

KfK 3226  
Oktober 1981

**Untersuchung der Reaktion**  
 **$\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow \text{pnn}$**   
**mit gestoppten Pionen**  
**in einem kinematisch**  
**vollständigen Experiment**

D. Gotta  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3226

UNTERSUCHUNG DER REAKTION  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$

MIT GESTOPPTEN PIONEN IN EINEM KINEMATISCH VOLLSTÄNDIGEN EXPERIMENT<sup>+)</sup>

D. Gotta

<sup>+)</sup>  von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte  
Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

UNTERSUCHUNG DER REAKTION  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$   
MIT GESTOPPTEN PIONEN IN EINEM KINEMATISCH VOLLSTÄNDIGEN EXPERIMENT

ABRISS

Die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  mit gestoppten Pionen wurde erstmals in einem kinematisch vollständigen Experiment untersucht. Die Messung erfolgte am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) in Villigen.

Die Pionen wurden in einem auf 5 K gekühlten  $^3\text{He}$ -Gastarget (90 mg/cm<sup>2</sup>) gestoppt. Die Absorption der Pionen erfolgte dabei vom atomaren 1s- oder 2p-Niveau. Durch Bestimmung der Impulse von 2 in Koinzidenz gemessenen auslaufenden Teilchen wurde der Endzustand vollständig bestimmt. Der Nachweis der geladenen Teilchen erfolgte in einem Hodoskop aus Plastiksintillatoren in Verbindung mit 2 Vieldraht-Proportionalkammern. Die Impulse der Neutronen wurden mit 2 ortsempfindlichen Flugzeitzählern gemessen. Durch den großen Raumwinkel der Teilchendetektoren konnte nahezu der ganze Phasenraum mit nur 2 verschiedenen Zähleranordnungen erfaßt werden.

In der zweidimensionalen Darstellung der kinetischen Energie des Protons gegen die kinetische Energie eines Neutrons ist der Phasenraumfaktor konstant und somit unmittelbar das beteiligte Matrixelement aufgetragen (Dalitzplot). Der Dalitzplot zeigt, daß sich der Endzustand pnn in 4 Bereiche aufteilt: Die reine quasifreie Absorption des Pions am Proton-Neutron- (75.6±12.0 %) und am Proton-Proton-Paar (7.5±0.4 %) des  $^3\text{He}$ -Kerns, sowie der Endzustandswechselwirkung eines auslaufenden Proton-Neutron- (14.9±1.0 %) oder Neutron-Neutron-Paares (2.0±0.4 %).

Gleichzeitig mit der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  wurde der 2-Teilchenkanal  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  gemessen. Das Verzweigungsverhältnis der beiden Endzustände wurde zu  $\text{pnn}/\text{dn} = 7.7^{+2.2}_{-1.4}$  ermittelt.

Der hohe Anteil der reinen quasifreien Absorption bestätigt die Bedeutung des 2-Nukleonen-Mechanismus bei der Pionabsorption in  $^3\text{He}$ . Der Einfluß des dritten Nukleons zeigt sich in der Endzustandswechselwirkung eines Teils der auslaufenden Nukleonen.

Theoretische Ansätze im Rahmen des 2-Nukleon-Modells sind in der Lage, die Struktur des Dalitzplots qualitativ richtig wiederzugeben. Derartige Rechnungen, die bisher nur für s-Absorption durchgeführt wurden, können jedoch die relativen Intensitäten und das hohe pnn/dn-Verhältnis nicht erklären.

A STUDY OF THE REACTION  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$   
WITH STOPPED PIONS IN A KINEMATICALLY COMPLETE EXPERIMENT

ABSTRACT

The reaction  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  with stopped pions has been studied for the first time in a kinematically complete experiment. The measurement was performed at the  $\pi\text{E}1$ -channel of the Schweizerisches Institut für Nuklearforschung (SIN) in Villigen.

The pions were stopped in gaseous  $^3\text{He}$  cooled to 5 K. The absorption took place either from the atomic  $1s$ - or  $2p$ -level. By measuring the momenta of two ejected particles in coincidence the final state was completely determined. The charged particles were detected in a hodoscope of plastic scintillators in combination with 2 MWP chambers defining the trajectories. The momenta of the neutrons were measured with 2 position sensitive time-of-flight counters. Due to the large solid angle of the particle detectors the kinematically allowed region could be covered almost completely with only 2 different set-ups.

The data are presented in a Dalitzplot, where the phase-space-factor is constant and so the event density is directly proportional to the reaction matrix element. Within the final state  $\text{pnn}$  4 different reactions have been observed: The pure quasifree absorption of the pion either on a proton-neutron- ( $75.6 \pm 12.0$  %) or the proton-proton-pair ( $7.5 \pm 0.4$  %) of the  $^3\text{He}$ -nucleus and the final state interaction of an ejected proton-neutron- ( $14.9 \pm 1.0$  %) or neutron-neutron-pair ( $2.0 \pm 0.4$  %).

The reaction  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  was registered simultaneously with the process  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$ . The branching ratio has been determined to be  $\text{pnn}/\text{dn} = 7.7^{+2.2}_{-1.4}$ .

The large amount of pure quasifree absorption confirms the importance of the 2-nucleon-mechanism for pion absorption in  $^3\text{He}$ . The influence of the third nucleon is seen in the final state interaction of a part of the ejected nucleons.

Theoretical approaches within the framework of the 2-nucleon-model reproduce the structure of the density distribution in the Dalitzplot only qualitatively. These calculations however, which have been done up to now only for  $1s$ -absorption, cannot explain the relative intensities and the large  $\text{pnn}/\text{dn}$ -ratio.

INHALTSVERZEICHNIS

EINLEITUNG	III
1 KINEMATIK - DALITZPLOT	1
2 DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	8
2.1 Strahlführung am SIN	8
2.2 Das $\pi E1$ -Areal	8
2.3 Aufbau des Experiments	15
2.3.1 Das Teleskop	21
2.3.2 Das $^3\text{He}$ -Target	28
2.3.3 Der Geladene-Teilchenzähler	29
2.3.4 Die Neutronenzähler	33
2.3.5 On-line Datenerfassung	37
3 AUSWERTUNG DER MESSUNGEN	39
3.1 Energie der geladenen Teilchen	42
3.1.1 Energieeichung mit der Höhenstrahlung	42
3.1.2 Korrektur der Pulshöhenschwankungen	43
3.1.3 Teilchentrennung im Geladene-Teilchenzähler	45
3.1.4 Energieverluste	48
3.1.5 Reaktionsort in der Targetebene - Stoppverteilung	49
3.2 Energie der Neutronen	52
3.2.1 Teilchentrennung im Neutronenzähler	52
3.2.2 Flugzeit	56
3.2.3 Reaktionsort im Neutronenzähler	59
3.2.4 Zeit- und Energieauflösung	62
3.2.5 Eichung der Pulshöhenspektren mit Protonen und Bestimmung der Schwellen	64
3.3 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronenzähler	66
3.4 Zwischenwinkel $\theta_{pn}$ und $\theta_{nn}$	68
3.5 Geometrische Akzeptanz	69
3.6 Kinematische Bedingung für $^3\text{He}$ -Ereignisse	72
3.7 Normierung der Volltarget- auf die Leertarget-Messungen	77
3.8 Gewichtung der Ereignisse	80

4	ERGEBNISSE UND DISKUSSION	82
4.1	Theorie der Pionabsorption	82
4.2	Ergebnisse der Messungen	87
4.2.1	Dalitzplots	87
4.2.2	Relative Intensitäten der Gebiete im Dalitzplot	91
4.2.3	pnn/dn-Verhältnis	93
4.2.4	Energie- und Impulsspektren der Protonen	95
4.2.5	Quantenzahlen der Endzustände	97
4.2.6	Rückstoßimpulsverteilungen der QFA-Bereiche	98
4.2.7	Winkelverteilungen	100
4.2.8	Sektorverteilung	106
4.2.9	nn/pn-Verhältnis	108
4.3	Diskussion der Ergebnisse im Vergleich mit theoretischen Rechnungen	110
	ZUSAMMENFASSUNG	113
	QUELLENVERZEICHNIS	115
	ANHANG	A1
A1.	Geometrische Akzeptanz	A1
A2.	Gewichtung der Akzeptanz mit der Pion-Stopppverteilung	A9
A3.	Fehlerbetrachtung	A12

## EINLEITUNG

Die Pion-Kern-Wechselwirkung läßt sich in 2 Bestandteile, die Streuung und die Absorption aufteilen. Über die Absorption ist im Vergleich zur Streuung nur wenig experimentelle Information vorhanden. Zum Verständnis der Pion-Kern Wechselwirkung ist jedoch die Kenntnis beider Teile unabdingbar.

Das gängige Modell der Pionabsorption ist der 2 Nukleonen (2N)-Mechanismus<sup>1-8</sup>, d.h. bei der Absorption erhalten die beiden Nukleonen etwa die halbe Energie des Pions, während der Restkern als Zuschauer liegen bleibt. Der Prozess wird deswegen auch als quasifreie Absorption (QFA) bezeichnet. Zu diesem Modell kommt man, weil die Absorption an einem einzelnen freien Nukleon wegen Energie- und Impulserhaltung nicht stattfinden kann. Experimentell zeigt sich der Mechanismus in der Aussendung von 2 unter  $180^\circ$  korrelierten Nukleonen mit hohem Impuls<sup>9-11</sup>.

Die Prozesse  $\pi d \rightarrow NN$  werden durch dieses Modell erfolgreich beschrieben, was nicht sehr verwunderlich ist, da es sich ja gerade um einen 2 Nukleonenkern handelt<sup>12-14</sup>. Energie und Impuls sind in diesem Prozeß festgelegt, so daß (außer Polarisierungseffekten) nur die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bzw. die Übergangsrate bei Absorption in Ruhe bestimmt werden können.

Die Zielsetzung des hier beschriebenen Experiments ist der Test des 2N-Modells bei Anwesenheit weiterer Nukleonen. Die einfachste Möglichkeit ist, zum Deuteron noch ein Nukleon hinzuzufügen, d.h. die 3N-Systeme  ${}^3\text{He}$  oder  ${}^3\text{H}$  zu untersuchen, wobei das  ${}^3\text{H}$  aus experimentellen Gründen unbeliebt ist.

Da sich der Reaktionsmechanismus in der Kinematik des Endzustandes zeigt, erhält man die maximale Information aus der Kenntnis der Impulse aller auslaufenden Teilchen. Daraus ergibt sich die Forderung, ein kinematisch vollständiges Experiment durchzuführen. Für den Fall der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow pnn$  ist dies möglich, wenn 2 auslaufende Teilchen in Koinzidenz gemessen werden (s. Kap. 1). Messungen von Energiespektren und Winkelverteilungen allein ergeben keine vollständige Information, da hier stets noch über eine Variable integriert ist<sup>15-17</sup>.

Aus den Röntgenspektren pionischer Atome lassen sich im Rahmen des optischen Modells die effektiven Parameter der Pion-Kern-Wechselwirkung bestimmen<sup>18-21</sup>. Informationen über den Endzustand erhält man jedoch nur durch zusätzliche Annahmen über den den Reaktionsmechanismus (z.B. 2N-Modell).

Nach der Absorption von gestoppten negativen Pionen in <sup>3</sup>He sind 6 Endzustände möglich:

(1)	$\pi^-_{\text{stop}}$	<sup>3</sup> He	→	p n n	(57.8±5.4)% <sup>22</sup>	} Absorption
(2)			→	d n	(15.9±2.3)% <sup>22, 23</sup>	
(3)			→	t $\pi^0$	(17.8±2.3)% <sup>22, 24</sup>	Ladungsaustausch
(4)			→	$\gamma$ t	(6.6±0.8)% <sup>22, 24</sup>	} Strahlungseinfang
(5)			→	$\gamma$ d n	{ (7.4±1.0)% <sup>22, 24</sup>	
(6)			→	$\gamma$ p n n		

Dieses Experiment befaßt sich ausschließlich mit der echten Absorption (Reaktion (1) und (2)).

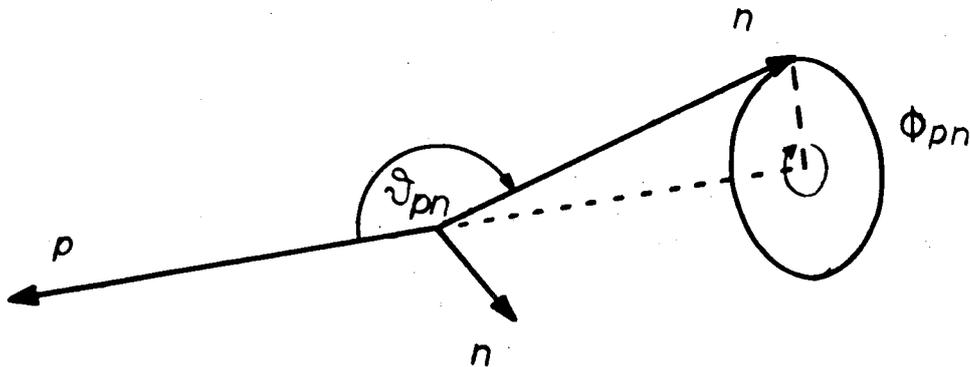
Der Endzustand (1) ist durch die Messung von 2 unabhängigen kontinuierlichen Variablen vollständig bestimmt (s. Kap. 1). Der gleichzeitig mitgemessene Prozeß (2) eignet sich als Eich- und Monitor-Reaktion, da er durch Energie- und Impulserhaltung eindeutig festgelegt ist.

Die Nukleonen des <sup>3</sup>He-Kerns befinden sich überwiegend ( ~90 % ) im relativen s-Zustand<sup>25</sup>. Die Pionen werden sowohl von den atomaren s- auch vom 2p-Niveau absorbiert. Die Quantenzahlen des Anfangszustands Reaktionen (1) und (2) sind also zweifach unbestimmt.

Die vorliegende Arbeit ist in 4 Abschnitte eingeteilt. Kapitel 1 beschreibt die Kinematik der Prozesse (1) und (2). In Kapitel 2 wird die experimentelle Anordnung vorgestellt. Über die Auswertung mit den Eichungen und Korrekturen wird in Kapitel 3 berichtet. Theoretische Ansätze zur Behandlung der Pionabsorption und die Ergebnisse des Experiments sind in Kapitel 4 angeführt.

1. KINEMATIK - DALITZPLOT

Bei der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  liegen im Endzustand 3 Impulse vor, d.h. das System besitzt 9 Freiheitsgrade. Durch Energie- und Impulserhaltung fallen 4 Freiheitsgrade weg. Wenn das Pion in Ruhe absorbiert wird, ist das Laborsystem mit dem Schwerpunktsystem der Reaktion identisch. Da hier weder die Richtung des Protons noch der Azimutalwinkel  $\phi_{pn}$  ausgezeichnet ist, hängt der Prozess nur von 2 unabhängigen kontinuierlichen Variablen ab (Abb. 1.1).



	Anz. der Freiheitsgrade
3 Impulse im Endzustand	9
Energie-Impulserhaltung	-4
Isotropie bzgl. der Richtung des Protons	-2
" " des Azimutalwinkels $\phi_{pn}$	-1
	<hr/>
	2

Abb. 1.1

Als Variablenpaare kommen z.B. 2 Energien oder 1 Energie und ein Zwischenwinkel  $\vartheta$  in Frage. In diesem Experiment wurden die kinetischen Energien  $T_1$  und  $T_2$  sowie der Zwischenwinkel  $\vartheta$  der 2 in Koinzidenz nachgewiesenen Teilchen gemessen. Der Endzustand ist dadurch sogar einfach überbestimmt, was die Reduktion der Messfehler ermöglicht (s. Kap. 3.6). Als Darstellung der 2-fach differentiellen Übergangsrate eignet sich am besten die Auftragung von 2 kinetischen Energien gegeneinander. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist durch

$$\frac{d^2W}{dT_p dT_n} = \text{const.} \cdot \sum_{i,f} |M_{if}|^2$$

gegeben. In dieser Darstellung - allgemein als Dalitzplot bekannt - ist der Phasenraum konstant, so dass sich aus der Dichteverteilung unmittelbar die beteiligten Matrixelemente ergeben. Ist z.B. das Matrixelement nicht von den kinetischen Energien  $T_p$  und  $T_n$  abhängig, erhält man eine gleichmässige Belegung des ganzen Phasenraums. Die Summation erstreckt sich über die diskreten Variablen Drehimpuls, Spin und Isospin der verschiedenen Anfangs- und Endzustände.

Alle durch Energie- und Impulssatz erlaubten Endzustände  $pnn$  sind auf ein ellipsenförmiges Gebiet beschränkt (Abb. 1.2). Der obere Teil ist durch die Kurve für den Zwischenwinkel  $\vartheta_{pn} = 180^\circ$ , der untere durch  $\vartheta_{pn} = 0^\circ$  begrenzt. Dem Zwischenwinkel  $\vartheta_{pn} = 0^\circ$  für das eine Neutron entspricht gerade der Winkel  $\vartheta_{pn} = 180^\circ$  für das zweite Neutron. Die Kurven für  $\vartheta_{pn} > 0^\circ$  und  $\vartheta_{pn} < 180^\circ$  verlaufen innerhalb des Dalitzplots. Bemerkenswert ist, dass die Impulse aller 3 Teilchen auf der Begrenzung der Kinematik und nur dort kollinear sind.

Auf dem Rand liegen 2 Gruppen von je 3 ausgezeichneten Punkten:

- 1) Ein Teilchen bleibt liegen, während die beiden anderen entgegengesetzt mit gleichem Impuls auslaufen. Diese Gebiete sind der quasifreien Absorption (QFA) an einem pp- oder pn-Paar zugeordnet.
- 2) Ein Teilchen hat die maximale kinetische Energie, die beiden anderen laufen entgegengesetzt mit gleichem Impuls aus. Hier kann eine Endzustands-Wechselwirkung (FSI) zwischen den parallel auslaufenden Nukleonen (pn- oder nn-Paar) stattfinden.

