i' = 0.25n_{i-1} + 0.5n_i + 0.25n_{i+1} \quad (IV.13)$$

Dabei ist n_i der Inhalt des i -ten Kanals, und $n_i^!$ der neue, geglättete Inhalt des i -ten Kanals. Die Formel entspricht zweifacher Mittelwertbildung über benachbarte Kanäle. Der Filter hat folgende Eigenschaften :

- a) Ein linearer Anstieg bleibt unverändert.
- b) Für $i = -\infty \dots +\infty$ bleibt das Integral $\sum n_i$ erhalten.
- c) Eine Binomialverteilung, d.h. $n_i = \text{const} \cdot \binom{S}{i}$ hat die Standardabweichung $\sigma = \sqrt{s/2}$. Unter Glättung mit Lf verbreitert sie sich auf $\sigma_g^2 = \sigma^2 + 0.5$, d.h. die Auflösung verschlechtert sich im Quadrat um die halbe Kanalbreite. Bei $\sigma = 2$ Kanäle z.B. ist $\sigma_g \sim 1.06\sigma$
- d) In einem endlichen Intervall $i = 1, \dots, k$ gilt b) nicht. Daher werden Randregeln eingeführt :

$$\begin{aligned} n_1^! &= 0.75n_1 + 0.25n_2 \\ n_k^! &= 0.75n_k + 0.25n_{k-1} \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

Nun gilt b) wieder, dafür ist a) und c) am Rand nicht mehr gültig. Am Rand gilt aber noch, daß konstante Verteilungen erhalten bleiben.

- e) Bei konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte und konstanten Gewichten ist der Glättungsfaktor der Standardabweichung des Kanalinhalts $\sqrt{3/8} \sim 0.612$, was nahezu die Aufrauhung durch 50% Untergrund kompensiert.

Die Fehlerbalken in den Spektren geben nur den statistischen Fehler wieder.

IV.8.2 Zweidimensionale Spektren

Analog den eindimensionalen Spektren wurden die Gewichte der Ereignisse in Klassen bzw. Kanälen summiert. Als Kanalbreite wurde in den Dalitzplots $1\text{MeV} \times 1\text{MeV}$ verwendet, in den E_x - p_R -Plots $1\text{MeV} \times 5\text{MeV}/c$.

Bei einer mittleren Anzahl von 40000 Ereignissen pro Plot enthält ein Kanal in der Größenordnung von 40 Ereignissen. Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichte ist somit trotz der hohen Gesamtstatistik noch stark von statistischen Schwankungen der Kanalinhalt beeinträchtigt. Eine wesentliche Verbreiterung der Kanäle würde andererseits Strukturen verwischen. Ein Verfahren, das in befriedigender Weise die Wahrscheinlichkeitsdichte zweidimensionaler Verteilungen ohne Kanaleinteilung oder mit variabler Kanalbreite schätzt, ist in der angewandten Mathematik nicht bekannt (Späth, [50]). Ich habe daher folgendes Verfahren gewählt :

Ziel des Verfahrens ist die Darstellung der Wahrscheinlichkeitsdichte durch Höhenlinien. Zunächst wird analog IV.8.1 der Untergrund abgezogen. Negative Kanalinhalt werden wieder auf Nachbarkanäle verteilt, diesmal jedoch ringförmig um den Kanal mit negativem Inhalt. Die maximale Breite dieser Verteilung ist wieder entsprechend der Auflösung begrenzt. Anschließend wird mit einem linearen Filter so oft geglättet, bis Höhenlinien erkennbar sind. Als optimal erwies sich eine 3-fache Anwendung des Filters. Der Filter hat folgende Gestalt :

$$\begin{aligned}
 n_{ij}^1 = & 0.0625n_{i-1j+1} + 0.125n_{ij+1} + 0.0625n_{i+1j+1} \\
 & 0.125n_{i-1j} + 0.250n_{ij} + 0.125n_{i+1j} \\
 & 0.0625n_{i-1j-1} + 0.125n_{ij-1} + 0.0625n_{i+1j-1}
 \end{aligned} \tag{IV.15}$$

Dies ist nichts anderes als ein Produkt des Filters L_f bez. zweier Variablen. Die Eigenschaften a), b) und c) gelten in analoger Weise. Randformeln werden aus Produkten von denen in d) mit (IV.13) für alle vier Ränder aufgebaut, was wiederum zur Erhaltung des Integrals führt, und a) und c) am Rand verletzt.

Der Glättungsfaktor beträgt im zweidimensionalen $\sqrt{21/8} \sim 0.573$. Bei einer mittleren Auflösung von rund 2 MeV ergibt dreifaches Glätten eine Verschlechterung der Auflösung auf $\sigma = 2.34$ MeV.

Bedingt durch die Auflösung gehen die Höhenlinien natürlich etwas über den kinematisch erlaubten Bereich hinaus, dessen Rand in jedem Dalitzplot eingezeichnet ist. Die dreifache Glättung verringert die statistischen Schwankungen auf 0.19 der ursprünglichen Schwankung. Das entspricht bei 40 Ereignissen in einem Kanal noch einer Standardabweichung von 3% des Kanalinhalts.

Gezeichnet wurden grundsätzlich neun äquidistante Höhenlinien. Der höchste Punkt im Spektrum wurde immer willkürlich auf $n_{ijmax} = 34$ normiert. Die unterste Höhenlinie beginnt bei 1. Nach der Glättung verbleibt eine statistische Unsicherheit der Lage der Höhenlinien von rund $\pm 1/4$ des Abstands zur nächsten Linie, zwischen der ersten ($h=1$) und der zweiten ($h=5$) Linie jedoch von $\pm 1/2$ des Abstandes. Schwankungen in diesem Bereich wurden von Hand geglättet, da kein Programm dafür zur Verfügung stand.

Es ist auf diese Weise gelungen, eine Darstellung der zweidimensionalen Verteilungen zu finden, die sowohl anschaulich ist (was ein Scatterplot auch wäre), als auch quantitative Aussagen macht.

V. Ergebnisse und Diskussion

Zur Einleitung dieses Kapitels möchte ich zunächst auf die Struktur des ${}^6\text{Li}$ -Kerns eingehen, da sie wesentlich zum Verständnis der Daten ist. Anschließend werde ich den Stand der Theorie der Pionabsorption, soweit sie über die reine $2N$ -Absorption hinausgeht, vom Standpunkt unseres Experiments aus beschreiben, d.h insbesondere kinematische Auswirkungen verschiedener Modelle. An diese beiden Teile schließt sich die Diskussion der Ergebnisse an.

V.1 ${}^6\text{Li}$ -Kernstruktur

V.1.1 Zur Literatur ueber Clusterstruktur

Der ${}^6\text{Li}$ -Kern zeichnet sich durch einige Eigenschaften von anderen Kernen aus. Der relativ große r.m.s.-Radius (2.56 ± 0.05 fm nach [37] , 2.54 ± 0.06 fm nach [38]) und die Schwierigkeiten, Radius und Bindungsenergie im Schalenmodell richtig zu beschreiben, führten zur Entwicklung des α -d-Clustermodells. Für dieses Modell sprechen zwei weitere Tatsachen :

- 1.) Die geringe Separationsenergie in ein α und ein Deuteron von 1.4735 MeV (Ajzenberg-Selove,[40]).
- 2.) Die vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitte für den Knock-Out von Deuteronen oder α -Teilchen bei Streuexperimenten.

Die Bestimmung der genauen α -d-Struktur wurde über zahlreiche Messungen versucht. Im einzelnen handelt es sich dabei um Anpassung von Clustermodellen an die Formfaktoren der Elektronstreuung (z.B. Suelzle [38], Bergstrom [41]) und an die Parameter von Knock-Out-Reaktionen mit Elektronen (z.B. Genin [42], Vinciguerra [43]) und Protonen (z.B. [44]-[47] und [49]). Dabei treten recht große Unterschiede auf, besonders bei der Bestimmung der Relativimpulsverteilung der Cluster im Kern sowie bei dem Spektroskopischen Faktor, der "effektiven Anzahl" von Clustern im Kern. Nahezu übereinstimmend wird dagegen der r.m.s.-Abstand der Cluster voneinander mit ~ 3.55 fm angegeben.

In der letzten Zeit wird zunehmend auch eine τ -t-Struktur diskutiert ($\tau = {}^3\text{He}$ -Kern). Warum diese Struktur früher wenig beachtet wurde, liegt an dem niedrigeren Wirkungsquerschnitt für t- oder τ -Knock-Out im Vergleich zum d- oder α -Knock-Out-Prozess. Roos [46] mißt z.B. bei 100 MeV Protonenenergie Wirkungsquerschnitte, die um einen Faktor der Größenordnung 50 verschieden sind. Wie Sakamoto [45] ausführt, ist dies vor allem auf die viel höhere Bindungsenergie des τ - und des t-Clusters von 15.794 MeV ([40]) zurückzuführen, und nicht auf die effektive Anzahl von τ - und t-Clustern im Kern. Die DWIA-Rechnungen von Roos ergeben daher auch in der Tat, daß die Stärke der τ -t-Struktur in derselben Größenordnung wie die α -d-Struktur liegt. Die Berechnung des spektroskopischen Faktors sowie der korrigierten Rückstoßimpulsverteilung der τ -t-Struktur ist jedoch stark modellabhängig, wie Roos zeigt.

Auch Bergstrom erhält aus Formfaktoren der Elektronstreuung [41] sowie aus inelastischer Elektronstreuung nahe der τ -t-Schwelle Schätzungen des spektroskopischen Faktors in derselben Größenordnung. Für beide Strukturen variieren die spektroskopischen Faktoren je nach Autor und Modell im Bereich von 0.3 bis 0.8. Alder [49] zeigt außerdem eine Abhängigkeit des Faktors von der Protonenenergie bei Deuteron-Knock-Out.

Es zeigt sich, daß ein Modell alleine nicht ausreichend ist, alle Daten zu beschreiben. Dagegen erhält man in bestimmten Fällen jeweils gute Übereinstimmung mit einem Modell. Außerdem sind die Modelle nicht so widersprüchlich, wie es erscheinen mag. Bergstrom berechnet z.B. einen Überlapp seines τ -t-Modells mit seinem α -d-Modell von 0.6, sowie des τ -t-Modells mit dem Schalenmodell von 0.9 !

V.1.2 Spezielle Clustermodelle

Die Pionabsorption ist besonders empfindlich auf short-range-Korrelationen der Nukleonen. Daher sollten sich Clusterstruktureffekte besonders stark äußern. Zum Vergleich mit unseren Daten, d.h. mit den Rückstoßimpulsspektren, habe ich die Clustermodelle von Wildermuth ([53]) verwendet, mit denen auch Bergstrom ([41]) seine Daten vergleicht. Sie gehen von einem harmonischen Oszillatorpotential aus, was sicher eine sehr einfache Annahme ist. Es ist jedoch fraglich, ob es sinnvoll ist,

Modelle zu verwenden, die von realistischeren Potentialen ausgehen, denn :

- 1.) Sämtliche Parameter der Clusterstruktur weisen in der Literatur große Variationen auf, sodaß die Wahl des Potentials eine geringere Rolle spielt.
- 2.) Wie auf S.67 erwähnt, stimmt die Rückstoßimpulsverteilung, die wir messen, nicht exakt mit der Fermibewegung überein.
- 3.) Die Pionabsorption bevorzugt die hohen Impulskomponenten, die das HO-Potential gerade am besten wiedergibt.

Mit den Modellen soll auch vor allem qualitativ gezeigt werden, was mit Fermibewegung erklärt werden kann und was nicht. Dennoch erwiesen sie sich als zum Teil überraschend gut.

Ich möchte nun diese Modelle beschreiben :
 Der ${}^6\text{Li}$ -Kern hat die Quantenzahlen $(J^\pi, T) = (1^+, 0)$ Im einfachsten Schalenmodell nimmt man an, daß die Bahndrehimpulse der p-Nukleonen zu Null koppeln, ihre Spins dagegen zu eins. (s. Abb.23).

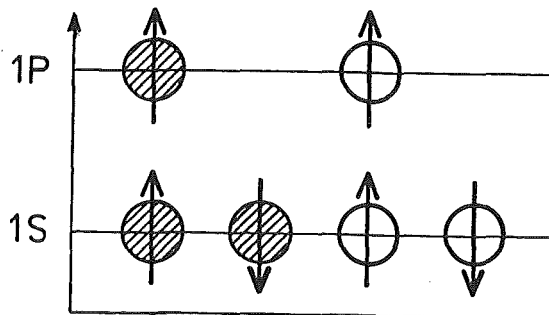


Abbildung 23 : ${}^6\text{Li}$ -Kern im Schalenmodell, schematisch

Damit ist der relative Bahndrehimpuls der p-Nukleonen untereinander Null, ebenso wie der des Schwerpunkts der p-Nukleonen zu den S-Nukleonen. Die Schalenmodellwellenfunktion lautet :

$$\phi_s(r_1 \dots r_6) = A \{ c \cdot r_5 r_6 e^{-.5a(r_1^2 + r_2^2 + r_3^2 + r_4^2 + r_5^2 + r_6^2)} \cdot \chi(123456) \} \quad (V.1)$$

Dabei ist A der Antisymmetrisierungsoperator, c die Normierungskonstante, a die Oszillatorstärke und χ die Spin-Isospinfunktion aller Nuk-

leonen. Wenn man die Spin-Bahn-Koppelung vernachlässigt, muß die Ortswellenfunktion rotationssymmetrisch sein, da der Gesamtbahndrehimpuls Null ist. Die Kugelfunktionen aller beteiligten p-Wellen addieren daher zu einer Konstanten, die in c enthalten ist. Tatsächlich ist das Quadrupolmoment des Kerns sehr klein (-0.001 nach [26], S.499). Die Ortskoordinaten r_i beziehen sich auf den Schwerpunkt. Die Oszillatorstärke wird i.a. an den r.m.s.-Radius angepaßt ($a \sim 0.28 \text{ fm}^{-2}$).

Im Clustermodell werden nun für die einzelnen Cluster, die intern im 1S-Zustand sind, verschiedene Oszillatorstärken verwendet, die oft an den r.m.s.-Radius der entspr. freien Teilchen angepaßt werden. Wir verwenden folgende Clusterfunktionen für das α -d-Modell:

$$\begin{aligned} \phi_d &= e^{-.5a_2(r_1^2+r_2^2)} \cdot \chi_d & a_2 &= 0.20 \text{ fm}^{-2} \\ \phi_\alpha &= e^{-.5a_4(r_1^2+r_2^2+r_3^2+r_4^2)} \cdot \chi_\alpha & a_4 &= 0.58 \text{ fm}^{-2} \end{aligned} \quad (V.2)$$

und für das τ -t-Modell :

$$\begin{aligned} \phi_t &= e^{-.5b_3(r_1^2+r_2^2+r_3^2)} \cdot \chi_t & b_3 &= 0.36 \text{ fm}^{-2} \\ \phi_\tau &= e^{-.5a_3(r_1^2+r_2^2+r_3^2)} \cdot \chi_\tau & a_3 &= 0.36 \text{ fm}^{-2} \end{aligned}$$

Die Koordinaten r_i sind dabei jeweils auf den Clusterschwerpunkt bezogen. Die Werte rechts stammen aus [41]. Die Relativbewegung muß die beiden Oszillatorquanten der p-Nukleonen aufnehmen und ergibt sich, wenn man die Faktoren r_5, r_6 zur Relativbewegung der Cluster hinzunimmt. Die vollständige Funktion lautet dann für α -d :

$$\phi_{\alpha-d} = A\{c \cdot \phi_\alpha \cdot \phi_d \cdot R^2 e^{-2/3 c_{42} R^2}\} \quad c_{42} = 0.186 \text{ fm}^{-2} \quad (V.3)$$

und für τ -t :

$$\phi_{\tau-t} = A\{c \cdot \phi_\tau \cdot \phi_t \cdot R^2 e^{-3/4 c_{33} R^2}\} \quad c_{33} = 0.210 \text{ fm}^{-2} \quad (V.4)$$

Dabei ist R der Abstand der Clusterzentren voneinander. Die Werte c_{42} und c_{33} stammen aus [41] und rühren von einer Anpassung an den r.m.s.-Radius des ganzen Kerns her.

Die Relativbewegungen $\phi(R) := R^2 e^{-2/3 c_{42} R^2}$ bzw. $R^2 e^{-3/4 c_{33} R^2}$ sind die Summe einer 1S und einer 2S-Bewegung in einem H.O.-Potential mit der Oszillatorstärke $c' = 4/3 c_{42}$ bzw. $c' = 3/2 c_{33}$:

$$\phi(R) = \sqrt{0.4} |2S\rangle + \sqrt{0.6} |1S\rangle$$

Andere Autoren, wie z.B. Sakamoto [44], verwenden eine reine 2S-Bewegung, die eine Nullstelle bei $R > 0$ aufweist. Anlass für die obige Wahl der Relativbewegung ist die Tatsache, daß, im Gegensatz zu einer reinen 2S-Bewegung, bei einer Wahl der Parameter $a_4 = a_2 = c_{42} = a$ beziehungsweise $a_3 = b_3 = c_{33} = a$ das Schalenmodell und beide Clustermodelle identisch sind, wie eine Rechnung über Abdividieren der Schwerpunktsbewegung und Antisymmetrisierung zeigt. Das heißt, daß man sich durch Variation der Parameter kontinuierlich vom Schalenmodell entfernen kann. Umgekehrt kann eine Messung der Parameter die "Stärke" der Clusterstruktur zeigen. Catara [51] berechnet die Relativbewegung vom α zum d-Cluster nur mit Hilfe eines realistischen N-N-Potentials, und erhält ebenfalls eine Überlagerung einer 2S mit einer 1S-Bewegung, allerdings mit etwas anderen Koeffizienten.

Die Fouriertransformierte von $\phi(R)$ lautet (siehe auch Abb.24):

$$\psi(p) = c'' \cdot (1 - p^2/(3p_0^2)) \cdot e^{-.5p^2/p_0^2} \quad (V.5)$$

mit $c'' = 2 \cdot \sqrt{0.6} p_0^{-1.5} \pi^{-.75}$ und $p_0 = h \cdot c'$.

Statt über c' , bzw. über Formfaktoren, kann p_0 auch mit Knock-Out-Reaktionen aus der Rückstoßimpulsverteilung bestimmt werden. Da der Wert p_0 modellabhängig ist, ist es sinnvoll das FWHM zu vergleichen, das alle Autoren angeben. Für (V.5) gilt : $\text{FWHM} = 1.27 \cdot p_0$. Messungen von Knock-Out-Reaktionen führen nun meist auf kleinere Impulse, was größeren Radien entspricht, in unserem Modell z.T. unrealistisch großen.

Nun finden Knock-Out-Reaktionen bevorzugt an der Oberfläche des Kerns statt [46], d.h. in Bereichen kleiner Impulse. Charakteristisch ist die Zunahme des FWHM mit dem Impulsübertrag. Die Messung von Alder [51] mit 900 MeV/c Impulsübertrag liefert schließlich Werte, die denen von Bergstrom entsprechen (siehe Tabelle S.83).

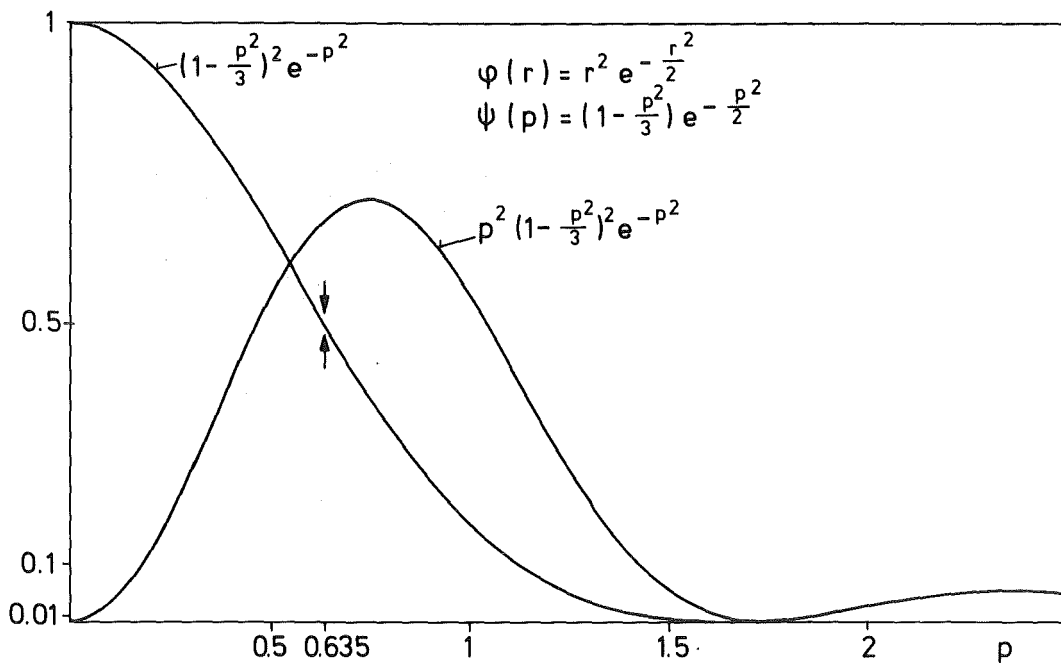


Abbildung 24

$|\psi(p)|^2$ mit und ohne Faktor P^2 für $c' = 1$, unnormiert.

Meßwerte und theoretische Werte der Cluster-
Relativimpulsverteilung :

	FWHM (MeV/c)	P_0 (MeV/c)	Prozess	Ref.:	Bemerkungen
α -d :	124.7	98.2	Theorie	[51]	realistisches 2-N-Pot.
	124.6	98.1	e^- -Formf.	[41]	aus r.m.s.-Radien
	99.	78.	---	*	kontrahiertes d-Cluster
	89.3	70.3	e^- -Formf.	[38]	Modell nach Hubbard, 1S-H.O.-Bewegung
	64.4	50.7	${}^6\text{Li}(e, ed)\alpha$	[42]	PWIA, Transfer=262MeV/c
	68.4	53.9	${}^6\text{Li}(e, e\alpha)d$	[42]	PWIA, Transfer~300MeV/c
	76.	59.8	${}^6\text{Li}(p, p\alpha)d$	[46]	DWIA, Transfer~400MeV/c
	124.	97.6	${}^6\text{Li}(p, pd)\alpha$	[49]	PWIA, Transfer~900MeV/c
τ -t :	140.5	110.6	e^- -Formf.	[41]	aus r.m.s.-Radien
	~150.	120.	${}^6\text{Li}(p, p\tau)t$	[46]	DWIA, Transfer~590MeV/c, starke Modellabhängigkeit
	~170.	135.	${}^6\text{Li}(p, p\tau)t$	[52]	PWIA, Transfer~900MeV/c

* Der Wert von $p_0 = 78 \text{ MeV/c}$ ergibt sich, wenn man in unser Modell als r.m.s.-Radius für das Quasi-Deuteron statt des Radius des freien Teilchens den des α -Teilchens einsetzt. Es gibt Argumente dafür, daß das Quasi-Deuteron wegen des Potentials der anderen Nukleonen einen kleineren Radius als das freie Teilchen hat.

Barbarino [47] hält die Auswertung von Ref.[49] für unzulänglich, und nimmt als "richtigen" Meßwert ein FWHM von 70 MeV/c für das α -d-Modell an. Dennoch kann er Meßwerte von $\sim 40 \text{ MeV/c}$ bei sehr kleinem Impulsübertrag nicht erklären.

Angesichts dieser Unsicherheit haben wir den Parameter p_0 an unsere Daten angepaßt. Werte dazu siehe S.88 und 93.

V.2 Zur Theorie der Pionabsorption

Zum 2N-Modell der Pionabsorption existieren zahlreiche theoretische Abhandlungen. Das Modell ist dadurch charakterisiert, daß das Pion auf irgendeine Weise von zwei Nukleonen absorbiert wird, wobei entsprechend der Quantenzahlen gewisse Auswahlregeln gelten, während der Restkern praktisch unberührt bleibt. Die beiden Nukleonen müssen also unter 180° und mit praktisch gleicher Energie emittiert werden. Abweichungen entstehen durch die Fermibewegung des Restkerns zu den absorbierenden Nukleonen über Energie und Impulserhaltung im Gesamtsystem.

Für die mikroskopische Beschreibung des Prozesses gibt es viele Ansätze. Allgemein anerkannt ist, daß die Absorption bei kleinem Abstand der absorbierenden Nukleonen stattfindet. Von diesem Abstand und dem mikroskopischen Prozess sind vor allem die absoluten Raten stark abhängig. Während frühere Arbeiten die Abhängigkeit der Pionabsorption von der (initial) Nukleon-Nukleon-Korrelation im Kern betonten (z.B. Cheon [54], Jain [57]), wird in neueren Arbeiten zunehmend das "Rescattering" diskutiert, d.h. die Off-Shell-Streuung des Pions am ersten absorbierenden Nukleon und Propagation zum zweiten (z.B. [56] bis [59]). Aus diesem Prozess läßt sich auch eine Funktion für den Abstand der Nukleonen bei der Absorption gewinnen, die allerdings breiter ist als frühere Ansätze.

Hachenberg [57] zeigt, daß die Annahme des Rescattering bei der Absorption vom atomaren S-Niveau Abstände der absorbierenden Nukleonen von größer als 1 fm zuläßt. Dadurch wird fraglich, ob die Pionabsorption geeignet ist, Short-Range-Korrelationen der Nukleonen im Kern zu testen, wie früher angenommen wurde.

Eine andere Möglichkeit zur mikroskopischen Beschreibung der Pionabsorption ist die Bildung einer Far-Off-Shell (3,3)-Resonanz, wie sie Riska vertritt.

Weiter betonen einige Autoren den Einfluß der Final-State-Interaction der absorbierenden Nukleonen mit dem Restkern sowohl auf die absoluten Raten, als auch auf das Verhältnis der Absorption am p-n-Paar zu der am p-p-Paar (z.B. [60],[58],[59]). Hachenberg [57] nimmt dagegen an, daß die FSI keinen wesentlichen Einfluß auf die Absorptionsrate hat.

Soweit in den erwähnten Arbeiten Rückstoßimpulsverteilungen angegeben sind, scheinen sie vom Prozess der Absorption praktisch unbeeinflusst zu sein, solange nicht weitere Nukleonen mit hoher Energie emittiert werden, was als eine Störung der reinen 2N-Absorption aufzufassen ist. Das reine 2N-Absorptionsmodell ergibt also unabhängig vom theoretischen Ansatz praktisch dieselben kinematischen Verhältnisse (vgl. S.66,67).

Da wir keine absoluten Raten gemessen haben, können wir also mit unserem Experiment verschiedene Ansätze zur 2N-Absorption lediglich über das n-p zu p-p-Verhältnis testen, das in Abschnitt V.3.5 behandelt wird. Allerdings existieren bisher keine theoretischen Vorhersagen für dieses Verhältnis am ${}^6\text{Li}$.

Ziel dieser Arbeit ist nun, Abweichungen von der reinen 2N-Absorption am ${}^6\text{Li}$ darzustellen, und zwar bei Prozessen, die in der Emission von mehr als zwei Nukleonen mit hoher Energie resultieren.

Die theoretischen Ansätze zu diesen Prozessen möchte ich in folgende drei Gruppen gliedern :

1. Verdampfung nach 2N-Absorption
2. Final-State-Interaction nach 2N-Absorption
3. Absorption an drei und mehr Nukleonen

1. Unter Verdampfung versteht man die Abregung des Restkerns durch Teilchenemission, nachdem durch die Emission der zwei absorbierenden Nukleonen ein (hochangeregter) 2-Lochzustand entstanden ist. Dieser Prozess führt grundsätzlich zu Energieverteilungen der "verdampften" Teilchen, die zu höheren Energien ($> \sim 4$ MeV) hin exponentiell abfallen und damit im allgemeinen unter unseren Schwellen liegen. Verdampfung scheint auch erst bei schwereren Kernen, etwa ab ${}^{12}\text{C}$ wesentlich zu sein. Schlepütz [8] erhält jedoch mäßige Übereinstimmung mit den Rechnungen von Guthrie et al. zur Verdampfung bei ${}^{12}\text{C}$. Nach den Daten von Schlepütz ist vor allem die Emission von α -Teilchen durch Verdampfung zu erklären.

2. Bei der Definition der Final-State-Interaction kann der Ausdruck "nach der Absorption" auf zwei Arten verstanden werden :

a) Als zur eigentlichen Absorption inkohärenter Prozess zweiter Stufe. Dabei ist die Absorptionsrate unbeeinflusst von der Möglichkeit

der absorbierenden Nukleonen, FSI zu machen. Solche intranuklearen Kaskaden wurden von Chiang und Hüfner ([61],[56]) berechnet. Der Prozess wird durch folgende Eigenschaften charakterisiert :

Meistens macht nur ein Nukleon FSI. Daher behält das andere eine Impulsverteilung wie beim ungestörten $2N$ -Prozess (sog. direktes Nukleon). Die Wechselwirkungen sind im einzelnen Pick-Up von 1 bis 2 anderen Nukleonen (Bildung von $d, t, {}^3\text{He}$ -Kernen) oder Knock-Out von n, p, d, t usw. Charakteristisch ist, daß die Wahrscheinlichkeit der Prozesse mit schwereren Teilchen und zunehmender Ladung stark abnimmt. Ein Knock-Out-Prozess muß außerdem die Winkelkorrelation stark verbreitern.

Möglich ist auch eine elastische Streuung am Restkern, was wegen der größeren Masse des Restkerns fast nur die Winkelverteilung in ϑ verbreitert. Die Rechnungen in [61] zum Knock-Out von Neutronen und Protonen beim ${}^6\text{Li}$ geben allerdings die vorhandenen Meßdaten, besonders von ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$, schlecht wieder.

b) "nach der Absorption" kann auch kohärent mit der Absorption verstanden werden, d.h. die Absorptionsrate wird von der FSI beeinflusst. Zu diesem Prozess existieren noch keine Rechnungen, die die Emission von Deuteronen und Tritonen beschreiben. Nägeli [59] berechnete den Prozess ${}^3\text{He}(\pi^-, nnp)$ mit einem solchen Modell. Die Übereinstimmung mit den Meßdaten von Gotta [15] ist qualitativ gut. Charakteristisch ist, daß das Modell die beobachteten starken Peaks in den FSI-Punkten wiedergeben kann. An den FSI-Punkten (s.S.63) hat ein Teilchen die Maximalenergie, während zwei andere, die wechselwirkenden, mit einer Relativenergie nahe null entgegengesetzt dazu auslaufen. Die Winkelverteilung hat daher ein schmales Maximum bei 180° .

Diese Häufung bei der Maximalenergie des einen Teilchens kann nur durch Änderung der Absorptionsrate in Abhängigkeit von der FSI entstehen und ist ein klarer Widerspruch zu a), wo dieses Teilchen eine Energie wie im quasi-freien Prozess hat.

Der Übergang von einer Häufung im FSI-Punkt zu einem gebundenen Zustand der wechselwirkenden Teilchen ist zwar noch nicht berechnet worden, sollte aber trivial sein, da sich kinematisch praktisch nichts ändert. Die Verteilungen, die einem solchen Prozess entsprechen, würden dann wie ein quasi-freier Aufbruch von mehreren Nukleonen in zwei Teile wirken.

3.) Zur eigentlichen Absorption an mehr als zwei Nukleonen existieren bisher nur die Rechnungen von Kolybasov mit dem Quasi- α -Absorptionsmodell am ^{12}C [9]. Der Artikel von Kowalski [10] behandelt allgemein den Formalismus der mehr-Nukleon-Absorption, schließt aber keine praktischen Rechnungen ein.

Kolybasov ist in der Lage, die hohen Raten an Tritonen sowie die starke 180° -Winkelkorrelation bei der Emission von t-n zu erklären, erhält jedoch beim Zerfall des Quasi- α in d-n-n oder p-n-n-n sehr breite Winkelkorrelationen, wie sie im Experiment nicht beobachtet werden (z.B. Barret [6], Lee [7]). Außerdem geben seine Rechnungen den hochenergetischen Teil des Protonenspektrums bei ^{12}C nicht richtig wieder, wie Schlepütz [8] zeigt. Offensichtlich erhält Kolybasov beim Zerfall des Quasi- α in p-n-n-n eine "gleichmäßige" Verteilung der Ruheenergie des Pions auf alle 4 Nukleonen.

Zu beachten ist, daß Quasi- α -Absorption im Sinne von Kolybasov nicht gleichbedeutend ist mit der Absorption am α -Cluster, da ja auch am α -Cluster eine "normale" 2N-Absorption stattfinden kann.

Im folgenden soll an Hand unserer Meßdaten gezeigt werden, welche der oben angeführten Möglichkeiten als wesentliche Prozesse am ^6Li auszuschließen sind. Abgesehen von Kernstruktureffekten sollte so ein Ergebnis natürlich auch eine gewisse Allgemeingültigkeit für die Pionabsorption schlechthin haben, wie am Ende dieser Arbeit diskutiert werden soll.

V.3 Die Messdaten

Zunächst wird ein Überblick über alle Kanäle an Hand der Verzweigungsverhältnisse und der Winkelkorrelationen gegeben, und anschließend die Reaktionskanäle im einzelnen diskutiert, bis auf den n-n-Kanal, der hinreichend bei Bassalleck [23] abgehandelt ist. Die Abbildungen zu diesem Abschnitt sind der Übersicht halber alle im Bildteil am Ende dieses Bandes gesammelt.

V.3.1 Verzweigungsverhältnisse

Die nichtstrahlenden Reaktionskanäle nach der Pionabsorption am ${}^6\text{Li}$ können in naiver Weise nach den Teilchenkombinationen im Endzustand gegliedert werden, wie unten aufgeführt. Rechts daneben stehen die Koinzidenzmöglichkeiten, unter denen sie in unserer Messung erscheinen :

Reaktionskanäle der Pionabsorption an ${}^6\text{Li}$:

${}^6\text{Li } \pi^- \rightarrow$	p p n n n n	(n-n), p-n, p-p
	p d n n n	(n-n), p-n, d-n, d-p
	p t n n	(n-n), p-n, t-n, t-p
	d d n n	(n-n), d-n, d-d
	d t n	d-n, t-n, t-d
	t t	t-t
	${}^3\text{He } n n n$	(n-n) -
	${}^4\text{He } n n$	(n-n) -

Dies mag nun erscheinen, als würde derselbe Prozess mehrfach gemessen. Wegen unserer hohen Schwellen handelt es sich dabei jedoch um nahezu disjunkte Bereiche. Wir haben jeweils die Kombination mit hoher Energie gemessen. Tatsächlich ist die Einteilung nach solchen Koinzidenzen u.U. physikalisch weit sinnvoller. Wird z.B. ein Triton und ein Neutron mit hoher Energie unter großem Winkel emittiert, dann ruht der Restkern praktisch. In dem Fall ist der Prozess physikalisch nahezu gleich, ob der Restkern ein Deuteron bleibt oder in p n zerfällt. Wesentlich verschieden davon ist dagegen die Emission von t und d mit hoher Energie.

Tabelle der relativen Verzweigungsverhältnisse :
Koinzidenz

von:	n	p	d	t
mit: n	79.4 ±2.6	-	-	-
p	5.93±.61	.012±.005	-	-
d	9.23±.94	.123±.010	.173±.009	-
t	4.38±.45	.237±.012	.467±.023	.105±.005

Die Zahlen sind auf die auf S.42 und S.50 angegebenen Schwellen und einen Winkel $\vartheta > 150^\circ$ bezogen. Bei den Kanälen mit zwei geladenen Teilchen bezieht sich die Zahl auf die Vereinigung der Gebiete der jeweils symmetrischen Koinzidenzen (d-p/p-d usw.), d.h. die Inhalte der Dalitz-plots in den Abb. ab B4. Der Überlappbereich wurde jeweils nur einfach gezählt. Da die Koinzidenzen p-p, d-d, t-t zu sich selbst symmetrisch sind, also doppelte Nachweiswahrscheinlichkeit haben, wurden die gemessenen Raten durch zwei dividiert. Die angegebenen Fehler stammen von den geschätzten Fehlern der Nachweiswahrscheinlichkeit (s.S.50) und der Untergrundsubtraktion (s.S.53,54). Der statistische Fehler ist mit $\sim 0.5\%$ vernachlässigbar. Die Mittelwerte sind auf 100% normiert. Eine Angabe, wieviel Prozent aller Kanäle erfaßt wurde, kann nicht gemacht werden. Aus einer Fortsetzung der gemessenen Bereiche gewinnt man eine Vermutung in der Größenordnung von 80% .