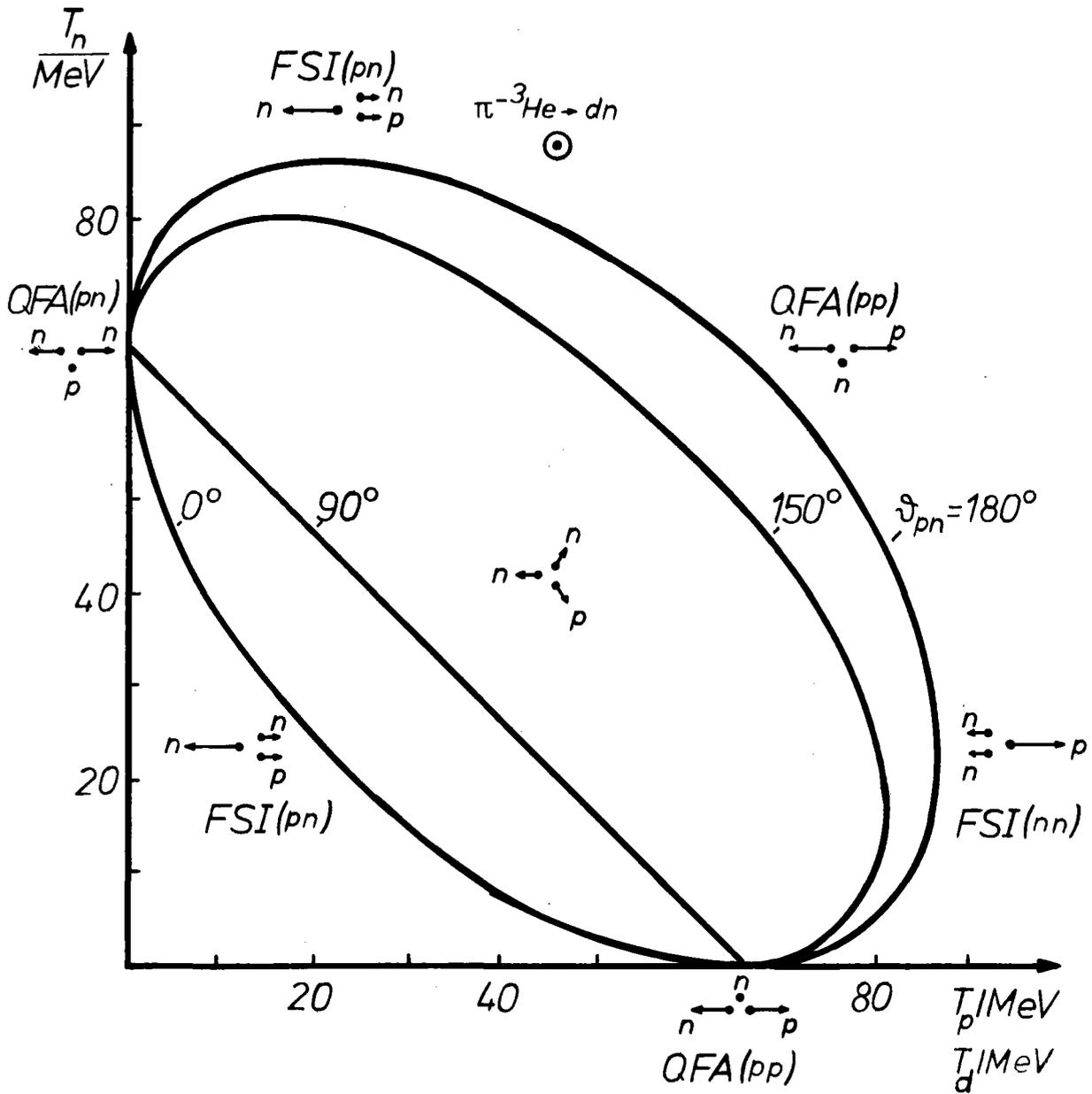


Abb. 1.2

Kinematisch ausgezeichnete Punkte im Dalitzplot der Reaktion  $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow pnn$   
 Kinematischer Punkt der Reaktion  $\pi^- {}^3\text{He} \rightarrow dn$

Ein ausgezeichnete Punkt im Innern der Kinematik ist die Stelle der gleichmässigen Aufteilung der Energie zwischen allen 3 Nukleonen ( $\vartheta_{pn} = 120^\circ$ ).

Der kinetische Punkt des Zweiteilchen-Endzustandes  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow dn$  liegt ausserhalb des Gebiets für den Endzustand pnn. Da hier monoenergetische Teilchen unter  $180^\circ$  emittiert werden, eignet sich diese simultan mitgemessene Reaktion vorzüglich zur Eichung und Normierung.

Da im Endzustand pnn zwei identische Teilchen vorliegen, enthält der Dalitzplot eine Symmetrielinie (Abb. 1.3). Jedem Ereignis im Gebiet I ist eindeutig der Punkt im Gebiet II zugeordnet, welcher gerade dem anderen Neutron entspricht. Der Phasenraum ist deshalb durch die Ausmessung des Gebiets I vollständig erfasst. Die Energie des nicht nachge-

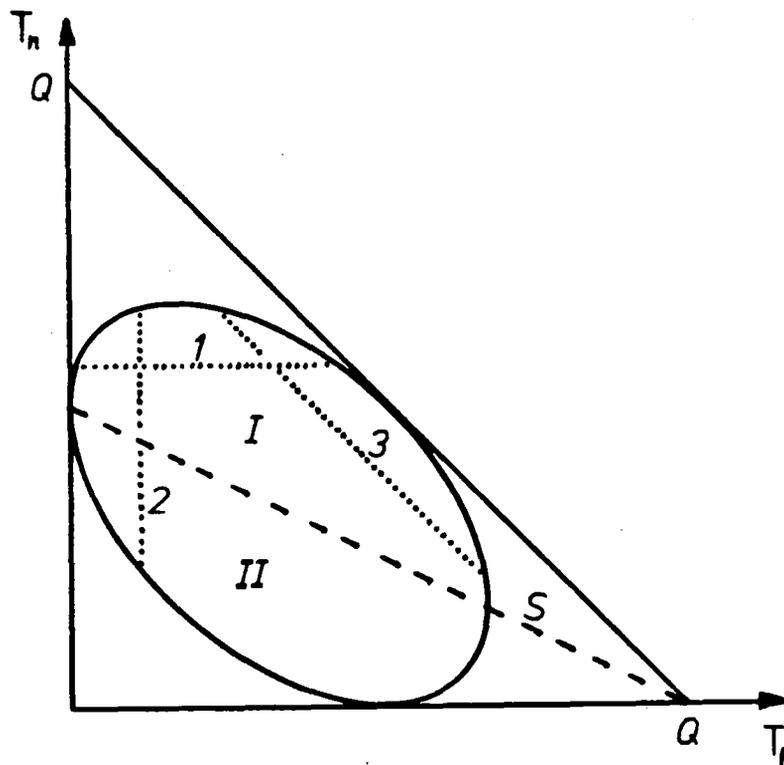


Abb. 1.3

Symmetrie des Dalitzplots für  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow pnn$

- S : Symmetrielinie , 1 :  $T_{n_1 n_2} = \text{constant}$  , 2 :  $T_{n_2 p} = \text{constant}$   
 3 :  $T_{pn_1} = \text{constant}$

senen Teilchen erhält man aus dem Energiesatz zu

$$T_n = Q - T_p - T_n$$

Die Grösse  $Q$  ist die bei der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  zur Verfügung stehende Gesamtenergie ( $Q=130.6$  MeV). Die Nulllinie der Energie des 3. Teilchens ist die Gerade, welche die  $T_p$ - und  $T_n$ -Achse jeweils im Wert  $Q$  schneidet und das kinematisch erlaubte Gebiet im Punkt QFA(pp) berührt.

Hält man die Energie des Teilchens  $i$  konstant, so ist die Gesamtenergie des Untersystems  $jk$  der beiden anderen Teilchen durch

$$T_{jk} = Q - T_i$$

$$ijk = (\text{pn}_1\text{n}_2), (\text{n}_1\text{n}_2\text{p}) \text{ oder } (\text{n}_2\text{p n}_1)$$

gegeben. Auf diesen Parallelen zu den Achsen ist die Relativenergie der Teilchen  $j$  und  $k$  in deren Ruhesystem  $R_{jk}$  ebenfalls konstant.

Zur Verdeutlichung weiterer Symmetrieeigenschaften des Dalitzplots ist eine Darstellung in Dreieckskoordinaten (Abb. 1.4) besonders geeignet. Senkrecht zu den Seiten des gleichseitigen Dreiecks sind die kinetischen Energien des Protons ( $T_p$ ) und der beiden Neutronen ( $T_{n_1}$  und  $T_{n_2}$ ) aufgetragen. Die Höhe des Dreiecks ist der  $Q$ -Wert der Reaktion. Wegen der geringen Massendifferenz von Protonen und Neutronen und den im Vergleich zur Ruhemasse kleinen kinetischen Energien ist die Grenze des kinematisch erlaubten Bereichs in guter Näherung ein Kreis. Die Symmetrielinien der Gebiete QFA(pn), FSI(pn), QFA(pp) und FSI(nn) sind in den Höhenlinien enthalten, die sich im Punkt  $Q/3$  schneiden. Die Bereiche I und II entsprechen wieder den Gebieten I und II in Abb. 1.3, d.h. sie enthalten die gleiche Information.

Neben den Dreieckskoordinaten ( $T_p, T_n$ ) kann jeder Punkt des Dalitzplots auch durch die Polarkoordinaten ( $r, \phi$ ) eindeutig dargestellt werden (Abb. 1.4).

$$\cos\phi = (3T_p - Q) / \sqrt{3 \cdot (T_p + 2T_n - Q)^2 + (3T_p - Q)^2}$$

$$r = \sqrt{3 \cdot (T_p + 2T_n - Q)^2 + (3T_p - Q)^2} / Q$$

Der Wertebereich des Radius  $r$  liegt zwischen 0 und 1. Die maximale Abweichung des Rands des kinematischen Gebiets von der Kreisform tritt in den Punkten  $FSI(pn)$  und  $FSI(nn)$  mit  $1/r_{\min} = 1.011$  auf.

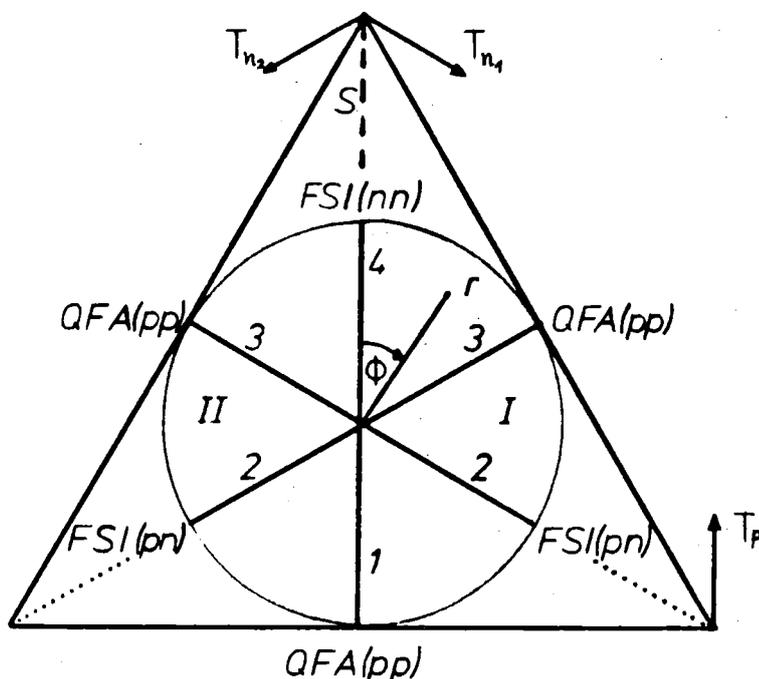


Abb. 1.4

Dalitzplot in Dreieckskoordinaten

$S$  : Symmetrielinie ,  $r$  : Radius ,  $\phi$  : Sektorwinkel

1,2,3,4 : Symmetrielinien der Bereiche  $QFA(pn)$ ,  $FSI(pn)$ ,  $QFA(pp)$ ,  $FSI(nn)$

Bereich I :  $0^\circ < \phi < 180^\circ$

Bereich II :  $-180^\circ < \phi < 0^\circ$

Eine weitere kinematisch Variable von Interesse ist der Schwerpunkt-  
winkel  $\vartheta_{ij}$  (Abb. 1.5)<sup>26, 27</sup>. Dazu wird vom Schwerpunktsystem der 3 Teil-  
chen  $ijk$  ( $ijk=pn_1n_2, n_1n_2p$  oder  $n_2pn_1$ ) in das Schwerpunktsystem  $R_{jk}$  der  
2 Teilchen  $jk$  übergegangen. Der Winkel  $\vartheta_{ij}$  ist zwischen den Richtungen  
der Teilchen  $i$  und  $j$  im Untersystem  $R_{jk}$  abgetragen.

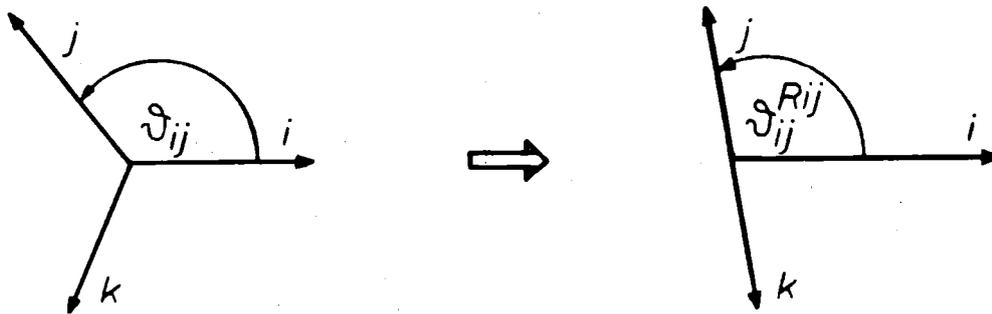


Abb. 1.5

Transformation ins 2-Teilchen-Schwerpunktsystem Rjk

$$ijk = pn_1n_2, n_1n_2p \text{ oder } n_2pn_1$$

Auf den Symmetrielinien 1-4 (s. Abb.1.4) ist  $\vartheta_{ij}^{Rjk}$  im entsprechenden Untersystem stets gleich  $90^\circ$ .

Symmetrielinie 1 ( $\phi_1=0^\circ$ ) :  $\vartheta_{pn_1}^{Rn_1n_2} = 90^\circ$

" 2 ( $\phi_2=60^\circ$ ) :  $\vartheta_{n_2p}^{Rpn_1} = 90^\circ$

" 3 ( $\phi_3=120^\circ$ ) :  $\vartheta_{n_1n_2}^{Rn_2p} = 90^\circ$

" 4 ( $\phi_4=180^\circ$ ) :  $\vartheta_{pn_1}^{Rn_1n_2} = 90^\circ$

## 2 DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS

### 2.1 Strahlführung am SIN

Die sekundären Hochenergiestrahlen am SIN werden durch die Reaktionen des primären Protonenstrahls an 2 externen Targets erzeugt. Nach der Vorbeschleunigung im Injektorzyklotron auf 72 MeV und Einschuss in das Isochronzyklotron erreichen die Protonen nach ca. 250 Umläufen eine kinetische Energie von 590 MeV. Die Strahlintensität beträgt im Dauerbetrieb durchschnittlich 80  $\mu\text{A}$ .

Am "dünnen" M-Target (5 mm) erzeugt der primäre Protonenstrahl 2 sekundäre Pionen- und einen Protonenstrahl für die Experimentierareale  $\pi\text{M1}$ ,  $\pi\text{M3}$  und  $\text{pM1}$ .

Vom "dicken" E-Target (120 mm) ausgehend werden Pion- und Myonstrahlen für die Areale  $\pi\text{E1}$ ,  $\pi\text{E3}$  und  $\mu\text{E1} - \mu\text{E4}$  ausgelenkt (Abb. 2.1). Als Targetmaterial werden in der Regel Kohlenstoff- oder Berylliumstäbe verwendet.

Neutronen aus dem BEAM DUMP des Protonenstrahls hinter dem E-Target können durch ein Strahlrohr zu Experimenten im  $\text{nE1}$ -Areal geführt werden.

Die Anordnung der Experimentierareale zeigt Abb. 2.1<sup>28</sup>. Über die Auslegung der Areale gibt Tab. 2.1 Auskunft<sup>28</sup>.

### 2.2 Das $\pi\text{E1}$ -Areal

Das hier beschriebene Experiment wurde am  $\pi\text{E1}$ -Areal durchgeführt, für das die nach "vorne" (d.h. unter kleinem Winkel zum primären Protonenstrahl) erzeugten Pionen extrahiert werden. Die Produktionsquerschnitte bei verschiedenen Extraktionswinkeln und Targetmaterialien sind in Abb. 2.2<sup>29</sup> dargestellt.



a) Pions

Beams	Energy Range MeV	Minimum $\Delta p/p$ %	Maximum Flux	Energy at max. Flux MeV	$\Delta p/p$ at max. Flux %	Spot Size of max. Flux (FWHM) cm
$\pi E1$	50 - 350	$\pm 0.2$	$1.0 \cdot 10^{10} \pi^+/\text{sec}$ $8 \cdot 10^8 \pi^-/\text{sec}$	250 225	$\pm 2.5$	2 H 5 V
$\pi E3$	40 - 125	$\pm 1$	$1.3 \cdot 10^8 \pi^-/\text{sec}$ $6 \cdot 10^8 \pi^+/\text{sec}$	80 80	$\pm 6$	5.6 X 2.6 Y
Appendix on $\pi E3$			$7.4 \cdot 10^5 \pi^-/\text{sec}$	9		10 H 5 V
$\pi M3$	50 - 350	$\pm 0.1$	$1.0 \cdot 10^6 \pi^+/\text{sec}$ $9 \cdot 10^6 \pi^-/\text{sec}$	250 225	$\pm 3$	1 H 1 V
$\pi M1$	50 - 350	$\leq \pm 0.05$	$3 \cdot 10^7 \pi^+/\text{sec}$ $2 \cdot 10^6 \pi^-/\text{sec}$	250 225	$\leq \pm 0.05$	0.9 H 0.7 V

b) Muon Beams

Beam Line	$D_\pi$ MeV/c	$D_\mu$ MeV/c	Spot Size $\Delta_x \times \Delta_y$ cm <sup>2</sup> FWHM	$\mu^-$ -Flux/sec at $\mu^-$	$\mu^+$ at $\mu^+$	Range Width g/cm <sup>2</sup>	Stopping Density ( $\mu^+/\mu^-/g \cdot \text{sec}$ )
$\mu E1$	220	125	6 x 4	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^7$	4	$(4/1) \cdot 10^5$
$\mu E2$	220	130	6 x 10	$4 \cdot 10^6$	$1.4 \cdot 10^7$	2.5	$(5/15) \cdot 10^4$
Int. Target ( $\mu E3$ )	150 + Degr.	(0-60)	$\emptyset 5$ (internal!)	$\sim 10^7$		(0.1)	$3 \cdot 10^6 (\mu^-)$
$\mu E4$	130	70	$\sim 6 \times 4$	$\sim 10^6$	$\sim 4 \cdot 10^6$	1	$(4/1) \cdot 10^4$
$\pi E3$ "Arizona"	(0)	26	$\sim 5 \times 5$	$(\sim 4 \cdot 10^4) + 10 \%$	$\sim 4 \cdot 10^6$	0.1	$10^6 (\mu^+)$

c) Polarized Protons

Mode of Operation	Energy (MeV)	Polarization	Intensity *)
Scattered from Target M	590	38 %	$10^{10}$ p/sec
	590 - 225	38 %	$10^{10} - 3 \cdot 10^7$ p/sec
Polarized Ion Source	590	80 % **)	100 nA

\*) present shielding limits intensity to 1 nA  
 \*\*) ultimate value presently 60 %

d) Neutron Beam

Energy Range	Intensity Neutron/MeV sec in 25 cm <sup>2</sup> spot	Flight Path Available	Energy Resolution from T.O.F. for 590 MeV Neutrons
590 - 200	$4 \cdot 10^5 - 1.4 \cdot 10^5$	60 meters	7 MeV

Tab. 2.1  
 Auslegung der Experimentierareale

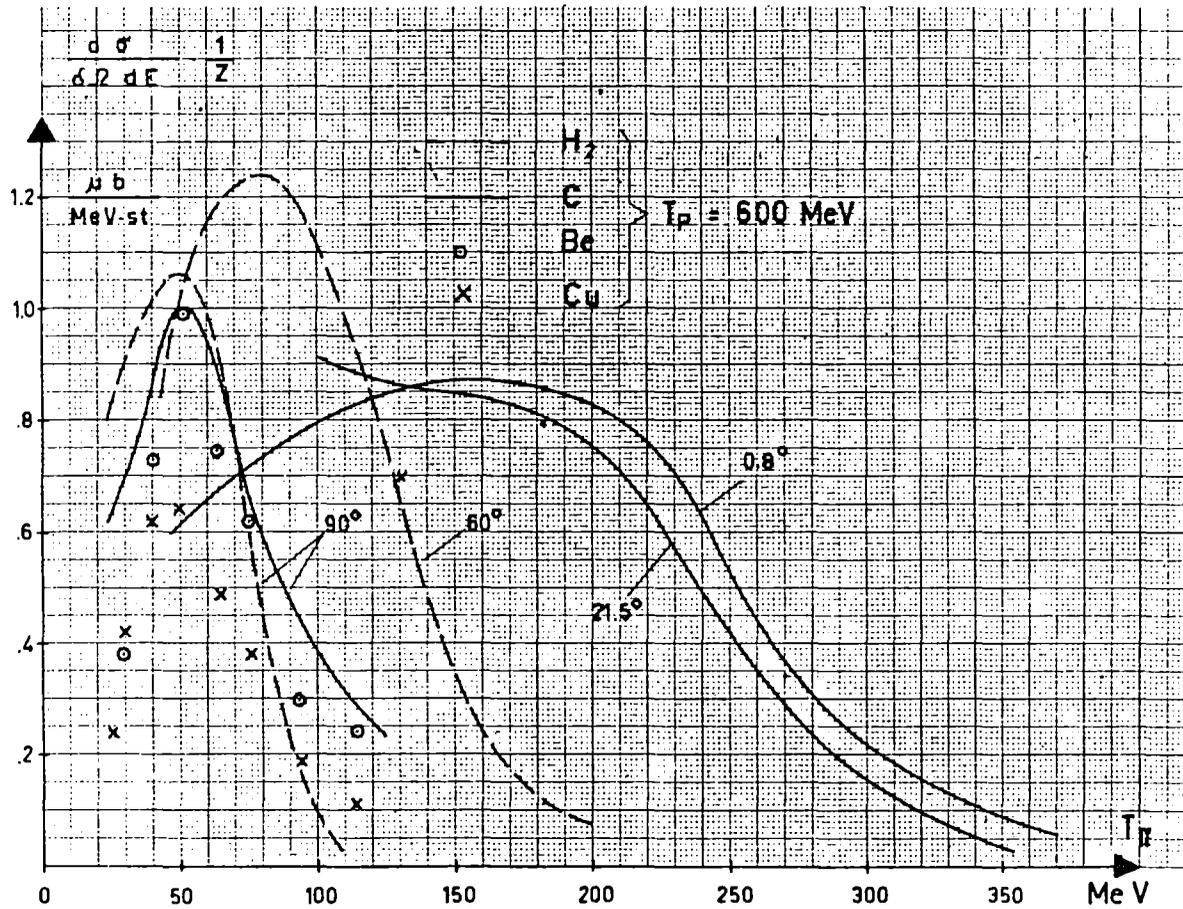


Abb. 2.2  
Produktionsquerschnitte für Pionen<sup>29</sup>

Da die Magnete der Strahlführung (Abb. 2.3)<sup>30</sup> nur nach Impuls und Ladung selektieren, erhält man in der Experimentierzone ein Gemisch von Pionen, Myonen und Elektronen, die wegen der unterschiedlichen Massen für die Strecke vom Produktions-Target zum Strahlfokus im Areal verschiedene Flugzeiten haben.

Flugzeit bei 220 MeV/c Impuls :

$\pi$	68.2 ns <sup>1</sup>
$\mu$	63,9 ns
e	57,6 ns

Flugstrecke E-Target - Fokus : 17.3 m

<sup>1</sup> Lebensdauer des Pions mit Impuls 220 MeV/c im Laborsystem : 48 ns

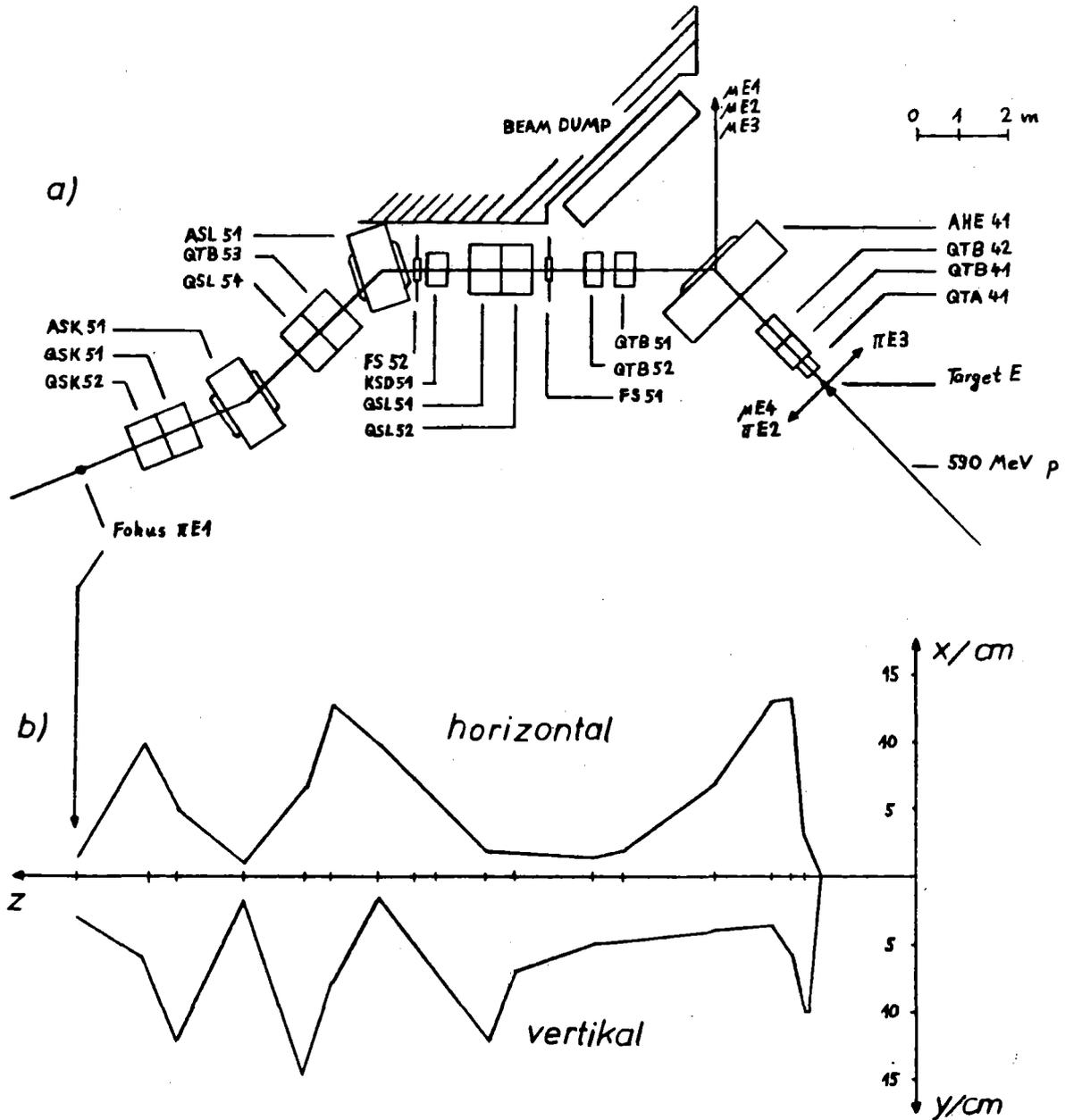


Abb. 2.3

a) Strahlweg für  $\pi E1$ -Areal

Strahlführende Elemente:

Ablenkmagnete : AHE 41, ASL 51, ASK 51

Quadrupole : QTA 41, QTB 41, QTB 42, QTB 51, QTB 52,

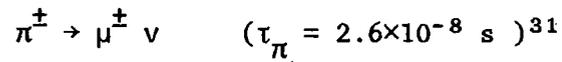
QSL 51, QSL 52, QSL 53, QSL 54, QSK 51, QSK 52

Kanalverschluß : KSD 51

Schlitze : FS 51, FS 52

b) Einhüllende des Strahls für  $\Delta p/p=3\%$

Die Myonen stammen aus dem  $\pi$ -Zerfall

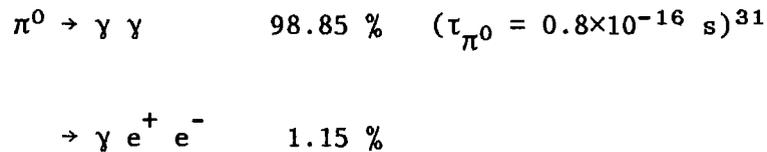


Wegen der Impulsakzeptanz des  $\pi$ E1-Strahls je nach Einstellung der Impulsschlitze von

$$\Delta p/p = 0.2 - 0.5\%$$

erreichen nur diejenigen Myonen das Areal mit einer festen Zeitbeziehung zur Hochfrequenz des Zyklotrons, welche vor dem ersten Ablenkmagnet AHE 41 entstehen. Weiter strahlabwärts entstandene Myonen werden wegen des falschen Impulses entweder aus dem Strahl ausgelenkt<sup>a</sup> oder verlieren die feste Zeitbeziehung. Dadurch haben die Myonen vom Anfang des Kanals und die Pionen an einem bestimmten Ort stets die gleiche Zeitdifferenz.

Die Elektronen entstehen durch die Paarerzeugung der Photonen der bereits im Produktions-Target wieder zerfallenden neutralen Pionen.



Die Elektronen haben somit ebenfalls eine feste Zeitbeziehung zu den Pionen und Myonen, wenn ihr Impuls der Magneteinstellung entspricht.

Der Beschleuniger arbeitet im 50 MHz Rhythmus, d.h. es können nur modulo 20 ns Teilchen am Produktions-Target entstehen. Dies bedeutet, dass gleiche Teilchen bei vorgegebenem Impuls nur modulo 20 ns im Experimentierareal eintreffen können (Mikrobursts).

Die Zeitbeziehung der Elektronen, Pionen und Myonen zeigt Abb. 2.4a. Die Intensitätsverhältnisse  $e^{\pm}/\pi^{\pm}$  und  $\mu^{\pm}/\pi^{\pm}$  in Abhängigkeit vom Impuls der Pionen sind in Abb. 2.4b aufgetragen<sup>32</sup>. Der hohe Anteil an Elektronen bei niedrigen Impulsen entsteht durch den Zerfall der Pionen. Für  $p = 220 \text{ MeV/c}$  erreichen 25%, bei  $p = 150 \text{ MeV/c}$  nur noch 12% der Pionen das Experimentierareal.

---

<sup>a</sup> Myon- und Neutrinoimpuls im Ruhesystem des Pions = 30 MeV/c

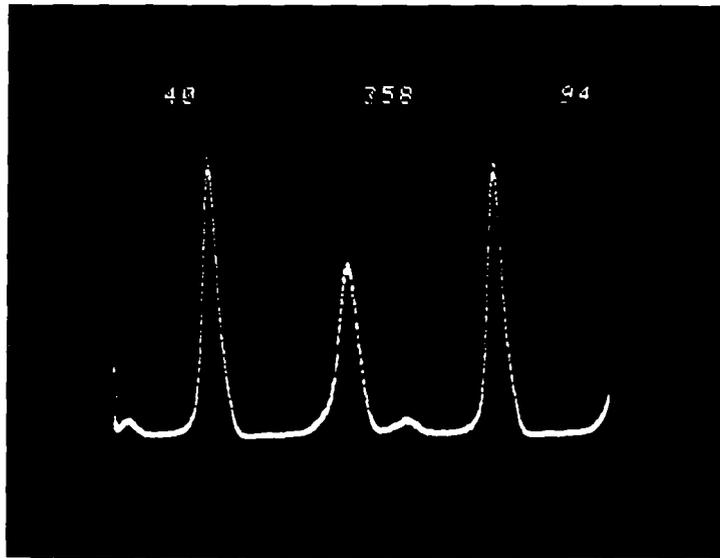


Abb. 2.4a

Zeitspektrum eines Szintillationszählers gegen die 50MHz Hochfrequenz

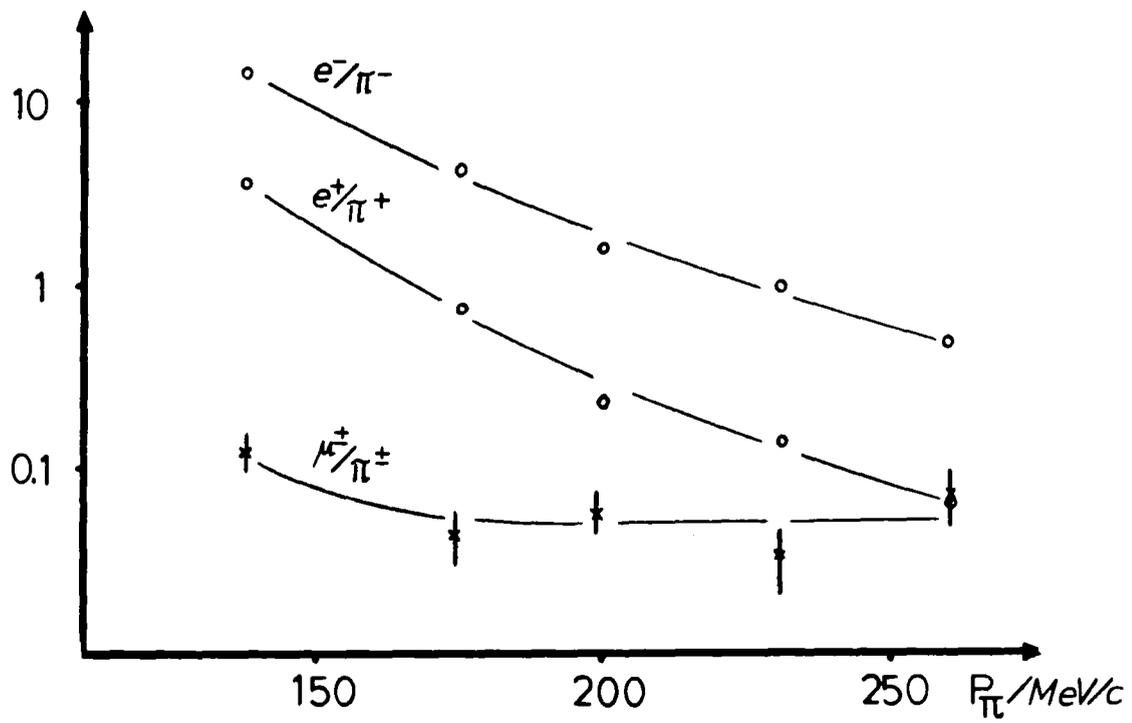


Abb. 2.4b

Intensitätsverhältnisse  $e^\pm/\pi^\pm$  und  $\mu^\pm/\pi^\pm$  am  $\pi E1$ -Kanal