Wir stellen zunächst die absolute Dominanz des n-n-Kanals fest. Da nach Bassalleck [23] der n-n-Kanal im wesentlichen mit reiner 2N-Absorption am p-n-Paar erklärbar ist, ist damit auch die Dominanz der 2N-Absorption bestätigt.

Bei den Koinzidenzen mit einem Neutron und einem geladenen Teilchen fällt auf, daß d-n überwiegt. Castleberry [4] mißt noch mehr Tritonen als Deuteronen (s.S.2) bei Schwellen von 8 und 9 MeV. Dies muß kein Widerspruch zu unseren Daten sein, da unsere Schwellen stark mit der Teilchenmasse zunehmen und im t-n-Kanal schon über dem QSF-Punkt liegen. Die absolute Höhe der Werte von Castleberry erscheint jedoch zu hoch.

Das Verhältnis p-n : d-n : t-n spricht stark gegen einen inkohärenten FSI-Prozess zur Erzeugung der Tritonen und Deuteronen. Bei 14 MeV Neutronenergie z.B. ist der totale Pick-up-Wirkungsquerschnitt am ${}^6\text{Li}$ für die Erzeugung von Tritonen $\sim 30\%$ derer für Deuteronen. Im Winkel-

bereich von 150° - 180° im Laborsystem beträgt er sogar nur noch um 10% ([62]). Wegen der kleinen Rate des p-n-Kanals könnte der wesentliche Beitrag zu sekundären Prozessen nur von einer primären Absorption am p-n-Paar, also aus dem n-n-Kanal stammen. In diesem Fall ist der Restkern ein α -Teilchen, und die Neutronenenergie liegt im Bereich von 60 MeV. Sinnvoller ist also ein Vergleich mit Streudaten am α in diesem Energiebereich, die allerdings nur für Protonen existieren.

Aus den mir vorliegenden Protonstreudaten ([64] bis [68]) mache ich folgende Abschätzungen :

Statt der Prozesse ${}^4\text{He}(n,d)t$, ${}^4\text{He}(n,np)t$, ${}^4\text{He}(n,2d)n$ vergleiche ich die Spiegelreaktionen ${}^4\text{He}(p,d){}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(p,pn){}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(p,dd)p$ bei $E_p \sim 50$ MeV. Nach Integration der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Rogers ([67]) für ${}^4\text{He}(p,d){}^3\text{He}$ bei $E_p = 46$ MeV im Bereich $\vartheta_{\text{lab}} = 0^\circ - 30^\circ$ (entsprechend $150^\circ - 180^\circ$ im d-n- bzw. t-n-Kanal) erhalte ich, daß zu $\sim 60\%$ Deuteronen und zu $\sim 40\%$ ${}^3\text{He}$ vorwärts gestreut werden. Der Anteil der vorwärts gestreuten ${}^3\text{He}$ aus ${}^4\text{He}(p,pn){}^3\text{He}$ ist ungefähr halb so groß wie der aus ${}^4\text{He}(p,d){}^3\text{He}$. Nach Nicholls [65] ($E_p = 141$ MeV) entstehen beim Prozess ${}^4\text{He}(p,pn){}^3\text{He}$ vor allem schnelle Neutronen und aus allen Prozessen mit 3 geladenen Teilchen im Endzustand entstehen vor allem beim Prozess ${}^4\text{He}(p,2d)p$ schnelle Deuteronen, bei den anderen Neutronen und Protonen. ${}^4\text{He}(p,2d)p$ trägt nach Nicholls zu 17% zu den Prozessen mit 3 geladenen Teilchen bei.

Totale Wirkungsquerschnitte für alle angeführten inelastischen Prozesse für $E_p = 53$ MeV finden sich bei Cairns [68] : ${}^4\text{He}(p,d){}^3\text{He}$ 28.2 mb, ${}^4\text{He}(p,pn){}^3\text{He}$ 47.6 mb, 3 geladene Teilchen 31.9 mb. Zusammen mit den oben gemachten Aussagen schließe ich auf folgende Anteile an vorwärts gestreuten Teilchen :

$$\begin{aligned} n &\sim 42-60 \text{ mb} \\ d &\sim 22 \text{ mb} \\ {}^3\text{He} &\sim 17 \text{ mb} \end{aligned}$$

Wenn also inkohärente FSI-Prozesse die wesentliche Ursache für die Emission schneller t und d wären, müßte danach, selbst bei einem grossen Fehler in dieser Abschätzung, die Emission von schnellen Protonen weit über die von schnellen Deuteronen und Tritonen in unseren Daten überwiegen, direkte p-n-Paare gar nicht eingerechnet.

Das Verhältnis $n-n$ zu $p-n$ ist niedriger als die meisten Vorhersagen an anderen Kernen. Da die Definition dieses Verhältnisses wegen der kinematischen Verhältnisse im $p-n$ -Kanal nicht eindeutig ist, soll dies in Abschnitt V.3.5 näher diskutiert werden.

Weiter bemerkenswert sind die um eine Größenordnung niedrigeren Raten der Koinzidenzen mit 2 geladenen Teilchen. Wenn sekundäre Streu-Prozesse vom $n-n$ -Kanal aus z.B. die Emission von Deuteronen erklären würden, müßte das Verhältnis vom $n-n$ zum $d-n$ -Kanal (1:0.12) dem vom $d-n$ zum $d-d$ -Kanal nahekommen, analog den Abschätzungen von Hüfner in [56] für ^{12}C . Es ist jedoch wesentlich kleiner, nämlich 1:0.019. Die Zunahme der Raten vom $d-p$ zum $t-p$ zum $t-d$ -Kanal spricht ebenfalls gegen sekundäre Prozesse.

Offensichtlich sind an den Kanälen mit 2 geladenen Teilchen s - und p -Nukleonen wesentlich, d.h. nicht als Spectator, beteiligt. Der Abstand der s - von den p -Nukleonen beträgt im ^6Li -Kern im Clustermodell im Mittel um 3.5 fm (vgl.S.78), im Schalenmodell um 3 fm. Die kleinen Raten dieser Kanäle können also ein Hinweis auf einen Prozess sein, der auf den Abstand der beteiligten Nukleonen empfindlich ist.

Extrem niedrig ist der Anteil des $p-p$ -Kanals. Er zeichnet sich dadurch aus, daß keine hochenergetischen Neutronen emittiert werden, auch nicht gebundene in Form von Deuteronen oder Tritonen. Dies ist möglicherweise ein Hinweis auf den Prozess, da daß Pion schließlich seine negative Ladung abgeben muß.

V.3.2 Winkelkorrelationen

Die Winkelkorrelationen sind auf den Abbildungen B1 bis B3 dargestellt. Die vom $n-n$ -Kanal sind der Arbeit von Bassalleck [23] entnommen. Wir stellen fest, daß alle Kanäle außer $p-p$ eine starke 180° -Korrelation aufweisen. Die Korrelation wird dabei innerhalb der Gruppen $p-n$, $d-n$, $t-n$ und $p-p$, $d-p$, $t-p$, $d-d$, $t-d$ um so stärker, je schwerer die beteiligten Teilchen sind (bei $t-t$ ist sie trivialerweise 180° , siehe Abb.21).

Der $n-n$ -Kanal unterscheidet sich vom $p-n$ -Kanal von vornherein dadurch, daß die quasi-freie Absorption an den beiden p -Nukleonen nur im $n-n$ -Ka-

nal möglich ist. Dieser Prozess ist einfach daran zu erkennen, daß der Restkern in den Grundzustand übergeht. Der Prozess ist zu ~40% am gesamten n-n-Kanal beteiligt ([23]).

Die Winkelkorrelation dieses Prozesses allein liegt sehr stark bei 180° (siehe Abb.B3), bedingt durch die schwache Fermibewegung α -d. Trennt man diesen Prozess im n-n-Kanal ab, so zeigen die Winkelkorrelationen vom n-n und p-n-Kanal in der Tat dieselbe Abnahme (Abb.B1,B3).

Die starken Winkelkorrelationen sprechen für einen primär zugrunde liegenden Quasi-2-Körperprozess. Das Quasi- α -Modell von Kolybasov [9] ergibt für den t-n-Kanal natürlich einen 2-Körperaufbruch des α . Entsprechend kann dieses Modell die beobachteten starken 180° -Winkelkorrelationen bei $^{12}\text{C}(\pi^-, \text{tn})\text{R}$ erklären, und müßte damit auch auf die Absorption am ^6Li anwendbar sein. Es führt jedoch bei $^{12}\text{C}(\pi^-, \text{dn})\text{R}$ zu viel breiteren Korrelationen, als gemessen wurde (Lee [63]), wie schon auf S.88 erwähnt. Auch die von uns gemessene Winkelkorrelation im d-n-Kanal (Abb.B1) ist wesentlich schmaler. Es ist nicht einzusehen, warum das Modell, wenn es richtig ist, nur auf den t-n-Kanal anwendbar sein soll. Ich möchte es also als wesentlichen Prozess ausschließen.

Die Winkelkorrelationen schließen inkohärente, also sekundäre Streuprozesse zur Erzeugung der Deuteronen und Tritonen ebenfalls praktisch aus: Wir müßten wieder primär vom n-n-Kanal ausgehen. Für den Pick-up-Prozess, der nach Hüfner [56] am ehesten die Winkelkorrelation erhält, vergleiche man die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Rogers [67] beim Prozess $^4\text{He}(p, ^3\text{He})\text{d}$ bei $E_p = 46$ MeV im Bereich $\vartheta = 0-30^\circ$ mit der ϑ -Verteilung des t-n-Kanals von $150^\circ-180^\circ$. Die Daten von Rogers zeigen nur eine Abnahme von rund 6 auf rund 3 mb/sr von entspr. $0 - 30^\circ$. Die Fermibewegung des Restkerns, an dem gestreut wird, müßte die Verteilung noch verbreitern. Die Wirkungsquerschnitte für den Knock-Out-Prozess $^4\text{He}(p, ^3\text{He})\text{pn}$ sind noch breiter. Unsere Daten zeigen dagegen eine Abnahme im t-n-Kanal von $\sim 13 : 1$ von $180^\circ-150^\circ$.

Nordberg [19] hat die Winkelkorrelation des p-n-Kanals von 180° bis 30° gemessen, mit ungefähr derselben Energieschwelle für Protonen wie im hier beschriebenen Experiment. Da er annahm, daß nur Protonen emittiert würden, wurde keine Teilchentrennung gemacht. Seine Messung zeigt also lediglich, daß weder im p-n noch d-n und t-n-Kanal bei Winkeln kleiner als 150° eine nennenswerte Rate zu erwarten ist.

V.3.3 ${}^6\text{Li}(\pi^-,tn)R$

Abbildung B4 zeigt den Dalitzplot der Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi^-,tn)R$. Die gestrichelte Linie gibt den Rand des kinematisch erlaubten Bereichs an. Der QSF-Punkt liegt 2 MeV unterhalb der Schwelle im Geladene-Teilchen-Zähler. Durch die endliche Auflösung erstreckt sich die Verteilung über den erlaubten Bereich hinaus. Die Verteilung wird beherrscht von einer Häufung entlang dem Rand des erlaubten Bereichs, die zum QSF-Punkt hin stark ansteigt. Diese Häufung ist aus folgenden Gründen nicht mit einem inkohärenten FSI-Prozess erklärbar:

$$\begin{aligned}
 1) \quad & n \text{ ————— } 0 \text{ ————— } n \\
 2) \quad & \text{—————} n \propto \frac{\text{—————} t}{\text{—} p}
 \end{aligned}$$

Abbildung 25

Skizze zur inkohärenten Final-State-Interaction

Nach Bassalleck hat die Energieverteilung der Neutronen im n-n-Kanal ein scharfes Maximum bei 67 MeV, wenn der Restkern nicht angeregt ist, und ein breites Maximum um 50 MeV, wenn der Restkern mehr oder weniger angeregt ist. Bei einem inkohärenten FSI-Prozess weisen wir das eine Neutron direkt nach, während das andere den Streuprozess macht. Der Streuprozess ist energieabhängig. Wenn bei fester Anregungsenergie des Restkerns das eine Neutron etwas schneller als die mittlere Energie ist (durch die Fermibewegung), so ist das andere meist langsamer. Streuwirkungsquerschnitte zeigen eine Energieabhängigkeit proportional T^{-1} bis T^{-2} . Unter der Bedingung, daß das eine Neutron gestreut wird, ist die mittlere Energie des direkten Neutrons folglich etwas größer als im n-n-Kanal. Die Verschiebung ist stark von der Breite der Energieverteilung der direkten Neutronen abhängig. Eine Abschätzung mit T^{-2} und den Energieverteilungen von Bassalleck [23] ergibt eine Verschiebung von 67 auf 70 MeV und von 50 auf rund 60 MeV. Der Peak in Abb. B4 liegt

jedoch, in klarem Widerspruch zur Annahme, bei ~ 80 MeV.

Die Verteilung scheint ein Maximum im QSF-Punkt anzudeuten. Dies ist verträglich mit einem Quasi-freien Prozess am α . Da das Quasi- α -Modell von Kolybasov wegen der Winkelkorrelation im d-n-Kanal jedoch nicht als wahrscheinlich erscheint, bevorzuge ich eine kohärente FSI, bei der die Absorptionsrate von der FSI beeinflusst wird. Dafür werden im folgenden noch weitere Argumente angeführt.

Die E_x -Verteilung (Abb.B5) zeigt, daß der Restkern, ein Deuteron oder p-n, im wesentlichen "zusammen" bleibt, d.h. die Anregungsenergien gehen kaum über 8 MeV. In die Abbildung ist zum Vergleich das FWHM der Auflösung eingezeichnet. Das Verhältnis von d im Grundzustand zum Aufbruch in p-n ist bei der geringen Auflösung und einer Unsicherheit der Eichung von ± 0.5 MeV schwer bestimmbar. Eine Anpassung der Auflösungskurve an die Verteilung mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergab :

$$r(d)/(r(pn)+r(d)) = 44 \% \pm 10\%$$

Der Fehler stammt vor allem von der Unsicherheit in der Eichung. Natürlich gehen unsere Schwellen in dieses Verhältnis entscheidend ein (vgl. Abb. B8).

Abb. B6 oben zeigt die Rückstoßimpulsverteilung für $E_x < 5$ MeV und $\alpha > 110^\circ$. Der Schnitt in α schließt Schwelleneffekte bei kleinen Rückstoßimpulsen aus (s.S.68). Da die E_x -Verteilung nahelegt, daß der Restkern Spectator bleibt, wurde eine α -d-Interclusterbewegung (s.S.82) angepaßt. Optimale Werte ergab $p_0 = 80$ MeV/c entsprechend 100 MeV/c FWHM in Tabelle S.83. Die Kurve gibt die Verteilung bis $p_R \sim 80$ MeV/c gut wieder. Darüber hinaus beobachten wir wieder einen Anstieg mit einem breiten Maximum bei 220 MeV/c entsprechend 13 MeV kinetischer Energie des Restkerns. Diese Verteilung liegt bei weitem über jeder möglichen Fermibewegung, während der Teil bis 80 MeV/c gut einem quasi-freien Prozess am α entspricht. Im letzteren Fall sollte die Rückstoßimpulsverteilung 1. gleich der bei ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}_{gs}$ sein, 2. isotrop sein in α ($l=0$). Beides ist in der Tat der Fall :

Zu 1.: Bassalleck erhält keine gute Übereinstimmung mit einer HO-2S-Wellenfunktion für die Rückstoßimpulsverteilung von ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}_{gs}$. Er verwendet daher eine Square-Well-2S-Funktion. Er verwendet jedoch eine reine 2S-Bewegung im Gegensatz zu dieser Arbeit, und leitet den

Parameter q_0 vom r.m.s.-Radius ab, was nicht notwendig ist, wie die Tabelle auf S.83 zeigt. Mit der hier verwendeten modifizierten 2S-Funktion erhalte ich dagegen gute Übereinstimmung mit den Daten von Bassa-
lneck mit $p_0 = 80$ MeV/c (Abb.B6 unten).

Zu 2.: Die α -Verteilung ist wegen der Schwellen nur bis 110° darstellbar. Für $p < 100$ MeV/c ist sie nahezu isotrop, während bei höheren Impulsen immer mehr 180° bevorzugt ist, d.h. der Restkern wird in Richtung des Neutrons emittiert (Abb.B7).

Eine mögliche kinematische Deutung der Bereiche mit $p_R > 80$ MeV/c ist ein Pick-up-Prozess ausgehend von ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$:

1.: Ein Neutron mit 67 MeV trifft auf ein ruhendes α -Teilchen.

Ein Triton wird vorwärts und ein Deuteron wird rückwärts emittiert. Daraus folgt $T_t = 44.2$ MeV , $p_d = 139.3$ MeV/c.

2.: Ein Neutron mit 55.4 MeV trifft auf ein ruhendes d-d-Paar (angeregtes α). Sonst wie unter 1.

Daraus folgt $T_t = 50.3$ MeV , $p_d = 206.6$ MeV/c.

Die Neutronenergien von 67 bzw. 55.4 MeV entsprechen bei ${}^6\text{Li}(\pi^-, nn){}^4\text{He}$ den Fällen $p_R = 0$ und $E_x = 0$ bzw. 21 MeV.

p_d entspricht gerade p_R im t-n-Kanal. Der Prozess kann jedoch nicht wie am freien ${}^4\text{He}$ ablaufen, da die entsprechenden Winkelverteilungen viel breiter sind, als wir sie messen (s.S.93).

Das Abbrechen der Impulsverteilung in Abb.B6 bei 215 MeV/c ist durch das Einsetzen der Schwelle in ϑ bedingt. Die dünn eingezeichnete Fortsetzung ist eine Extrapolation der Verteilung von $150^\circ < \alpha < 180^\circ$ auf $110^\circ < \alpha < 180^\circ$.

Die E_x - p_R -Verteilung (Abb.B8) zeigt, daß die höheren Impulsanteile nicht mit höheren Anregungsenergien gekoppelt sind., d.h. beide Nukleonen des Restkerns erhalten ungefähr den gleichen Impuls.

Wir stellen also fest, daß es im t-n-Kanal tatsächlich einen Prozess gibt, der quasi-frei am α erfolgt und mit α -d-Clustermodellvorstellungen verträglich ist. Überraschenderweise ist dieser Prozess jedoch nicht dominant, sondern umfaßt im Bereich oberhalb der Schwellen nur 15% aller t-n-Ereignisse. Der wesentliche Beitrag kommt von einer Reaktion, bei der alle 6 Nukleonen eine Energie wesentlich höher als

die mittlere Fermibewegung erhalten. Wegen der starken 180° Winkelkorrelation erscheint ein 2N-Absorptionsprozess mit FSI wahrscheinlich. Allerdings kann diese FSI kaum in zweiter Stufe, also inkohärent zur eigentlichen Absorption erfolgen. Es sei hier auch auf [11] bzw. S.2 verwiesen.

V.3.4 ${}^6\text{Li}(\pi^-, dn)R$

Abbildung B10 zeigt die E_x -Verteilung der Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi^-, dn)R$. Der Restkern besteht aus zwei Neutronen und einem Proton und bildet im Grundzustand ein Triton. Für diesen Zustand erkennt man einen deutlich abgesetzten Peak, der $20 \pm 2\%$ des gesamten Kanals enthält. Darauf folgt ein steiler Anstieg bis ~ 12 MeV, an den sich ein deutlich flacherer Abfall anschließt. Die Separationsenergie des Tritons in d-n beträgt 6.257 MeV, die in p-n-n 8.484 MeV. Das zweite Maximum liegt also mit 12 MeV deutlich über dem p-n-n-Aufbruch. Wegen der starken Asymmetrie ist es nicht allein durch einen angeregten Restkern erklärbar.

Abbildung B9 zeigt den Dalitzplot des d-n-Kanals in Höhenliniendarstellung, während mit Abb.13 dasselbe als Scatterplot vorgestellt wurde (jedoch ohne Gewichte und Untergrundsubtraktion). Wie in Abb.18, auf S.64, schematisch dargestellt wurde, setzt sich der Bereich für $E_x = 0$ ($R \equiv t$) deutlich ab. Der Rand des kinematisch erlaubten Bereichs ist in Abb. B9 eingezeichnet. Das Maximum für $R \equiv t$ liegt um den QSF-Punkt. Zunächst zum Fall $R \equiv t$:

Mit denselben Argumenten wie beim t-n-Kanal kann dieses Maximum nicht mit einem inkohärenten FSI-Prozess in Einklang gebracht werden. Zumindesten zum Teil scheint ein quasi-freier Prozess am ${}^3\text{He}$ -Cluster stattzufinden. Wir wollen dies näher untersuchen:

Da die α -Verteilung (Abb.B12) für $p_R > 100$ MeV/c und $R \equiv t$ deutliche Anisotropie zeigt, wurde die Rückstoßimpulsverteilung in zwei Bereiche aufgespalten:

1.: Die Verteilung für Bereich 1 mit $70^\circ < \alpha < 135^\circ$ ist auf Abb. B11 oben zu sehen. An die Verteilung wurde die τ -t-Relativbewegung von S.82 angepaßt. Optimale Werte ergab $p_0 = 115$ MeV/c, was unwesentlich über dem Wert von Bergstrom von 110 MeV/c liegt. Bis 120 MeV/c wird die Verteilung mit der τ -t-Funktion gut wiedergegeben, dann folgt ähnlich wie im t-n-Kanal wieder ein Anstieg. Die Verteilung wird bei 200 MeV/c durch das Einsetzen der Schwelle in ϑ begrenzt. Für die angepaßte Funktion spricht auch die α -Verteilung für $p < 100$ MeV/c, die nahezu isotrop ist. D.h. die kinematischen Verhältnisse in diesem Bereich sprechen für einen Quasi-freien Prozess am τ -Cluster.

2.: Im Bereich 2 mit $150^\circ < \alpha < 180^\circ$, der auf Abb.B10 unten dargestellt ist, konnte keine vernünftige Anpassung mit einer 2S-Bewegung erreicht werden. Überraschend gut stimmt dagegen eine Summe einer 2S-Bewegung und einer 1P-Bewegung mit der Verteilung überein. Dabei wurde für beide Funktionen derselbe Parameter p_0 verwendet. Konsistent mit dieser Annahme ist auch die Anisotropie in α für höhere Impulse, da die 1P-Bewegung bei höheren Impulsen einsetzt, als die 2S-Bewegung. Das Verhältnis 1P : 2S beträgt $1:2 \pm 0.2$ bei der verwendeten Normierung.

Das τ -t-Clustermodell kann eine 1P-Bewegung nicht erklären. Es ist auch nicht möglich, aus dem Schalenmodell eine Konfiguration zu entwickeln, bei der 3 Nukleonen intern im 1S-Zustand sind und die 3 anderen intern $L=1$ haben, analog der Entwicklung der verwendeten Clustermodelle. Also müßte das Pion Bahndrehimpuls auf die absorbierenden Nukleonen übertragen. Nach Koltun [36] ist dieser Fall "not favoured". Der Anteil dieses 1P-Relativzustandes ist jedoch nur $0.6 \pm 0.1\%$ aller von uns gemessenen Ereignisse.

Eine alternative Deutung ist ein Pick-up-Prozess, wie er am t-n-Kanal S.96 diskutiert wurde. Der Pick-up müßte auch wieder kohärent mit der Absorption erfolgen. Eine Messung mit tieferen Schwellen könnte zeigen, ob die α -Verteilung symmetrisch zu 90° ist. In dem Fall ist ein Pick-up praktisch auszuschließen.

Der FSI-Punkt, an dem die Relativgeschwindigkeit von t zu n null ist, liegt bei $p_R = 408.2$ MeV/c. Der Anstieg am Ende des Spektrums ist möglicherweise der Ausläufer einer Häufung um diesen Punkt. Der Anteil dieses Anstiegs an der Absorptionsrate ist wegen des Phasenraumfaktors (S.66 IV.10) wesentlich kleiner, als die Höhe in diesem Spektrum anzudeuten scheint.

In Abb.B1 ist die Winkelkorrelation in ϑ nur für $R \equiv t$ eingetragen. Sie ist deutlich schmaler als die, die Rogers am Prozess ${}^4\text{He}(p,d){}^3\text{He}$ im Laborwinkelbereich $0^\circ - 30^\circ$ gemessen hat.

Wir sehen also, daß der Anteil, der von den kinematischen Verhältnissen her einem quasi-freien Aufbruch des τ -Clusters entspricht, von derselben Größenordnung ist wie der des α -Clusters im t-n-Kanal, und jeweils nur den kleineren Teil der gemessenen Ereignisse in jedem Kanal beschreibt.

Nun zu den Ereignissen, bei denen der Restkern eine Anregungsenergie über der Schwelle hat :

Die Verteilung im Dalitzplot folgt im Wesentlichen einer Linie, die nach unten, d.h. zu kleinen Neutronenenergien hin, stark von dem Bereich für einen mit 12 MeV angeregten Restkern abweicht (Abb.19).

Passend ist dagegen die Linie " α ", die entsprechend der auf S.65 diskutierten Quasi-3-Teilchenreaktion für einen Winkel von 180° von d zu n berechnet wurde. Sie ist gleich dem rechten Rand des in Abb.19 eingezeichneten entsprechenden Bereichs. Ich nehme also den Fall einer Absorption am α -Cluster an. Die Fermibewegung des Teils des Restkerns der ruht, ein p-n Paar, wurde durch eine entsprechende Reduktion des Q-Werts für das d-n-n System auf 104.996 MeV berücksichtigt. Die Linie " α " verändert sich jedoch kaum bei Variation dieses Q-Werts um 2-3 MeV.

Auffallend ist der Peak am Punkt "FSI- α " in Abb.B9 bei 26.5 MeV Neutronenergie. Er entspricht dem Fall, daß die beiden Neutronen mit der Relativgeschwindigkeit null auslaufen, während das Deuteron die maximale Energie erhält. Dieser Peak ist bei allen Messungen des d-n-Kanals bei der Pionabsorption am ${}^4\text{He}$ beobachtet worden [5],[6],[7],[12].

Auch bei der Absorption am ${}^3\text{He}$ tritt ein Peak an der Stelle auf, an der die beiden Neutronen eine Relativgeschwindigkeit um Null haben (s. Gotta [15], Nägeli [59]).

Bei ${}^4\text{He}(\pi^-, dnn)$ wird auch eine breite Häufung um den QSF-Punkt in der oben angegebenen Literatur beobachtet. Das Verhältnis dieser Häufung zu dem n-n FSI-Peak scheint aber deutlich kleiner zu sein, als das Verhältnis des Maximums in Abb.B9 bei $(T_n, T_d) = (70\text{MeV}, 30\text{MeV})$ zum n-n FSI-Peak in Abb.B9.

Die Annahme eines quasi-freien Prozesses am α wird auch durch die E_x - p_R -Verteilung in Abb.B13 belegt :

Klar erkennbar ist als waagerechte Häufung der Grundzustand des Restkerns (vgl. S.71 Punkt 1.). Darüber folgt die Verteilung, durch Fermibewegung breit "ausgeschmiert", der Linie " α ", die entsprechend der Diskussion auf S.72 für den quasi-freien Prozess am α berechnet wurde. Auch die α -Verteilung für $p_R > 200 \text{ MeV}/c$, d.h. im Impulsbereich des n-n FSI-Punkts, zeigt eine ausgeprägte 180° -Korrelation (Abb.B14).

Zusammen mit den Beobachtungen im Dalitzplot sehe ich dies als hinreichende Bestätigung dafür an, daß die entsprechenden Häufungen zu einem großen Teil von einem Prozess wie am freien ${}^4\text{He}$ herrühren. Es

handelt sich jedoch nicht, wie ich schon gezeigt habe, um eine Quasi- α -Absorption im Sinne von Kolybasov.

Nicht erklärbar durch die Linie " α " ist dagegen die hohe Dichte im Bereich von $E_x = 10$ MeV / $p_R = 180$ MeV/c in Abb.B13. Offensichtlich verlaufen die Höhenlinien im Bereich $6 < E_x < 10$ MeV nahezu waagrecht. Dies spricht stark für die Annahme, daß "unter" der Verteilung, die der Linie " α " folgt, eine Verteilung entsprechend einem angeregten Zustand des Restkerns liegt (vgl. S.71), also eine d-n Resonanz, ungefähr 12 MeV über dem Grundzustand des Tritons. Dies würde auch die größere Höhe des Maximums im Dalitzplot bei $T_n = 70$ MeV im Verhältnis zu den Messungen am ${}^4\text{He}$ erklären. Die vermutete Resonanz soll nun näher untersucht werden:

Um weniger Beimengungen des " α "-Prozesses zu erhalten, machen wir einen Schnitt auf $6 < E_x < 12$ MeV. Abb.B11 zeigt die Rückstoßimpulsverteilung für diesen Schnitt. Das Maximum bei 135 MeV/c ergibt mit einer 2S-Bewegung keinen sinnvollen Parameter p_0 . Gegen eine 1P-Bewegung spricht sowohl der Anstieg der Verteilung proportional p^2 statt p^4 , als auch die nahezu isotrope α -Verteilung (Abb.B12). Hervorragende Anpassung an die Daten wurde mit $p^2 \cdot \exp(p^2/p_0^2)$ und $p_0 = 135$ MeV/c erreicht, d.h. einer HO 1S-Bewegung. 135 MeV/c ist ein sinnvoller Wert im Schalenmodell.

Die Existenz von 3-Nukleon-Resonanzen ist seit langem umstritten. Während Sperinde [73] Evidenz für 3n-Resonanzen findet, schließen Glöckle und Offermann [75] in neueren Arbeiten 3n-Resonanzen aus und erklären die Daten von Sperinde durch paarweise 2n-Resonanzen. Bevelacqua [72] berechnet dagegen die Niveaus mehrerer 3n-Resonanzen. Miller [74] findet bei der Reaktion $t(\pi^-, \gamma)3n$ keine Anzeichen für eine 3n-Resonanz.

Batty [70] mißt Resonanzen im ${}^3\text{He}$ -System bei 9,6 und 16 MeV, denen er die Quantenzahlen $T=1/2$ bzw. $T=3/2$ zuordnet. Arvieux [69] erhält dagegen aus Phase-Shift-Analysen von p-d-Streudaten eine Resonanz bei 14 MeV mit einer Breite von 10 MeV und den Quantenzahlen $l=1$, $J=3/2$. Eine weitere Resonanz bei 18 MeV mit $l=1$, $J=1/2$ hält Arvieux für möglich. Die Resonanz mit $J=3/2$ kommt der in diesem Experiment beobachteten Struktur bei $E_x = 12$ MeV am nächsten. Wenn der Restkern in einem $l=1$ Zustand ist, müssen die 3 emittierten Nukleonen im Anfangszustand

$l=1$ gehabt haben, wenn man nicht eine zusätzliche Wechselwirkung mit dem Restkern annimmt. Das heißt, daß ein p-Nukleon und 2 s-Nukleonen emittiert wurden.

Wahrscheinlicher würde mir erscheinen, daß drei s-Nukleonen emittiert werden, und der Restkern intern im 2S-Zustand ist, da Absorption an s- und p-Nukleonen wegen des Abstands nicht so wahrscheinlich erscheint, und dieser Prozess doch wesentlich zum d-n-Kanal beiträgt. Wenn nur s-Nukleonen emittiert werden, geht der Fall am QSF-Punkt kinematisch in die Absorption am α -Cluster über. Dies würde auch erklären, warum die Rückstoßimpulsverteilung auf Abb.B11 unten nur von einem Prozess herzurühren scheint. Es ist auch die Frage, ob ein solcher s^{-3} -Zustand von ${}^6\text{Li}$, falls er existiert, überhaupt bei Streuexperimenten hinreichend stark angeregt werden kann.

V.3.5 ${}^6\text{Li}(\pi^-, pn)\text{R}$

Die Absorption am p-p-Paar kann im ${}^6\text{Li}$ -Kern entweder an 2 s-Nukleonen oder einem s-Nukleon und einem p-Nukleon erfolgen. Nach Schalenmodellüberlegungen sollte der $s^{-1}p^{-1}$ -Zustand der ${}^4\text{H}$ -Resonanz ($l=1$) entsprechen, die vermutlich im Bereich von 3 MeV über der t-n-Schwelle liegt (z.B. T.C.Meyer [76]). Der s^{-2} -Zustand muß eine deutlich höhere Anregungsenergie haben. Wir erwarten keinen wesentlichen Beitrag vom $s^{-1}p^{-1}$ -Zustand, da Bassalleck im n-n-Kanal keine Anzeichen eines solchen Zustandes findet. Entsprechend zeigt der Dalitzplot (Abb.B15) eine starke Häufung im "Quasi-freien Bereich" um den unteren Punkt, der mit QSF bezeichnet ist und $p_R = 0$, $E_x = 12$ MeV entspricht.

Das E_x -Spektrum für alle Rückstoßimpulse (Abb.B16 oben, dicke Linie) zeigt ein breites Maximum von 3 bis 15 MeV und anschließend einen flachen Abfall gegen 60 MeV hin. Zum Vergleich mit dem E_x -Spektrum des n-n-Kanals von Bassalleck (Abb.B16 unten) müssen 21 MeV addiert werden. Beide Spektren sind dann ähnlich, bei hohen E_x ist die Abnahme im p-n-Kanal jedoch etwas flacher. Die Bereiche mit E_x über ~ 20 MeV im p-n- bzw. 40 MeV im n-n-Kanal sind nicht mit 2-Lochzuständen erklärbar.

Wir wollen nun den Bereich von $0 < E_x < 15$ MeV näher untersuchen: Abbildung B17 oben zeigt die Rückstoßimpulsverteilung für $5 < E_x < 15$ MeV (Phasenraumfaktor vollständig abdividiert). Sie folgt ungefähr einem 1S-Zustand mit $p_0 = 150$ MeV/c, was ungefähr dem Fermiimpuls im α , d.h. dem der s-Nukleonen im α -d-Clustermodell entspricht. Auch die α -Verteilung (Abb.B18 links) ist für kleine p_R isotrop, bis auf den Bereich von 0° bis 30° . Der E_x -Bereich 5-15 MeV ist also im wesentlichen der quasi-freien Absorption an zwei s-Nukleonen zuzuordnen. Einzelne (Spin-) Zustände des Restkerns lassen sich allerdings nicht erkennen, wohl wegen der zu geringen Auflösung. Der Anstieg im α -Spektrum bei 0° - 30° , bzw. für größere p_R (Abb.B18 Mitte) gegen 0° und 180° deutet auf einen FSI-Prozess hin (s.u.).

Im Bereich um $E_x = 3$ MeV erwarten wir den Beitrag von der Absorption am s- und p-Proton. Die zugehörige p_R -Verteilung (Abb.B17 unten) ist wohl am besten durch Überlagerung von S- und P-Relativzuständen erklärbar. Im Schalenmodell ist beides möglich. Auch die α -Verteilung ist nicht isotrop (Abb.B18 rechts). In beiden Bildern ist die Auflösung

jedoch von der Statistik her schlecht, da der Bereich $0 < E_x < 6$ MeV nur zu rund 10 % zum p-n-Kanal beiträgt. Außerdem ist die Abgrenzung des möglichen $s^{-1}p^{-1}$ -Zustandes von E_x her eher willkürlich, wie Abb. B16 zeigt, so daß in den beiden Bildern starke Beimischungen von höheren Zuständen enthalten sind.