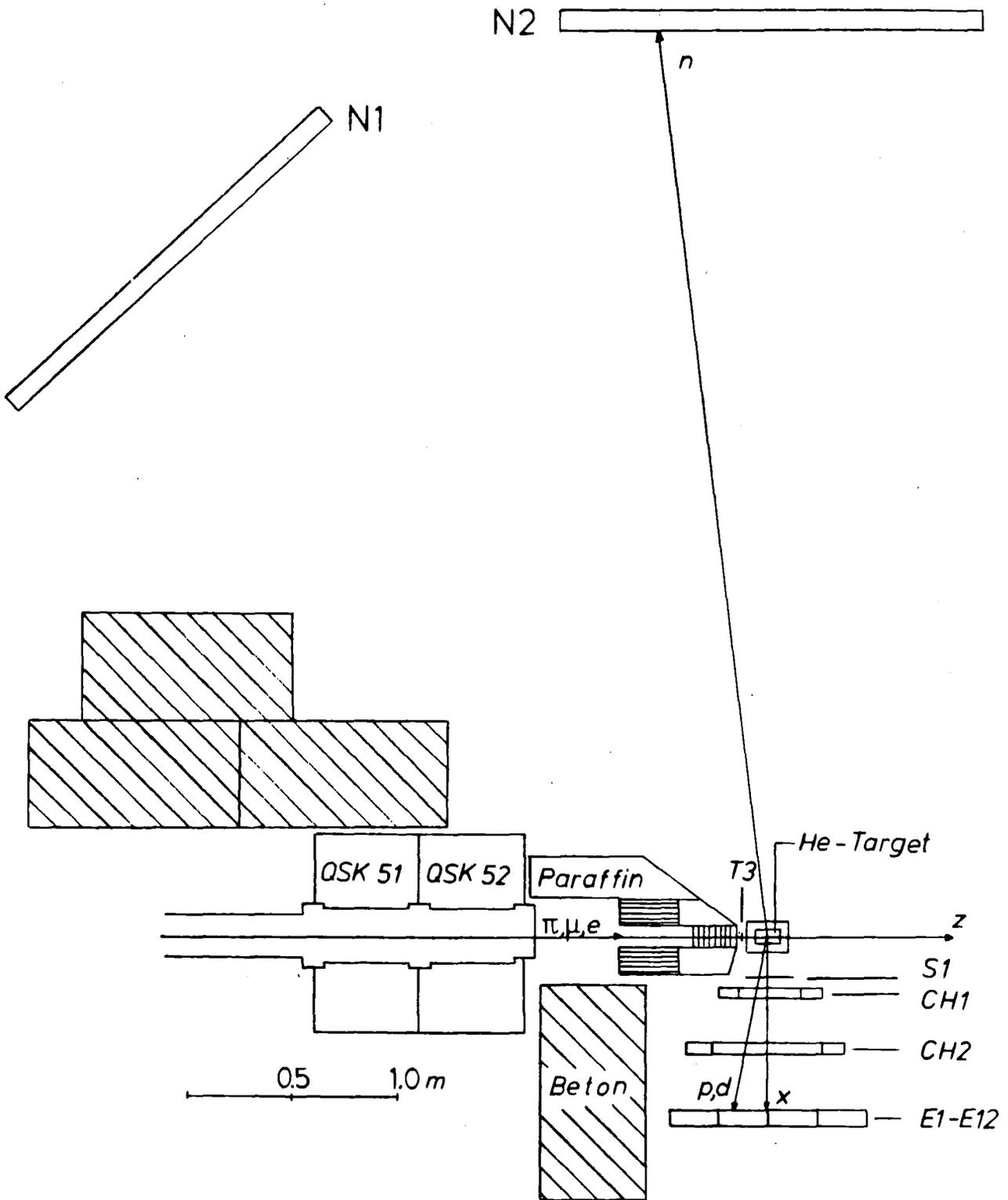


Abb. 2.5a  
Aufbau der Messung I

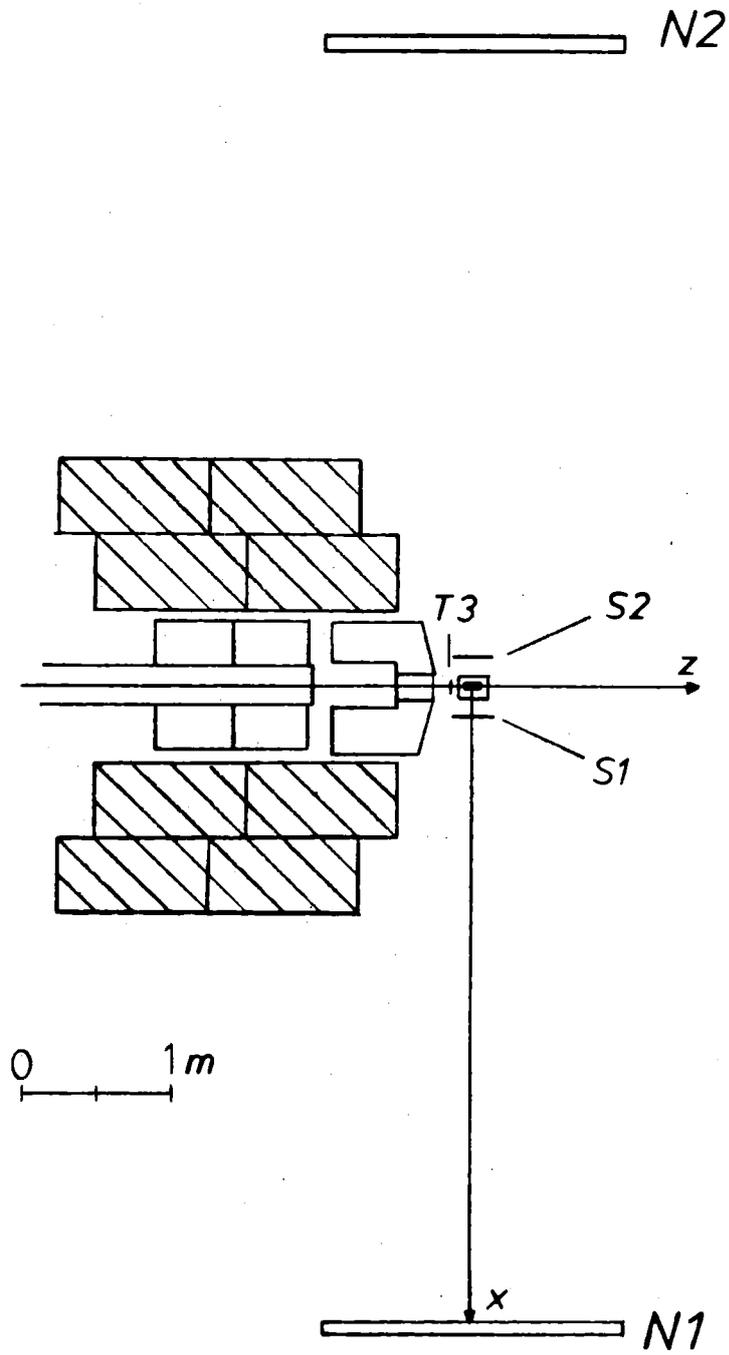


Abb. 2.5b  
Aufbau der Messung II

Abb. 2.6 zeigt die Überdeckung des Phasenraums durch die Meßanordnungen I und II.

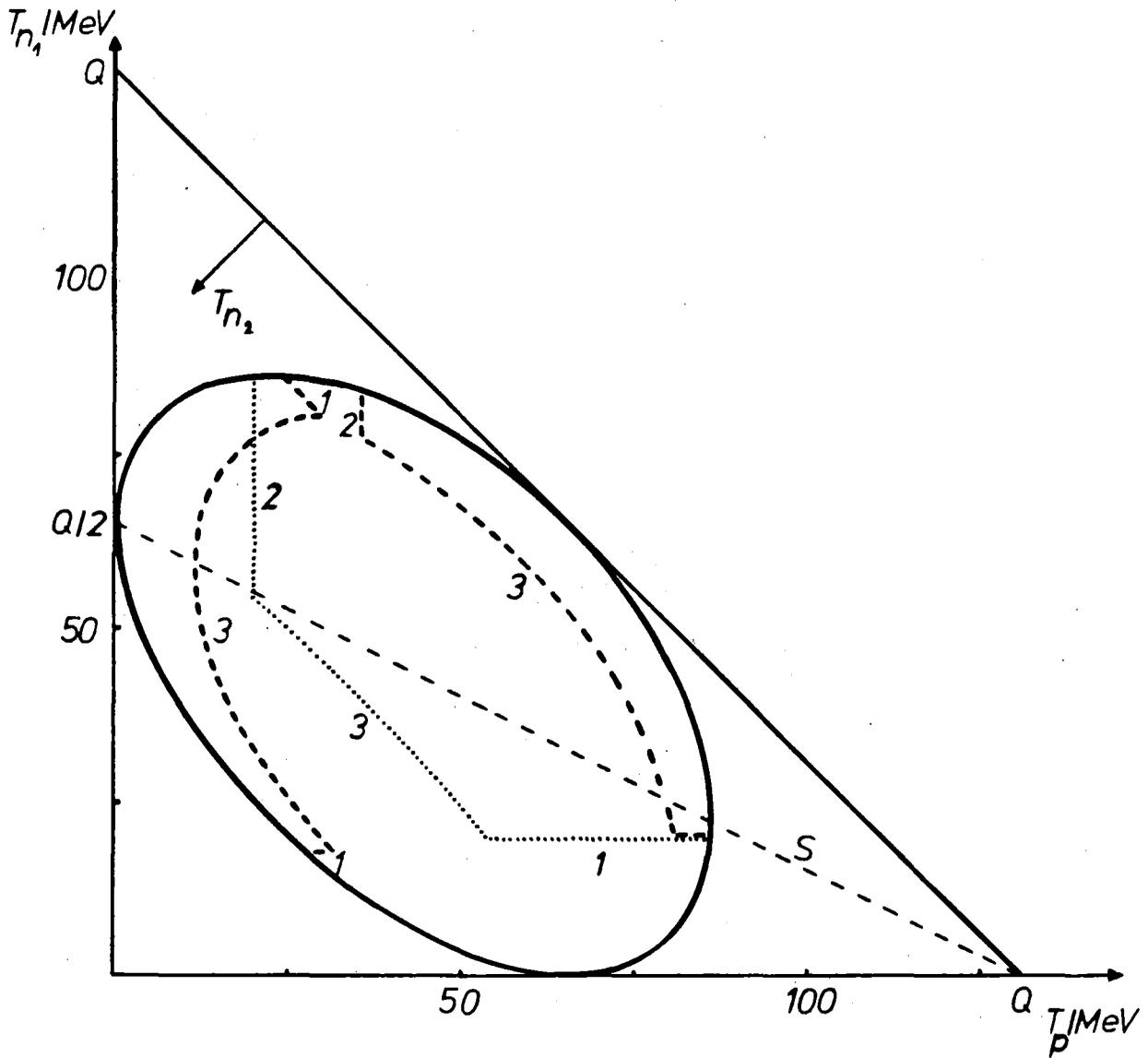


Abb. 2.6

Überdeckung des Phasenraums der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  durch

... Messung I (s. Abb. 2.5a)

--- " II (s. Abb. 2.5b)

S Symmetrielinie im Dalitzplot ( $T_{n_1} = T_{n_2}$ )

Proton- bzw. Neutronschwellen siehe Kap. 3.1.3 bzw. 3.2.5

1 : Neutronschwellen , 2 : Protonschwellen

3 : Schwellen durch Winkelakzeptanz (s. Kap. 3.5)

Das Prinzipschaltbild für die Messung von pn-Koinzidenzen zeigt Abb. 2.7. Erkennt der Teilchenzähler zu einem einlaufenden Pion ein geladenes Teilchen, so speichern die Drahtkammern die zur Rekonstruktion der Trajektorie nötige Information ab. Erreicht gleichzeitig ein Neutronen trigger die Zentralkoinzidenz (CC), dann wird durch das Look-At-Me-Signal (LAM) der Auslesezyklus der Daten über CAMAC vom on-line Rechner gestartet. Ein vom Rechner gesetztes INHIBIT-signal verhindert das Überschreiben durch ein neues Ereignis bevor die Information vollständig abgespeichert ist. Triggert nur der Teilchenzähler oder nur der Neutronenzähler, so kann kein np-Koinzidenz-Signal (N·S) gesetzt werden. Die Daten des angesprochenen Zählerzweigs müssen dann wieder gelöscht werden, um das Blockieren der Auslese durch nicht koinzidente Ereignisse zu

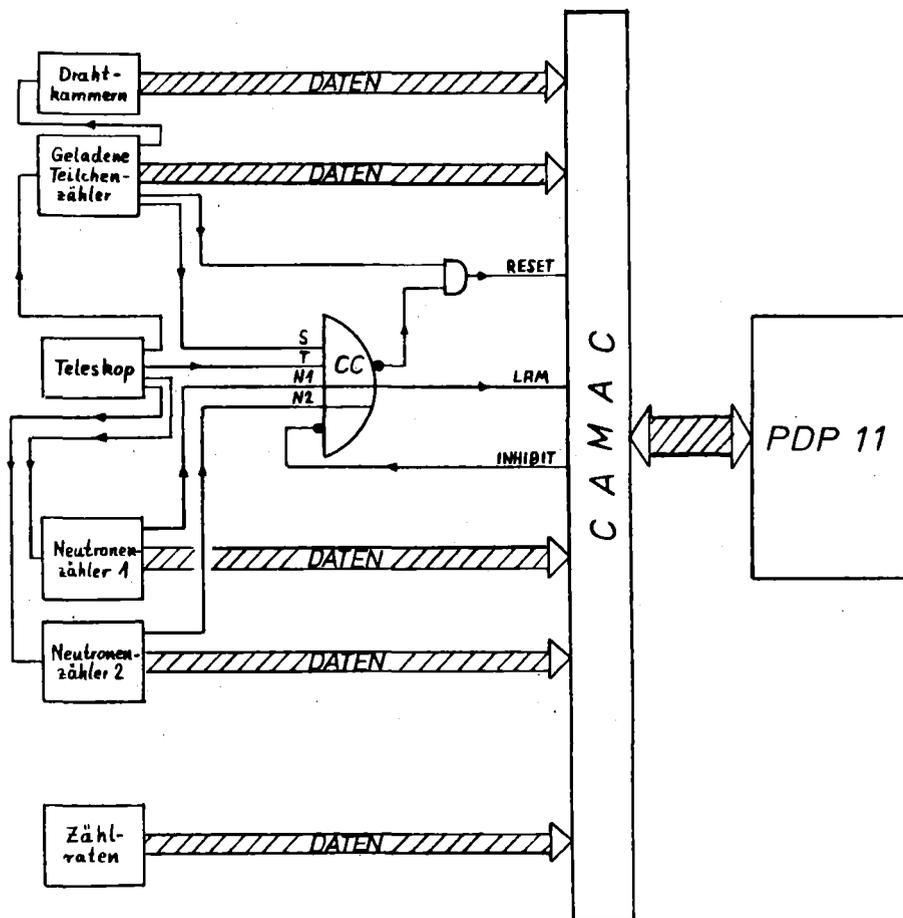


Abb. 2.7  
Prinzipschaltbild der Apparatur

verhindern (schnelles RESET). Zusätzlich werden über CAMAC die Einzel- und Koinzidenzraten aller Komponenten aufgenommen. In Tabelle 2.2 sind die Zählraten der Komponenten der Apparatur aufgeführt.

Der LAM - INHIBIT - RESET - Kreis und die on-line abgespeicherten Größen sind in Kap. 2.2.5 beschrieben.

Teleskop	- (T1e)	:	29.2×10 <sup>6</sup>	
	(T1π)	:	27.5×10 <sup>6</sup>	
	(T3π)	:	4.0×10 <sup>6</sup>	
	(T4π)	:	2.6×10 <sup>6</sup>	
	π <sup>-</sup> <sub>stop</sub>	:	2.2×10 <sup>6</sup>	
Teilchenzähler	- E1	:	61200	E7 : 67600
	E2	:	51300	E8 : 54100
	E3	:	72400	E9 : 60400
	E4	:	49000	E10 : 68500
	E5	:	72700	E11 : 48600
	E6	:	64000	E12 : 40100
	E = Σ E <sub>i</sub>	:	710000	(i=1-12)
	S <sub>p</sub> = (T3π) · S1 · E	:	2880	
	CH1 · E (fast OR)	:	176000	
	CH2 · E (fast OR)	:	131000	
Neutronenzähler	- N1(M1) (132 <sup>0</sup> -Stellung)	:	538	
	N2(M2) (180 <sup>0</sup> - " )	:	1455	
pn-Koinzidenzen	- (E · (N1+N2))	:	23.0	(Mittelwert)
nn-Koinzidenzen	- (N1 · N2) (180 <sup>0</sup> )	:	1.4	( " )

Tab. 2.2

Zählraten pro Sekunde für 80 μA primären Protonstrom

Intensitätsschlitze FS 51 V/H = 70/1640

Moderatorlänge = 21 cm <sup>12</sup>C

### 2.3.1 Das Teleskop

Das Teleskop hat die Aufgabe, den einfallenden Strahl zu definieren, die Pionen zu identifizieren und in einem geeigneten Moderator abzu- bremsen, damit die Teilchen im Target gestoppt werden. Das Experiment und die hohen Teilchenflüsse am SIN stellen besondere Anforderungen an den Aufbau des Teleskops.

Um den Untergrund von Neutronen, gestreuten Elektronen und Photonen im Neutronenzähler niedrig zu halten, darf sich nur so wenig wie mög- lich Materie in dem Teil des Strahlwegs befinden, der sich gegen die Zähler nicht abschirmen lässt. Deswegen wird bei der Messung von Ko- inzidenzen auf den Zähler T4 verzichtet. Ausserdem würde ein gestopp- tes Pion durch ein im gleichen Mikroburst einlaufendes nicht gestopptes Teilchen verworfen werden.

Bei hohen Raten ist die Koinzidenzbedingung ( $T1 \cdot T3$ ) fast immer er- füllt, da sich in jedem Mikroburst mehrere Teilchen befinden. Aus die- sem Grund wird der Zähler T1 nur zur Messung der Raten verwendet.

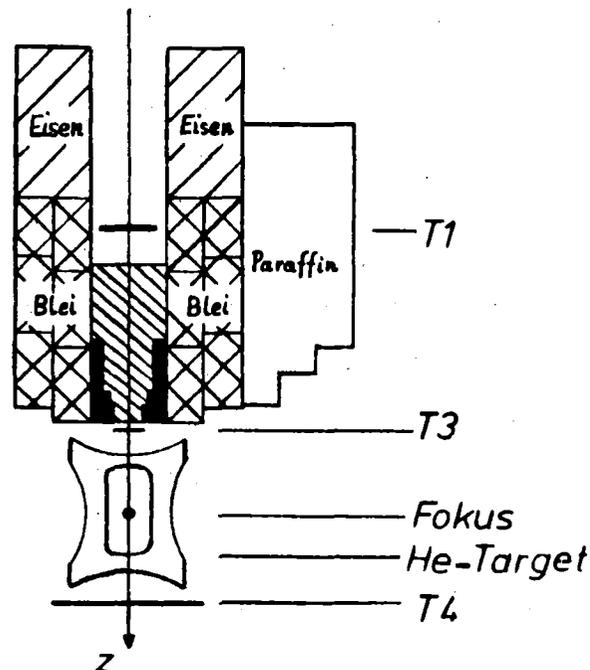


Abb. 2.8  
Aufbau des Teleskops

Anforderungen an den Moderator:

- Grosses Bremsvermögen um kurzen Bremsweg zu erreichen, d.h. das Material soll viele Elektronen pro  $\text{cm}^3$  enthalten

$$\text{Relatives Bremsvermögen: } n = Z \cdot N^{\square} = Z \cdot \frac{L}{A} \cdot \rho$$

oder

$$- \frac{dE}{dx} \sim \frac{Z}{A} \cdot \rho$$

Z = Ordnungszahl des Elements

$N^{\square}$  = Anzahl Elektronen pro  $\text{cm}^3$

A = Massenzahl " "

L = Loschmidtzahl

- Geringes Winkelstragging, um die räumliche Ausdehnung der Stoppverteilung klein zu halten.

$$\text{Mittlere Winkelabweichung: } \overline{\theta^2} \sim N^{\square} \cdot Z^2 \quad \text{oder} \quad \overline{\theta^2} \sim \frac{Z^2}{A} \cdot \rho$$

Ein geeignetes Element ist Kohlenstoff ( $\rho = 1.5 - 2.0 \text{ g/cm}^3$ ). Noch besser wäre die Verwendung von Beryllium ( $\rho = 1.85 \text{ g/cm}^3$ ), das sich aber nur umständlich handhaben lässt (giftig, spröde und teuer).

Zunächst durchlaufen die Pionen mehrere 1 cm dicke Kohlenstoff-Platten von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Fläche, dann 3 Kohlenstoff-Zylinder mit immer kleinerem Durchmesser. Die Zylinder sind zur Abschirmung von Photonen und Elektronen mit Kupfer umgeben. Vor allem beschneidet der Kupfermoderator die Ränder des Strahls, wodurch sich die Intensität der Pionen in der äusseren Targethülle um etwa eine Grössenordnung verringert (Abb. 2.10). Der geringe Durchmesser der letzten Kupferblende von 4 cm ist wegen der Divergenz des abgebremsten Pionstrahls nötig. Der ganze Moderator ist noch von einer 10 cm dicken Bleiabschirmung umgeben, die strahlaufwärts in einen 40 cm langen Eisentunnel übergeht.

Die hohe Strahlintensität führt zu beträchtlichen Anodendauerströmen der Photomultiplier-Röhren, was irreversible Veränderungen zur Folge hat. Durch den Einsatz von 2 10-fach Verstärkern kann mit niedriger Hochspannung gearbeitet werden. Dadurch bleiben die Anodenströme unter dem gefährlichen Wert von  $1 \mu\text{A}^{33}$ . Die Dämpfung der Pulse im Kabel wird durch die Verstärkung ausgeglichen.

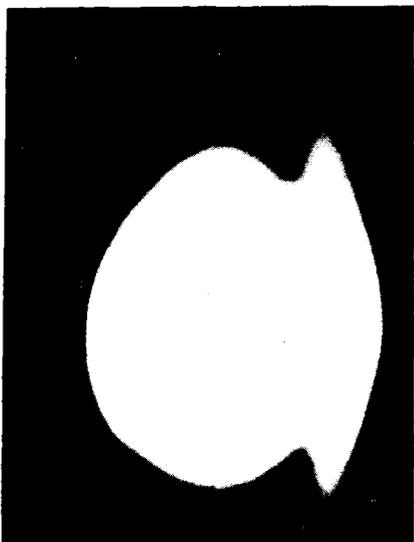


Abb. 2.9a  
Strahlfleck 38 cm aufwärts  
vom Fokus  
Die beiden Zentren gehören zu  
verschiedenen Teilchen. Im Fokus  
fallen die Schwerpunkte zusammen.

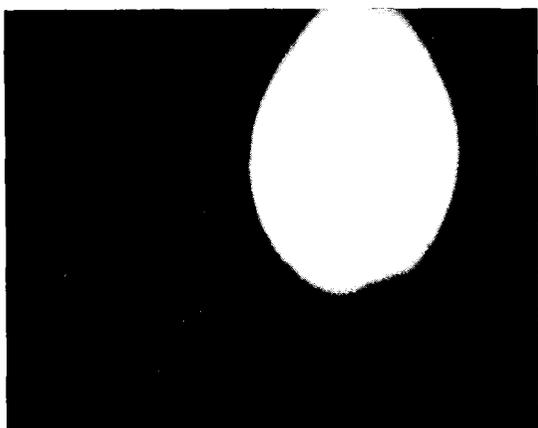


Abb. 2.9b  
Strahlfleck nach 8 cm Kohlenstoff-  
Moderator

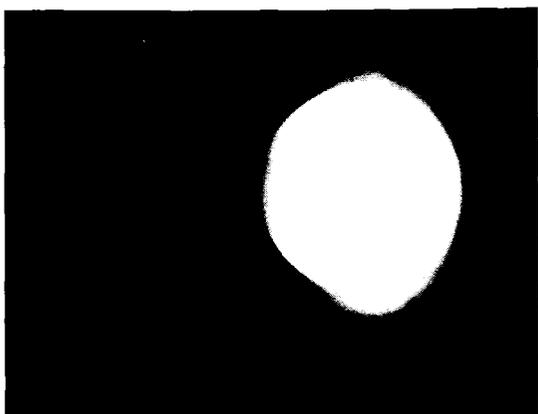


Abb 2.9c  
Strahlfleck nach der letzten  
Kupferblende  
Deutlich sichtbar der Schatten  
der Blende ( $\phi = 4$  cm)

Abb. 2.9  
Polaroidaufnahmen des Strahls

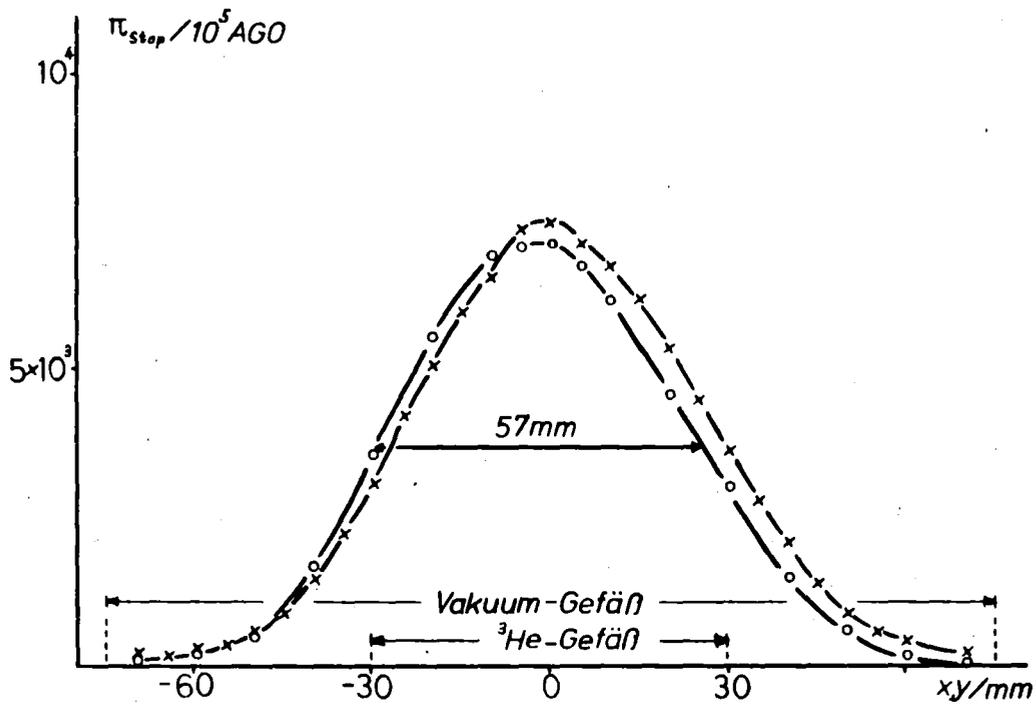


Abb. 2.10a

Stoppverteilung im Fokus

x - horizontal , o - vertikal

(AGO = Relatives Mass für die Strahlintensität)

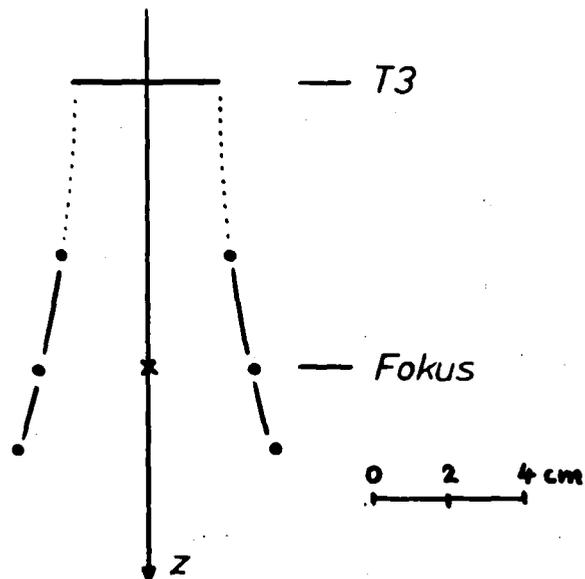


Abb 2.10b

Halbwertsbreite der Stoppverteilung nach der letzten Kupferblende

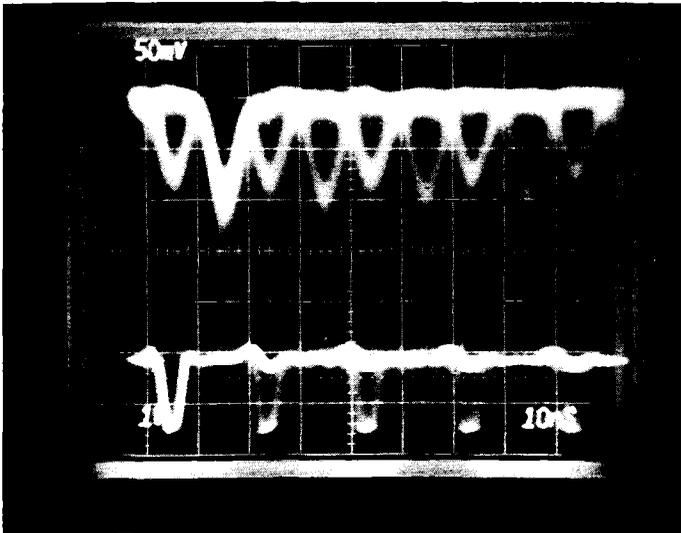


Abb. 2.11a

Analogsignal eines Zählers im Strahl getriggert mit der 50 MHz Beschleunigerfrequenz

Die Pionen erkennt man an der grösseren Pulshöhe, da sie bei gleichem Impuls einen höheren Energieverlust erfahren

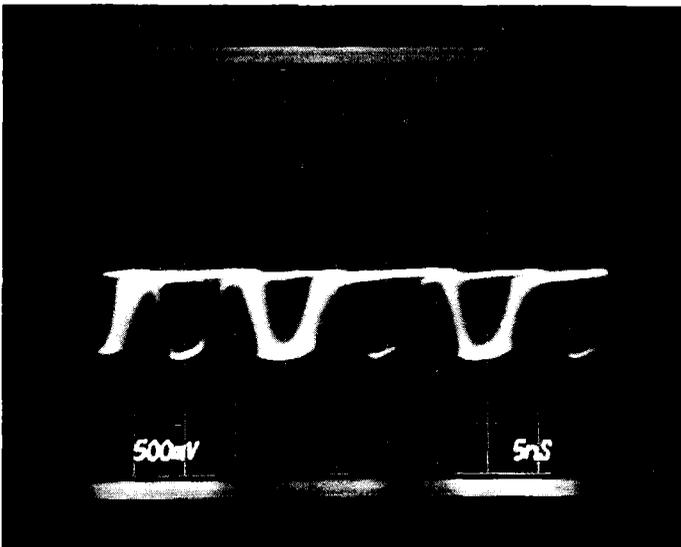


Abb 2.11b

50 MHz getriggert mit dem Diskriminatorausgang des Signals aus Abb. 2.11a

Abb 2.11a zeigt das Analogsignal eines Zählers im Strahl, getriggert mit der 50 MHz Beschleunigerfrequenz. Die Pionen erkennt man an der grösseren Pulshöhe gegenüber den Elektronen. Wird das 50 MHz-Signal mit dem Diskriminatorausgang des Analogsignals getriggert, erkennt man gut die Zeitbeziehung zwischen Elektronen, Pionen und Myonen.

Mit dem Szintillationszähler T3 (Dicke 1 mm, Durchmesser 40 mm) werden die Pionen über die Flugzeit mit einer schnellen Koinzidenz identifiziert. Die Koinzidenz des Pionsignals mit der 50 MHz Beschleunigerfrequenz trennt die Pionen von den Elektronen (Abb. 2.12).

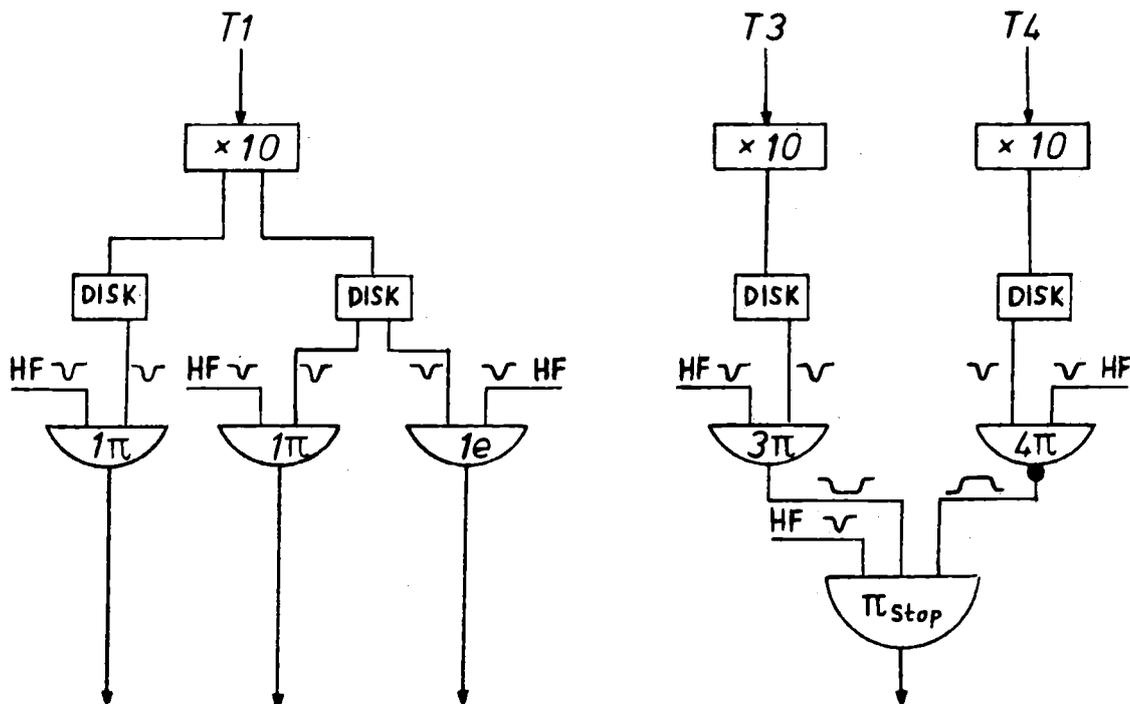


Abb. 2.12  
Schneller Piontrigger

Zur Einstellung der Moderatorlänge wird der Antizähler T4 weiterhin benötigt. Abb. 2.13 zeigt die mit dem Trigger

$$\pi_{\text{stop}}^- = (T3\pi) \cdot (T4\pi)$$

gemessene Reichweitekurve.

Als Zeitmarke für den  $(T3\pi)$  bzw. den  $\pi_{\text{stop}}^-$ -Trigger wird das Signal der 50 MHz Beschleunigerfrequenz verwendet, da es mit dem kleinsten Zeitjitter behaftet ist.

50 MHz	$\Delta t < 0.5 \text{ ns}$
T3	$\Delta t \sim 1.0 - 1.5 \text{ ns}$

In der zweiten Koinzidenzstufe wird durch ein scharf gesetztes 50 MHz-Signal dem  $(T3\pi)$  oder  $\pi_{\text{stop}}^-$ -Trigger das Zeitverhalten der Hochfrequenz aufgeprägt. Dadurch können die Koinzidenzen des Teilchenzählers und des Neutronenzählers leichter zeitlich angepasst werden (s. Kap. 2.2.3).

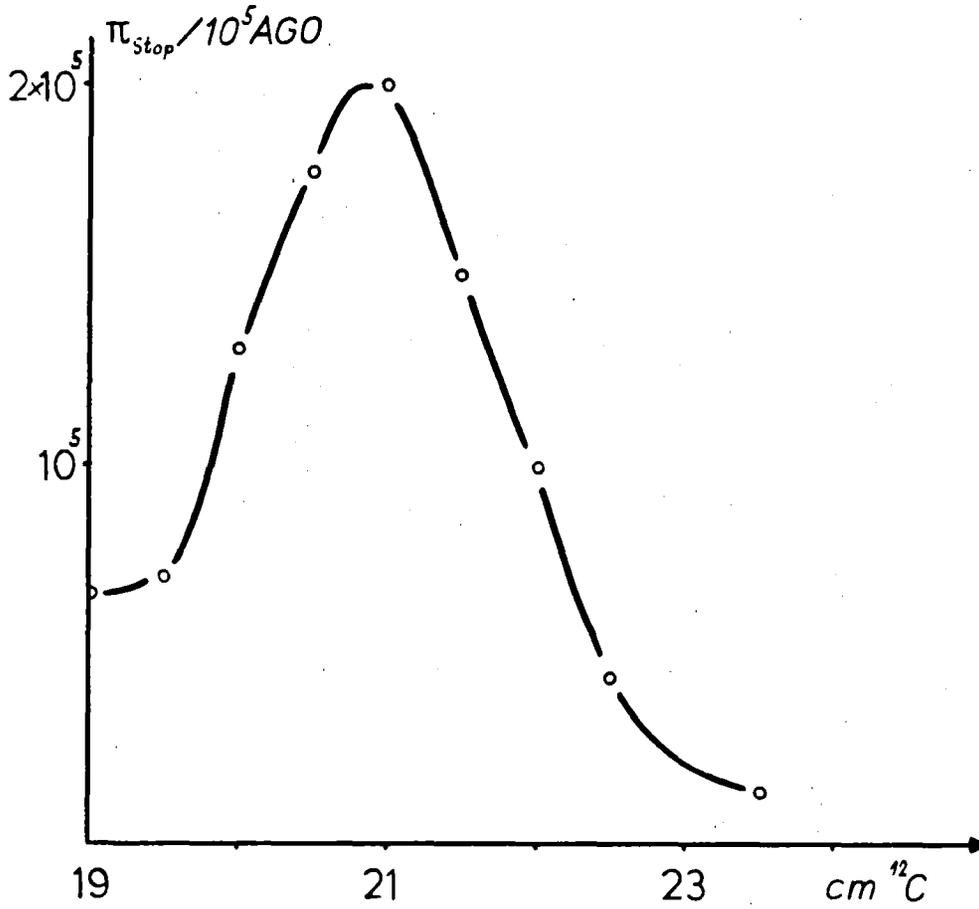


Abb. 2.13a  
Reichweitekurve der Pionen

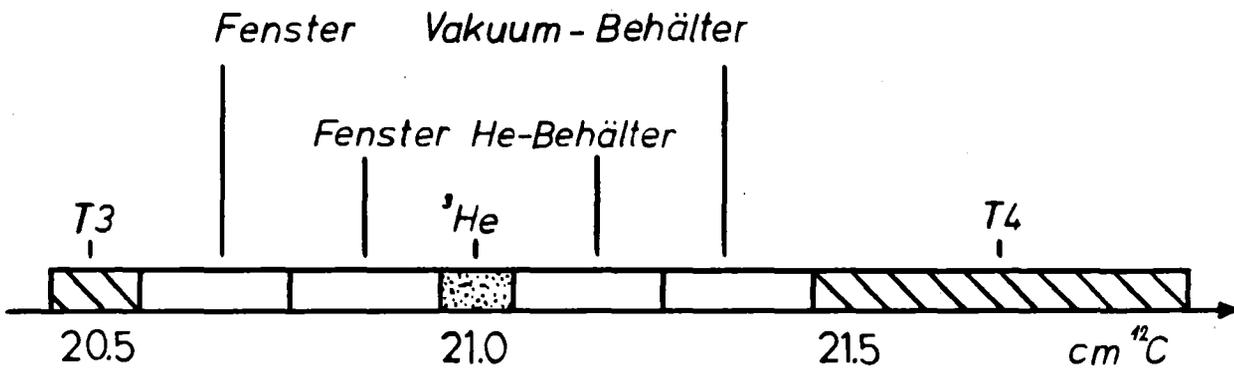


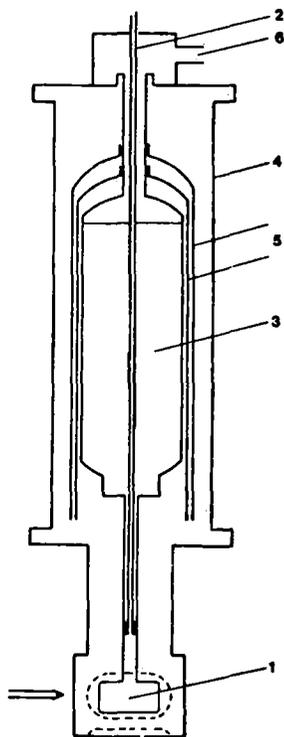
Abb. 2.13b  
Die Unterteilungen geben die Anteile des Zählers T3, der Folien und des eigentlichen  $^3\text{He}$ -Targets an