Der Beitrag des gesamten quasi-freien Bereichs, den ich mit $E_x > 25$ MeV und $T_p > 37$ MeV (vgl. Abb. B15) abgrenzen möchte, im Verhältnis zum gesamten p-n-Kanal beträgt um 60% .

Weiter fällt nun im Dalitzplot das starke Maximum bei $T_p < 30$ MeV und $60 < T_n < 70$ MeV auf. Dafür sind zwei Deutungen möglich :

1. Ein sekundärer Streuprozess ${}^4\text{He}(n,np)t$, ausgehend vom n-n-Kanal.
2. Absorption am Quasi- ${}^3\text{He}$, analog zu der im d-n-Kanal diskutierten am ${}^4\text{He}$.

Zu 1.: Nach der Argumentation auf S.91 ist ein Beitrag von einem solchen Prozess am ehesten im p-n-Kanal zu erwarten. Um die Neutronenenergie von 60 bis 70 MeV zu erklären, müssen wir annehmen, daß der Prozess von der Absorption an den p-Nukleonen ausgeht ($T_n \sim 67$ MeV). Nach Nicholls entspricht die Winkelverteilung ϑ_{lab} des Neutrons im Prozess ${}^4\text{He}(p,pn)$ bei $E_p = 141$ MeV ungefähr der der freien p-n-Streuung. Unter Vernachlässigung der Fermibewegung des α -Teilchens entspricht der von uns gemessene Winkel ϑ dem Streuwinkel minus 180° . Die Fermibewegung kann die Winkelverteilung nur verbreitern. Auch bei ${}^4\text{He}(n,np)$ bei $E_n = 67$ MeV wird die Winkelverteilung nicht schmaler sein als bei Nicholls bzw. bei freier p-n-Streuung. Ich vergleiche daher mir erhältliche Daten von freier p-n-Streuung bei 60 MeV ([77]) mit der ϑ -Verteilung für $T_p < 37$ MeV. Ein Fit an die Daten von [77] ist in Abb. B19 eingetragen. Offensichtlich ist die ϑ -Verteilung schmaler als die der freien p-n-Streuung. Ich halte daher auch hier den Beitrag von sekundären Streuprozessen für nicht wesentlich.

Zu 2.: Die Linie τ in Abb. B15 geht von einer Absorption am Quasi- ${}^3\text{He}$ aus, wobei p und n unter genau 180° emittiert werden. Für den Restkern, p-n-n, wurde als Anregungsenergie 12 MeV angenommen, entsprechend der häufigsten Anregungsenergie im d-n-Kanal. Die Punkte FSI pn, FSI nn

entsprechen den beobachteten Peaks im Dalitzplot der Reaktion ${}^3\text{He}(\pi^-, \text{pnn})$ ([15]). Am ${}^3\text{He}$ ist der FSI-pn Peak sogar stärker als die quasi-freie 2N-Absorption am p-p-Paar (14.9% : 7.5%), während wir in Abb. B15 ungefähr dieselbe Dichte am QSF-Punkt wie am FSI pn-Punkt beobachten. Es ist also noch "Platz" für "normale" 2N-Absorption am QSF-Punkt. Außerdem geht eine Absorption am Quasi- ${}^3\text{He}$, wie sie hier angenommen wurde, am QSF-Punkt ununterscheidbar in die quasi-freie 2N-Absorption über.

Die Winkelverteilung p-n am ${}^3\text{He}$ im FSI-pn-Peak hat nach Gotta eine Breite von 12° . Rechnen wir eine Fermibewegung von 135 MeV/c wie im d-n-Kanal hinzu, so erhalten wir für die Winkelverteilung eine Breite wie in Abb. B19 (HWHM = 29°).

Gegen den Prozess spricht, daß ein Anstieg zu dem Punkt FSI nn hin nicht zu erkennen ist. Nun ist der entsprechende Peak beim ${}^3\text{He}$ mit 2% relativ klein. Außerdem kann in Abb. B15 ein gewisser Fehler in der Neutronenefficiency am Rande vorliegen, die unter 21 MeV nur ungenau bestimmt ist (s.S.50). Ich möchte daher dennoch dem Prozess 2. den Vorzug geben. Die noch vorhandene Häufung um $T_n = 50$ MeV kann damit jedoch nicht erklärt werden und stammt möglicherweise von einem sekundären Prozess. Vergleiche dazu die Diskussion des p-p-Kanals.

In der Literatur zur Theorie des p-n zu n-n Verhältnisses scheint (bis auf Hüfner) davon ausgegangen zu werden, daß man die Absorption am pp und pn Paar unmittelbar dem gemessenen Verhältnis von p-n und n-n Koinzidenzen zuordnen kann. Dies ist offenbar schon beim ${}^3\text{He}$ im FSI-pn-Peak unmöglich. Ebenso unmöglich ist es in unserem Fall in den FSI-Bereichen und bei hoher Anregungsenergie. Bei $E_x = 50$ MeV z.B. können im p-n-Kanal 4 Nukleonen um 25 MeV Energie haben. Wenn die Deuteronen und Tritonen durch (kohärente) FSI entstehen, wie ich es in dieser Arbeit vertrete, kann ebenfalls nicht unmittelbar entschieden werden, ob primär Absorption am pp oder pn Paar vorliegt. Vom Experiment her erscheint es daher nur sinnvoll, die quasi-freien Bereiche im n-n und p-n Kanal zu vergleichen, jedenfalls solange keine vollständige Theorie existiert.

Da an den p-Nukleonen kein pp Paar gebildet werden kann, halte ich es für günstig, das Verhältnis des Bereichs im n-n-Kanal mit $20 < E_x < 40$ MeV zum quasi-freien Bereich im p-n-Kanal zu bilden. Wir erhalten

so das Verhältnis der Absorption von 2 s- bzw. 1 s- und 1 p-Nukleon ohne weitere (meßbare) Wechselwirkung mit dem Restkern.

Das Verhältnis beträgt :

$$R_{\text{Li}} : 12 \pm 3$$

Im Vergleich dazu erhält Gotta [15] am ^3He , auch nur aus den quasi-freien Bereichen :

$$R_{^3\text{He}} : 11 \pm 1$$

Und Meyer [34] erhält nach demselben Verfahren am ^{16}O :

$$R_{^{16}\text{O}} : 7 \pm 1.5$$

V.3.6 ${}^6\text{Li}(\pi^-,td)n$

Beim Nachweis eines Tritons und eines Deuterons ist der Zustand des Restkerns, ein Neutron, festgelegt, wie auf S.58 unten beschrieben. Das System der Impulse der 3 Teilchen ist damit durch unsere Meßgrößen überbestimmt, wie Gl. (IV.8) auf S.61 zeigt. Da wir jede der drei Größen T_{n1} , T_{n2} , ϑ mit einer gewissen Auflösung messen, können wir nun das wahrscheinlichste Wertetripel suchen, das Gl.(IV.8) erfüllt (Maximum-Likelihood-Method). Wir erhalten so "verbesserte Werte", die eine höhere resultierende Auflösung haben. Das Verfahren ist im Anhang A4 beschrieben. Es bietet außerdem die Möglichkeit, die Wahrscheinlichkeit der neuen Werte zu bestimmen. Ist diese zu gering, so stammt das Ereignis höchstwahrscheinlich nicht von dem gesuchten Prozess. So kann eine beachtliche Untergrundreduktion herbeigeführt werden.

Die Verteilungen dieses Abschnitts sind alle bez. der verbesserten Werte aufgetragen. Im Dalitzplot (Abb.B20) erhalten wir dann stellenweise so hohe Dichten, daß die Höhenlinien schon nach einfacher Glättung mit (IV.15), S.76, und einer Kanalbreite von 0.5 MeV erkennbar sind. Während die verbesserten Werte nicht außerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs liegen können, sie erfüllen schließlich (IV.8), bewirkt die einfache Glättung gemäß der Reichweite des Filters von 2 Kanälen eine Verteilung bis 1 MeV über den erlaubten Rand hinaus.

Der Dalitzplot, Abb.B20, ist zusammengesetzt aus den Koinzidenzen t-d und d-t. Der Schnitt liegt bei $T_d = 42$ MeV. Daher der mehrfach geknickte Verlauf der Schwellen. Von $T_d = 42$ bis $T_d = 57$ MeV ist die Schwelle in ϑ (150°) statt der in T_t eingetragen. Wegen der relativ kleinen Masse des Restkerns ist der Abstand der Linie $\vartheta = 150^\circ$ von der $\vartheta = 180^\circ$ wesentlich größer als z.B. bei ${}^6\text{Li}(\pi^-,dn)t$ (Abb.19).

Wie schon die Winkelkorrelation auf Abb.B3 zeigt, häufen sich die Ereignisse stark bei $\vartheta = 180^\circ$. Wir beobachten nun in Abb.B20 zusätzlich eine starke Häufung um $T_d = 60$ MeV. Erstaunlicherweise ist diese Häufung weit vom QSF-Punkt ($T_d = 70.0$ MeV) entfernt. Also ist das Neutron in diesem Gebiet i.a. kein Spectator. Wie die α -Verteilung auf Abb. B21 oben zeigt, bewegt sich das Neutron bevorzugt in Richtung des Deuterons. Die Rückstoßimpulsverteilung des Neutrons (für $T_d > 40$ MeV) hat ihr Maximum bei ~ 120 MeV/c (Abb.B21 unten). Am FSI-Punkt, wo die Rela-

tivgeschwindigkeit von d und n null ist, zeigt der Dalitzplot wieder ein Minimum. Eine Final-State-Interaction mit einem Maximum im FSI-Punkt, wie sie am ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ beobachtet wird, liegt also nicht vor. Dem FSI-Punkt kinematisch "benachbart" ist ${}^6\text{Li}(\pi^-, tt)$. Das Verhältnis des t-d-Kanals zum t-t-Kanal beträgt bezüglich unserer Schwellen 4.45 ± 0.07 .

Das Fehlen einer Häufung im FSI-Punkt ist möglicherweise eine Folge der hohen Bindungsenergie des Tritons (6.28 MeV bez. d-n).

Gegen den unteren Rand des Dalitzplots ($T_d = 28$ MeV) beobachten wir wieder ein Ansteigen der Verteilung. Am unteren Rand, d.h. für $T_d < 28$ MeV schließt sich der t-n-Kanal an. Da jedoch wegen der zu geringen Auflösung bez. E_x im t-n-Kanal nicht eindeutig festgelegt werden kann, ob der Restkern ein Deuteron im Grundzustand ist, kann der t-d-Dalitzplot nicht einwandfrei durch den t-n-Kanal fortgesetzt werden. Außerdem ist im Übergangsbereich die Statistik im t-n-Kanal wegen der Neutronenefficiency wesentlich geringer als im t-d-Kanal. Den Versuch einer Fortsetzung zeigt Abb.B22. Die Verteilung scheint also für $T_d < 28$ MeV weiter anzusteigen.

Eine mögliche Deutung des Maximums bei $T_d = 60$ MeV ist die Bildung einer d-n-Resonanz, kinematisch analog zur vermuteten t-n-Resonanz in ${}^7\text{Li}(\pi^-, tt)n$ ([76]). Die Verteilung der Relativenergie im d-n-System bez. dem Triton-Grundzustand für $T_d > 40$ MeV ist auf Abb.B23 unten dargestellt. Das Maximum liegt bei 16.5 MeV. Zum Vergleich: Arvieux [69] vermutet eine d-p-Resonanz $p_{1/2}$ bei 18 MeV. Die Verteilung ist stark asymmetrisch, wie bei einer breiten Resonanz in der Nähe der Schwelle zu erwarten ist. Die Breite liegt bei (energieabhängig!) 20 MeV. Die Verteilung der Richtung ω des d-n-Relativimpulses zur Richtung des Tritons zeigt Abb.B23 oben. Der Zerfall erfolgt also in Vorwärtsrichtung (vgl. Anhang A3). Wegen der Schwelle in T_d ist die Verteilung nur bis $\omega = 80^\circ$ dargestellt. Wenn die von Arvieux vermutete Resonanz existiert, sollte auch eine d-n-Resonanz existieren, bei vielleicht etwas niedriger Energie wegen der fehlenden Coulomb-Wechselwirkung. Eine reine $L=1$ Resonanz sollte symmetrisch zu 90° zerfallen. Wir erwarten dann ein zweites Maximum bei $T_d = 18$ MeV, was nach Abb.B22 der Fall zu sein scheint.

Die Annahme einer d-n-Resonanz führt also zumindest zu keinem Widerspruch mit den Meßdaten. Auch Minehart [20] hat schon 1969 versucht, bei eben diesem Prozess angeregte Tritonzustände zu messen, al-

lerdings nicht mit einer kinematisch vollständigen Messung. Seine Aussage beschränkt sich darauf, daß unter 16 MeV keine scharfen Resonanzen zu finden sind. Dies widerspricht also nicht unserer Beobachtung.

V.3.7 ${}^6\text{Li}(\pi^-, tp)2n$

Der Dalitzplot der Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi^-, tp)2n$ ist auf Abb.B24 dargestellt. Im wesentlichen sind zwei Maxima zu erkennen: Eines um $T_p = 70$ MeV und eines um $T_p = 30$ MeV. Das erstere liegt in der Nähe des QSF-Punktes. Da bei dem vorliegenden Restkern, 2 Neutronen, nicht zu erwarten ist, daß sie zueinander in Ruhe bleiben, erwarten wir keine Häufung im QSF-Punkt, d.h. bei $E_x = 0$. Daß das beobachtete Maximum einem quasi-freien Prozess an einer $3p$ - n -Konfiguration entspricht, kann nur vermutet werden, da der entsprechende Bereich für größere E_x zum größten Teil unter der Schwelle für T_t liegt. Auch die Verteilung bez. E_x - p_R (Abb.26) ist stark von den Schwellen eingeschränkt. Das Maximum bei $E_x = 10$ MeV/ $p_R = 120$ MeV/c entspricht dem im Dalitzplot bei $T_p = 70$ MeV. Möglicherweise zeigt sich hier eine (oder 2) n - n -Resonanz(en). Auch das E_x -Spektrum für kleine Rückstoßimpulse (Abb.B26 oben, dünne Linie) scheint gewisse Strukturen im Bereich von 0 bis 10 MeV aufzuweisen. Klärung müßte hier eine Messung mit niedriger Schwelle und möglichst noch höherer Auflösung bringen.

Überraschend ist das zweite Maximum im Dalitzplot bei $T_p = 30$ MeV. Eine kinematisch mögliche, jedoch nicht eindeutige, Erklärung der Strukturen in diesem Bereich ist die Annahme einer Final-State-Interaction des Protons mit einem Neutron des Restkerns:

Wir betrachten den angenommenen Fall, daß das nachgewiesene Proton stets zu einem Neutron des Restkerns die Relativgeschwindigkeit 0 hat. Das System t - (pn) - n verhält sich dann wie ein 3-Teilchensystem (vgl. S.72). Es liegen nahezu dieselben kinematischen Verhältnisse vor wie im t - d -Kanal, nur daß vom (np) -System nur die (halbe) Energie des Protons nachgewiesen wird, und daß der Q -Wert um 2.14 MeV reduziert ist.

Die eingezeichnete Linie FSI "n-p" entspricht diesem Fall bei einem Relativwinkel t zu (pn) von 180° . Tatsächlich zeigt die ϑ -Verteilung für $T_p < 45$ MeV einen stärker 180° -korrelierten Anteil als die für $T_p > 45$ MeV (Abb.B26 unten). Eine entsprechende Linie ist auch im E_x - p_R -Plot eingezeichnet. Sie folgt auch hier der beobachteten Häufung in der Nähe der Schwelle für die Protonen.

Für die Annahme spricht auch, daß wir im t-n-Kanal beobachten, daß der Rückstoßkern bei hohen Rückstoßimpulsen nur kleine Anregungsenergien zeigt (Abb.B8). Die Fortsetzung des t-n-Kanals für hohe Rückstoßimpulse mit α gegen 180° und $E_x > 0$ ist gerade der t-p-Kanal bei kleinen Protonenergien. Ich halte also die Annahme für die plausibelste Erklärung der beschriebenen Strukturen.

V.3.8 ${}^6\text{Li}(\pi^-,dd)2n$, ${}^6\text{Li}(\pi^-,dp)3n$, ${}^6\text{Li}(\pi^-,pp)4n$

Die drei Kanäle d-d, d-p und p-p zeigen so wenig ausgeprägte Strukturen, daß mit qualitativen Argumenten, wie sie ohne Vergleich mit theoretischen Rechnungen möglich sind, keine genaue Analyse gemacht werden kann. Es soll daher nur auf einige Besonderheiten hingewiesen werden.

Zunächst zu ${}^6\text{Li}(\pi^-,dd)2n$:

Aus Symmetriegründen wurde nur die Hälfte oberhalb der Symmetrieachse im Dalitzplot Abb.B27 dargestellt. Die Höhenlinie mit der Höhe "5" folgt recht genau der Grenze des kinematisch erlaubten Bereichs. Für alle E_x liegen die QSF-Punkte auf der Symmetrieachse. $E_x = 0$, $p_R = 0$ entspricht $T_d = 55.4$ MeV. Die maximale Dichte im Dalitzplot entlang der Symmetrieachse wird bei $T_d = 49$ MeV erreicht. Von dort steigt die Dichte rechtwinklig zur Symmetrieachse an. Dementsprechend zeigt auch die α -Verteilung (Abb.B28 oben) eine deutliche Anisotropie, genauer eine Zunahme zu 0° bzw. 180° hin (Symmetrie!).

Bei quasi-freier Emission der beiden Deuteronen besteht der Restkern im Schalenmodell aus einem ursprünglichen s- und einem p-Neutron, oder

aus 2 s-Neutronen. Ähnlich wie bei ${}^6\text{Li}(\pi^-, dn)t$ ist im Schalenmodell eine 1P-Relativbewegung der emittierten Nukleonen zum Restkern nur durch eine Bahndrehimpulsänderung bei der Absorption möglich. Die Anisotropie der α -Verteilung kann also von einem 1P-Anteil oder einem komplizierteren (FSI-) Prozess herrühren. Die p_R -Verteilungen (Abb.B28 unten) zeigen jedoch keine einfach interpretierbare Gestalt. Entsprechend kann auch die Häufung der Ereignisse bei $T_d = 59\text{MeV} / 28\text{MeV}$ nicht eindeutig einem FSI- oder noch einem quasi-freien Prozess zugeordnet werden.

Die E_x -Verteilung (Abb.B29) zeigt unter 10 MeV auch eine gewisse Ähnlichkeit mit der des t-p-Kanals bei $100 < p_R < 160 \text{ MeV}/c$. In beiden Fällen scheint der Restkern die gleichen Zustände einzunehmen.

Der Dalitzplot von ${}^6\text{Li}(\pi^-, dp)3n$ mußte wegen des hohen Untergrundanteils (${}^{12}\text{C}$ liefert einen relativ hohen Beitrag an d-p-Koinzidenzen) stärker geglättet werden. Die Unsicherheit im Verlauf der Höhenlinien beträgt ± 0.5 des Abstands zu den benachbarten Höhenlinien (Abb.B30).

Im wesentlichen steigt die Dichte im Dalitzplot zu kleinen Energien hin an. Etwas stärkere Häufungen liegen im QSF-Bereich ($(T_d, T_p) = (30, 70)$ bis $(35, 60)$ MeV) und im FSI-Bereich um $T_p = 21$ MeV vor.

Das E_x -Spektrum zeigt keine Struktur, die über die statistischen Schwankungen hinausgeht. Die Abnahme über 20 MeV ist allein durch die Schwellen bedingt, wie ein Vergleich mit dem Dalitzplot unmittelbar zeigt. Insbesondere ist kein Anzeichen einer schmalen 3n-Resonanz erkennbar (Abb.B31).

Zum FSI-Bereich, in dem Deuteronenenergien von 60 MeV und mehr auftreten, kann folgendes festgestellt werden: Wenn das Deuteron eine Energie > 54.2 MeV hat, müssen wegen Energie- und Impulserhaltung zusätzlich zu dem nachgewiesenen Proton mindestens 2 Neutronen mit hohem Impuls parallel zum Proton auslaufen, z.B. $T_d = 65$ MeV, $T_{n1} = T_{n2} = T_p = 14.5$ MeV. Wenn alle Restnukleonen unter 180° zum Deuteron mit gleicher Geschwindigkeit emittiert werden, nimmt das Deuteron mit 71.6 MeV die Maximalenergie an. Im FSI-Bereich erhalten also offensichtlich mehrere Nukleonen des Restkerns einen wesentlichen Teil der Gesamtenergie.

Der p-p-Kanal hat eine zu kleine Rate, um zweidimensionale Spektren darzustellen. Ich beschränke mich daher auf die Projektionen der Energie im Flugzeitähler (> 33 MeV) auf die Energie im E-Zähler (> 21 MeV) und umgekehrt (Abb.B32). Die Spektren zeigen einen linearen Anstieg

von 60 bzw. 52 MeV an bis zur Schwelle, während die maximale Energie bei 79 bzw. 71 MeV liegt, wenn das andere Proton gerade die Schwellenenergie hat. Sehr ähnlich sind die von Hufner berechneten Kurven für sekundäre Teilchen ([61]), d.h. sie beginnen bei der mittleren Energie eines direkten Teilchens aus der quasi-freien 2N-Absorption, und steigen dann gegen 0 MeV an.

Nehmen wir einmal an, daß der gesamte p-p-Kanal von sekundären Prozessen gebildet wird. Außerdem sei die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron ein Proton mit $T_p > 21$ MeV aus dem Kern herausschlägt (Knock-Out) proportional der Zahl n_p der im Restkern verbliebenen Protonen, d.h.

$p = q \cdot n_p$. Dann ist in erster Näherung die Wahrscheinlichkeit vom n-n-Kanal, mit der Rate r_{nn} , aus eine p-n-Koinzidenz zu erzeugen:

$$p_{pn} = r_{nn} \cdot (2q + 2q)$$

und eine p-p-Koinzidenz zu erzeugen :

$$p_{pp} = r_{nn} \cdot (2q + 2q) \cdot 1q$$

Entsprechend vom p-n-Kanal aus eine p-p-Koinzidenz :

$$q_{pn} = r_{np} \cdot 1q$$

Daraus folgt : $r_{pp} = q \cdot r_{np} + 4q^2 r_{nn}$ und $q = 0.18 \pm 0.08\%$.

Weiter folgt für den p-n-Kanal ein Anteil an sekundären Protonen von 10% des gesamten p-n-Kanals. Allein der diskutierte FSI-Bereich im p-n-Kanal enthält jedoch 35% der Ereignisse. Die 10% indirekten Protonen sind außerdem eine obere Schätzung, da nicht festgestellt werden kann, ob der p-p-Kanal nicht auch Ereignisse aus anderen Prozessen enthält. Damit möchte ich die Beschreibung der Meßergebnisse schließen.

V.4 Zusammenfassung und Schlussbemerkung

Da eine vollständige Theorie zur Pionabsorption am ${}^6\text{Li}$ noch nicht vorliegt, mußten die meisten Schlußfolgerungen aus den Daten mehr qualitativer Natur sein. Es zeigt sich jedoch, daß besonders die zweidimensionale Darstellung der Daten oft Aussagen mit einfachen Argumenten erlaubt, die u.U. selbst beim Vergleich einer präzisen Theorie mit eindimensionalen Spektren nicht möglich sind. Ich möchte nun noch einmal die wesentlichen Aussagen zusammenfassen :

Wir stellen zunächst die absolute Dominanz der 2N-Absorption fest. Zuverlässige Anzeichen für echte Absorption an mehr als zwei Nukleonen konnten nicht festgestellt werden, insbesondere nicht für die von Kolybasov geforderte Quasi- α -Absorption.

Von den Kanälen, bei denen mindestens ein geladenes Teilchen mit einer deutlich höheren Energie als die mittlere Fermibewegung emittiert wird, stellt die quasi-freie 2N-Absorption (am p-p-Paar) einen recht geringen Beitrag ($\sim 20\%$). Meistens werden mehrere, manchmal sogar alle (t-n-Kanal !) Nukleonen mit hoher Energie emittiert. In den seltensten Fällen (maximal 10% des p-n-Kanals) scheint dies durch einen sekundären Streuprozess zu geschehen, wie es etwa Chiang und Hüfner vertreten.

Dagegen habe ich als wesentlichen Prozess eine 2N-Absorption mit nachfolgender "kohaerenter Final-State-Interaction" vertreten. Diese Begriffsbildung entstand in Analogie zu der Arbeit von Nägeli über die Pionabsorption am ${}^3\text{He}$, in der mit einem FSI-Operator und einem Interferenzterm zwischen FSI- und Absorptionsoperator gearbeitet wird.

Es ist nun die Frage, ob der Begriff "FSI" in diesem Fall überhaupt noch angemessen ist. Die Existenz eines starken Interferenzterms drückt schließlich die räumliche und zeitliche Nähe beider Prozesse aus. Außerdem ist der entscheidende Unterschied zum sekundären Streuprozess gerade die Beeinflussung der Absorptionsrate. Daher liegt es nahe, in diesem Fall die emittierten Nukleonen als "an der Absorption beteiligt" aufzufassen. Interessant ist dann der Vergleich mit den Arbeiten von McKeown et.al. ("How Many Nucleons are Involved in Pion Absorption in Nuclei?" ,[78]) und von Källne et.al. ([11]). Beide versuchen aus den Raten der Absorption im Flug die Anzahl der beteiligten Nukleonen zu ermitteln. Sie erhalten Anzeichen dafür, daß zu einem signifikanten Anteil mehr als 2 Nukleonen an der Pionabsorption bei verschiedenen Kernen beteiligt sind, auch bei ${}^6\text{Li}$ ([11]).

Offensichtlich findet der Prozess, den ich als kohärente FSI bezeichnet habe, auch beim ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ statt (vgl. S.87, S.100). Daher ist es naheliegend anzunehmen, daß er auch bei schwereren Kernen auftritt, d.h. charakteristisch ist für die Pionabsorption im allgemeinen. Darauf weisen auch die Arbeiten von McKeown und Källne hin.

Nun erhält Chiang und Hüfner recht gute Übereinstimmung ihrer Rechnungen zu sekundären Streuprozessen mit eindimensionalen Energieverteilungen u.a. von ${}^{12}\text{C}(\pi^-, 2\text{N})$. Wie aber aus den hier beschriebenen Daten ersichtlich ist, werden entscheidende Unterschiede erst in der zweidimensionalen Darstellung sichtbar. Außerdem ist es durchaus möglich, daß die sekundären Streuprozesse, die mit zunehmender Kerngröße immer mehr an Bedeutung gewinnen müssen, die primären Strukturen "verwischen", bzw. zusammengesetzte Teilchen wieder aufbrechen. Das könnte dann auch eine einfache Ursache dafür sein, daß die Emission von Tritonen und Deuteronen relativ zu der von Protonen bei schwereren Kernen immer mehr abnimmt (Castleberry [4]).

Außerdem zeigt sich, daß die Pionabsorption am ${}^6\text{Li}$ Zugang zu einigen Kernstruktureffekten bietet, die auf andere Weise schwerer zugänglich sind, etwa die "Stärke" der Clusterstruktur im ${}^6\text{Li}$ oder die möglichen d-n-Resonanzen.

Zu exakten Aussagen hierzu, wie auch zum besseren Verständnis der diskutierten FSI-Effekte, sollte jedoch eine angemessene Theorie vorliegen. Mit diesem Zukunftsaspekt möchte ich diese Arbeit schließen.

A Anhang

A1 Efficiency der Vieldrahtkammern

Die auf S.24 aufgeführten Ursachen für die Nichtauswertbarkeit - von Daten der Vieldrahtkammern sollen hier näher erläutert werden:

a) Zunächst wurde beobachtet, daß bei 24% aller Ereignisse (wie sie durch die Koinzidenzbedingung auf S.18 definiert sind) eine oder mehrere Ausleseebenen nicht angesprochen haben. Dabei haben in 11% der Fälle alle vier, in 6% drei oder zwei und in 7% genau eine Ebene nicht angesprochen. Wäre die Wahrscheinlichkeit q , daß eine bestimmte Ebene anspricht : $q = (100\% - 7/4\%) = 98.25\%$, so folgt eine Wahrscheinlichkeit von $6 \cdot (1-q)^2 = 0.18\%$ daß gleichzeitig zwei Ebenen fehlen. Diese Zahl wird noch kleiner, wenn eine Ebene besonders ineffizient ist.

Die hohe Zahl von Ereignissen, bei denen zwei und mehr Ebenen nicht angesprochen haben (zusammen 17%) läßt also nur den Schluß zu, daß es sich dabei um Zufallskoinzidenzen $S1 \cdot E_j$ handelt. Insbesondere kann der $S1$ -Zähler durch gestreute Elektronen, Pionen o.ä. getriggert werden, die u.U. noch die erste Kammer durchlaufen, und gleichzeitig registriert der E-Zähler ein Neutron (mit ~6% Efficiency) oder ein Teilchen aus dem Untergrund im Areal. Tatsächlich fehlen bevorzugt die Ebenen der hinteren Kammer und der E-Zähler weist gleichzeitig eine sehr niedere Energie nach. Eine Analyse aller vorliegenden Daten ergab eine Efficiency von 99% für die ersten drei, und von 96% für die dem E-Zähler zugewandte Ebene. Außerdem war keine zusammenhängende Gruppe von Drähten besonders ineffizient, so daß durch die Kammern kein bestimmter Raumwinkel ausgeblendet wird (vgl. auch S.48 unten !).

b) Weiter reduzieren Mehrfachcluster die Zahl der auswertbaren Ereignisse. Da aus auf S.14 beschriebenen Gründen das Zeitgate der Kammern recht lange offengehalten werden muß, sind bei den hohen Raten, mit denen gemessen wurde, auch viele Doppelereignisse zu erwarten, d.h. die zufällige Registrierung einer 2. Trajektorie. Tatsächlich zeigt sich aber, daß Mehrfachcluster auch auf andere Weise entstehen :

Zunächst wurde beobachtet, daß bei 25% der Ereignisse Mehrfachcluster auftraten. Im einzelnen war bei:

- 4% die Lücke zwischen den Clustern 1 Draht breit. Diese Lücke wurde gefüllt und das Ereignis ausgewertet (s.u.)
- 9.8% die Lücke größer als ein Draht, aber nur in einer Ebene war ein Mehrfachcluster.
- 11.2% in mehreren Ebenen mehrere Cluster.

Offensichtlich sind nur die Ereignisse der letzten Gruppe solche, bei denen gleichzeitig die Trajektorien zweier Teilchen registriert wurden. Da sich i.a. aus den Schnittpunkten der angesprochenen Cluster bis zu 16 mögliche Trajektorien ergeben, sind diese Ereignisse nicht auswertbar. Bei den 9.8% hingegen ergeben sich genau zwei mögliche Trajektorien. Es wurde geprüft, ob genau eine davon mit dem E-Zähler, der angesprochen hat, geometrisch korrespondiert. So konnten weitere 4% der Ereignisse sinnvoll ausgewertet werden. Es gingen also insgesamt 17% der Ereignisse wegen Mehrdeutigkeit verloren.

c) Die hohe Zahl von Clustern mit einem Draht Lücke gibt Anlaß zu zwei Deutungsmöglichkeiten : Entweder war ein Draht in einer Reihe von Drähten, die hätten ansprechen "sollen", ausgefallen, oder es sind Sekundärteilchen entstanden, die einen benachbarten Draht ansprachen. Dem letzteren Fall konnte auf Grund der folgenden Untersuchung der Vorzug gegeben werden :

Die Breite C_b eines Clusters ist bestimmt von der Projektion des Ionenschlauchs im Kammergas auf die Drähte und vom wirksamen Radius eines Drahtes(vgl. S.13). β sei der Winkel der Trajektorie rechtwinklig zur Drahttrichtung. Dann gilt :

$$C_b = m \cdot |\tan(\beta)| + a$$

Eine Auftragung von C_b über $\tan(\beta)$ ergab : $m=4.5$, $a=1.2$, d.h. z.B. bei $\tan(\beta)=0.4$ eine mittlere Clusterbreite von 3 Drähten. Beim maximal möglichen Winkel vom Target zum E-Zähler ($\tan(\beta)=0.6$) ergeben sich 4 Drähte im Mittel. Es zeigte sich nun, daß Ereignisse mit der Drahtfolge 1-0-1 bzw. 1-0-1-1 nicht mit großen Winkeln korreliert waren, d.h. daß der Draht nach der Lücke zusätzlich angesprochen hat, und nicht der Draht "der Lücke" ausgefallen ist. Dies ist eine zusätzliche Bestätigung für die oben angegebene hohe Efficiency der einzelnen Ebenen. Die Sekundärteilchen werden wohl vor allem in den Folien oder Drähten selbst gebildet, da das Gas eine zu geringe Dichte für diese hohen Raten hat.

A2 Energieverlustrechnung

Auf den Seiten 39 bis 42 ist die Berechnung der Energie im Target T_τ aus der Energie im Zähler T_z bzw. Flugzeit kurz skizziert.

Dies soll nun näher ausgeführt werden :

Wir haben eine bestimmte Energie T_1 gegeben, z.B. auf der Zähleroberfläche, und suchen nun die Energie T_0 ein Wegstück Δx zuvor.

Die Stopping-Power dT/dx ist eine Funktion von T :

$$dT/dx = - p(T)$$

Integration ergibt :

$$\int_{T_1}^{T_0} dT/p(T) = -\int dx \quad \text{bzw.} \quad \int_{T_1}^{T_0} dT/p(T) = \Delta x \quad (\text{A2.1})$$

Wir benötigen also eine Parametrisierung von $1/p(T)$. Diese Funktion verhält sich annähernd wie T^α mit α wenig kleiner als 1. Sie ist also außer um $T = 0$ gut durch Geradenstücke anzunähern. Wie erwähnt, erhielten wir aus dem Programm von H.J.Weyer ([28]) Tabellen von $p(T)$ für alle im Experiment vorkommenden Materialien (PVC, Mylar, Luft usw.) in 1 bis 2 MeV Abständen. Durch die inversen Werte wurde ein Polygonzug gelegt und in (A2.1) eingesetzt. Für die Integration über eine Schicht der Dicke Δx aus einem Material ergibt sich folgender Ausdruck:

$$T_0 = \text{sign}(R) \cdot (\sqrt{R^2 + 2a_i \Delta x - b_i^2}) / a_i \quad (\text{A2.2})$$

Dabei ist $a_i T + b_i$ das Polygonzugstück im i -ten Intervall, und $R = a_i T_1 + b_i$. Sollte zwischen T_1 und T_0 eine Stützstelle T_i des Polygonzugs liegen, so wird mit :

$$\Delta x' = a_i (T_i^2 - T_1^2) + b_i (T_i - T_1) \quad (\text{A2.3})$$

die der Energie T_i entsprechende Stelle $\Delta x'$ innerhalb der Schicht berechnet und von dort aus mit (A2.2) weiterintegriert. So wurde vom E-Zähler aus rückwärts Schicht für Schicht durchgegangen bis 8 cm vor die y - z -Ebene. Die 8 cm entsprechen dem Punkt des Targets, der dem E-Zähler am nächsten kommt. Für die Integration bis ins Target s.u.. Der Diskretisierungsfehler dieser Methode beträgt in unserem Fall weniger als 1% bezüglich T_τ .