### 2.3.2 Das $^3\text{He}$ -Target

Das  $^3\text{He}$ -Target ist als Gastarget konzipiert, um die Energieverluste der auslaufenden geladenen Teilchen möglichst gering zu halten. Das  $^3\text{He}$  wird mit flüssigem  $^4\text{He}$  auf 5K gekühlt, wodurch es die 60-fache Dichte gegenüber Normalbedingungen erreicht ( $\rho(^3\text{He}) = 0.178 \text{ g/l}$  bei  $0^\circ\text{C}$  und 1013 mbar).

Der eigentliche  $^3\text{He}$ -Behälter ist ein 12 cm langer Mylarzylinder von 6 cm Durchmesser (Wandstärke 100  $\mu\text{m}$ ), der zur besseren Kühlung mit 13 Lagen von je 6  $\mu\text{m}$  dicker Superisolation (aluminiumbedampfte Mylarfolie) umwickelt ist.<sup>34</sup> Das  $^3\text{He}$ -Gefäß ist von einem 2 mm starken Stahlrohr umgeben (Länge 20 cm, Durchmesser 15 cm), das an den den Detektoren zugewandten Seiten Fenster besitzt, um die geladenen Teilchen oder auch x-rays von atomaren Übergängen durchzulassen. Das ganze Rohr ist von einer 175  $\mu\text{m}$  starken Mylarfolie umgeben, damit der Raum zwischen Target und Rohr evakuiert werden kann.

Die  $^3\text{He}$ -Flächendichte beträgt mit 90  $\text{mg/cm}^2$  die Hälfte der Flächendichte der Mylarfenster in Strahlrichtung (s. Abb. 2.13b).



- 1 -  $^3\text{He}$ -Target
- 2 - Einfüllstutzen für  $^3\text{He}$
- 3 -  $^4\text{He}$ -Dewar
- 4 - Vakuumentank
- 5 - Isolation
- 6 - Verbindung zur  $^4\text{He}$ -Anlage

Abb 2.14  
 $^3\text{He}$ -Kryotarget

### 2.3.3 Der Geladene-Teilchenzähler

Mit dem Teilchenzähler werden Flugzeit und Pulshöhe der Teilchen gemessen (Messung I). Über die Flugzeit erfolgt die Identifizierung (Proton oder Deuteron). Aus der Pulshöhe wird die Energie bestimmt.

Der Geladene-Teilchenzweig besteht aus dem 1 mm dicken Startzähler S1 (s. Abb. 2.5a), der die Geometrie definiert und dadurch den Trigger säubert. Zwei Vieldraht-Proportionalkammern registrieren die Richtung der Teilchen. Die Kammern CH1 und CH2 haben 96 bzw. 192 Horizontal- und 160 bzw. 256 Vertikaldrähte bei einem Drahtabstand von 2 mm. Der eigentliche Energiezähler besteht aus einer 4x3 Matrix von Plastikszintillatoren (E-Zähler E1-E12). Das empfindliche Volumen eines E-zählers ist  $170 \times 170 \times 80 \text{ mm}^3$  (Abb. 2.15).

Die maximale kinetische Energie der Protonen aus der Reaktion  $\pi^+ \text{He} \rightarrow p \text{nn}$  beträgt 86 MeV. Da 80 mm Szintillator zum Stoppen von 100 MeV Protonen ausreichen, ist sichergestellt, dass die ganze Energie im Zähler abgegeben wird. Durch die Aufteilung in 12 Einzelzähler lässt sich die Energie- und vor allem die Zeitauflösung verbessern, was für die Teilchentrennung entscheidend ist. Ausserdem erhält man bereits eine grobe Richtungsinformation. Eine Messung mit durchlaufenden Pionen von 220 MeV/c Impuls, die in 170 mm Szintillator 50 MeV Energie deponieren, ergab für die Energie- und Zeitauflösung

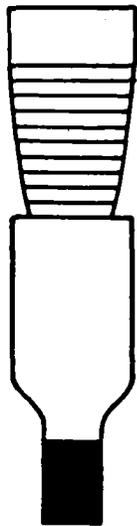
$$\Delta t = 300-400 \text{ ps}$$

$$\Delta E/E = 4 \%$$

Ein geladenes Teilchen wird durch die Koinzidenz (Abb. 2.16)

$$S_p = ((T3\pi) \cdot S1 \cdot E_i) \quad i=1-12$$

definiert, wobei auch mehrere E-Zähler ansprechen dürfen. Die Koinzidenz des (T3 $\pi$ )-Signals mit dem Zähler S1 muss sehr scharf gesetzt werden, damit nicht gestreute Elektronen als Untergrund im Energie-Flugzeit-Diagramm auftauchen. Die Pulsbreite der E-Zähler von 25 ns ist an die Flugzeitschwankungen der Strecke Target-Teilchenzähler angepasst. Die Elektronik der Drahtkammern wird erst durch die Koinzidenz  $S_p$  getriggert. Das Zeitverhalten des  $S_p$ -Signals ist durch das (T3 $\pi$ )-Signal und damit die 50 MHz Hochfrequenz bestimmt (Abb. 2.16).



Szintillator

Leuchtdiode

Lichtleiter

Schutzrohr mit  
Fotoervielfacherröhre  
(Philips XP 2041)

Spannungsversorgung

10 cm

Abb. 2.15a

Skizze eines E-Zählers im Maßstab 1:10

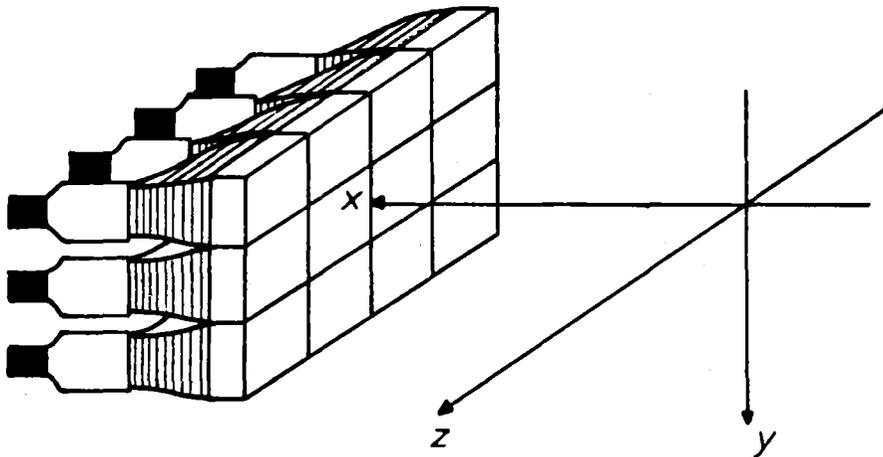


Abb. 2.15b

Anordnung der Zähler E1-E12

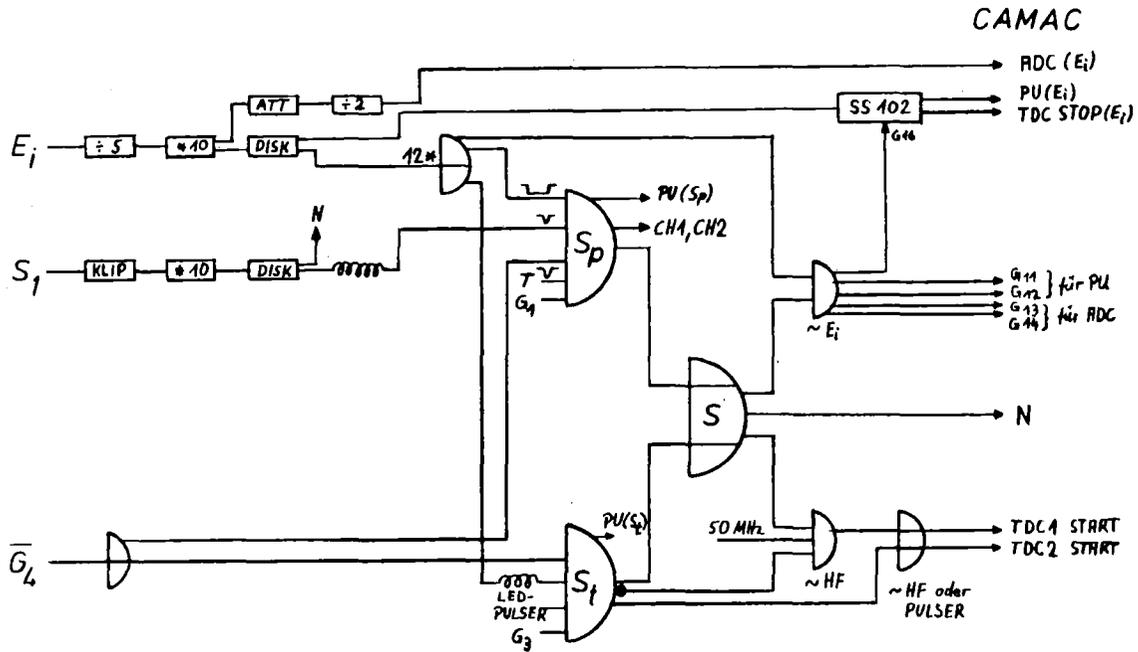


Abb. 2.16

Blockschaltbild des Geladene-Teilchenzählers

- ATT : Abschwächer
- DISK : Diskriminator
- $E_i$  : Signal von E-Zähler  $i=1,12$
- $G_1$  : Öffnet S -Koinzidenz für Normalbetrieb
- $G_3$  : Öffnet  $S^P$ -Koinzidenz für Testbetrieb (LED-Pulser)
- $g_4$  : Totzeit des on-line Rechners (INHIBIT)
- S : Triggersignal des Geladene Teilchenzweigs
- $S^P$  : Trigger für geladene Teilchen
- $S^P$  : Trigger für Testereignisse (LED-Pulser)
- SS102: Strobed shaper zur Auffrischung der Pulse
- S1 : Dünnere Startzähler(1 mm)

Im Lichtleiter jedes E-Zählers ist eine Leuchtdiode (LED) angebracht, die durch einen Pulser mit 50Hz angesteuert wird. Die derart erzeugten Testereignisse dienen zur Überwachung der Stabilität der Pulshöhen des Geladene-Teilchenzählers für spätere off-line Korrekturen (s. Kap. 3.1). Indem die Pulsersignale in den 4 Abschwächungs-

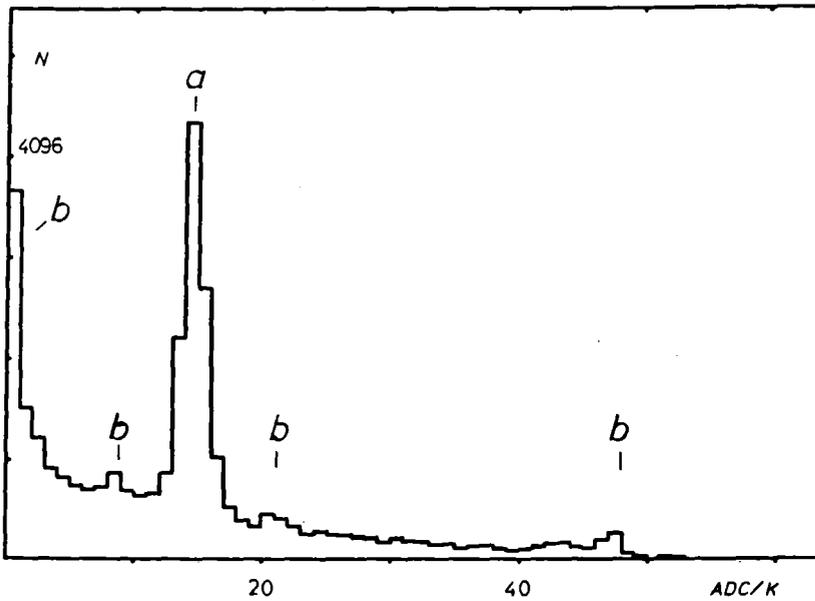


Abb. 2.17a  
Pulshöhenspektrum  
a: Deuteron-Peak aus  
 $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$   
b: Testereignisse  
mit Leuchtdioden

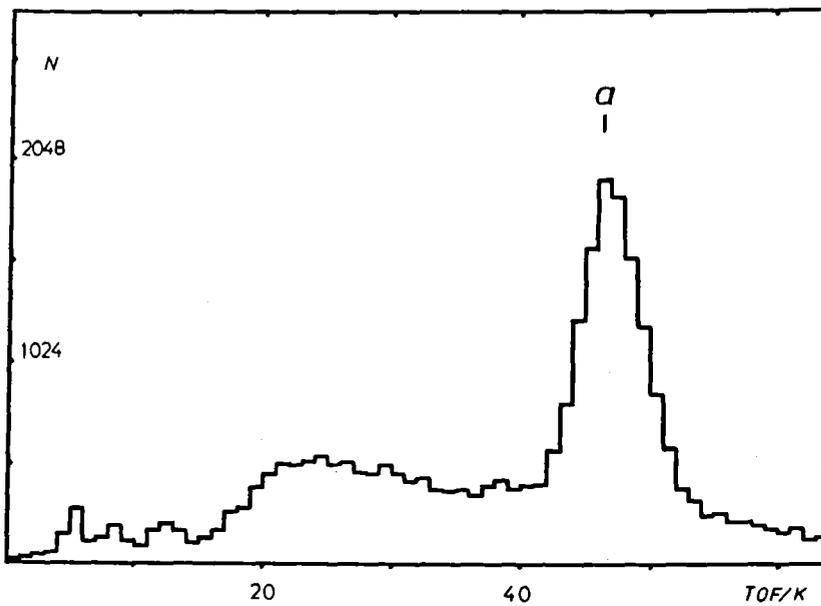


Abb 2.17b  
Zeit-Spektrum (TOF)  
a: Deuteron-Peak aus  
 $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$

Abb. 2.17

On-line Spektren des Energiezählers E6

Die 1024 bzw. 2048 Kanäle des Analog-Digital-Konverters (ADC) bzw. des Zeit-Digital-Konverters (TDC) werden in der on-line Darstellung in 64 Kanäle zusammengefaßt.

stufen 0,4,8 und 12 dB auf die Leuchtdioden gegeben werden, erhält man gleichzeitig eine relative Pulshöhe-Energie-Eichung für die E-Zähler mit nachfolgender Analogelektronik (10-fach Verstärker, Abschwächer und CAMAC-ADC).

Ein Testereignis ist durch die Koinzidenz

$$S_t = (P \cdot E_i)$$

P = Pulserrückleitung

definiert. Die Langzeitschwankungen der Leuchtdioden liegen bei 1% .

Die Auswertung der Testereignisse ist in Kap. 3.1.1 beschrieben.

#### 2.3.4 Die Neutronenzähler

Die Energie der Neutronen wird über die Flugzeit bestimmt. Die dazu verwendeten Neutronenzähler wurden bereits in nn-Koinzidenz-Messungen am CERN-SC eingesetzt<sup>11</sup>.

Jeder Zähler ist aus 4 übereinanderliegenden, identischen Modulen aufgebaut (Bau und Test des Prototyp-Moduls siehe <sup>35 36</sup>). Jedes Modul besteht aus 12 optisch isolierten Szintillatorstäben (NE 110) mit den Abmessungen 200 x 6 x 1.5 cm<sup>3</sup>, wodurch sich insgesamt ein empfindliches Volumen von 200 x 48 x 9 cm<sup>3</sup> ergibt (Abb. 2.18). An den Enden jedes Moduls befinden sich 2 große Fotovervielfacher (Philips 56DVP), die durch Lichtleiter mit jedem Stab optisch verbunden sind. Gemessen werden die Laufzeit links (TOFL), die Laufzeitdifferenz zwischen rechts und links (R-L) und die beiden Pulshöhen. Zusätzlich sind auf jeder Seite des Zählers je 15 kleine Fotovervielfacher (SEN 1045) angebracht, durch die man das Muster der angesprochenen Stäbe erhält.

Abb. 2.19 zeigt das Blockdiagramm der Elektronik für den Neutronenzähler 1 (analog für Zähler 2) zur Messung von pn-Koinzidenzen. Die Koinzidenz (T3π)·S1 öffnet die Masterkoinzidenz M für 200 ns, während der Neutronenzähler ansprechen muss, damit sich der Trigger (N·S) ergibt. Die Öffnungszeit von 200 ns und die grosse Oberfläche erklärt, warum die Apparatur auf Untergrund sehr empfindlich ist. Durch gute Abschirmung (s. Kap. 2.3.1) und die Koinzidenz mit Zähler S1 (nur für pn-Koinzidenzen) lässt sich der Untergrund wirksam herabsetzen. Ergibt

sich keine Koinzidenz ( $N \cdot S$ ), so werden das bereits am CAMAC gespeicherte Muster der kleinen Fotovervielfacher und die Pulshöhen wieder gelöscht (RESET CAMAC). Im Falle der Koinzidenz werden die Pulse für die Zeit links (TOFL) und die Laufzeitdifferenz (R-L) erzeugt und der Trigger an die Steuerschaltung für den on-line Rechner weitergegeben.

Das mit den grossen Fotovervielfachern gemessene Zeitspektrum (TOFL), korrigiert mit der Laufzeitdifferenz (R-L), ergibt das Flugzeitspektrum der Teilchen (Abb. 2.20).

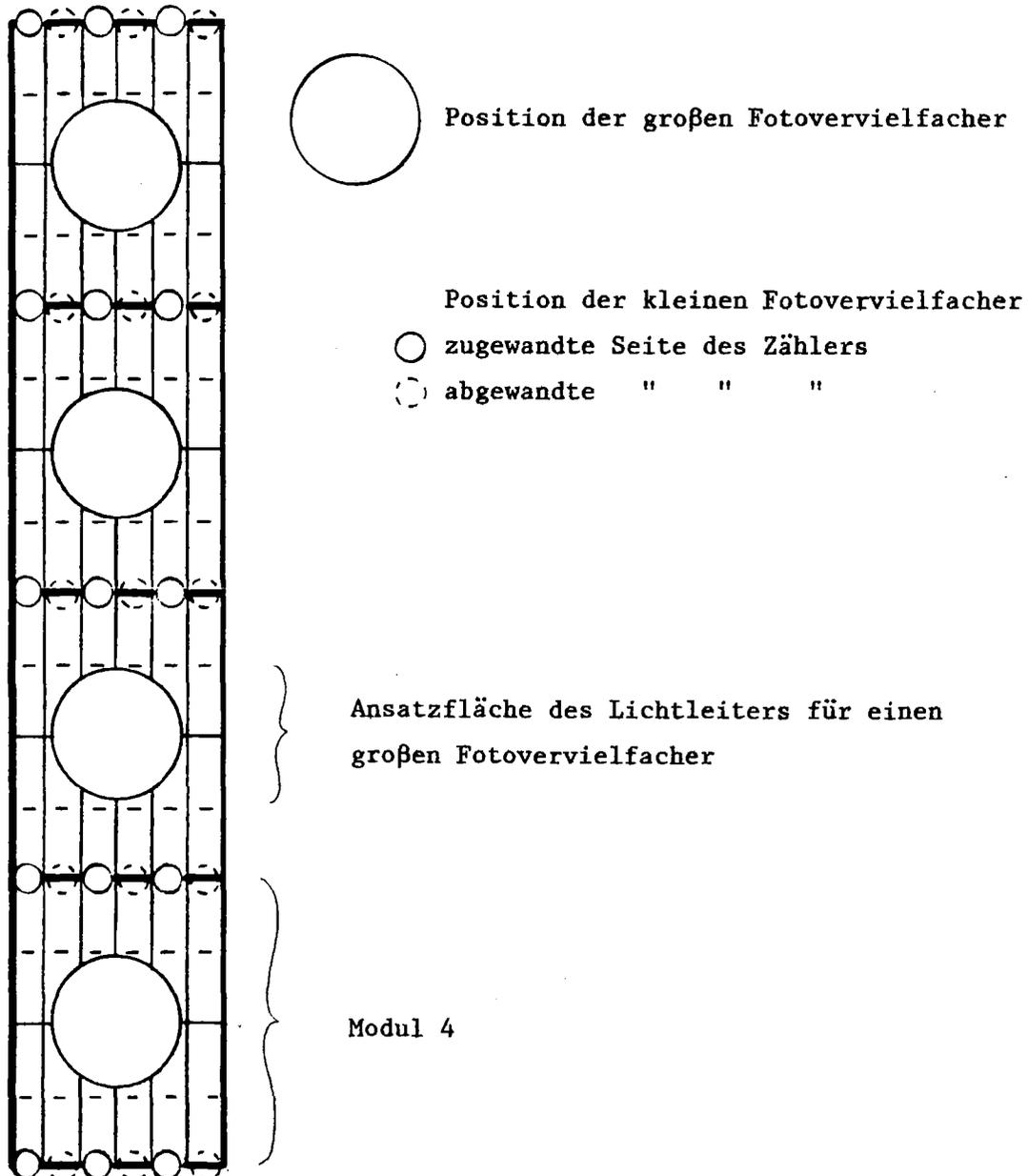


Abb. 2.18

Anordnung der Fotovervielfacher an den Enden der Neutronenzähler  
(Maßstab 1:3)

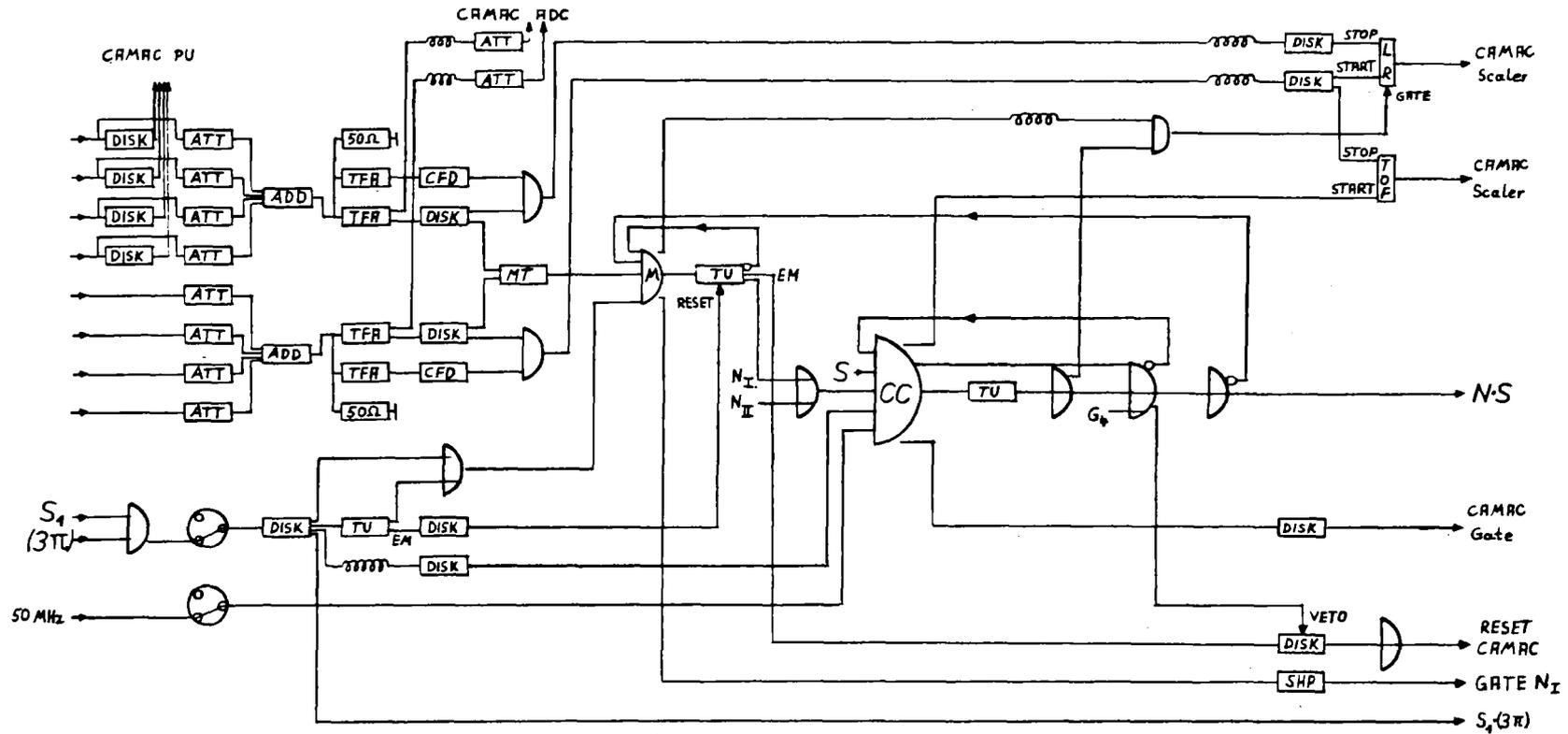


Abb. 2.19  
 Blockschaltbild des Neutronenzählers N1 (N2 analog)

- |                                       |                      |                         |
|---------------------------------------|----------------------|-------------------------|
| ADD : Addierstufe                     | ATT : Abschwächer    | CC : Zentralkoinzidenz  |
| CFD : CONSTANT FRACTION Diskriminator | DISK : Diskriminator | EM : END MARKER         |
| G4 : On-line Rechner Totzeitsignal    | M : Masterkoinzidenz | MT : MEAN TIMER         |
| LR : TIME ENCODER für (R-L)-Signal    | SHP : Pulsformer     | TOF : TIME ENCODER TOFL |
| TU : TIMING UNIT                      |                      |                         |

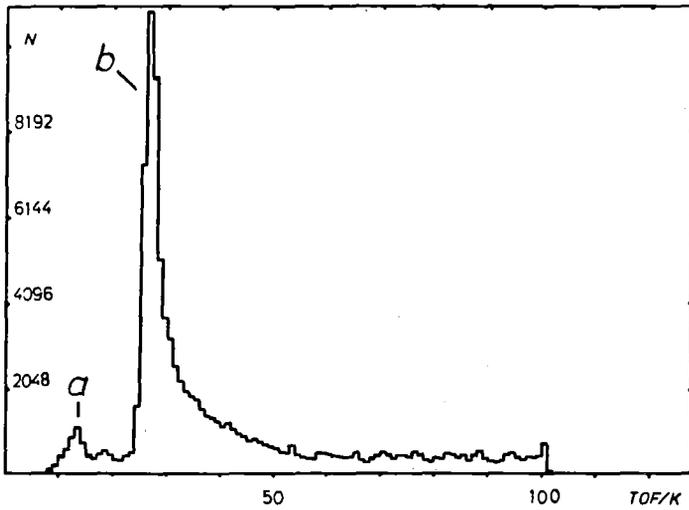


Abb. 2.20a

Flugzeitspektrum (TOF)

$$\text{TOF} = c_L \cdot \text{TOFL} + c_{RL} \cdot (R-L)/2$$

( $c_L, c_{RL}$  : Eichkonstanten der TIME ENCODER)

a: Prompter Peak (Teilchen mit  $\beta=1$ )

b: Neutronen aus  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  mit  $T_n = 88 \text{ MeV}$

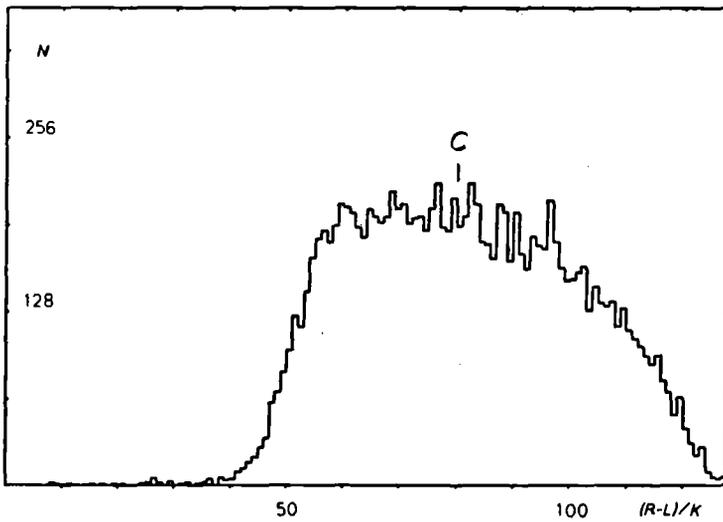


Abb. 2.20b

Laufzeitdifferenz

((R-L)-Verteilung)

c: Elektronische Mitte des Zählers in Stabrichtung

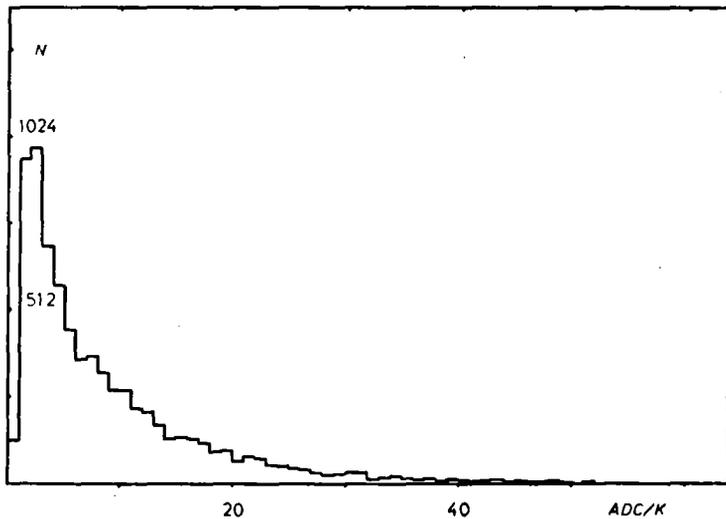


Abb. 2.20c

Pulshöhenspektrum

Abb. 2.20  
On-line Spektren des Neutronenzählers N2

### 2.3.5 On-line Datenerfassung

Die Vielfalt an Information für jedes Ereignis kann ohne den Einsatz eines on-line Rechners nicht verarbeitet werden. Als Rechner wurde eine dem  $\pi$ E1-Areal zugeordnete PDP 11/40 des SIN mit 64k Worten Kernspeicherkapazität (Wortlänge 16 Bit) verwendet. Das speziell für dieses Experiment in Assembler erstellte on-line Programm<sup>37</sup> benötigt selbst 20k Speicherplatz. Für Histogramme stehen 32k zur Verfügung (memory management). Die wichtigsten Aufgaben des Programms sind:

- Aufnahme der Daten über CAMAC (höchste Priorität)
- Darstellung der Daten in ein- und zweidimensionalen Histogrammen zur Überwachung der Apparatur während der Messung
- Abspeichern der Daten auf Magnetband

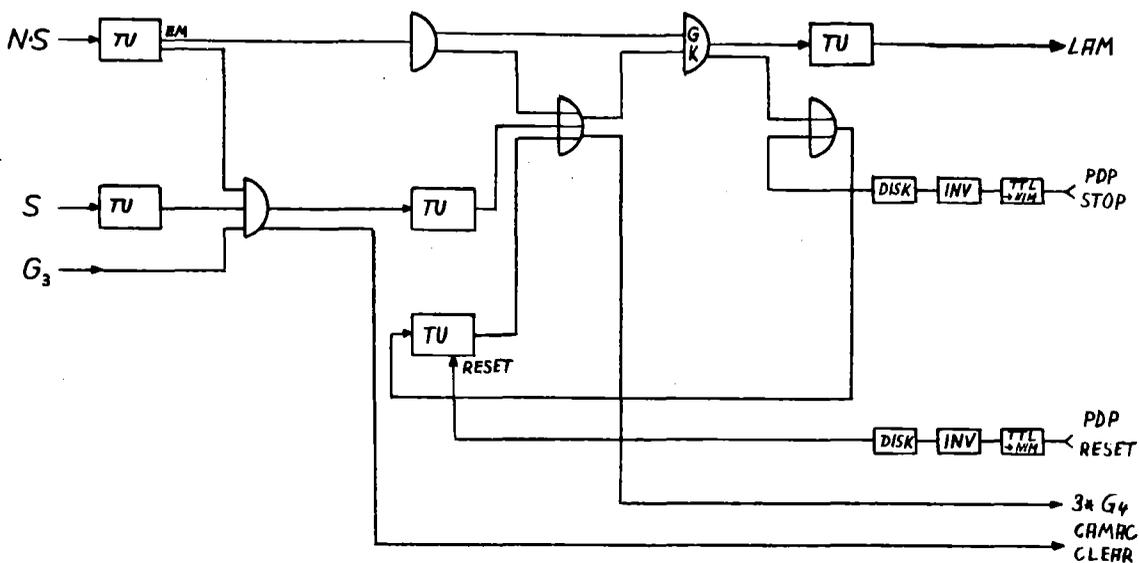


Abb. 2.21

Blockschaltbild der on-line-Rechner Steuerung

DISK: Diskriminator , INV: Inverter , TU: TIMING UNIT

G3: Signal zur Unterbrechung des Normalbetriebs (Testereignisse)

G4: Blockierung während dem Auslesezyklus

Wird durch die Triggerlogik ein Ereignis zugelassen, erhält der Rechner von der Steuerschaltung über CAMAC ein Signal (LAM), das die Unterbrechung des laufenden Programms bewirkt und den Auslesezyklus beginnt (Abb. 2.21). Gleichzeitig wird ein INHIBIT-Signal G4 gesetzt, das die Koinzidenz S für den Geladene-Teilchenzweig und die Zentralkoinzidenz CC sperrt, um die Daten gegen Überschreiben zu schützen. Das INHIBIT-Signal wird am Ende des Auslesezyklus wieder zurückgesetzt. Die Totzeit liegt je nach Art des Ereignis (Normal- oder Testbetrieb, CAMAC-Konfiguration) zwischen 4 und 10 ms.

Nach jeder 1000. pn- oder nn-Koinzidenz wird vom Rechner auf Testbetrieb umgeschaltet. Es werden dann 64 Testereignisse mit dem Leuchtdiodenpulser erzeugt. Auf diese Weise erhält man für jede Abschwächung 16 Ereignisse. Danach schaltet der Rechner wieder auf Normalbetrieb zurück.