Gl.(A2.2) definiert die angenommene Abhängigkeit der Energie vom Ort $T(x)$. Wegen

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{cp}{T} = c \frac{\sqrt{T(T+2m)}}{T+m} \quad (\text{A2.4})$$

kann daher die Flugzeit Δt von einer Integrationsstützstelle x_i , die sich aus den Grenzen der Schichten bzw. aus (A2.3) ergibt, zur nächsten berechnet und zur Gesamtflugzeit t_{0f} addiert werden, parallel zur Berechnung der Energie :

$$\Delta t = \int_{x_i}^x \frac{c(T(x)+m)}{\sqrt{T(x)(T(x)+2m)}} dx \quad (\text{A2.5})$$

Einsetzen von (A2.2) in (A2.5) ergäbe einen zu unhandlichen Ausdruck. Das Integral in (A2.5) wurde daher unter Verwendung einer weiteren Stützstelle in der Mitte des Intervalls mit Hilfe der Simpson-Regel angenähert. Der Diskretisierungsfehler ist vernachlässigbar, da $T(x)$ i.A. innerhalb der verwendeten Intervalle im Bereich von wenigen Prozent variiert.

Um die Energie 8cm vor der y-z-Ebene in Abhängigkeit von der Energie im E-Zähler für alle möglichen Flugbahnen zu berechnen, genügt die Verwendung nur eines weiteren Parameters, des Einfallswinkels zur Zähleroberfläche, da alle Schichten parallel sind. Daher wurden Tabellen der Energie vor der y-z-Ebene in Abh. von der Energie im Zähler in 4 MeV Schritten und in Abh. vom cosinus des Einfallswinkels an den Stellen $1/\cos\alpha = 1.0, 1.1, 1.2$ berechnet. Bezüglich der Energie im Zähler wurde mit einem kubischen Spline interpoliert, und dieser bezüglich $1/\cos\alpha$ mit einem Polygonzug interpoliert. Die Fehler sind dabei $< 10^{-3}$, d.h. alle numerischen Näherungen machen einen Fehler, der kleiner ist als die Unsicherheit der dT/dx -Werte. Der Aufruf eines interpolierten Wertes erforderte nur noch rund 15 Rechenschritte, bei $\sim 10^6$ Aufrufen eine deutliche Verringerung der Rechenzeit gegenüber direkter Berechnung. Da das Target schräg zu den Achsen steht (Abb.4), wären für eine Parametrisierung der Energie in der halben Dicke des Targets (als mittleren Reaktionsort) 5 Parameter erforderlich. Daher wurde das "letzte Stück" mit (A2.2) pro event integriert. Selbstverständlich sind alle Tabellen und dT/dx -Werte noch einmal von der Teilchenart abhängig.

Bei der Berechnung der Energie im Target aus der Flugzeit zum Flugzeitzähler ist folgendes zu beachten : Relativ zur Gesamtflugzeit vergeht beim Durchqueren des Targets und der Folie vor dem Zähler fast keine Zeit ($\sim 3000 : 1$). Die Flugzeit ist also nur ein Maß für die Energie in der Luftstrecke. Da der Reaktionsort im Target von den Kammerdaten her bekannt ist, kann die genaue Wegstrecke bis zum Reaktionsort im Zähler berechnet werden. Sie variierte um maximal 4% je nach Flugbahn.

Mit Hilfe von (A2.2)-(A2.5) wurden Tabellen für die Energie vor der Targetoberfläche und die Flugzeit in Abh. von der Energie im Zähler und der Flugstrecke in der Luft erstellt. Anschließend wurde die Energie vor der Targetoberfläche bezüglich der Flugzeit mit kubischen Splines und diese bez. der Flugstrecke mit Polygonzügen interpoliert. Die Energie im Zähler wurde nur zur Eichung der ADC's benötigt. Die Energie bei halber Targetdicke wurde wieder pro event mit (A2.2) berechnet.

Besonders interessant ist an der Abhängigkeit der Flugzeit von der Energie im Zähler, daß sie für geladene Teilchen bei Energie null einen endlichen Maximalwert erreicht, im Gegensatz zu Neutronen. Dies führt dazu, daß bei großen Flugstrecken Neutronen nicht durch ihre Flugzeit-Pulshöhenbeziehung von geladenen Teilchen getrennt werden können, wie auf Abb.11 dargestellt.

A3 Zur Dichte im Dalitzplot

a) Dichte auf den Linien $T_R = \text{const}$ (vgl.S.62):

Behauptung :

Nichtrelativistisch und wenn die Massen von Teilchen 1 und 2 gleich sind, ist die Dichte auf den Linien $T_R = \text{const.}$ genau dann konstant, wenn die Verteilung $dp/d\cos\alpha$ für festes p_R bzw. T_R konstant ist. ist.

Dazu ist lediglich der lineare Zusammenhang zwischen $\cos\alpha$ und der Bogenlänge τ auf den Linien $T_R = \text{const}$ im Dalitzplot zu zeigen, da T_R nur von p_R und nicht von α abhängt :

Nach (IV.2),(IV.3),(IV.5) auf S.59 gilt :

$$\cos\alpha = (p_2^2 - p_1^2) / p_R \sqrt{2p_1^2 + 2p_2^2 - p_R^2} \quad (\text{A3.1})$$

und mit : $p^2 = 2mT$:

$$\cos\alpha = 2m(T_2 - T_1) / \sqrt{2m_R T_R (4m(T_1 + T_2) - 2m_R T_R)} \quad (\text{A3.2})$$

Wir gehen nun mit einer linearen Abbildung von den Koordinaten T_1, T_2 im Dalitzplot auf die Bogenlänge τ und die Energie T_R über :

$$\begin{aligned} T_1 &= Q/2 - T_R/2 + \tau/\sqrt{2} \\ T_2 &= Q/2 - T_R/2 - \tau/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (\text{A3.3})$$

Dabei ist Q durch (IV.6) auf S.60 definiert. Aus (A3.2),(A3.3) folgt:

$$\cos\alpha = 2\sqrt{2}m\tau / \sqrt{2m_R T_R (4mQ - 6mT_R)} \quad \text{q.e.d.}$$

b) Dichte auf den Linien $T_1 = \text{const}$ (vgl.S.63,S.108):

Wir wählen die Richtung von Teilchen 1 als ausgezeichnete Achse und bestimmen den Winkel ω zwischen ihr und der Richtung von Teilchen 2 im Schwerpunktsystem von Teilchen 2 und dem Rückstoßkern :

$$\tan\omega = \gamma p_2 \sin\vartheta / (p_2 \cos\vartheta - p_1 (T_2 + m_2) / (T_2 + T_R + m_2 + m_R)) \quad (\text{A3.4})$$

Behauptung :

Nichtrelativistisch ist die Dichte auf den Linien $T_1 = \text{const.}$ genau dann konstant, wenn die Verteilung $dp/d\cos\vartheta$ für festes T_1 konstant ist.

Dazu ist lediglich der lineare Zusammenhang zwischen $\cos\omega$ und der Energie T_2 im Dalitzplot bei festem T_1 zu zeigen, da T_1 nicht von ω abhängt :

Aus

$$\tan\omega = p_2 \sin\vartheta / (p_2 \cos\vartheta - p_1 m_2 / (m_2 + m_R)) \text{ folgt :}$$

$$\cos\omega = \frac{(p_2 \cos\vartheta - p_1 m_2 / (m_2 + m_R))}{\sqrt{(p_2^2 + p_1^2 m_2^2 / (m_2 + m_R)^2 - 2p_1 p_2 \cos\vartheta m_2 / (m_2 + m_R))}} \quad (\text{A3.5})$$

Aus (IV.3) auf S.59 und $T_1 + T_2 + T_R = Q$ folgt :

$$2p_1 p_2 \cos\vartheta = 2m_R Q - p_1(1 + m_R/m_1) - p_2(1 + m_R/m_2) \quad (\text{A3.6})$$

Erweitern von (A3.5) mit p_1 und Einsetzen von (A3.6) bzw. Ersetzen der Impulsbeträge durch Energien ergibt :

$$\cos\omega = 1/p_1 \cdot (M_q Q - M_1 T_1 - (m_2 + m_R)^2 T_2) / \sqrt{2M_{11} T_1 + M_{12}} \quad (\text{A3.7})$$

Wobei:

$$\begin{aligned} M_q &= (m_2 + m_R)m_R \\ M_1 &= (m_2 + m_R)(m_1 + m_R) + m_1 m_2 \\ M_{11} &= 2m_2 M_1 \\ M_{12} &= -2m_2 m_R (m_2 + m_R)Q \end{aligned}$$

(A3.7) ist offenbar linear in T_2 , was zu zeigen war.

A4 Kinematischer Constraint bei 3-Teilchenreaktionen

A4.1 Bemerkungen zum Verfahren

Wir haben bei unseren Messungen zwei Energien und einen Winkel gemessen. Wenn der Restkern aus einem Teilchen definierter Anregungsenergie besteht, sind alle kinematischen Größen schon durch zwei Werte, z.B. die beiden Energien, eindeutig bestimmt, unter der Voraussetzung, daß sich der Schwerpunkt des Systems in Ruhe befindet. Wir haben also das System überbestimmt und können aus den drei gemessenen Größen im Rahmen der jeweiligen Auflösung neue bestimmen, die Energie- und Impulssatz exakt erfüllen. Diese neuen Größen haben bei einem geeigneten Verfahren eine geringere Abweichung von den wahren Werten als die ursprünglichen.

Es hat sich nun gezeigt, daß eine Variation des Winkels um die Größenordnung seiner Auflösung ($\approx 1.2^\circ$), bei Festhalten der einen Energie, in der anderen Energie eine Variation wesentlich kleiner als deren Auflösung bewirkt. Daher habe ich mich bei dem folgenden Verfahren darauf beschränkt, die Energien zu korrigieren und den Winkel als exakt gemessen zu betrachten.

A4.2 Auflösung der Zähler

Ich beschränke mich auf den Fall, daß im E-Zähler Tritonen nachgewiesen werden, und im Flugzeitzähler Deuteronen oder Neutronen. Bei den Protonen in Ref.[15] wurde entsprechend eine modifizierte Auflösungs-funktion angenommen. Zunächst zum E-Zähler :

T_{po} sei die wahre Energie des nachgewiesenen Teilchens.

T_p sei die mit dem E-Zähler gemessene Energie.

Die Auflösung eines Szintillators variiert mit $\sqrt{T_{po}}$. Bei Tritonen wird dies jedoch nahezu durch die Variation des Reaktionsorts in unserem Target kompensiert, wie auf S.43 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte, bei einer wahren Energie T_{po} eine Energie T_p zu messen, wird daher als Gaußverteilung mit konstantem σ angenommen :

$$\frac{dp}{dT_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_p} \cdot e^{-\frac{(T_p - T_{po})^2}{2 \sigma_p^2}} \quad (A4.1)$$

Für Deuteronen, die im Flugzeitzähler nachgewiesen werden, wird die Auflösung ebenfalls als energieunabhängig angenommen und eine Wahrscheinlichkeitsdichte wie (A4.1) verwendet. Für Neutronen dagegen gilt :

t_0 sei die wahre Flugzeit des nachgewiesenen Teilchens.

t sei die mit dem Flugzeitzähler gemessene Flugzeit.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte, bei einer wahren Zeit t_0 eine Zeit t zu messen, wird wieder als Gaußverteilung angenommen :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} \cdot e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2 \sigma_n^2}} \quad (\text{A4.2})$$

Aus der Verteilung (V.2) kann man nun leicht die Wahrscheinlichkeitsdichte bestimmen, bei einer wahren Energie T_{no} die Energie T aus der Flugzeit t zu erhalten. Mit der Flugstrecke s , der Masse m und dem Impuls p des nachgewiesenen Teilchens und dem wahren Impuls p_0 im Flugzeitzähler gilt :

$$t = \frac{s(T+m)}{\sqrt{T^2+2Tm}} = \frac{s(T+m)}{cp} \quad (\text{A4.3})$$

Daraus folgt :

$$\frac{dt}{dT} = \frac{-sm^2}{cp^3} \quad \text{und :}$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{dp}{dt} \frac{|dt|}{|dT|} = \frac{s \cdot m^2}{\sqrt{2\pi} \sigma_n c p^3} \cdot e^{-\frac{s^2}{2\sigma_n^2 c^2} \left(\frac{T+m}{p} - \frac{T_{no}+m}{p_0} \right)^2} \quad (\text{A4.4})$$

A4.3 Die Kinematik

Bei einem 3-Teilchenzerfall, dessen Schwerpunkt sich in Ruhe befindet und einem unpolarisierten Anfangszustand, erhält man aus Energie- und Impulssatz folgende Beziehung zwischen den kinetischen Energien und dem Zwischenwinkel der Impulse zweier Teilchen :

$$M_p T_{po} + M_n T_{no} - T_{po} T_{no} + M_3 + p_{po} p_{no} \cos(\vartheta) = 0 \quad (\text{A4.5})$$

Dabei bedeutet :

T_{po} , T_{no} wie oben definiert.

p_{po} sei der wahre Impuls des im E-Zähler nachgewiesenen Teilchens.

p_{no} sei der wahre Impuls des im N-Zähler nachgewiesenen Teilchens.

$$M_p = m_a - m_n$$

$$M_n = m_a - m_p$$

$$M_3 = 0.5(m_r - (m_a - m_p - m_n)^2)$$

Mit m_a der Gesamtmasse des Anfangszustandes, m_p, m_n den

Massen der nachgewiesenen Teilchen und m_r der Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens.

Bei festem Winkel ϑ sind also die beiden Energien voneinander abhängig. Wir versuchen nun, diejenige Kombination von Energien T_{po}, T_{no} zu finden, die (V.5) erfüllt und gleichzeitig den gemessenen Energien am nächsten liegt. Dazu stellen wir eine sogenannte Likelihoodfunktion auf (z.B. [79])

A4.4 Die Likelihoodfunktion

$$L(T_p, T_n, T_{po}, T_{no}) = \frac{dp}{dT_p} \cdot \frac{dp}{dT_n}$$

Für Deuteronen:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_p} e^{-\frac{(T_p - T_{po})^2}{2\sigma_p^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_p} e^{-\frac{(T_n - T_{no})^2}{2\sigma_p^2}} \quad (A4.6)$$

Dabei seien p_n, T_n gemessener Impuls und Energie im Flugzeitzähler.

Die Funktion L gibt zunächst die Wahrscheinlichkeitsdichte an, bei wahren (T_{po}, T_{no}) das Paar (T_p, T_n) zu messen. Aus Symmetriegründen gibt sie aber auch gleichzeitig die Wahrscheinlichkeitsdichte an, daß ein Meßwertepaar (T_p, T_n) von den wahren Werten (T_{po}, T_{no}) stammt.

Man wird also im allgemeinen das Paar (T_{po}, T_{no}) für den wahrscheinlichsten Wert halten, das 1. die Kinematik (A4.5) erfüllt und 2. für das (A4.6) maximal wird.

Oder anders formuliert : Bei gegebenen Parametern T_p, T_n suchen wir das Maximum von (A4.6) bezüglich T_{po}, T_{no} unter der Nebenbedingung (A4.5). Im allgemeinen hat ein solches Problem mehrere Lösungen.

In unserem Fall jedoch, für Werte die uns interessieren, d.h. für Meßwerte, die nicht weiter als 3 Standardabweichungen von der Kinematik entfernt und oberhalb unserer Energieschwellen liegen, existiert jeweils nur ein Maximum. Das wird in Abschnitt A4.5 verdeutlicht, wo ein Beispiel vorgerechnet wird, das asymptotisch mit unserem exakten Problem übereinstimmt.

A4.5 Maximumsuche

Numerisch ist der Umgang mit Exponentialfunktionen sehr aufwendig. Da (A4.6) stets größer 0 ist, und uns nur die Maxima interessieren, bildet man üblicherweise $\ln(L(T_p, T_n, T_{po}, T_{no}))$.

Es sind nun verschiedene Methoden zur Bestimmung des Maximums möglich. Ich habe die Lagrangesche Multiplikatorenregel gewählt (z.B. Erwe, B-I Taschenbücher, Band 30, Differential und Integralrechnung I):

Die linke Seite von (A4.5) sei mit $K(T_{po}, T_{no})_{\vartheta}$ bezeichnet. Man führt den Parameter λ ein (Multiplikator) und bildet:

$$H(T_{po}, T_{no}, \lambda)_{T_p, T_n, \vartheta} = \ln(L) + \lambda \cdot K(T_{po}, T_{no})_{\vartheta} \quad (A4.7)$$

Wenn ein Maximum von (A4.6) unter der Nebenbedingung (A4.5) vorliegt, gilt:

$$\nabla H(T_{po}, T_{no}, \lambda) = 0$$

Man bildet also zunächst den Gradienten von (A4.7):

$$\frac{dH}{dT_{po}} = (T_p - T_{po}) / \sigma_p^2 + \lambda (M_p - T_{no} + (p_{no}/p_{po})(T_{po} + m_p) \cos \vartheta) \quad (A4.8a)$$

$$\frac{dH}{dT_{no}} = (T_n - T_{no}) / \sigma_n^2 + \lambda (M_n - T_{po} + (p_{po}/p_{no})(T_{no} + m_n) \cos \vartheta) \quad (A4.8b)$$

$$\frac{dH}{d\lambda} = M_p T_{po} + M_n T_{no} - T_{po} T_{no} + M_3 + p_{po} p_{no} \cos(\vartheta) \quad (A4.8c)$$

Zunächst sieht man, daß (A4.8c) identisch mit (A4.5) ist. Weiter wird (A4.8a) und (A4.8b) für $\lambda = 0$ nur durch $T_{po} = T_p$ und $T_{no} = T_n$ erfüllt, d.h. bei $\lambda = 0$ sind die Meßwerte kinematisch erlaubt. Zur Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems wurde ein numerisches Iterationsverfahren (Regula-falsi-Verfahren nach [80]) mit den Startwerten

$T_{po} = T_p$, $T_{no} = T_{no}$, $\lambda = 0$ verwandt, das gut konvergierte. Einsetzen der Lösung in (A4.6) ergibt die Wahrscheinlichkeit, daß der Meßwert von dem mit (A4.8) bestimmten vermutlichen wahren Wert stammt. Die Zahl wurde dazu verwandt, Untergrundereignisse abzutrennen.

A4.6 Interpretation des Verfahrens

Wir ersetzen also Meßwerte durch korrigierte Werte, die kinematisch erlaubt sind. Ein einfaches Beispiel soll zeigen, in welcher Richtung die Korrektur erfolgt :

Wir ersetzen die Nebenbedingung (A4.5) durch eine Ursprungsgerade (entsprechend einer Tangente an eine Lösung von (A4.5) für $\vartheta = \text{const.}$ plus Koordinatenverschiebung) :

$$aT_{po} + bT_{no} = 0$$

Dann ergibt sich das lineare Gleichungssystem :

$$\frac{dH}{dT_{po}} = (T_p - T_{po})/\sigma_p^2 + a\lambda$$

$$\frac{dH}{dT_{no}} = (T_n - T_{no})/\sigma_n^2 + b\lambda$$

$$\frac{dH}{d\lambda} = aT_{po} + bT_{no}$$

Mit der Lösung :

$$T_{po} = (b^2 T_p \sigma_n^2 - ab T_n \sigma_p^2) / (a^2 \sigma_p^2 + b^2 \sigma_n^2)$$

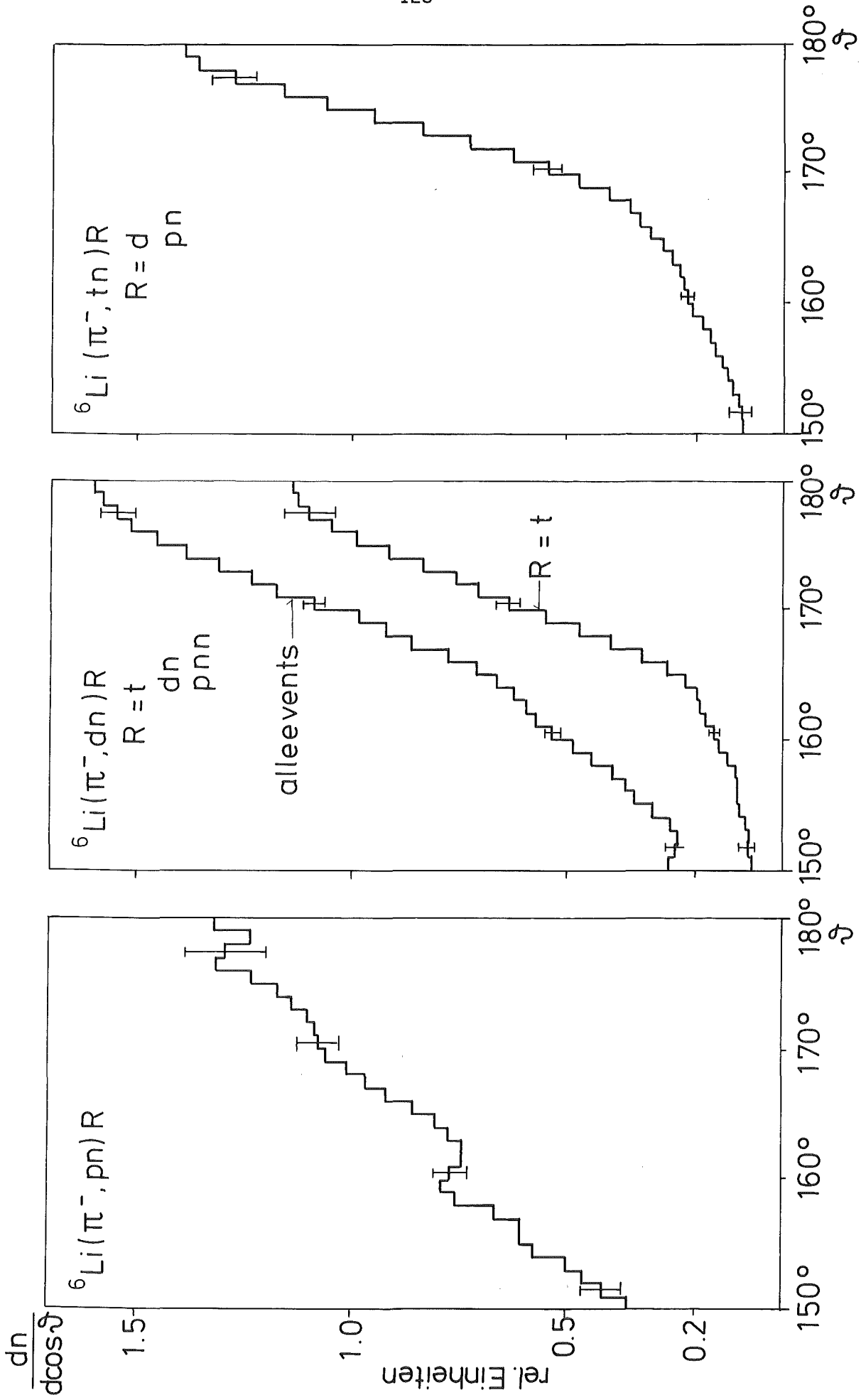
$$T_{no} = (a^2 T_n \sigma_p^2 - ab T_p \sigma_n^2) / (a^2 \sigma_p^2 + b^2 \sigma_n^2)$$

Geometrisch liegt die Lösung auf dem Berührungspunkt einer Höhenlinie der Likelihoodfunktion mit der Nebenbedingung. Ist die Nebenbedingung eine Gerade, gibt es genau eine Höhenlinie, die die N.B. berührt (d.h. die höchste, die die N.B. schneidet). In unserem Beispiel sind die Höhenlinien Ellipsen mit dem Achsenverhältnis $\sigma_p : \sigma_n$.

Die Korrektur erfolgt im Verhältnis: $\Delta T_p : \Delta T_n = a\sigma_p^2 : b\sigma_n^2$.
Für $a = \pm b$ z.B. (N.B. bildet 45°-Winkel zu den Achsen) erfolgt die Korrektur im Verhältnis $\sigma_p^2 : \sigma_n^2$, d.h. die besser bestimmte Größe wird weniger verändert. Wenn die N.B. parallel zu einer Achse verläuft ($a=0$ oder $b=0$), wird nur rechtwinklig zur N.B. korrigiert.

Zum Abschluß sei noch die Auflösung bez. der Bogenlänge auf der N.B. in Abhängigkeit von der Auflösung der unkorrigierten Werte genannt :

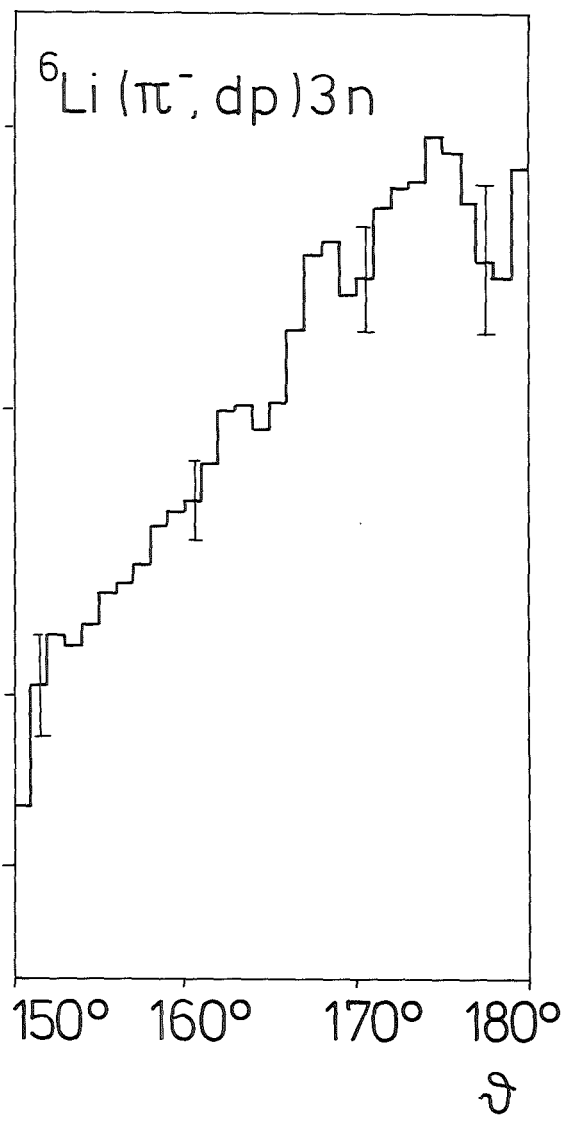
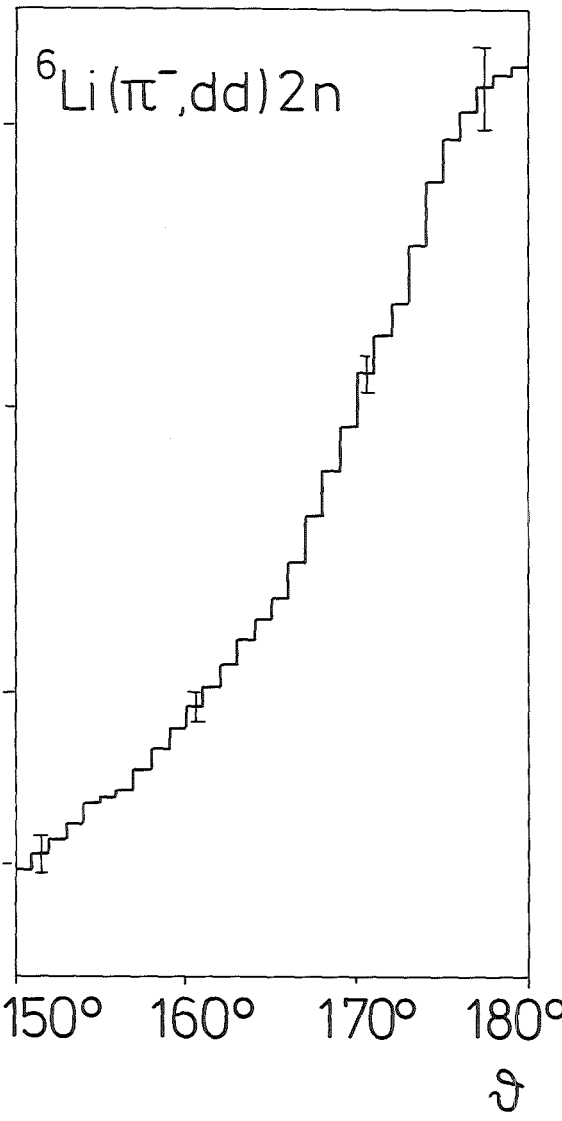
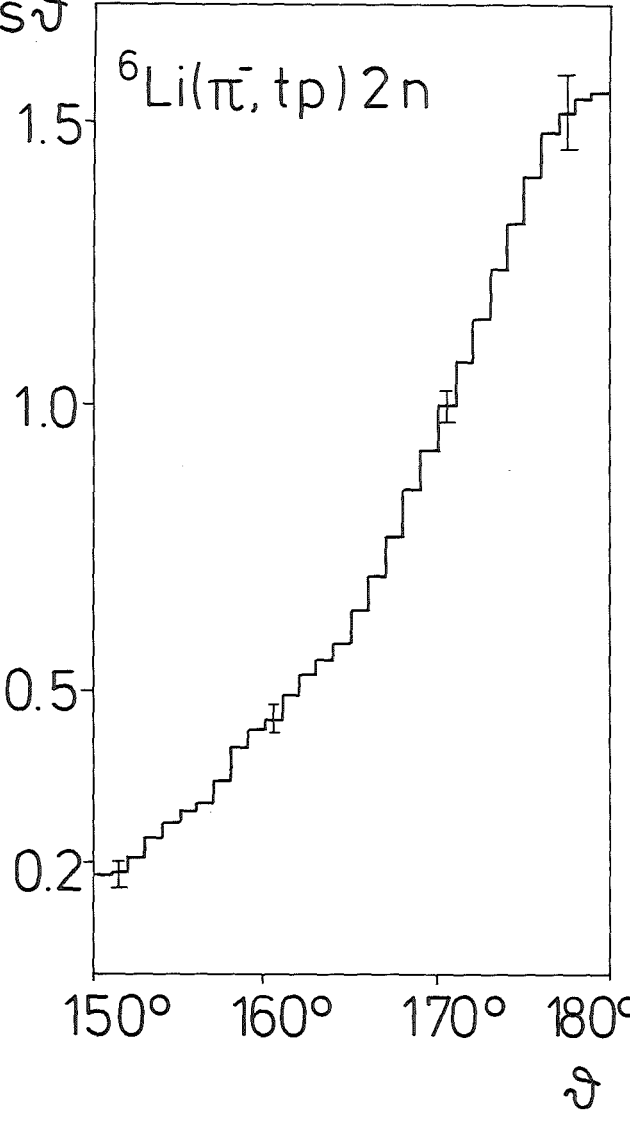
$$\sigma_{\text{res}} = 1 / (\sqrt{b^2 / \sigma_p^2 + a^2 / \sigma_n^2}) , \text{ mit } a^2 + b^2 = 1$$



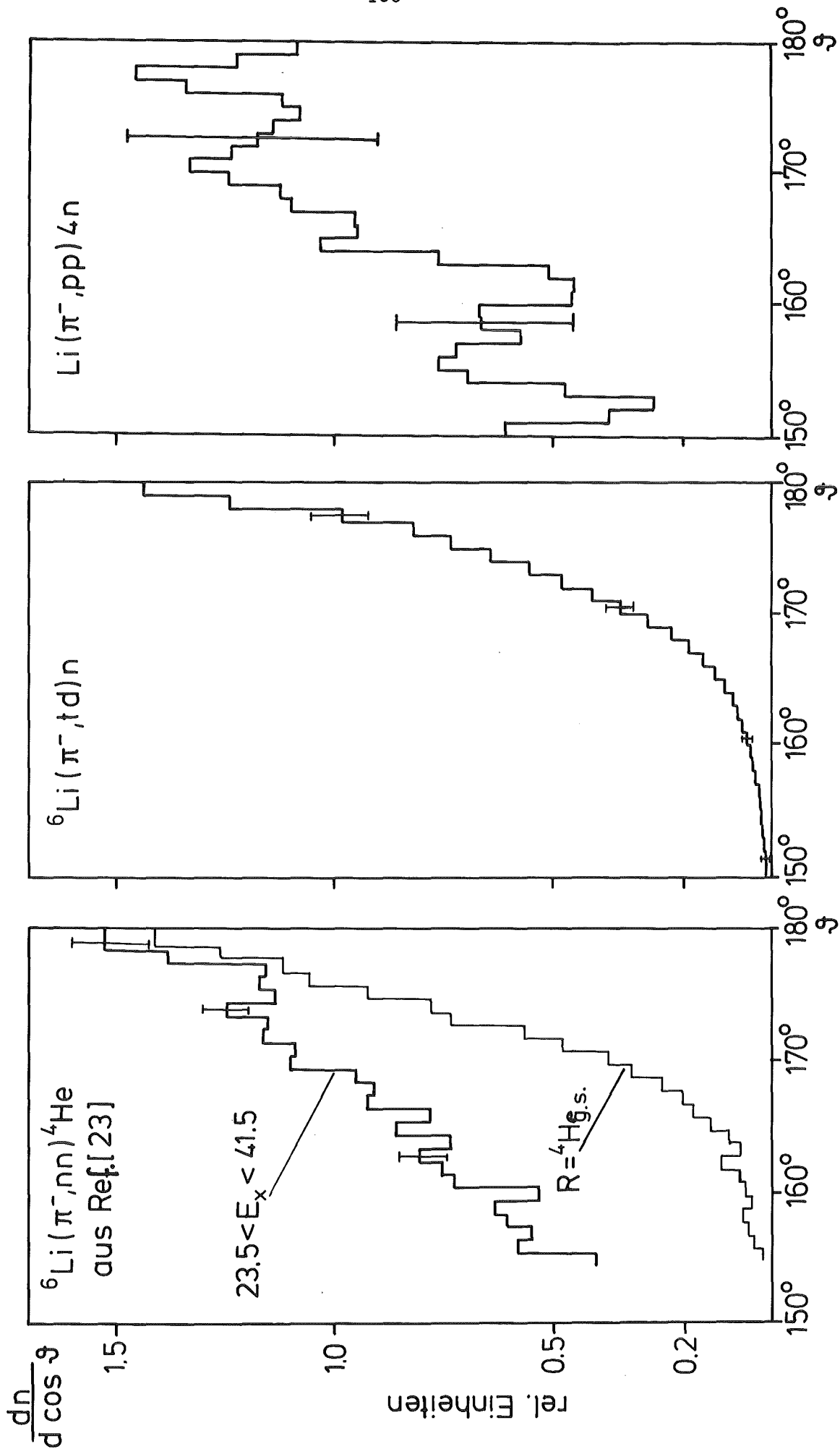
- Abbildung B1 -

$\frac{dn}{d\cos\vartheta}$

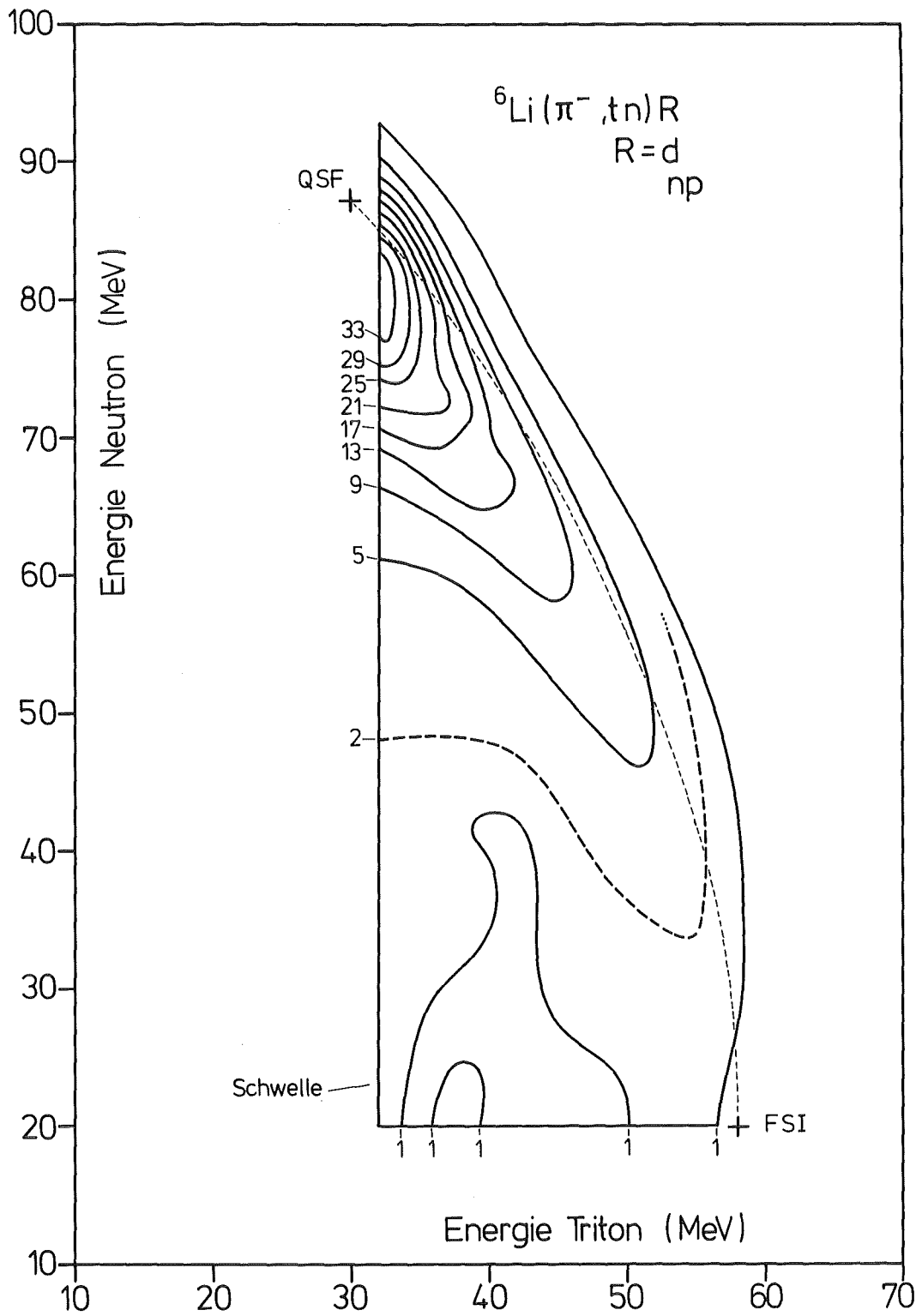
rel. Einheiten



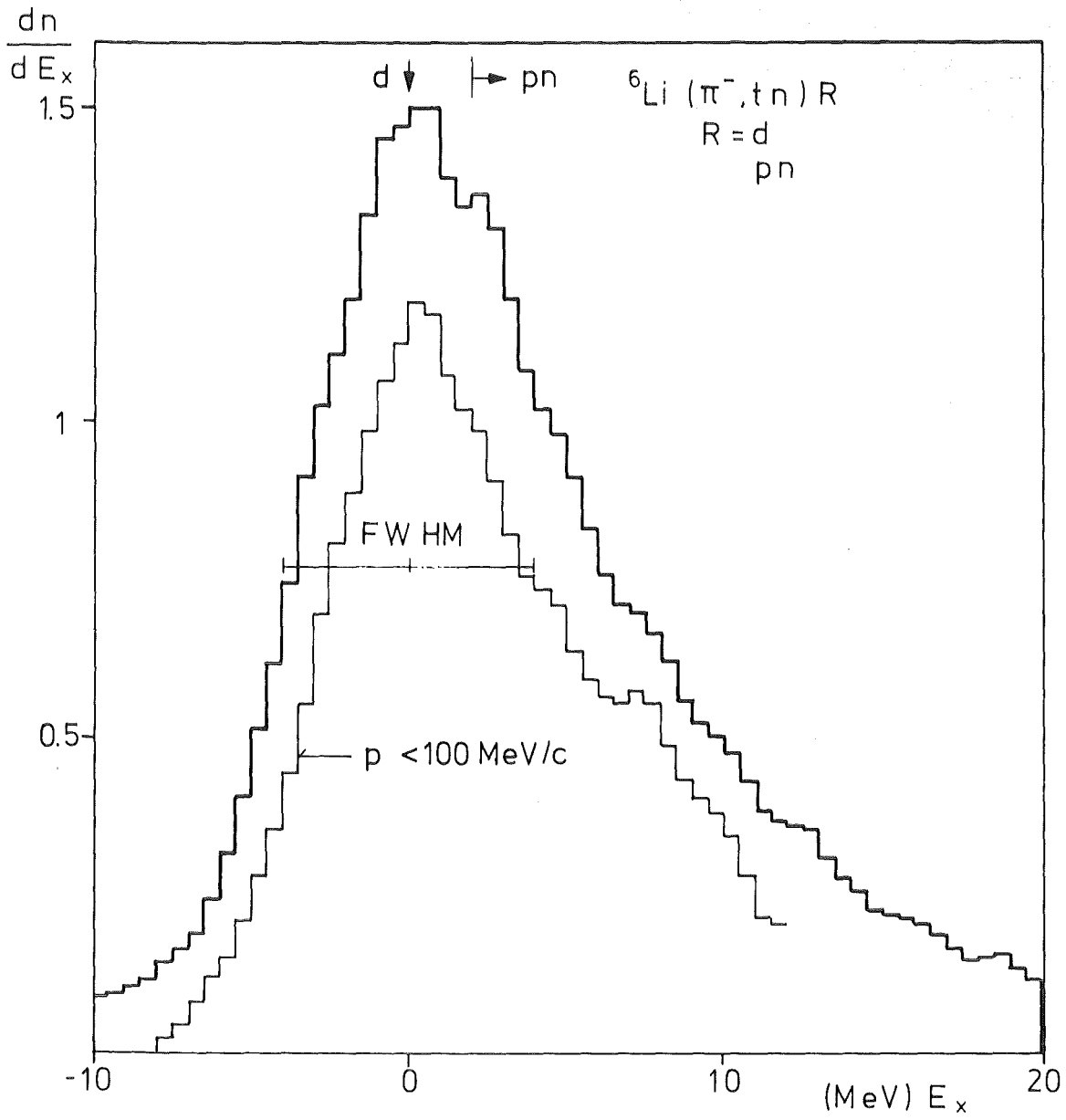
- Abbildung B2 -



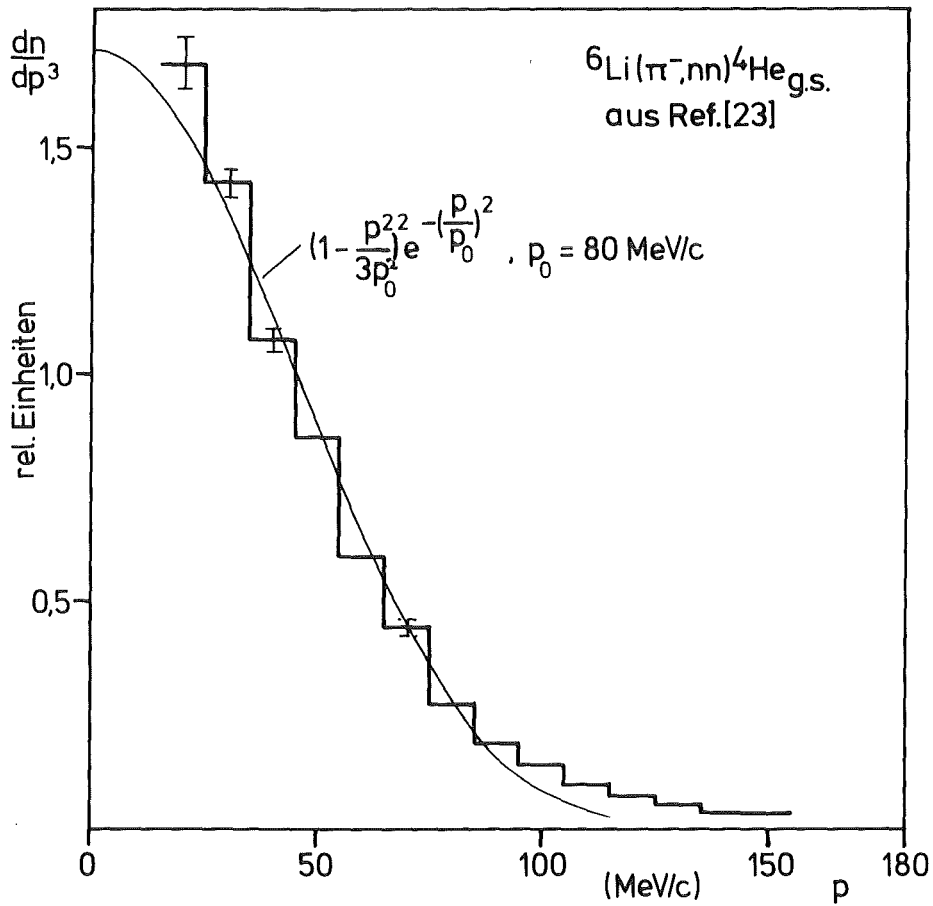
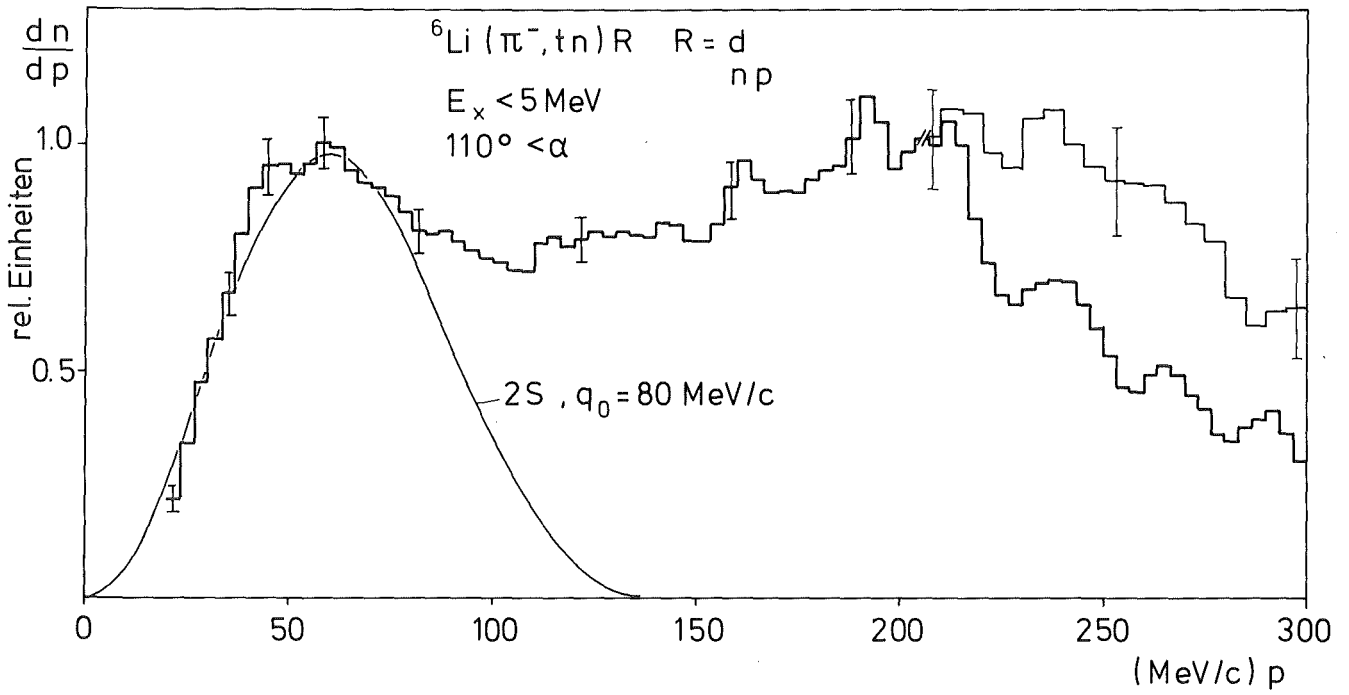
- Abbildung B3 -



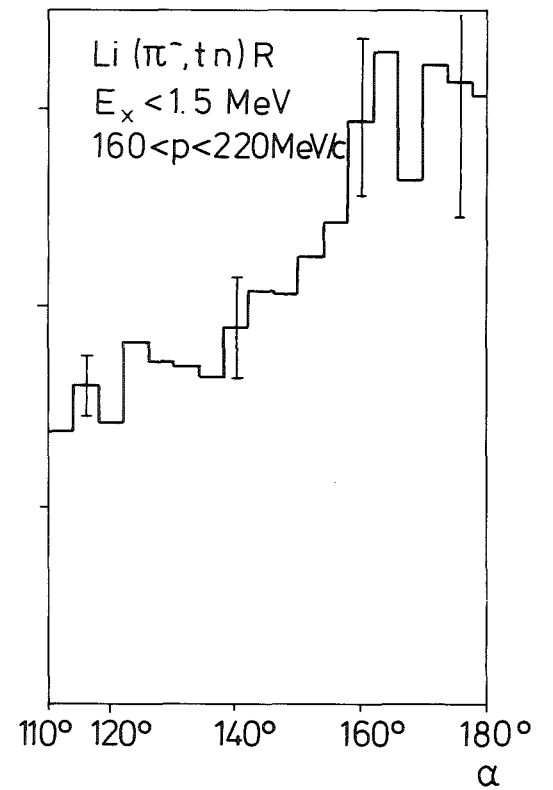
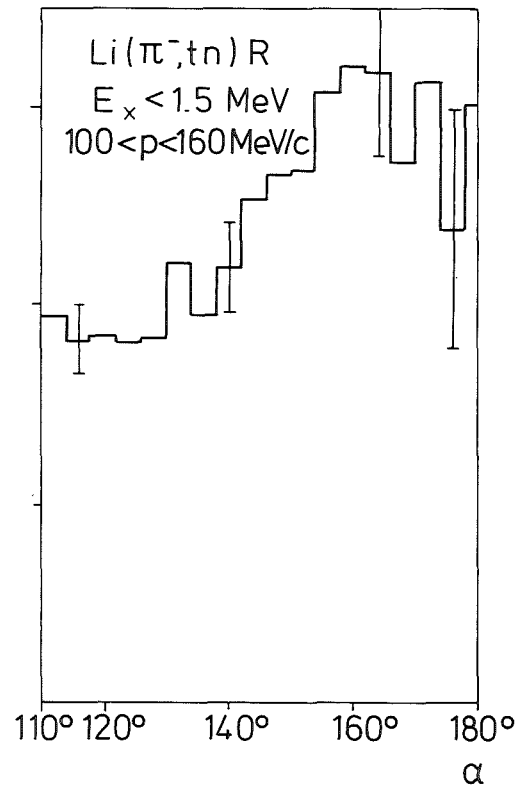
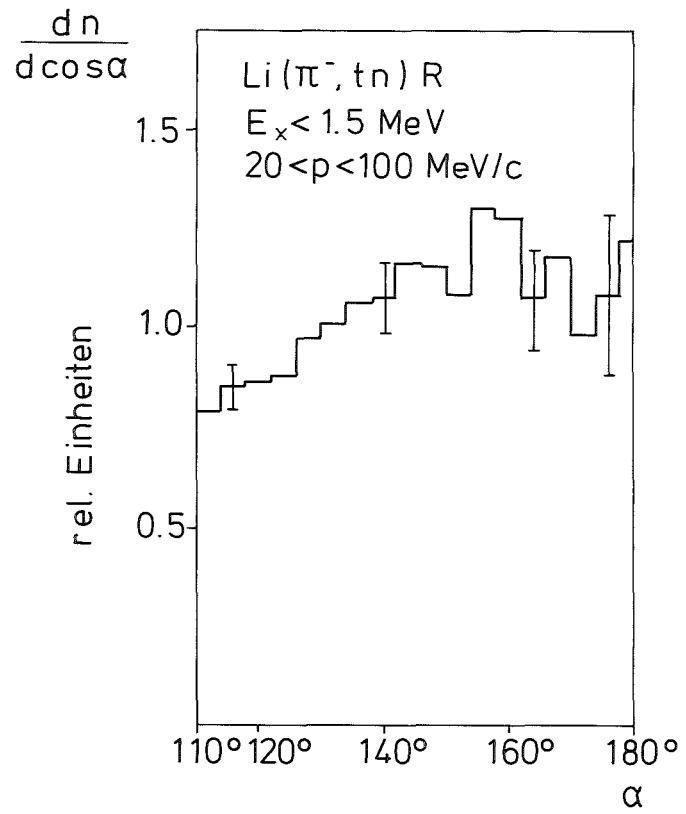
- Abbildung B4 -



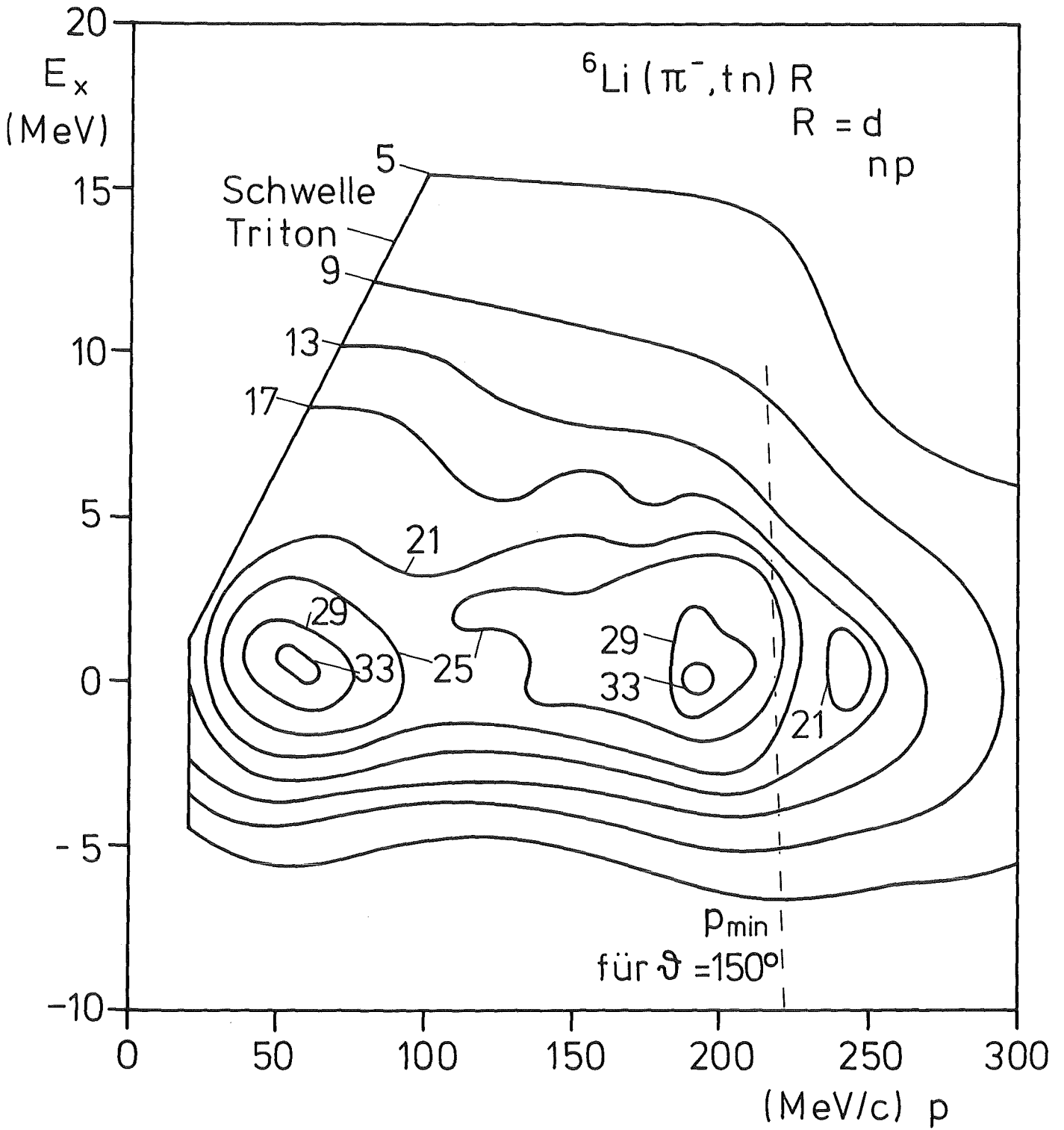
- Abbildung B5 -



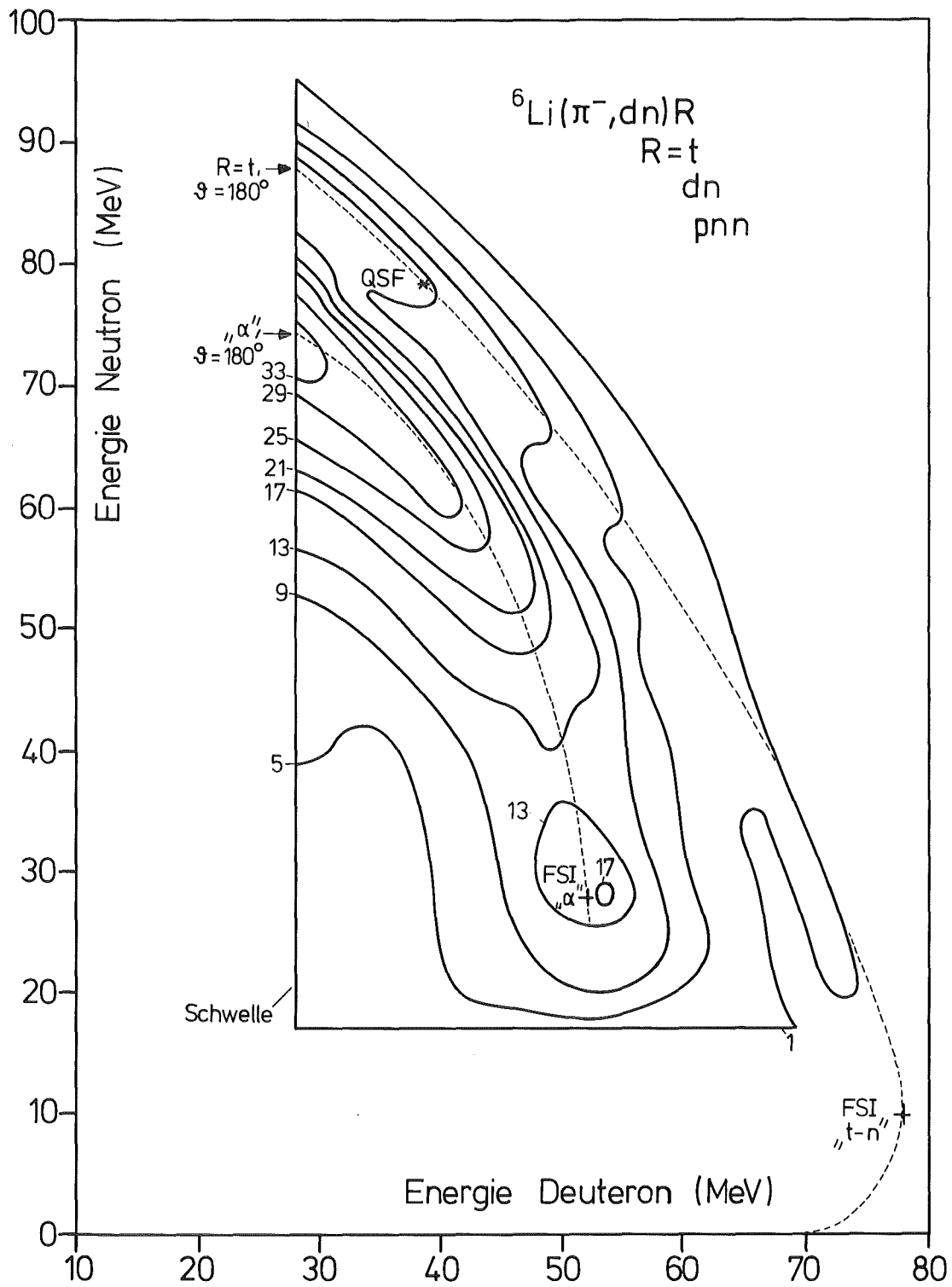
- Abbildung B6 -



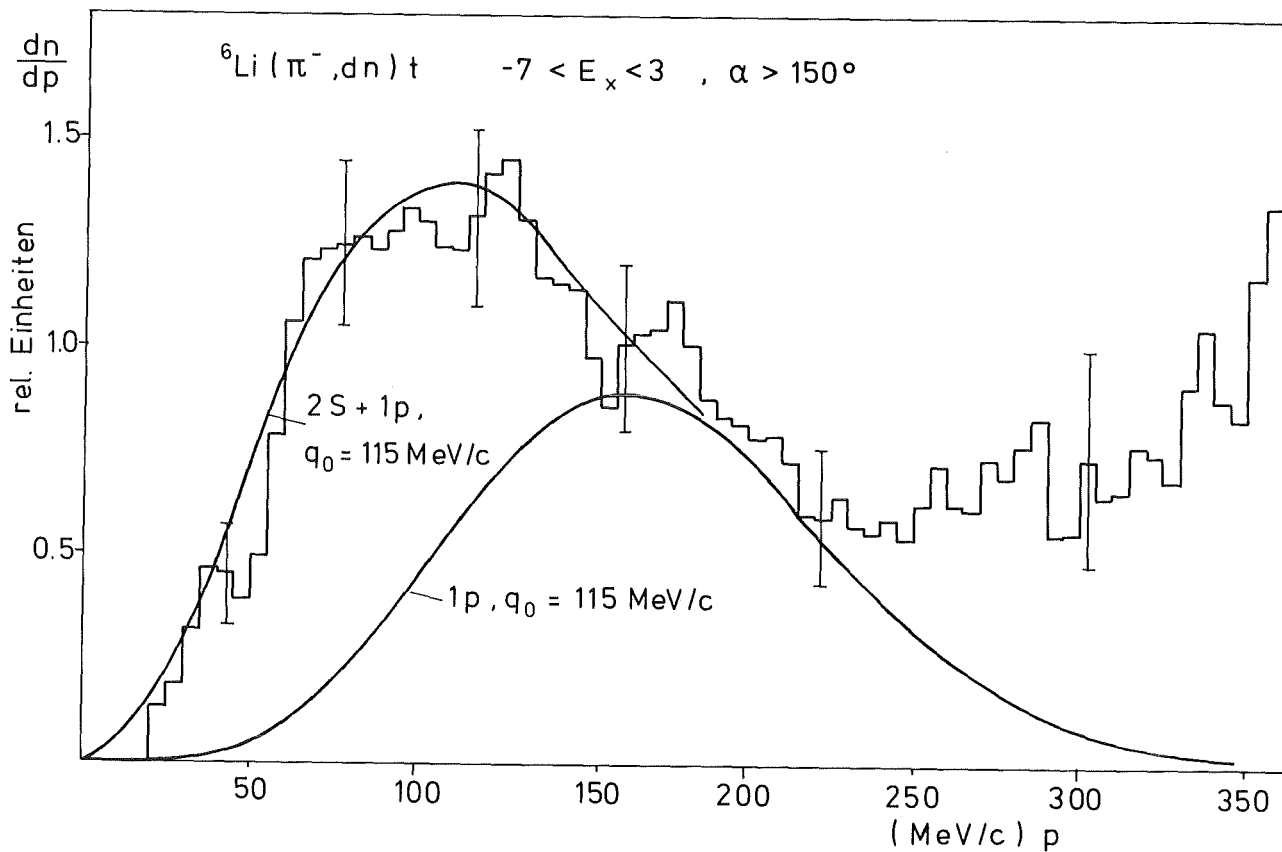
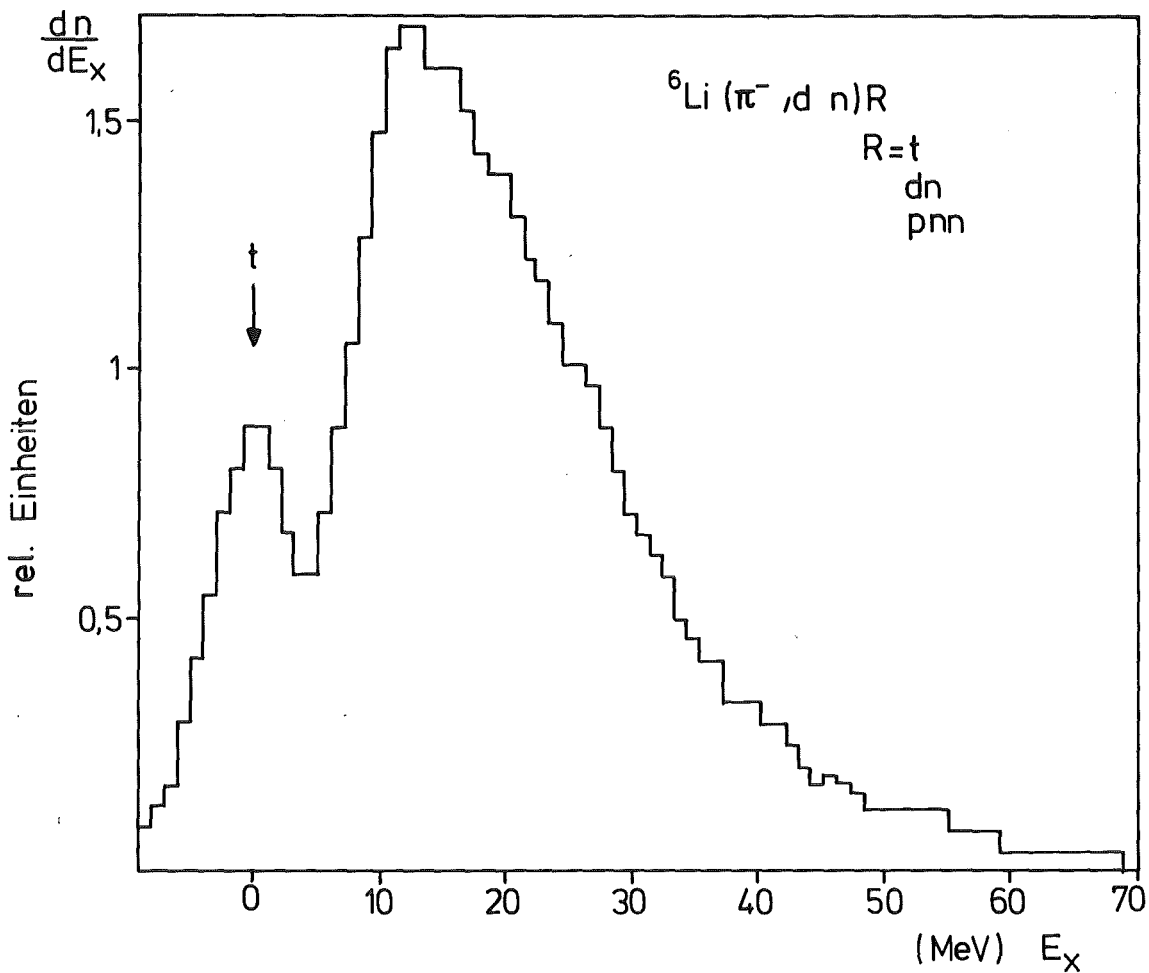
- Abbildung B7 -

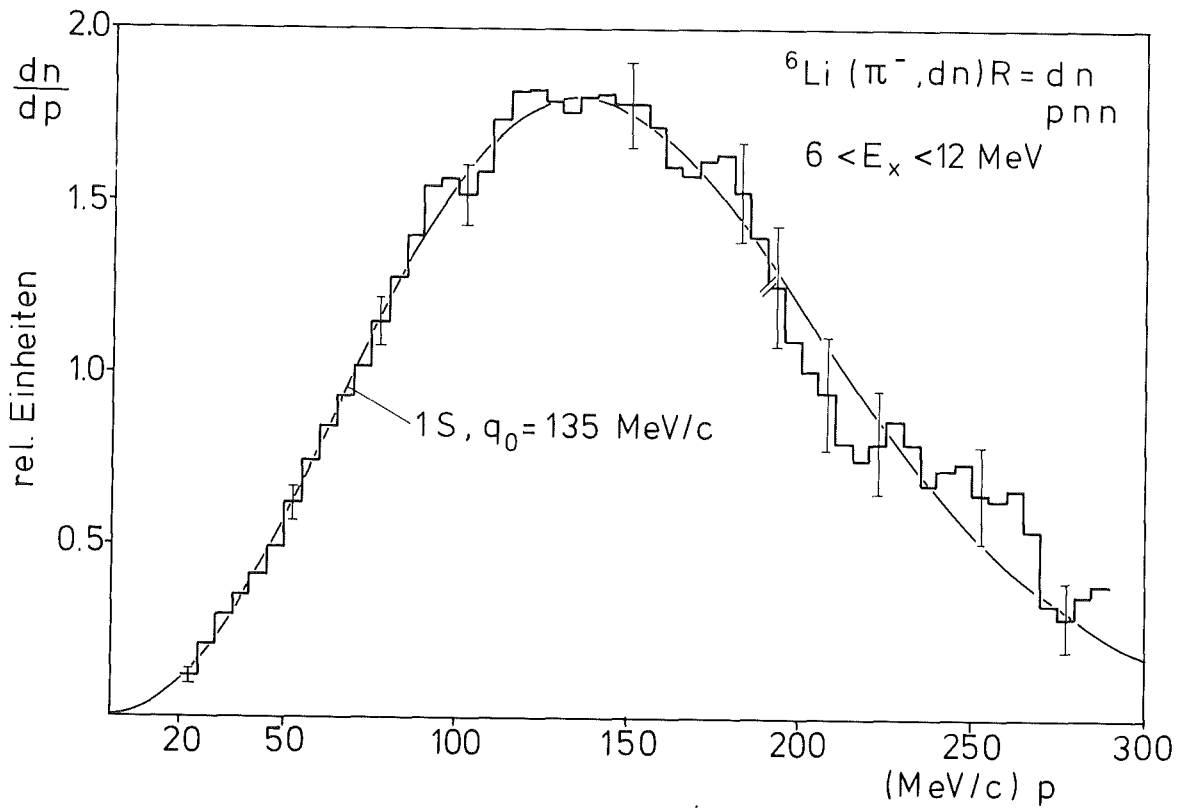
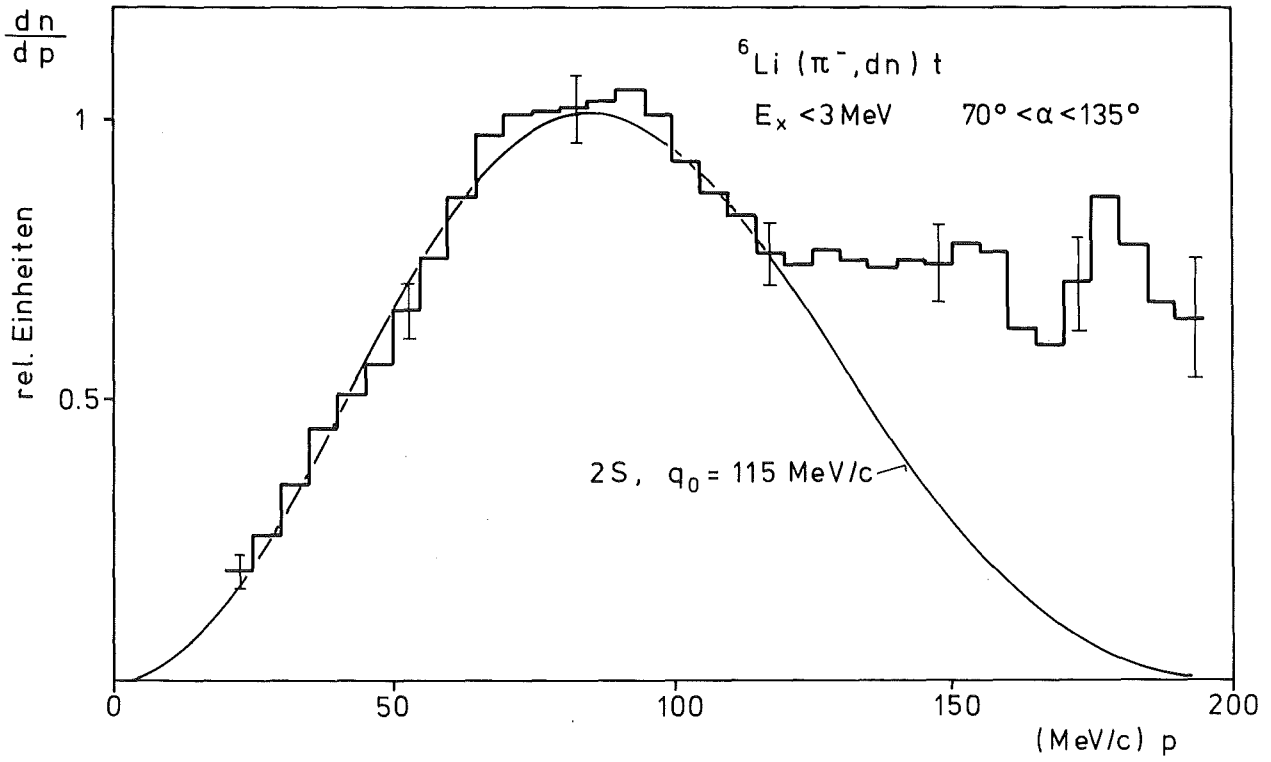


- Abbildung B8 -

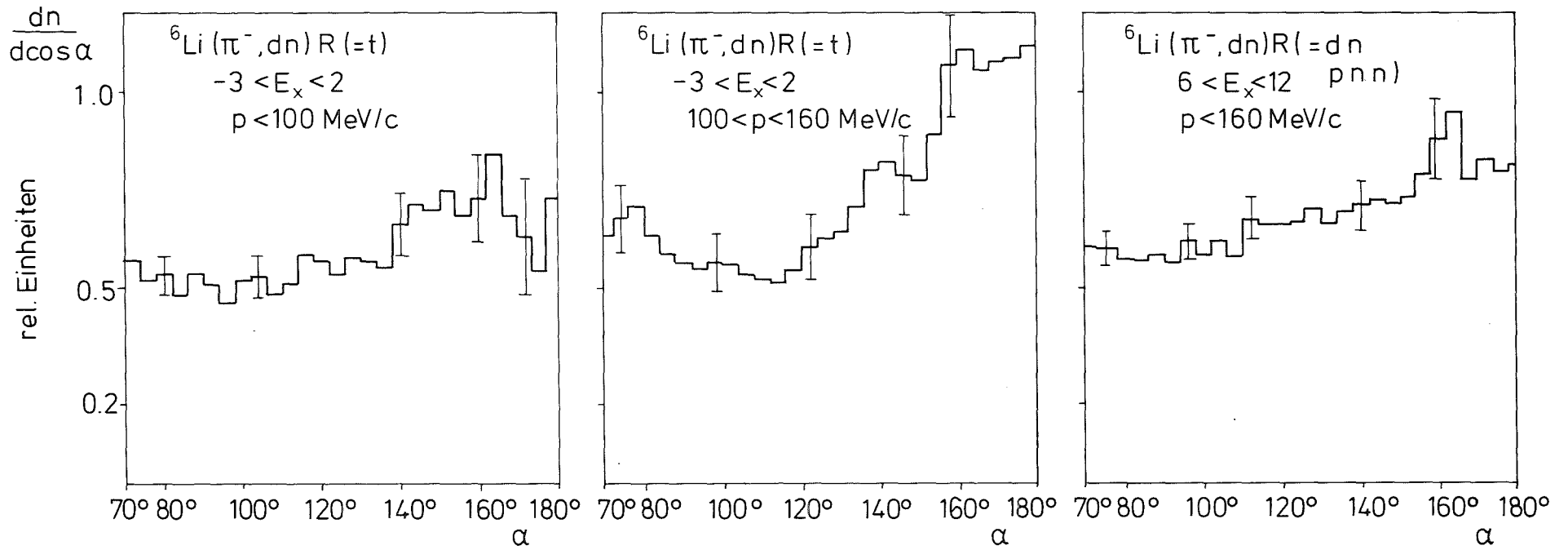


- Abbildung B9 -

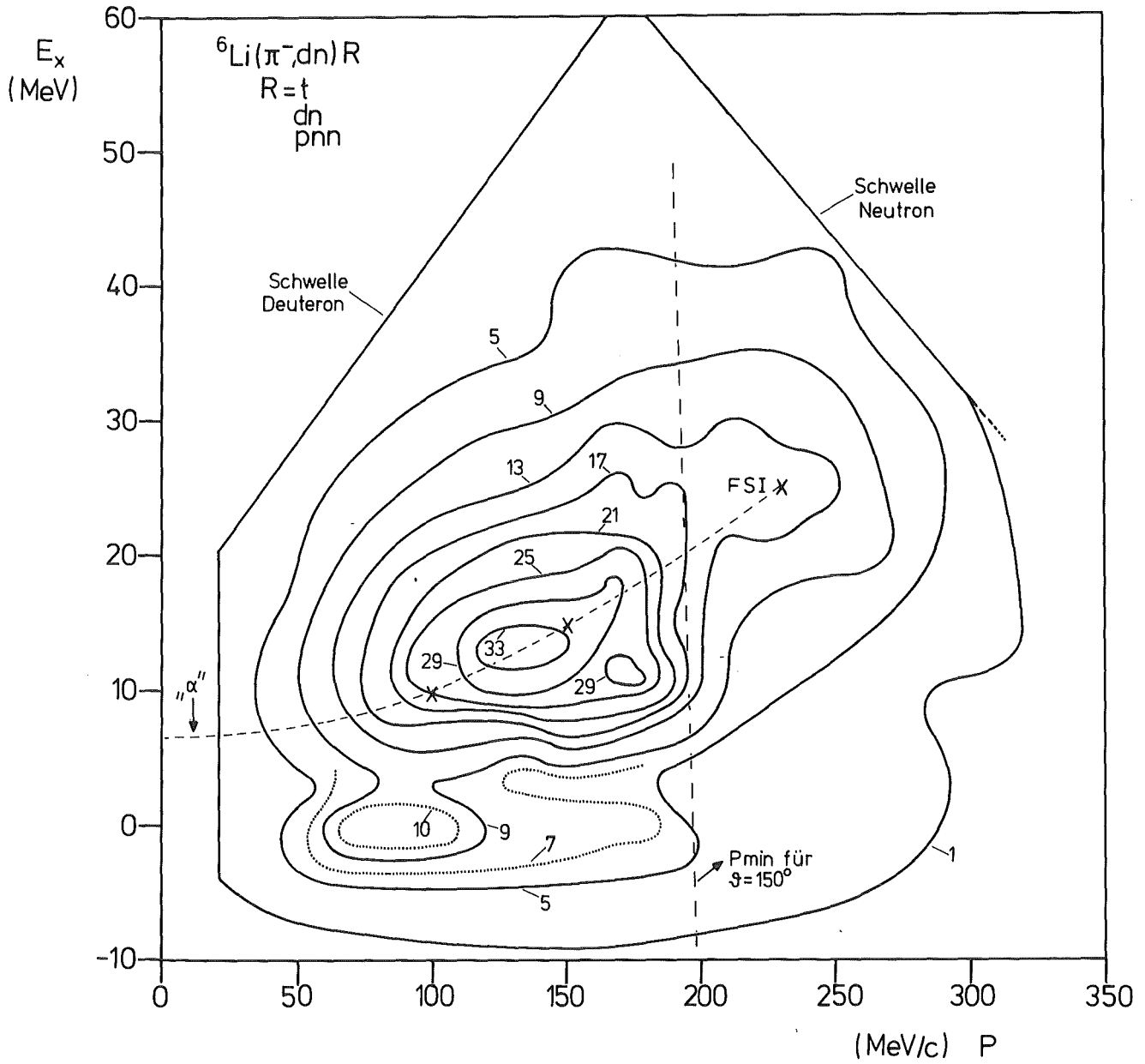




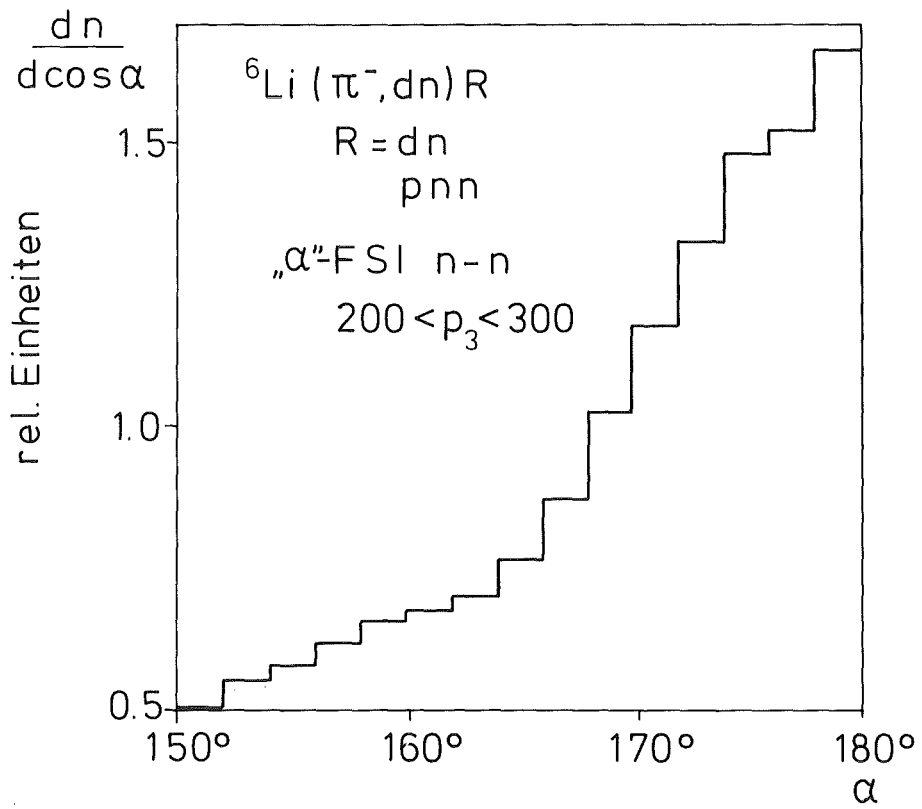
- Abbildung B11 -



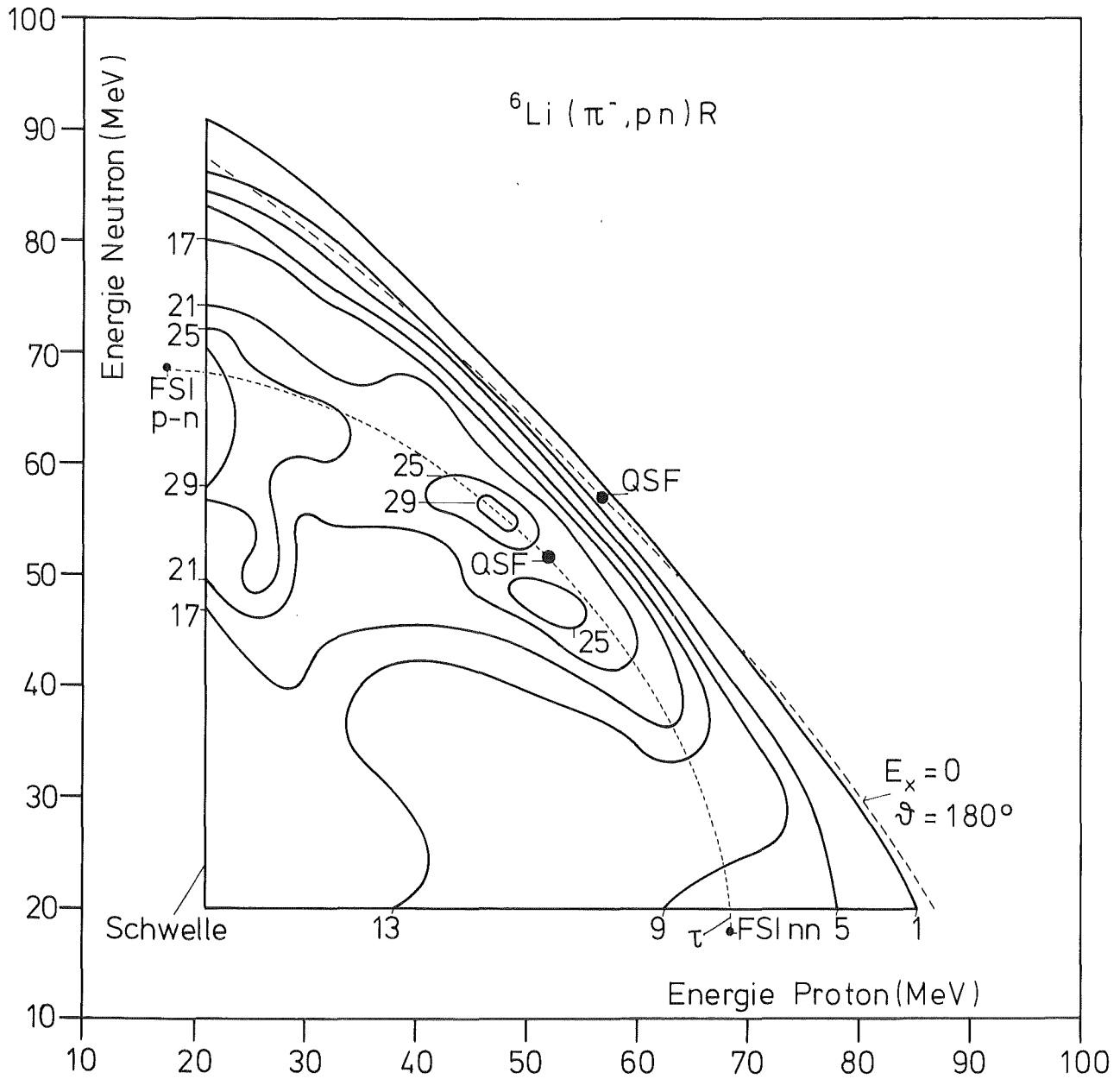
- Abbildung B12 -



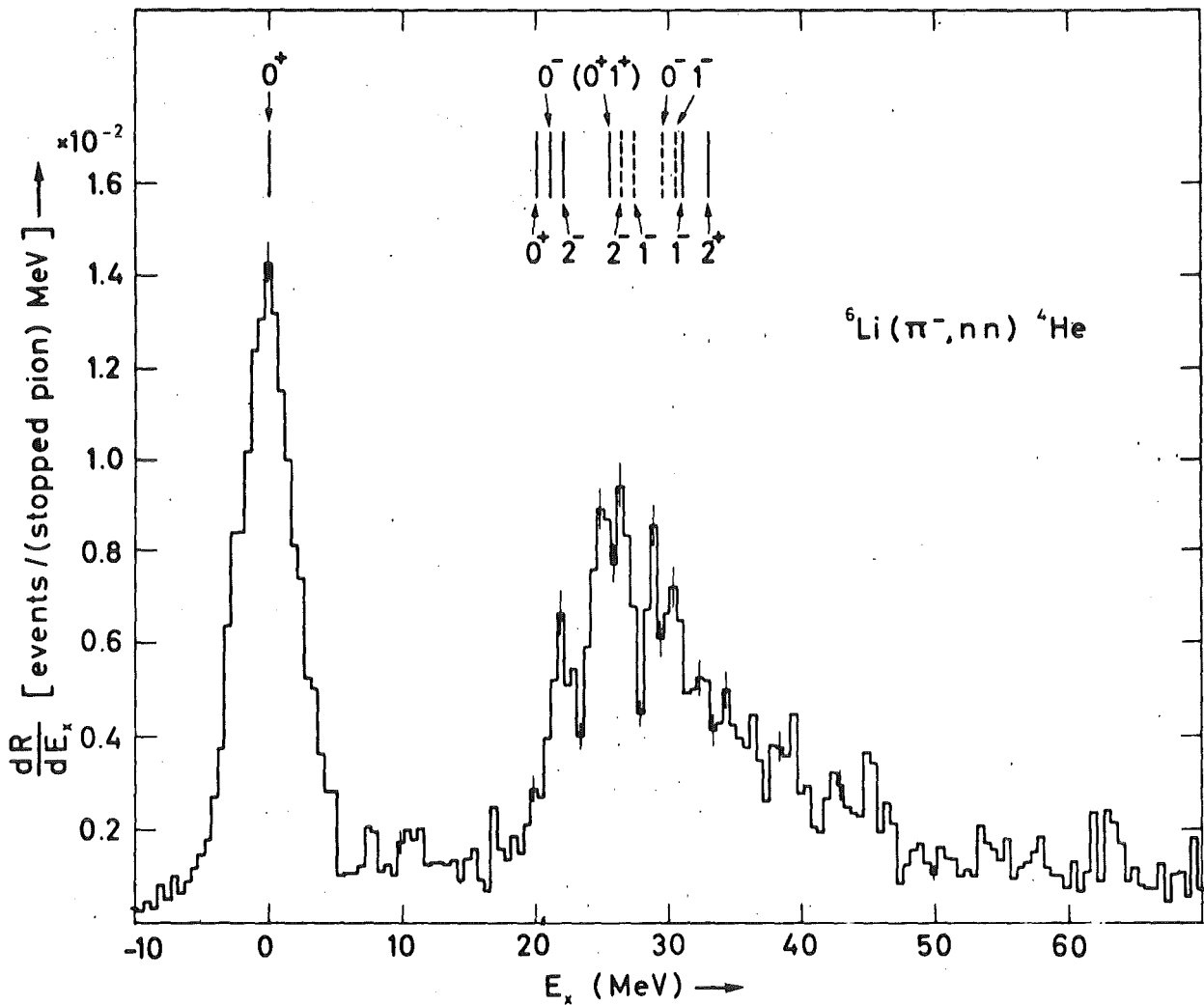
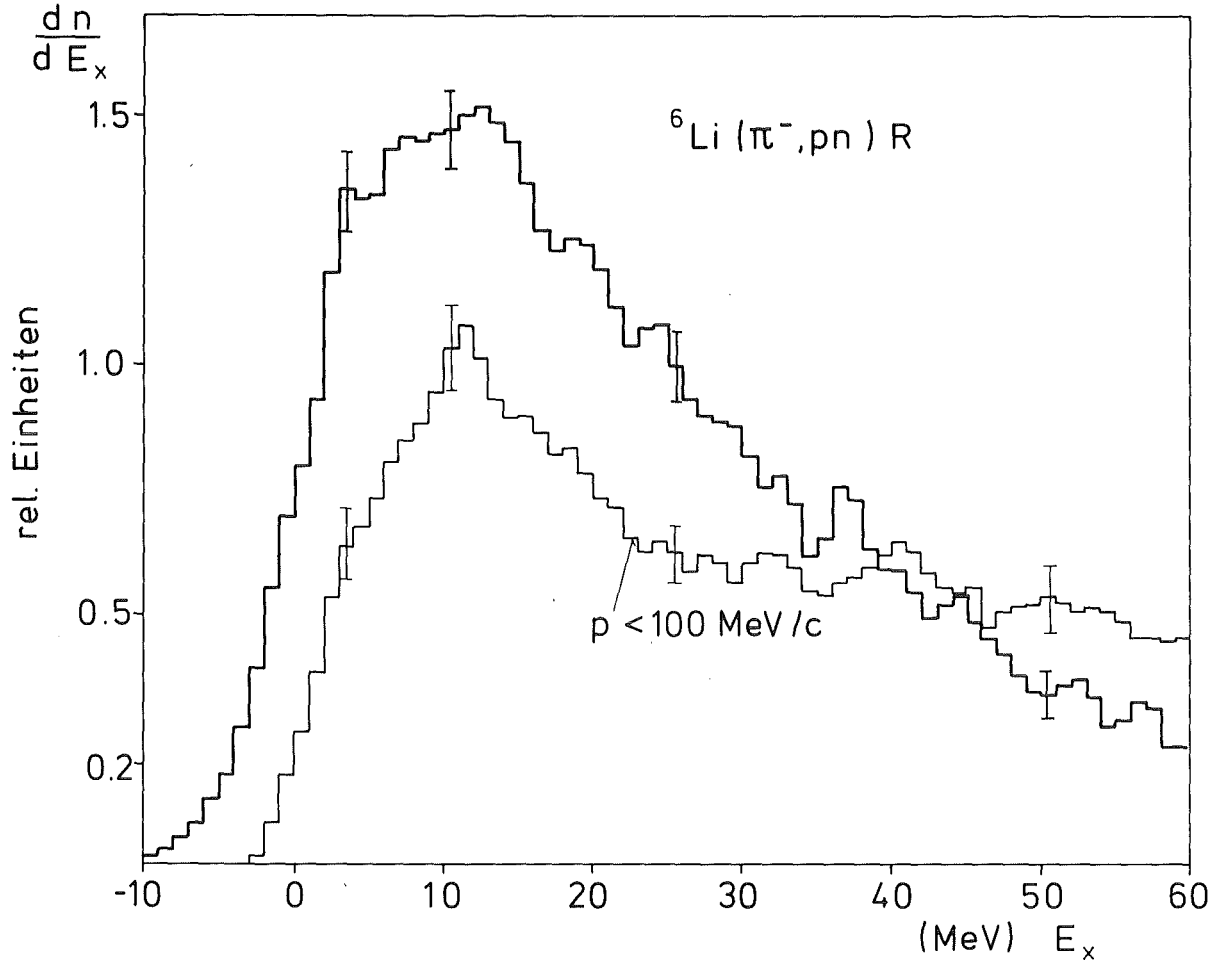
- Abbildung B13 -

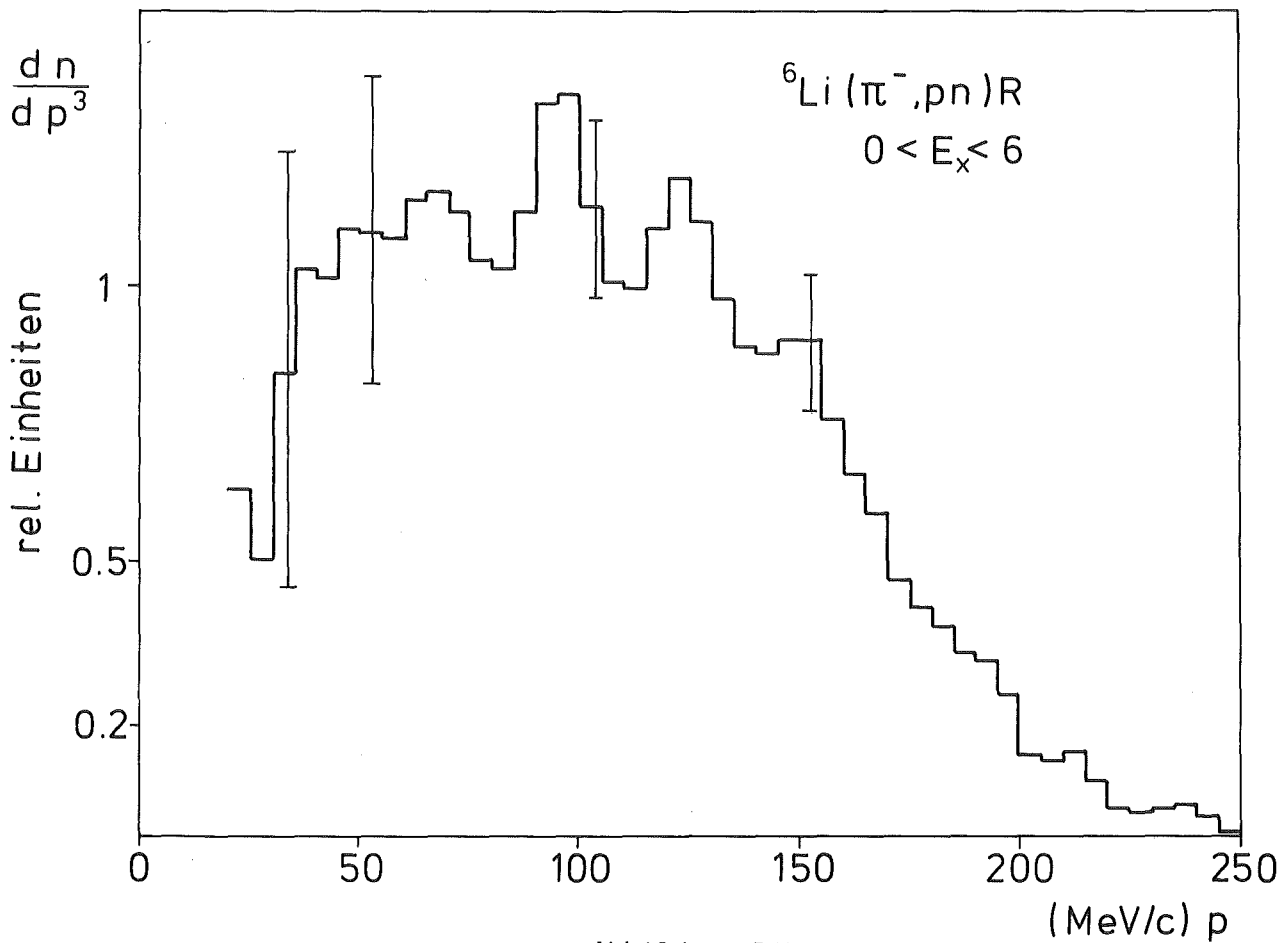
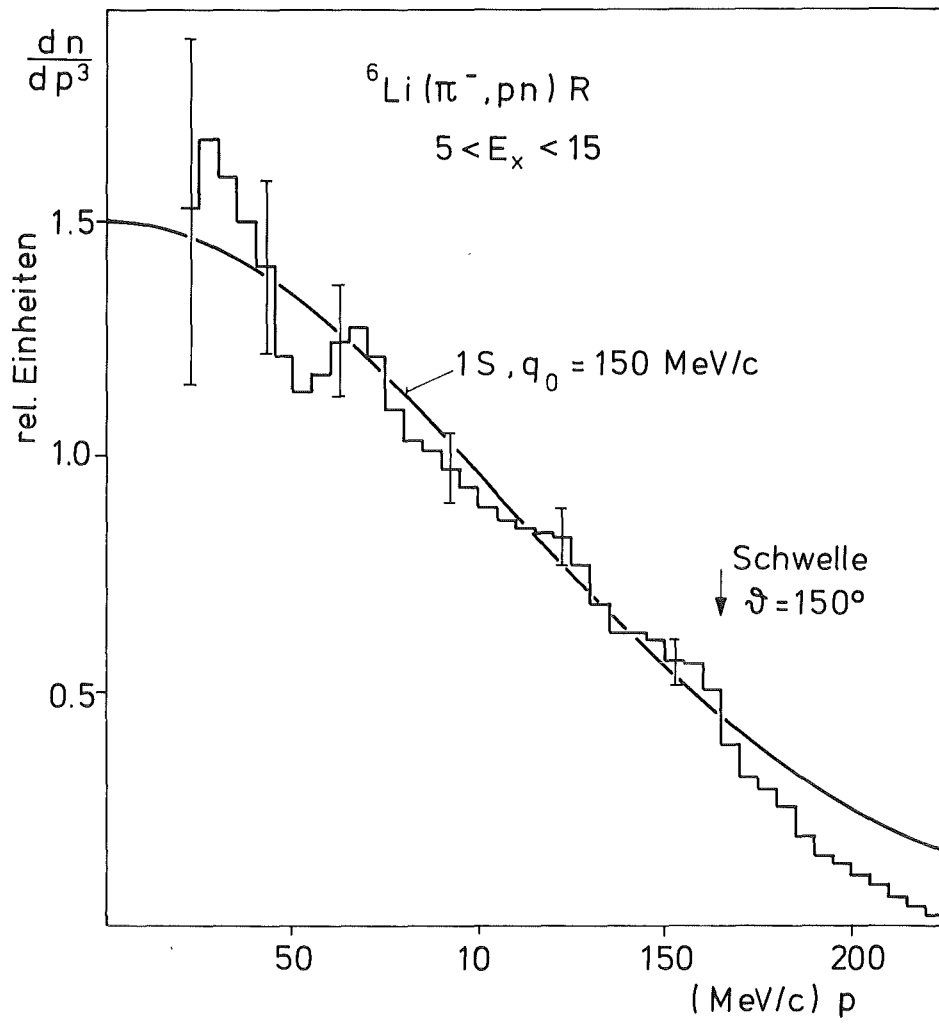


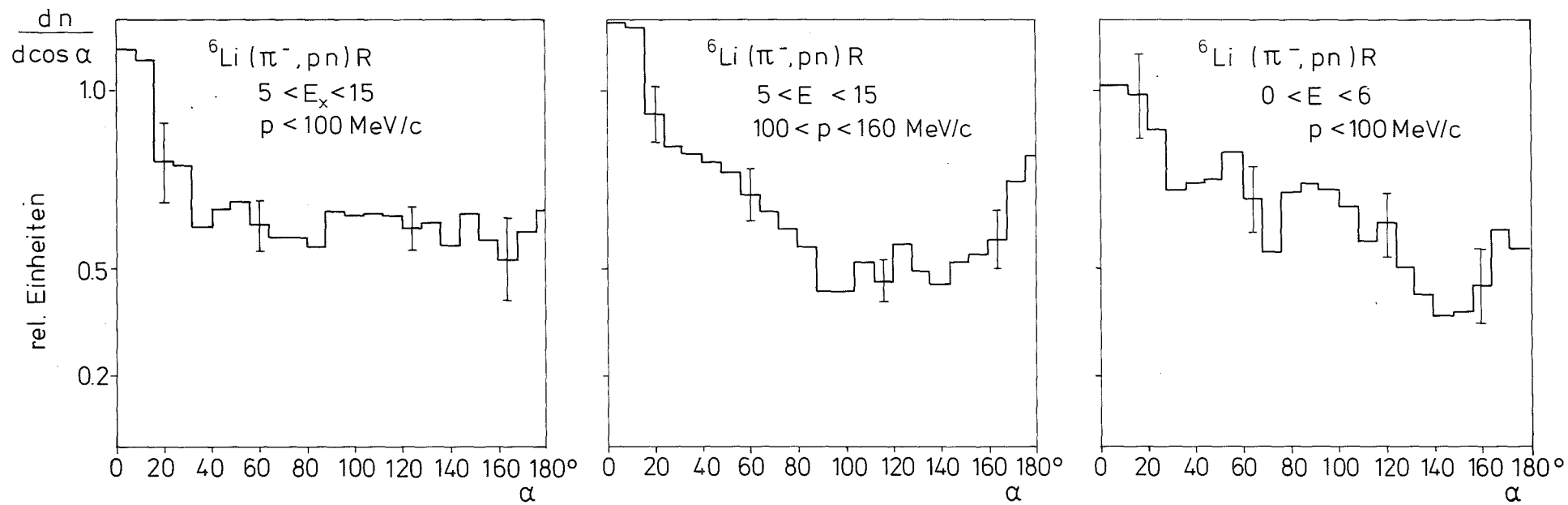
- Abbildung B14 -



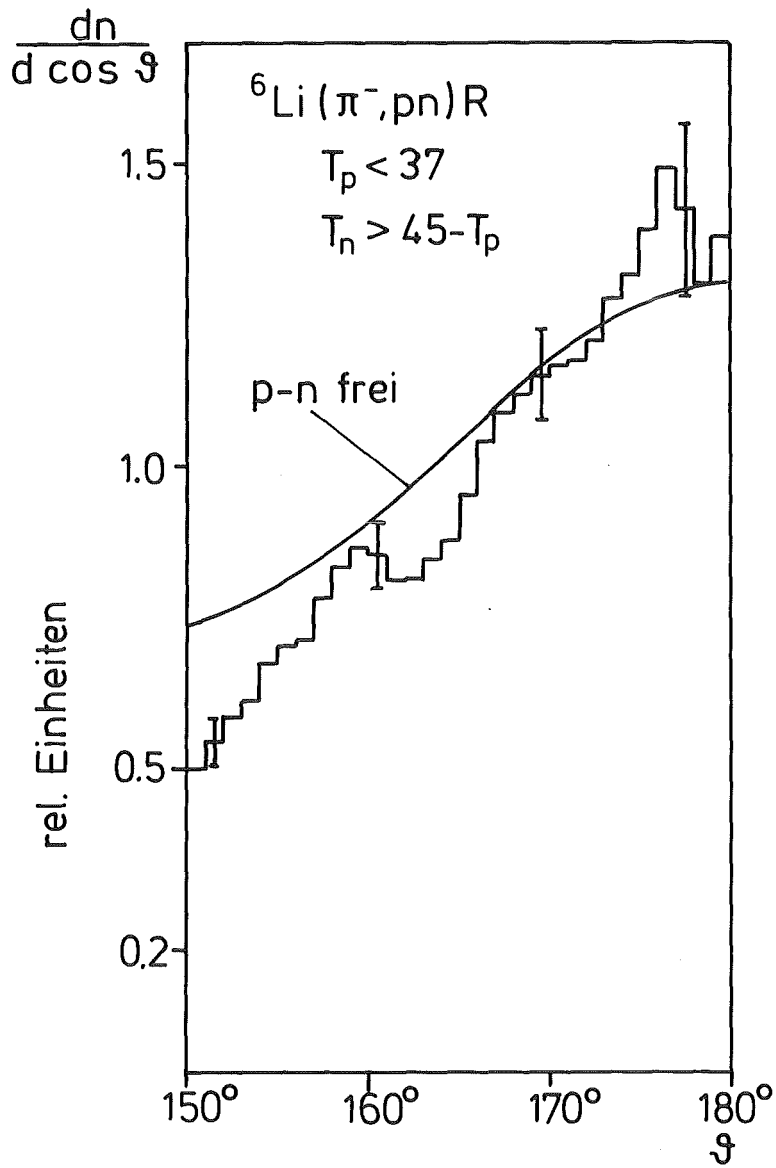
- Abbildung B15 -



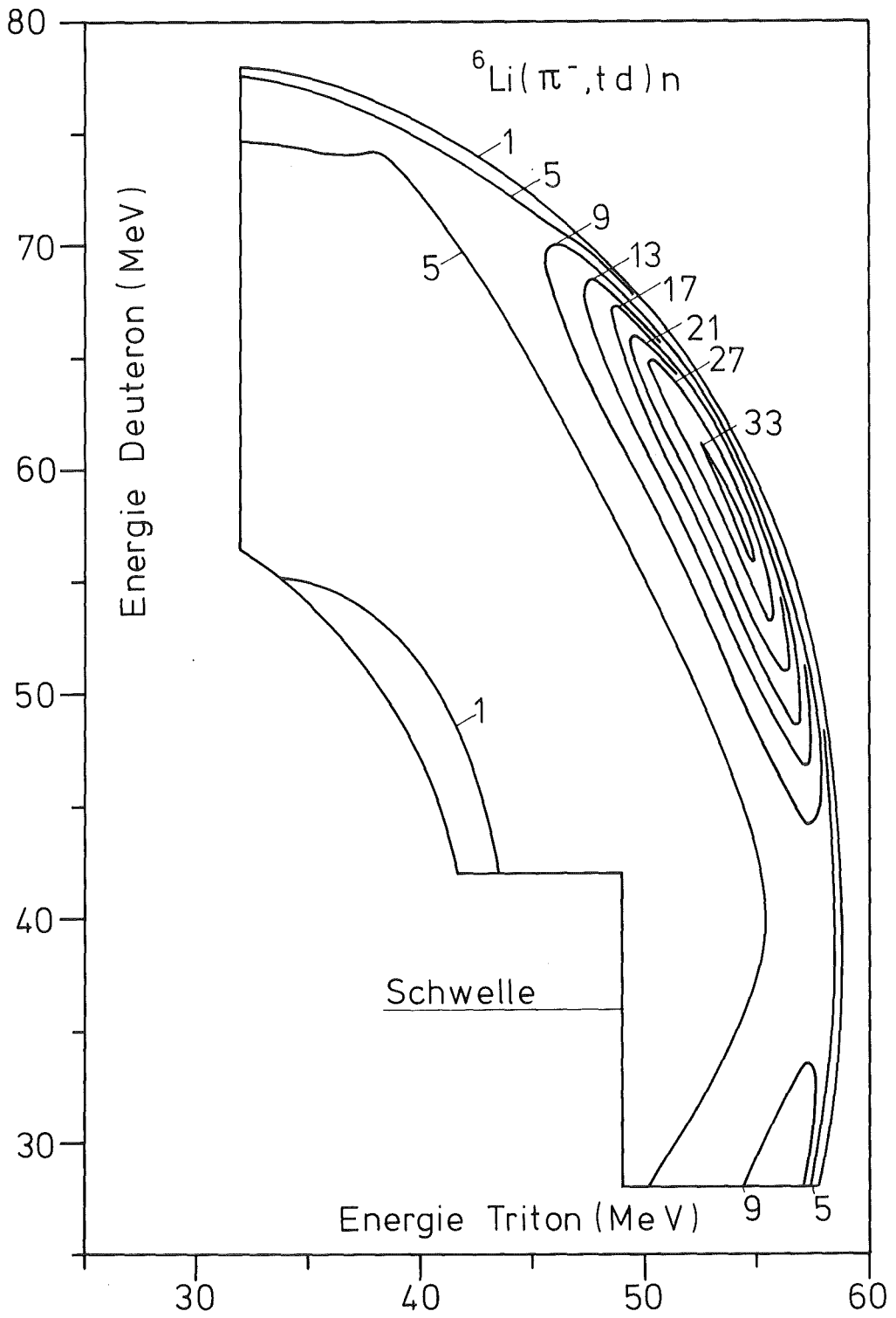




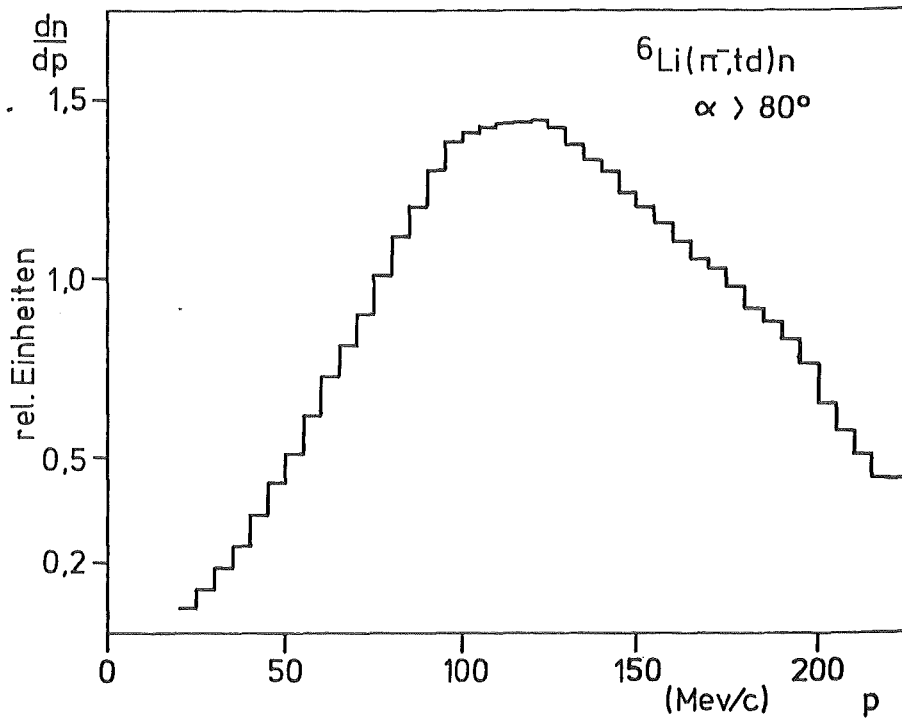
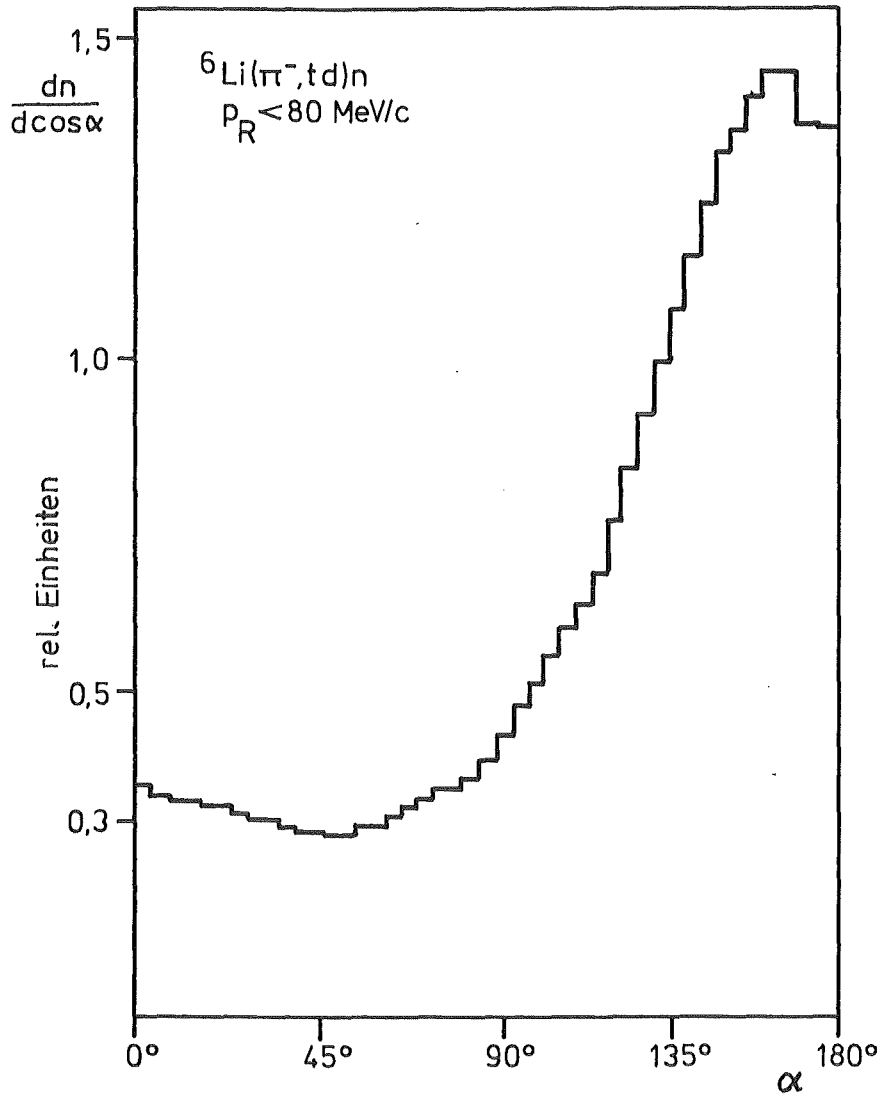
- Abbildung B18 -



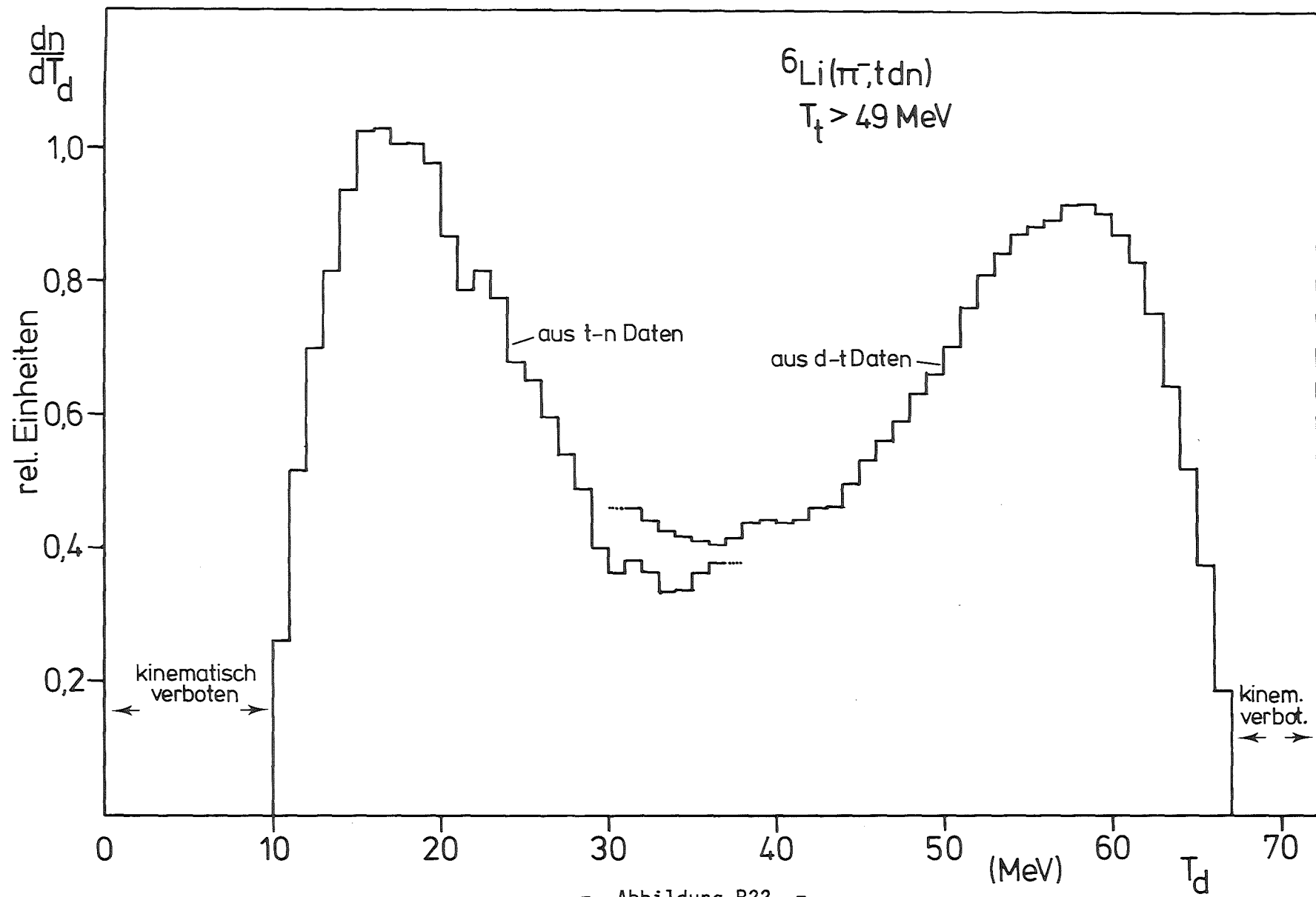
- Abbildung B19 -



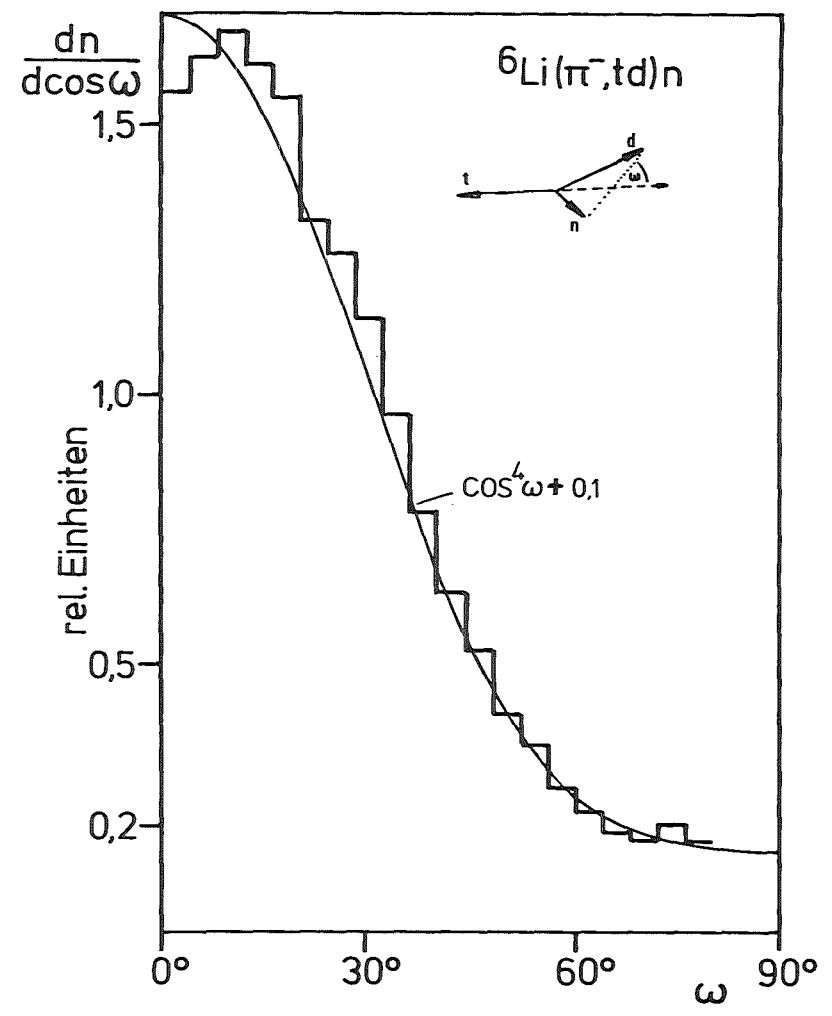
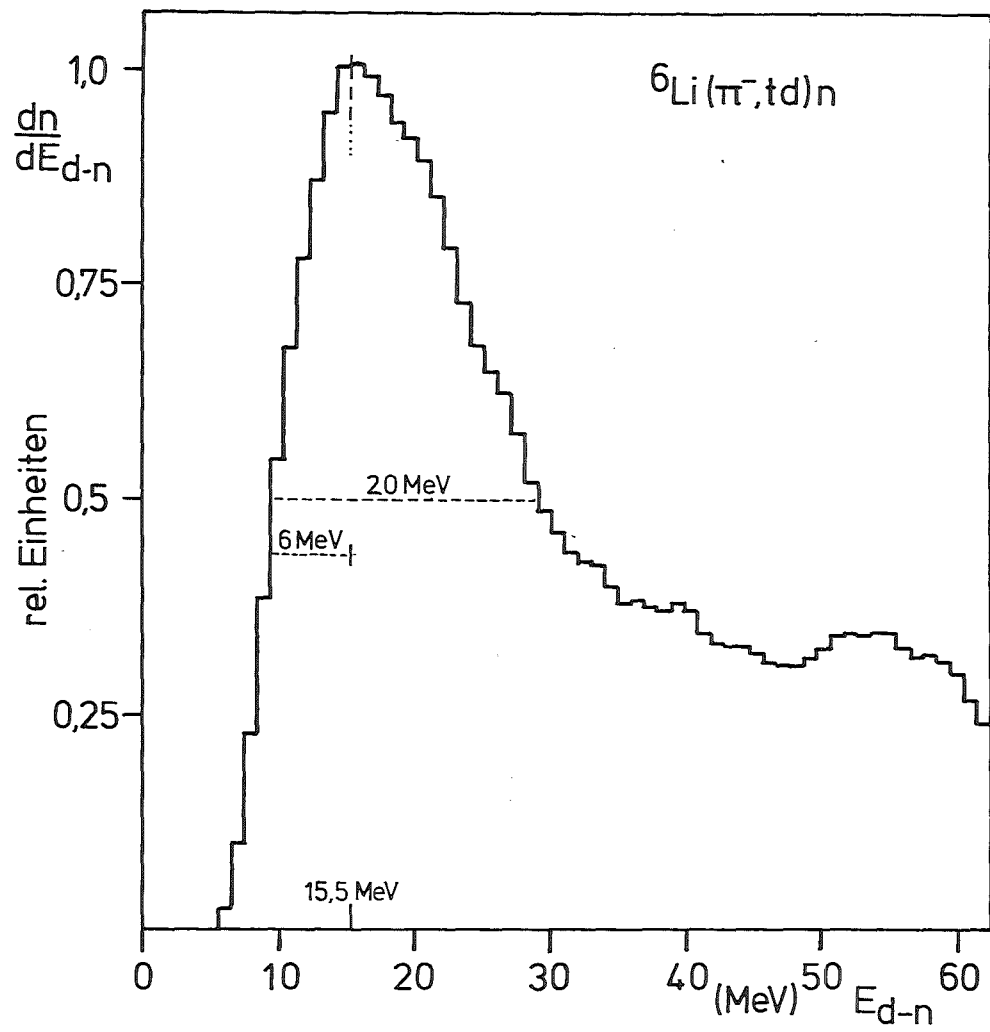
- Abbildung B20 -



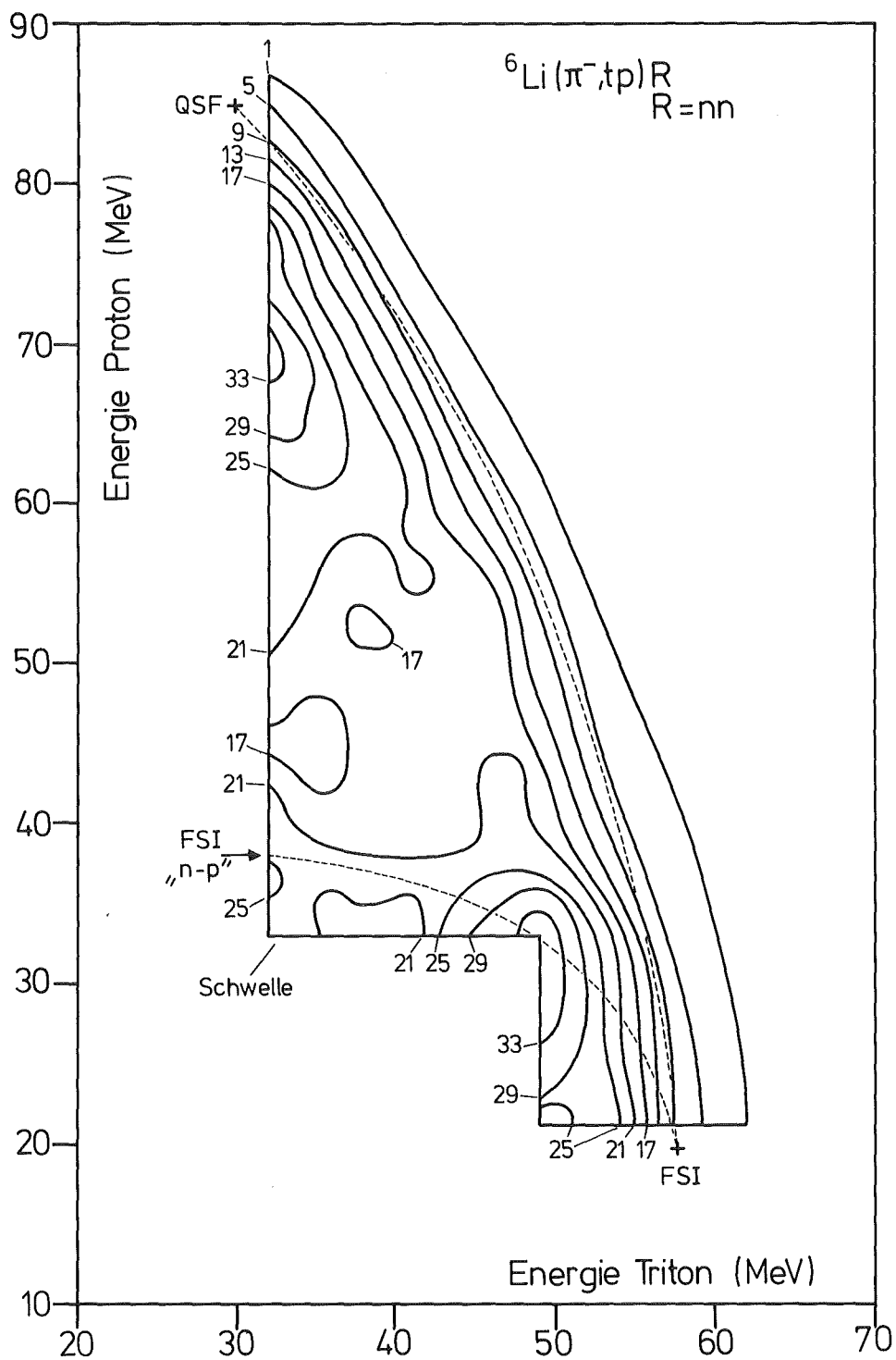
- Abbildung B21 -



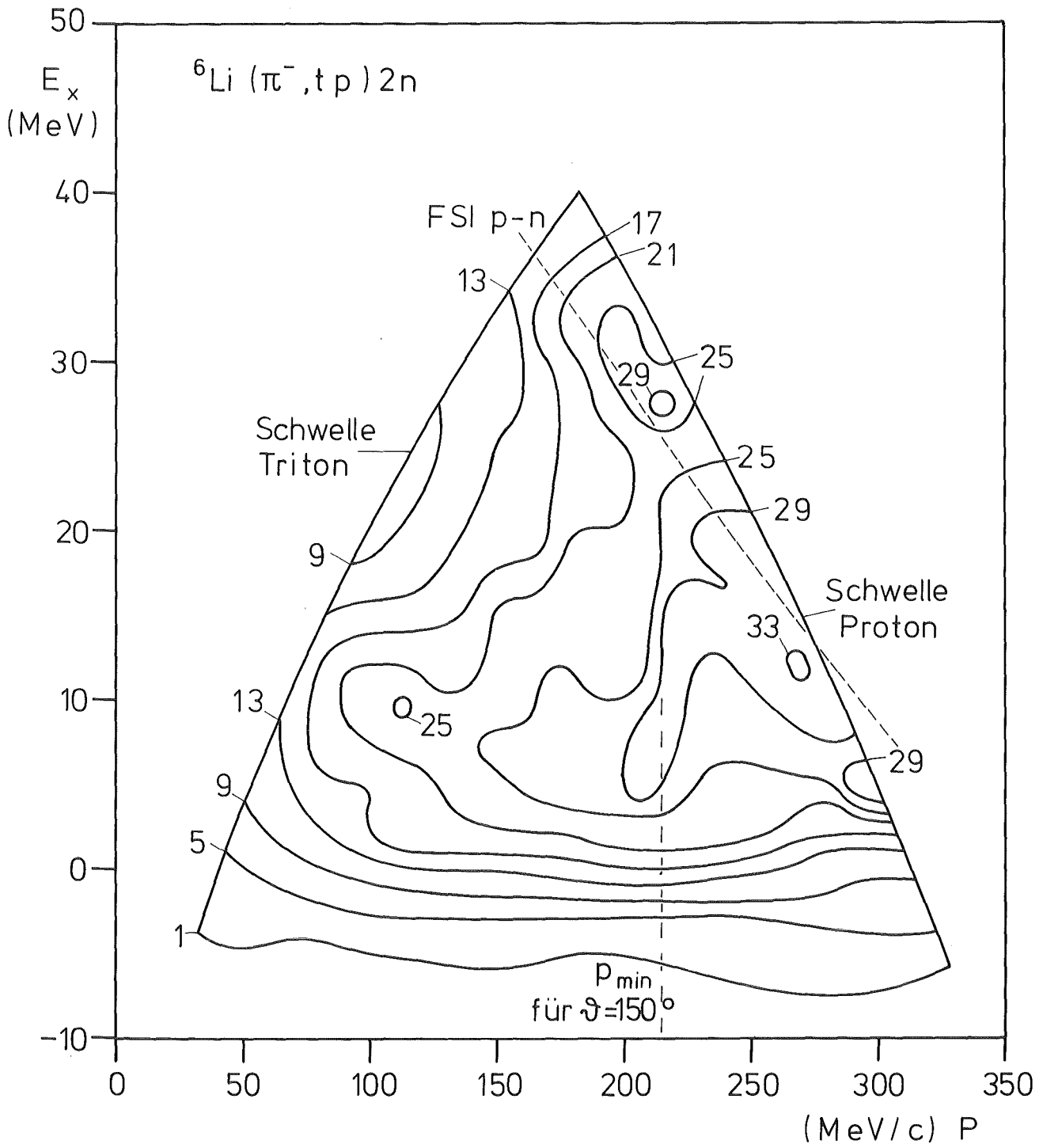
- Abbildung B22 -



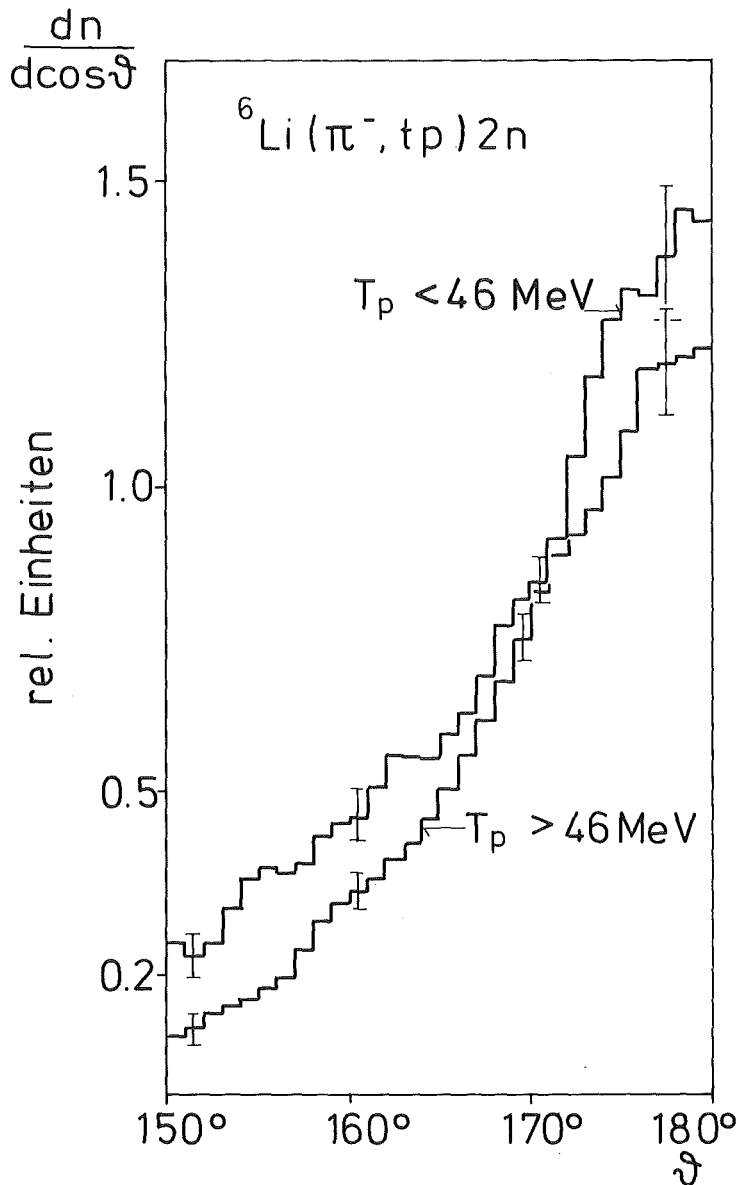
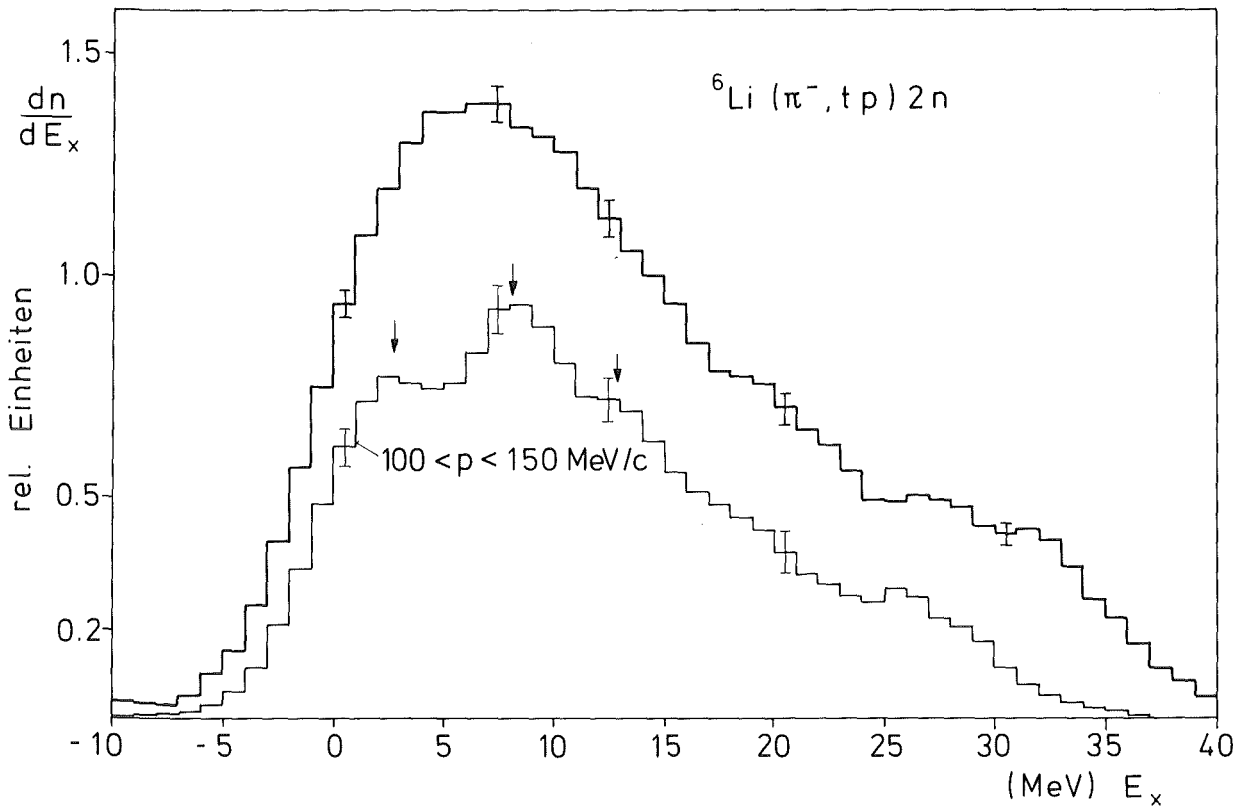
- Abbildung B23 -



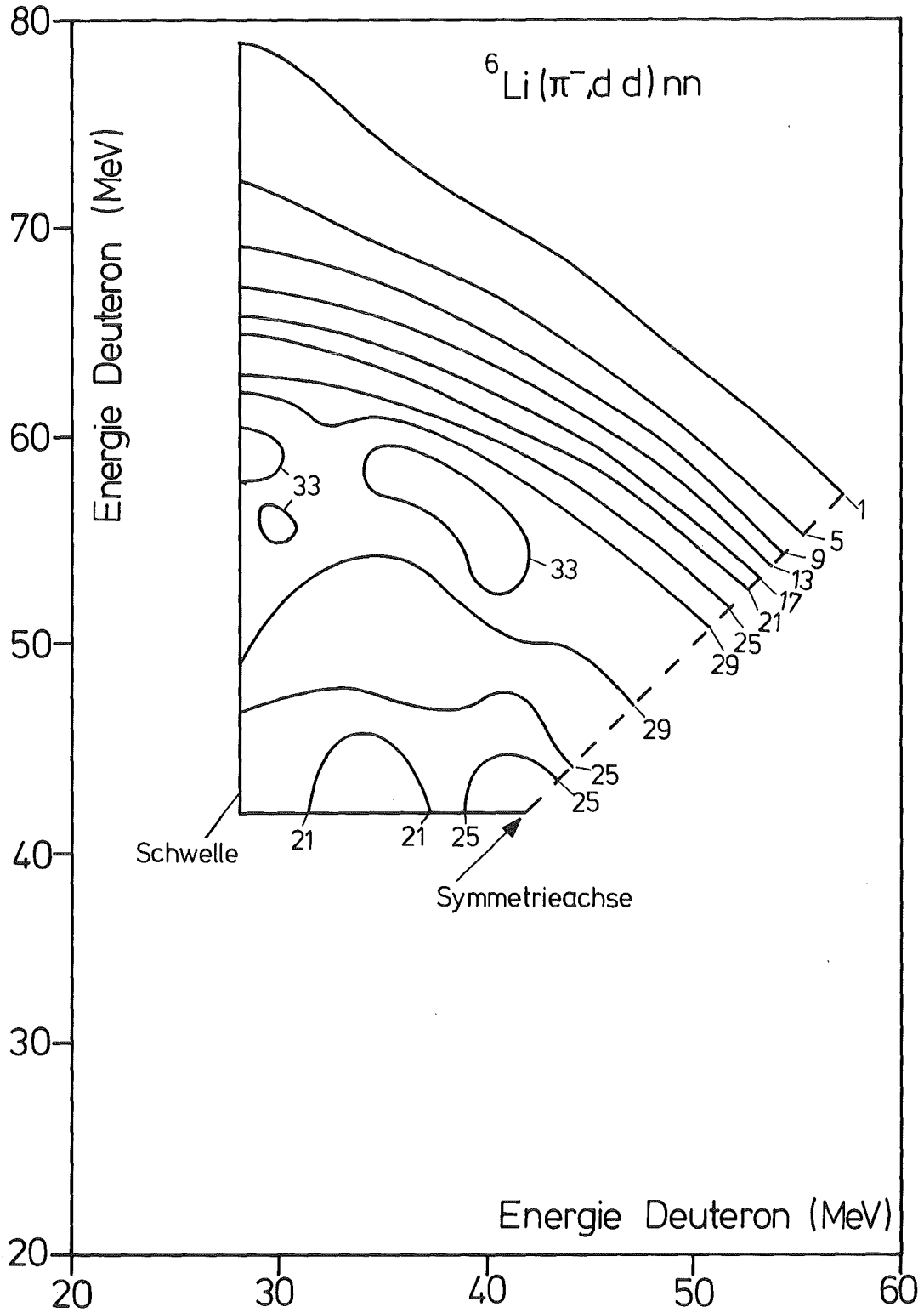
- Abbildung B24 -



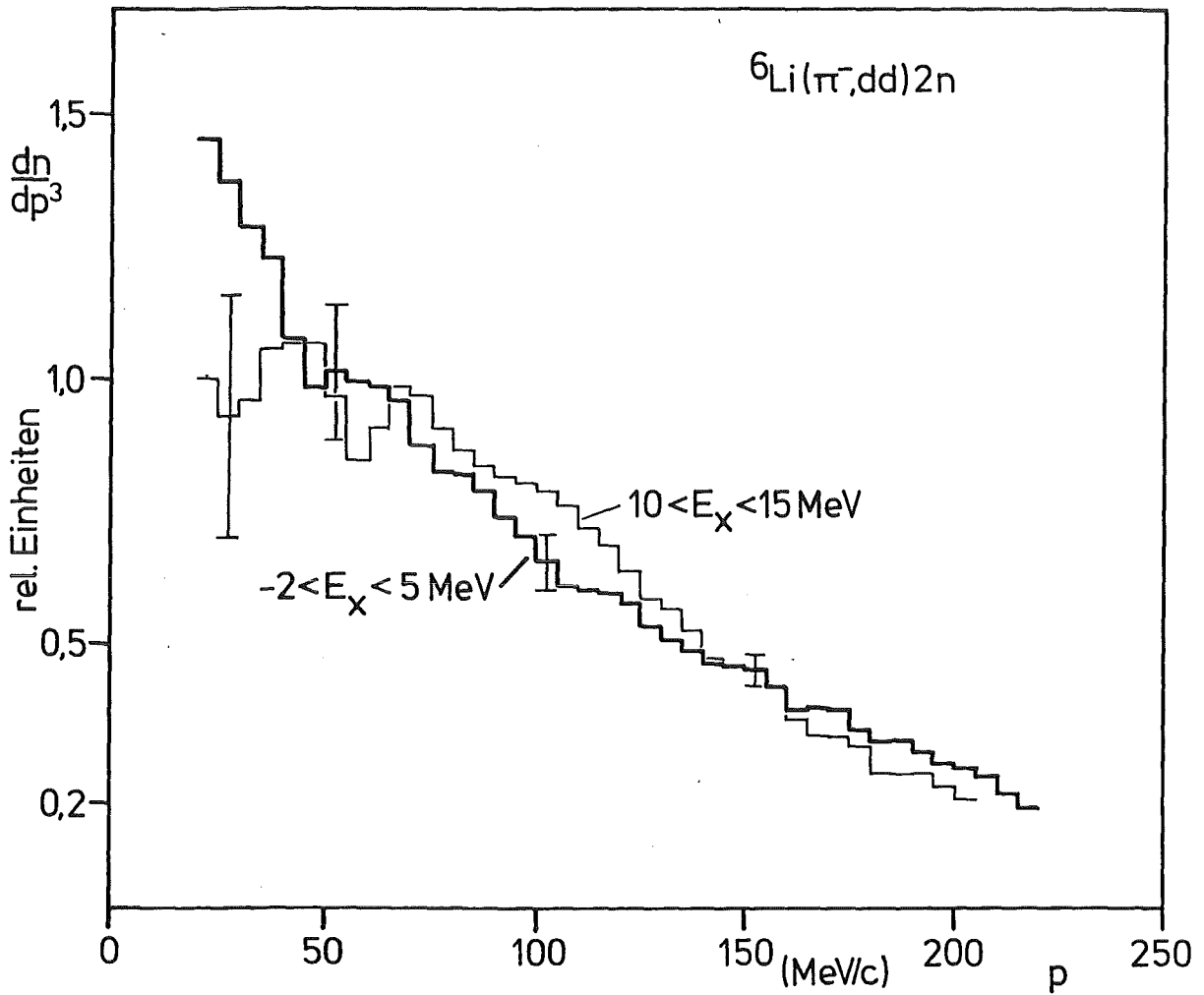
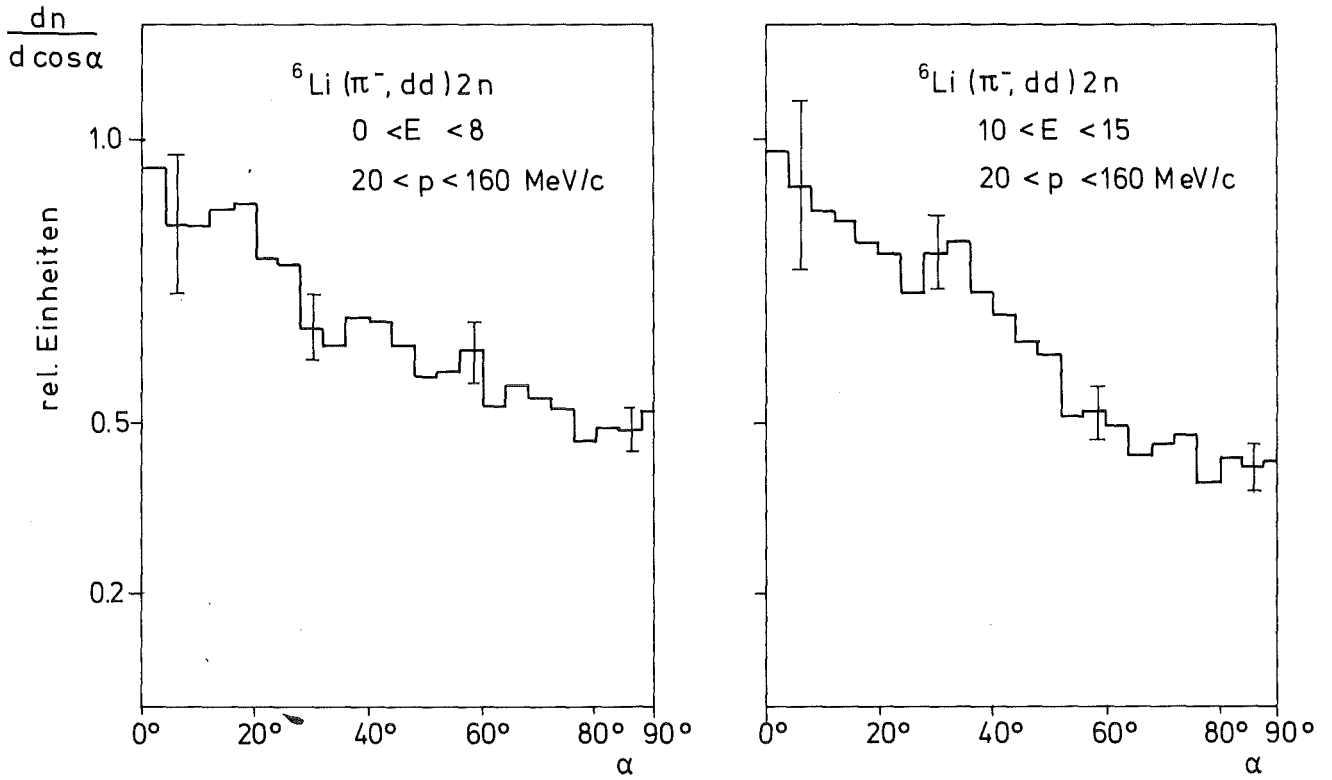
- Abbildung B25 -



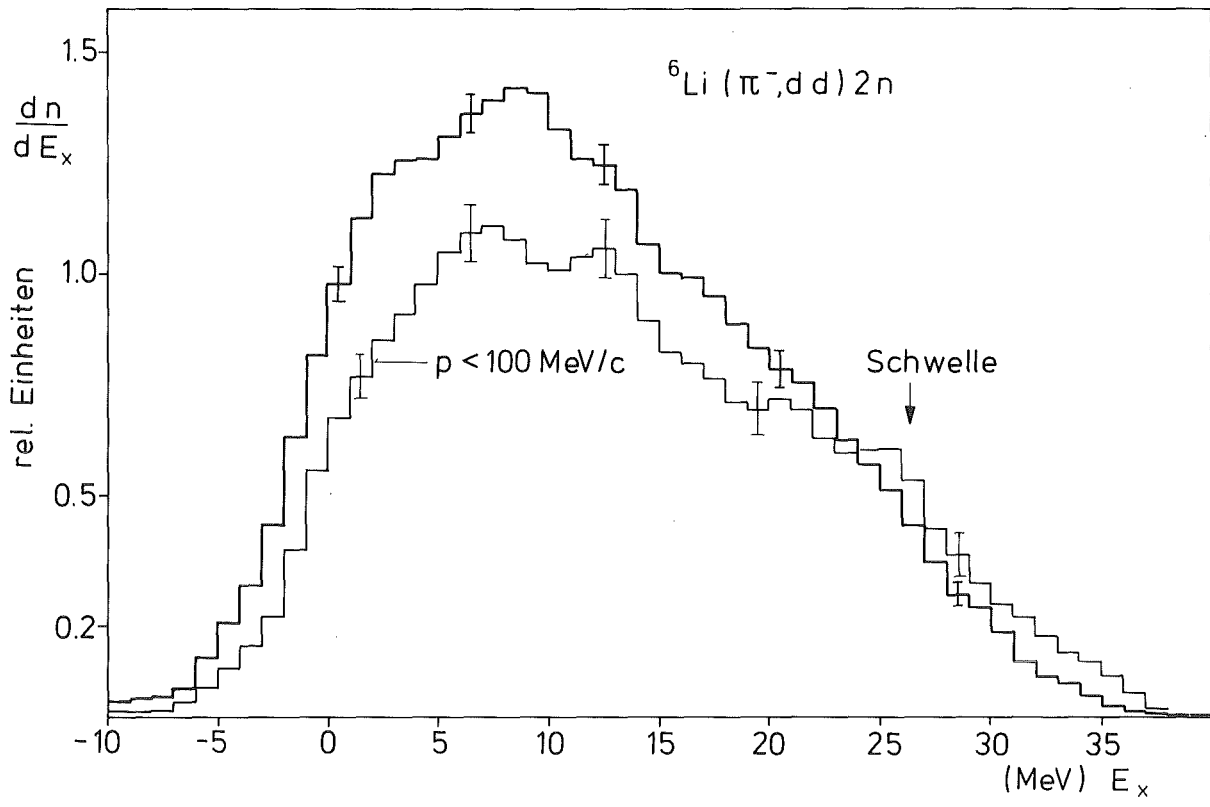
- Abbildung B26 -

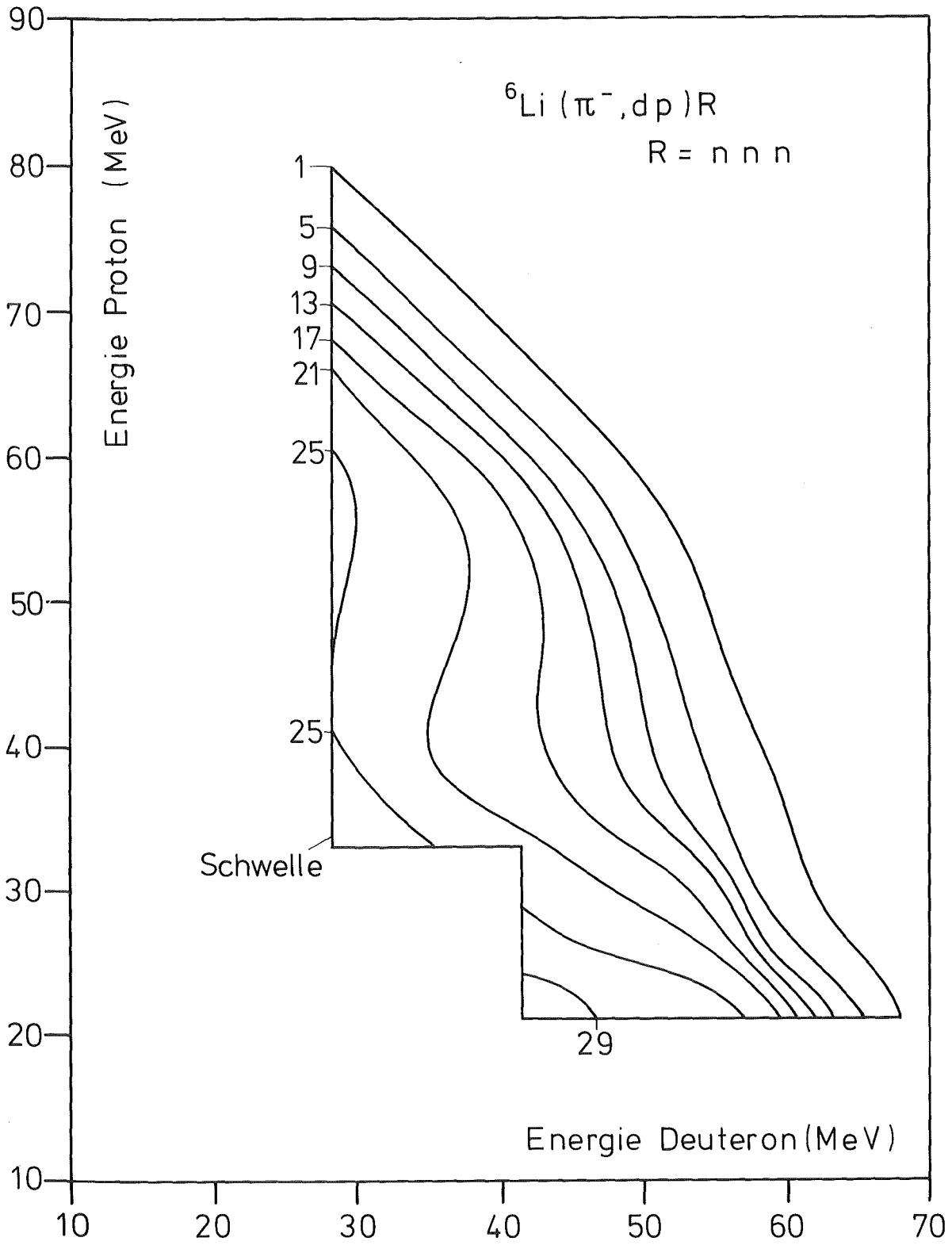


- Abbildung B27 -

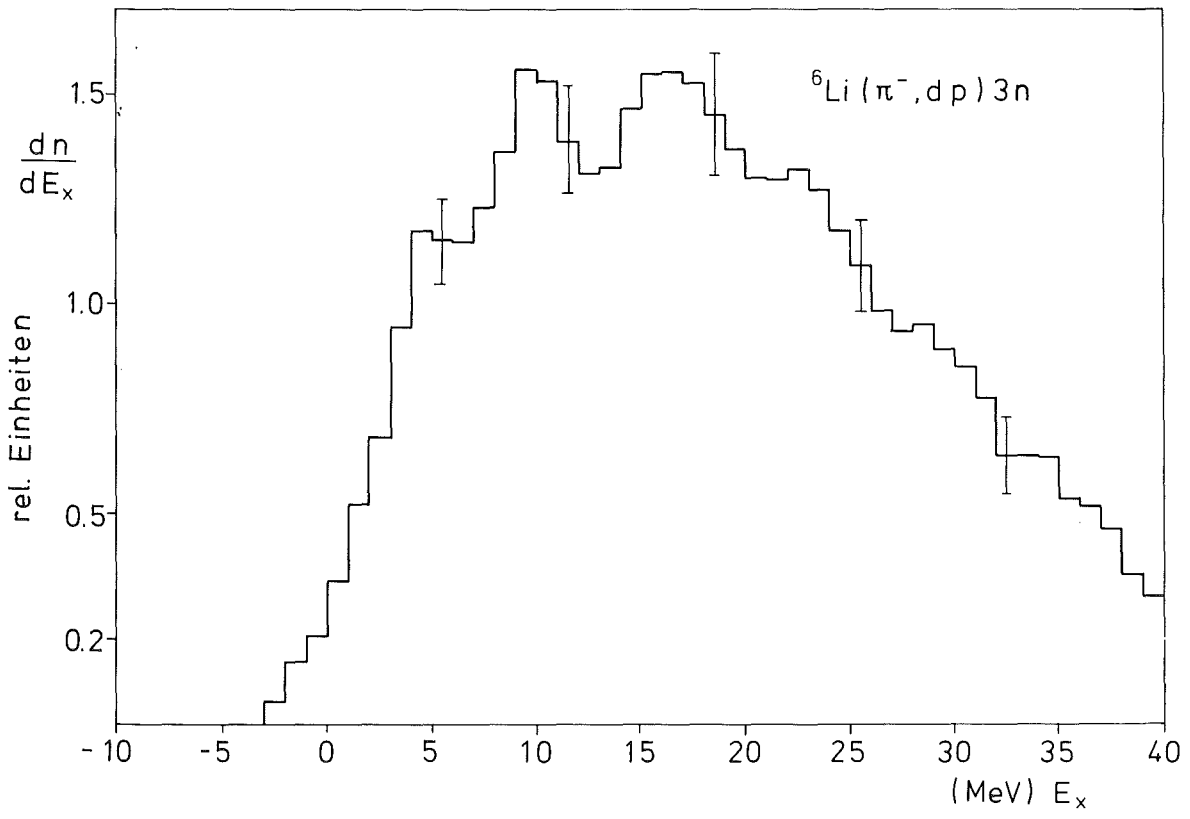


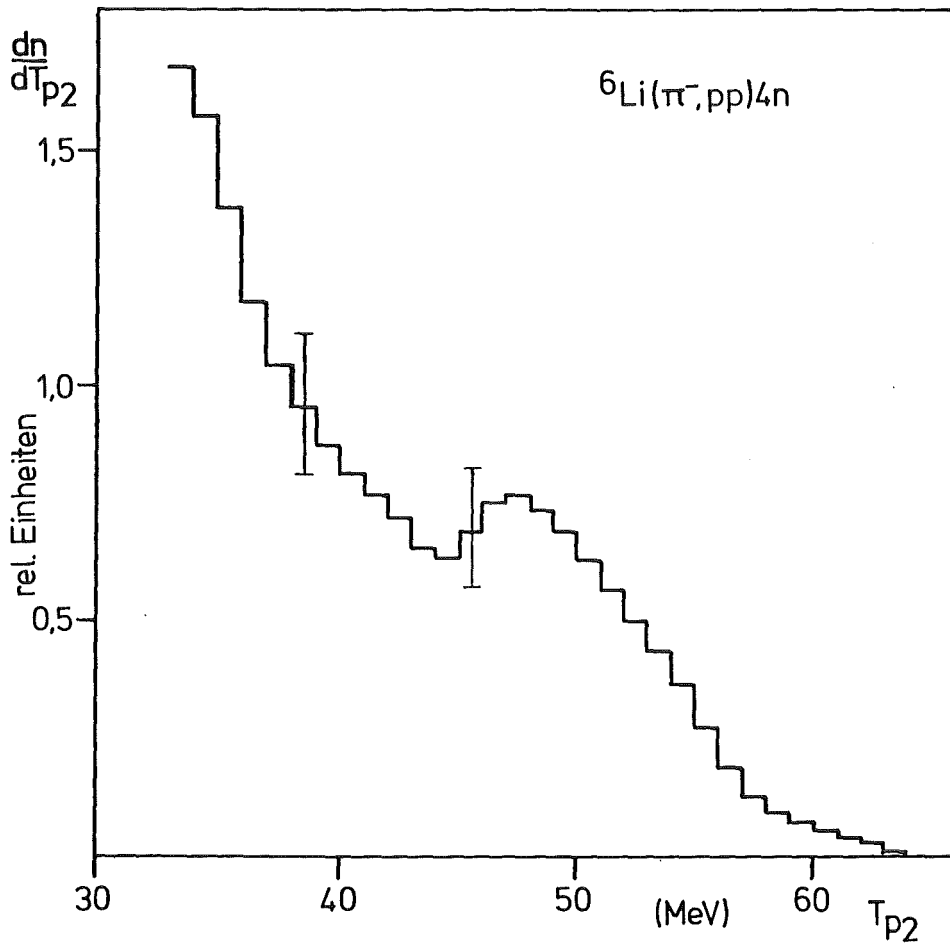
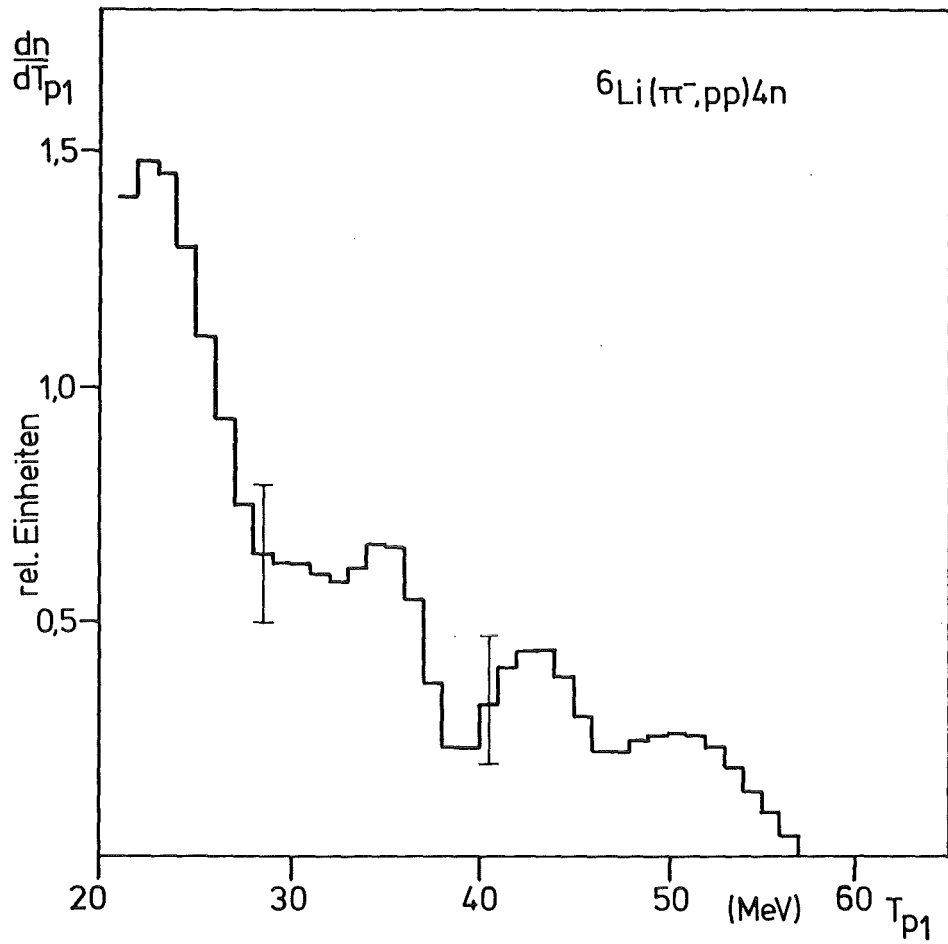
- Abbildung B28 -



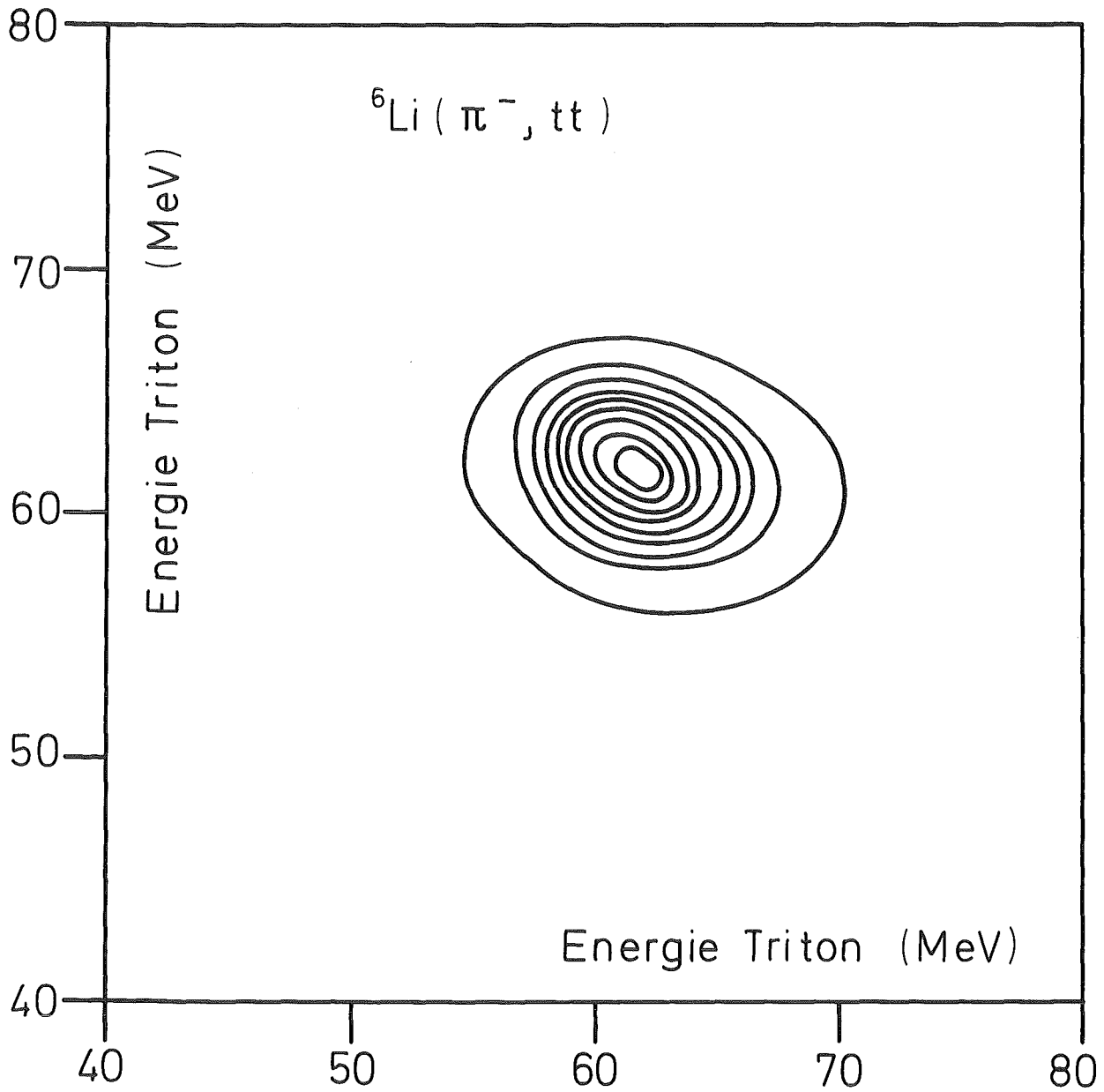


- Abbildung B30 -





- Abbildung B32 -



- Abbildung B33 -

Literaturverzeichnis

- [1]: V.L.Highland,M.Salomon,M.D.Hasinoff,E.Mazzucato,D.F.Measday,
J.-M.Poutissou,T.Suzuki, Physics Department,University of
British Columbia, Vancouver, Canada, TRI-PP-80-35, Dez.1980
- [2]: H.W.Baer,M.Crowe,P.Trüöl, Advances in Nuclear Physics Vol.9
Kap.3 (1977)177
- [3]: Jörg Hüfner, Physics Reports 21,Nr.1(1975)1
- [4]: P.J.Castleberry,L.Coulson,R.C.Minehart,K.O.H.Ziock, Physics
Letters 34B Nr.1(1971)57
- [5]: K.O.H.Ziock,C.Cernigoi,G.Gorini, Physics Letters 33B(1970)471
- [6]: R.J.Barret,J.McCarthy,R.C.Minehart,K.O.H.Ziock, Nuclear
Physics A216(1973)145
- [7]: D.M.Lee,R.C.Minehart,S.E.Sobotka,K.O.H.Ziock, Nuclear
Physics A197(1972)106
- [8]: F.W.Schlepütz,J.C.Comiso,T.C.Meyer,K.O.H.Ziock, Physical
Review C19 Nr.1(1979)135
- [9]: V.M.Kolybasov,V.A.Tsepov, Soviet Journal of Nuclear Physics
14 Nr.4(1972)418
- [10]: K.L.Kowalski,E.R.Siciliano,R.M.Thaler, Physical Review
C19 Nr.5(1979)1843
- [11]: J.Källne,J.Davis,R.C.Minehart,R.R.Whitney,R.L.Boudrie,J.Mc
Clelland,A.W.Stetz, Physics Letters 97B Nr.2(1980)205
- [12]: C.Cernigoi,I.Gabrielli,N.Grion,G.Pauli,B.Saitta,
Contributed Papers,Proceedings of 9th international
Conference on few Body Problems, Eugene, Oregon August 1980

- [13]: R.G.Roos,D.A.Goldberg,N.S.Chant,R.Woody III, Nuclear Physics A257(1976)317
- [14]: J.C.Bergstrom, Nuclear PhysicsA341(1980)13
- [15]: D.Gotta, Dissertation an der Universität Karlsruhe(TH),
Institut für Experimentelle Kernphysik, 1981,
KfK-Bericht 3226
- [16]: B.Bassalleck,E.L.Haase,W.-D.Klotz,F.Takeutchi,H.Ullrich,
M.Furic,Y.Sakamoto, Physical Review C19 Nr.5(1979)1893
- [17]: F.Calligaris,C.Cernigoi,I.Gabrielli,F.Pellegrini, Nuclear
Physics A126(1969)209
- [18]: H.Davies,H.Muirhead,J.N.Woulds, Nuclear Physics 78(1966)663
- [19]: M.E.Nordberg Jr.,K.F.Kinsey,R.L.Burman, Physical Review 165
(1968)1096
- [20]: R.C.Minehart,L.Coulson,W.F.Grubb III,K.Ziock, Physical Review
177(1969)1455 und 1464
- [21]: R.C.Cohen,A.D.Kanaris,S.Margulies, Physics Letters Vol.14
Nr.3(1964)242
- [22]: R.Bassalleck,H.-D.Engelhardt,W.D.Klotz,F.Takeutchi,H.Ullrich,
M.Furic, Nuclear Physics A319(1979)397
- [23]: R.Bassalleck, Dissertation an der Universität Karlsruhe,
Institut für Experimentelle Kernphysik , Juli 1977,
KfK-Bericht 2485
- [24]: F.Takeutchi et al., Large-area position-sensitive time-of-
flight counters for neutrons and charged particles,
CERN preprint (1-July-1975)

- [25]: T.J.Gooding, H.G.Pugh, Nuclear Instruments and Methods
Nr.7(1960)189
- [26]: Harald Enge, Introduction to Nuclear Physics, Reading Mass.
1975
- [27]: C.Williamson, J.P.Boujot, CEA-(R)-3042 Saclay 1962
- [28]: H.J.Weyer, Dissertation an der Universität Bonn, IR-77-5
- [29]: H.Koch Myonic and Hadronic Atoms, Nuclear and Particle Physics
at Intermediate Energies, Plenum Publishing Company,
New York 1976
- [30]: C.J.Batty, Exotic Atoms, Rutherford Preprint RL-80-094,
to be published in Sov.J. of Particles and Nuclei
- [31]: W.W.Sapp, M.Eckhause, G.H.Miller, R.E.Welsh, Physical Review
C5,Nr.3 (1972)690
- [32]: R.Landua, Dissertation an der Johannes Gutenberg Universität
Mainz, Fachbereich für Physik, 1980
- [33]: R.J.Kurz, Preprint UCRL-11339(1964)
- [34]: Thomas Meyer, Diplomarbeit Universität Karlsruhe 1982,
Institut für Experimentelle Kernphysik
- [35]: Gunnar Källen, Elementarteilchenphysik, B-I Wissenschaftsver-
lag Mannheim 1974, S.229
- [36]: D.S.Koltun, Physical Review 162(1967)963
- [37]: G.C.Li,I.Sick,R.R.Whitney,M.R.Yearian, Nuclear Physics
A162(1971)583

- [38]: L.R.Suelzle, M.R. Yearian, Hall Crannell, Physical Review 162 Nr.4(1967)992
- [39]: Energy Levels of Light Nuclei A=4, S.Fiarman, W.E.Meyerhof, Nuclear Physics A206(1973)1
- [40]: Energy Levels of Light Nuclei A=5-10, F.Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A320(1979)1
- [41]: J.C.Bergstrom, Nuclear Physics A327(1979)458
- [42]: J.P.Genin, J.Julien, M.Rambaut, C.Samour, A.Palmeri, D.Vinciguerra, Lettere al Nuovo Cimento 13(1975)693
- [43]: D.Vinciguerra, E.Modica, A.Palmeri, J.Julien, C.Samour, J.P.Genin, Lettere al Nuovo Cimento 14(1975)333
- [44]: Y.Sakamoto, P.Cüer, F.Takeutchi, Physical Review C11(1975)668
- [45]: Y.Sakamoto, P.Cüer, F.Takeutchi, Physical Review C9(1974)2440
- [46]: P.G.Roos, D.A.Goldberg, N.S.Chant, R.Woody III, W.Reichart, Nuclear Physics A257(1976)317
- [47]: S.Barbarino, M.Lattuada, F.Riggi, C.Spitaleri, D.Vinciguerra, Physical Review C21(1980)1104
- [48]: J.C.Bergstrom, Nuclear Physics A341(1980)13
- [49]: J.C.Alder, W.Dollhopf, U.Kossler, C.F.Perdrisat, W.K.Roberts, P.Kitching, G.A.Moss, W.C.Olsen, J.R.Priest, Physical Review C6 (1972)18
- [50]: Helmut Späth, Universität Oldenburg, Institut für Operations Research, private Mitteilungen.
- [51]: F.Catara, U.Lombardo, Nuclear Physics A320(1979)373

- [52]: W.Dollhopf,C.Lunke,C.F.Perdrisat,P.Kitching,W.C.Olsen,J.R. Priest,W.K.Roberts, Physical Review C8(1973)877
- [53]: K.Wilderemuth,Y.C.Tang, A Unified Theory of the Nucleus, Vieweg Verlag, Braunschweig 1977
- [54]: C.T.Cheon, Physics Letters 26B(1968)549
- [55]: B.K.Jain,B.Banerjee, Il Nuovo Cimento Vol.69(1970)419
- [56]: T.I.Kopaleishvili,I.Z.Machabeli,M.Sh.Chachkhunashvili, Sov.J.of Nuclear Physics 13(1971)300
- [56]: Jörg Hüfner,"Pions Interact with Nuclei", Physics Reports 21(1975)1
- [57]: F.Hachenberg,J.Hüfner,H.J.Pirner, Physics Letters 66B (1977)425
- [58]: K.Shimizu,A.Faessler, Nuclear Physics A306(1978)311
- [59]: H.Nägeli, Pion-Absorption am ^3He , Universität Basel, Dissertation 1980
- [60]: R.S.Kaushal,Y.R.Waghmare, Nuclear Physics A144(1970)449
- [61]: H.C.Chiang,J.Hüfner, Nuclear Physics A352(1981)442
- [62]: Tabulated Differential Neutron Cross Sections, University of Calif., UCRL-5573 Jan.1961
- [63]: D.M.Lee,R.C.Minehart,S.E.Sobottka,K.O.H.Ziock, Nuclear Physics A182(1972)20
- [64]: J.G.Rogers,G.Paic,J.Reginald Richardson,J.W.Verba, Physical Review C2(1970)828

- [65]: J.E.Nicholls,A.Craig,T.C.Griffith,D.C.Imrie,C.J.Lush,A.J.Metheringham, Nuclear Physics A181(1972)329
- [66]: S.N.Bunker,J.M.Cameron,M.B.Epstein,G.Paic,J.Reginald Richardson,J.G.Rogers,P.Tomas,J.W.Verba, Nuclear Physics A133(1969)537
- [67]: J.G.Rogers,J.M.Cameron,M.B.Epstein,G.Paic,P.Tomas,J.Reginald Richardson,J.W.Verba, Nuclear Physics A136(1969)433
- [68]: D.J.Cairns,T.C.Griffith,G.J.Lush,A.J.Metheringham,R.H.Thomas, Nuclear Physics 60(1964)369
- [69]: J.Arviex, Nuclear Physics A221(1974)253
- [70]: C.J.Batty,B.E.Bonner,C.Tschalär,L.E.Williams,A.S.Clough,H.C.Benöhr, First International Conference on the Three Body Problem, Birmingham 1969, edited by J.S.C.McKee,P.M.Rolph, North-Holland Publishing Company -Amsterdam
- [71]: C.Cernigoi,I.Gabrielli,N.Grion,G.Pauli,B.Saitta,R.A.Ricci,P.Boccaccio,G.Viesti, Nuclear Physics A352(1981)343
- [72]: J.J.Bevelacqua, Nuclear Physics A341(1980)414
- [73]: J.Sperinde,D.Fredrickson,V.Perez-Mendez, Nuclear Physics B78(1974)345
- [74]: J.P.Miller,J.A.Bistirlich,K.M.Crowe,S.S.Rosenblum,P.C.Rowe,F.T.Shively,E.R.Grilly,E.C.Kerr,J.Novak,R.H.Sherman,H.Brändle,G.Strassner,P.Truöl, Nuclear Physics A343(1980)347
- [75]: W.Glöckle, Physical Review C18(1978)564
- [76]: T.C.Meyer, Nuclear Physics A324(1979)335

- [77]: N.S.P.King, J.D.Reber, J.L.Romero, D.H.Fitzgerald, J.L.Ullmann, T.S.Subramanian, F.P.Brady, Physical Review C21(1980)1185
- [78]: R.D.McKeown, S.J.Sanders, J.P.Schiffer, H.E.Jackson, M.Paul, J.R.Specht, E.J.Stephenson, R.P.Redwine, R.E.Segel, Physical Review Letters 44(1980)1033
- [79]: Siegmund Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, BI-Taschenbücher Nr.816
- [80]: Wolf Hofmann, "Regula-falsi-Verfahren in Banachräumen", Dissertation an der Universität Hamburg, 1970