Für jedes Ereignis wird folgende Information auf Magnetband abgespeichert (60-120 16 Bit Worte):

Identifikation	: Nummer der Messung Datum, Zeit Nummer des Ereignisses CAMAC-Konfiguration Anzeige Test- oder Normalbetrieb
Teilchenzähler	: Pulshöhe des angesprochenen E-Zählers $E_i$ Flugzeit $E_i$ Drahtnummern der Kammern CH1 und CH2
Neutronenzähler 1	: Muster der grossen Röhren " " kleinen " links und rechts Zeit linke Zählerseite (TOFL) Laufzeitdifferenz (R-L) Pulshöhe links und rechts
Neutronenzähler 2	: wie bei Neutronenzähler 1
Raten	: Teleskopraten : $(T3\pi)$ , $(T3e)$ , AGO Zeitdifferenz zwischen 2 Ereignissen Einzelraten E1-E12 $S_p$ -Triggerrate Neutronenzählereinzelnraten
Bei Testereignissen:	Abschwächung des LED-Pulsers Referenzpulshöhe des LED-Pulsers

3 AUSWERTUNG DER MESSUNGEN

Die off-line Analyse der Daten erfolgte an den Großrechnern IBM 370/168 und 3033 des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Für die Messung I wurden 3.5 Millionen, für die Messung II 550000 on-line aufgenommene Ereignisse ausgewertet (dies entspricht ca. 35 Magnetbändern).

Die Auswertung ist in mehrere Stufen aufgeteilt. Jede Stufe verwirft diejenigen Ereignisse, die den gesetzten Kriterien nicht genügen.

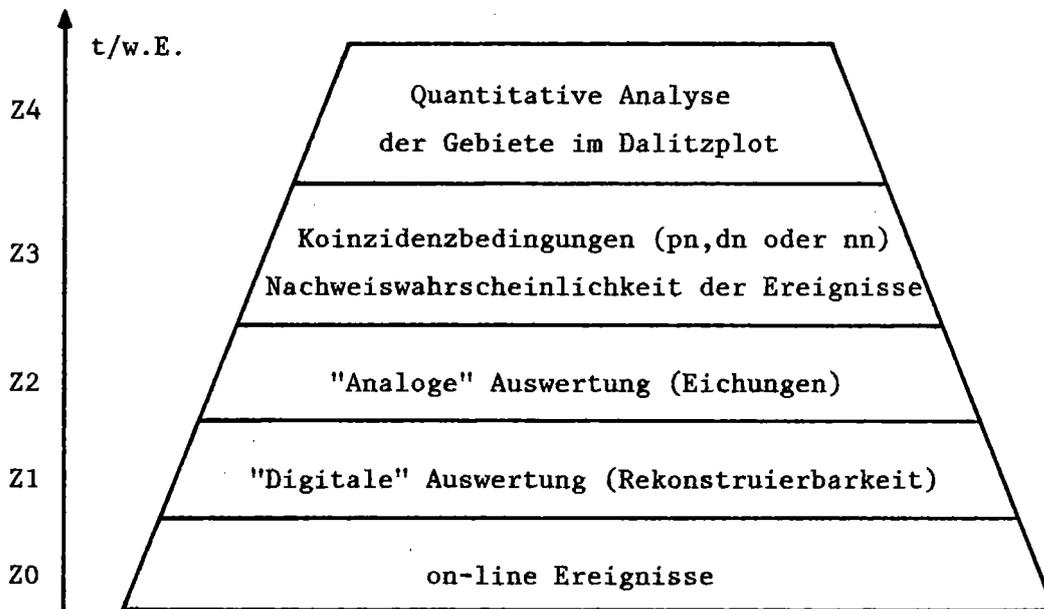


Abb. 3.1  
Ablauf der Auswertung

Aufgabe der Stufen Z0 - Z4 :

Z0 : on-line gemessene Ereignisse

Z1 : "Digitale" Auswertung

- Existiert ein vollständiger Satz an Information zur Rekonstruktion (Flugzeiten, Pulshöhen, Kammerdaten etc.) ?
- Kammerdaten: Flugbahn der geladenen Teilchen  
    Auftreffpunkt auf Geladene-Teilchenzähler  
    Reaktionsort im Target
- Muster der angesprochenen Stäbe in den Neutronenzählern
- Ereignis eindeutig rekonstruierbar ?

Z2 : "Analoge" Auswertung

- Teilchentrennung (Proton, Deuteron oder Neutron)
- Energieeichung und Korrektur der Pulshöhenschwankungen des Geladene-Teilchenzählers
- Energieverlust der geladenen Teilchen
- Reaktionsort im Neutronenzähler
- Eichung der Flugzeitspektren

Z3 : Nachweiswahrscheinlichkeit der Ereignisse

- Geometrische Akzeptanz
- Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronenzähler
- Wahrscheinlichkeit für ein  $^3\text{He}$ -Ereignis auf Grund der kinematischen Bedingung für pn-, dn- und nn-Konzidenzen
- Normierung der Volltarget- auf die Leertarget-Messungen

Z4 : Quantitative Analyse der Gebiete im Dalitzplot

- Trennung der Gebiete
- Energie- und Winkelverteilungen
- Abzug des Untergrundes

Tab. 3.1 gibt die Anzahl der in den Stufen Z1-Z4 akzeptierten Ereignisse an,bezogen sowohl auf alle on-line gemessenen Ereignisse (=100% ) als auch auf die einlaufenden Pionen ( $T3\pi$ ).

Akzeptierte Ereignisse Messung I :

Stufe	/on-line Ereignisse [%]		/einlaufendem Pion ( $T3\pi$ ) [ $10^{-6}$ ]	
	Volltarget	Leertarget	Volltarget	Leertarget
Z0	100.0	100.0	6.702	5.332
Z1	33.5	24.8	2.445	1.322
Z2	18.3	8.2	1.224	0.437
Z3	11.5	4.1	0.771	0.216
Z4	7.1	0.5	0.475	0.025

Akzeptierte Ereignisse der Messung II :

Stufe	/on-line Ereignisse [%]		/einlaufendem Pion ( $T3\pi$ ) [ $10^{-6}$ ]	
	Volltarget	Leertarget	Volltarget	Leertarget
Z0	100.0	100.0	1.980	1.065
Z1	69.2	64.5	1.370	0.672
Z2	31.8	19.9	0.630	0.212
Z3	14.9	5.2	0.301	0.062
Z4	12.6	2.6	0.250	0.028

Tab. 3.1

Reduktion der Ereignisse in den Stufen Z0-Z4

### 3.1 Energie der geladenen Teilchen

#### 3.1.1 Energieeichung mit der Höhenstrahlung

Zur Umrechnung der Pulshöhen in Kanälen der ADCs in Energie in MeV wurde eine Eichmessung mit den minimalionisierenden Myonen der Höhenstrahlung durchgeführt. Die Myonen geben in einem E-Zähler die Energie von 2 MeV/cm Szintillator ab. Die gemessene Pulshöhe K (Kanal im ADC) ist zur Lichtausbeute L proportional. Mit dem nichtlinearen Ansatz<sup>38</sup>

$$\begin{aligned} K_i &= \alpha_i \cdot L(k, E_k) & i=1-12 \text{ (Zählerindex)} \\ &= \alpha_i \cdot \beta_k \cdot E^{\gamma_k} \end{aligned}$$

erhält man eine Beziehung zwischen Kanal K und im Zähler deponierter Energie E. Die Verstärkung  $\alpha_i$  ist vom einzelnen E-Zähler und der Elektronik abhängig. Die Konstanten  $\beta_k$  und  $\gamma_k$  sind durch die Teilchensorte bestimmt (k=Myon, Proton). Wegen dieser Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Teilchensorte muß die elektronenäquivalente Energie der Myonen in protonäquivalente Energie umgerechnet werden (da die Myonen minimalionisierend sind, entspricht ihre Energieabgabe im Zähler elektronenäquivalenten Energien). Aus der Beziehung

$$\beta_\mu \cdot E^{\gamma_\mu} = \beta_p \cdot E^{\gamma_p}$$

ergibt sich die Energie der Protonen, welche die gleiche Lichtausbeute wie die zur Eichung verwendeten minimalionisierenden Myonen haben. Mit

$$\begin{aligned} E_p &= \{K_i / (\alpha_i \cdot \beta_p)\}^{1/\gamma_p} \\ &= a_i \cdot K_i^{1/\gamma_p} \end{aligned}$$

erhält man dann die Energie der Protonen  $E_p$  zum Kanal  $K_i$ . Der Ausdruck  $1/(\alpha_i \cdot \beta_p)^{1/\gamma_p}$  wird zu der neuen Konstante  $a_i$  zusammengefaßt.

Mit den zusätzlich betriebenen Leuchtdioden erhält man noch je 4 Peaks für jeden E-Zähler, und zwar den nicht abgeschwächten Peak  $K_0^E$  und die um 4 dB, 8 dB und 12 dB abgeschwächten Peaks  $K_4^E, K_8^E$  und  $K_{12}^E$  (LED-

Peaks). Mit den 4 Peakpositionen und dem Eichpunkt aus der Höhenstrahlung werden die Konstanten  $a_i$  (s. Tab. 3.2) und  $\gamma_p$  angepaßt. Der Exponent der Lichtausbeutefunktion wurde zu  $\gamma_p = 1.2293$  bestimmt<sup>39</sup>.

### 3.1.2 Korrektur der Pulshöhenschwankungen

Die Pulshöhen der E-Zähler sind von der Temperatur und der Belastung abhängig. Die Schwankungen erreichen bis zu 25% und müssen für jeden Messabschnitt für die 12 E-Zähler korrigiert werden. Ein Messabschnitt entspricht ca. 150000 innerhalb von 2-3 Stunden aufgenommenen on-line Ereignissen. Zur Korrektur werden die während der Messung vom Leuchtdioden(LED)-Pulser erzeugten Testereignisse (s. Kap 2.3.3) auf die Eichmessung bezogen. Dazu werden die für die Messungen ermittelten aktuellen Peakpositionen  $K_0, K_4, K_8$  und  $K_{12}$  (Abb. 3.2) auf die Positionen  $K_0^E, K_4^E, K_8^E$  und  $K_{12}^E$  der Eichmessung zurückgeschoben<sup>40</sup>.

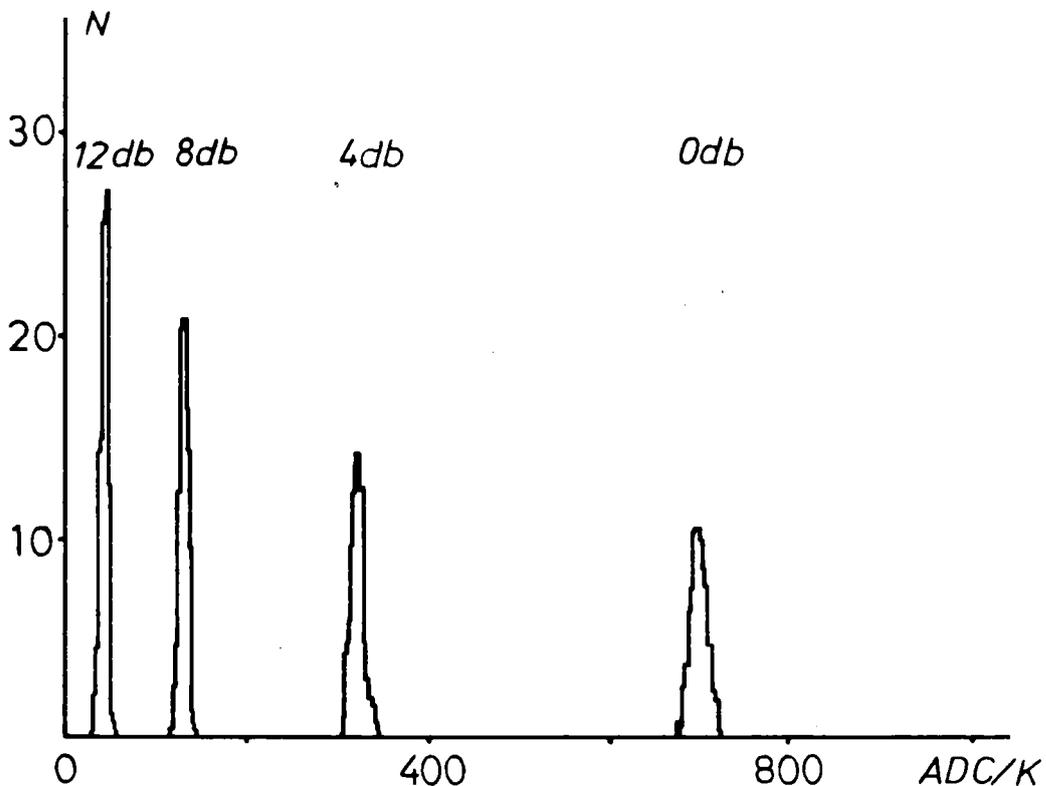


Abb. 3.2

Pulshöhen-Spektrum der Leuchtdiode eines E-Zählers

$K_0, K_4, K_8$  und  $K_{12}$  : Positionen der LED-Peaks für einen Meßabschnitt

Die Verschiebung und die Änderung der Verstärkung der LED-Spektren gegenüber der Eichmessung erhält man aus der Auftragung der Abschwächung über der aktuellen Position der LED-Peaks (Abb. 3.3). Die Ungenauigkeit der Abschwächung kann im Vergleich zum Fehler in der Position vernachlässigt werden. Die Abschwächung der Pulse ergibt sich aus den Peaklagen  $K_4^E, K_8^E$  und  $K_{12}^E$  der Eichung bezogen auf den nicht abgeschwächten Eichpeak  $K_0^E$ .

Die aktuellen Positionen  $K_0, K_4, K_8$  und  $K_{12}$  werden durch Anpassung von Gaußkurven an die Peaks der LED-Spektren (Abb. 3.2) bestimmt. Die Nullstelle  $x_{0i}$  der Ausgleichsgeraden ergibt die Verschiebung des Spektrums, die Steigung  $c_i$  die Verstärkung (Abb. 3.3).

$$c_i = K_{0i}^E / (K_{0i} - x_{0i}) \quad i=1-12$$

Die Größe  $c_i - 1$  ist die Abweichung von der Sollverstärkung.

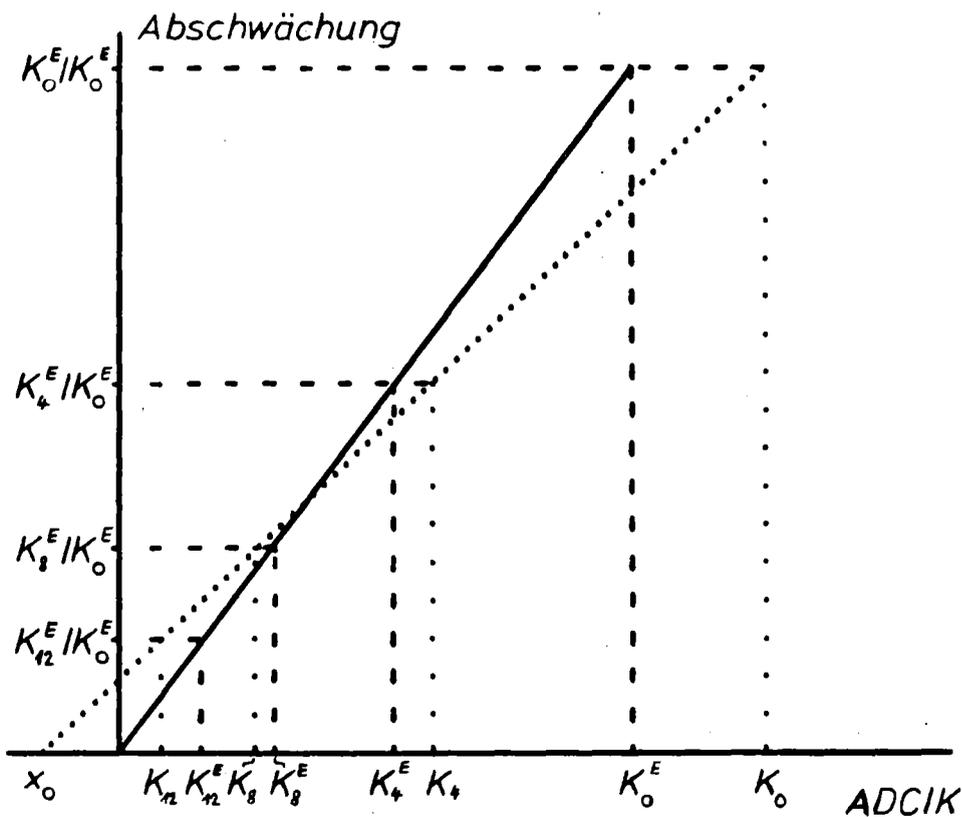


Abb. 3.3

Bestimmung der Verschiebung  $x_{0i}$  und Änderung der Verstärkung ( $c_i - 1$ ) der LED-Spektren gegenüber der Eichmessung

— Eichrun, ... Eichgerade des zu korrigierenden Meßabschnitts

Die protonäquivalente Energie berechnet sich zu

$$E_p = \{K_i' / (\alpha_i \cdot \beta_p)\}^{1/\gamma_p}$$

$$= a_i \cdot K_i'^{1/\gamma_p}$$

wobei  $K_i' = c_i \cdot (K_i - x_{0i})$  jetzt der auf die Eichmessung zurückgerechnete Wert des ursprünglichen ADC-Kanals  $K_i$  ist.

E <sub>i</sub>	a <sub>i</sub> /MeV	x <sub>0</sub> /Kanäle	Δx <sub>0</sub> /Kanäle	c <sub>i</sub>
E1	0.932	- 4.5	1.0	0.84
E2	0.890	-25.8	0.6	0.92
E3	0.855	4.4	0.2	1.02
E4	1.035	-16.4	0.7	0.91
E5	0.774	-16.4	0.4	1.01
E6	1.030	1.1	1.4	0.84
E7	1.075	- 6.3	2.1	0.88
E8	0.859	10.0	2.0	0.95
E9	0.861	-17.3	0.2	0.91
E10	1.095	2.6	4.4	0.73
E11	0.852	-33.7	0.5	1.00
E12	1.125	-17.5	0.5	1.00

Tab. 3.2

Satz von Korrekturparametern a<sub>i</sub>, x<sub>0i</sub> und c<sub>i</sub> und Fehler Δx<sub>0i</sub> aus aus Geradenfit (Abb. 3.3) für einen Messabschnitt

### 3.1.3 Teilchentrennung im Geladene-Teilchenzähler

Zur Trennung der Teilchen wird die Flugzeit über der protonäquivalenten Energie T<sub>p</sub> aufgetragen (Abb. 3.4).

Im Energie-Flugzeit-Diagramm der unter 180° zum Neutronenzähler stehenden E-Zähler dominieren die monoenergetischen Deuteronen der Reaktion π<sup>-</sup>He → dn (Abb. 3.4a). In den Randzählern ist dieser Kanal durch die Geometrie stark unterdrückt (Abb. 3.4b). Die Protonen liegen in einem Band unterhalb der Deuteronen. Alle Ereignisse ausserhalb des

Protonbandes und der Deuteronellipse können keine Reaktionsprodukte von der Absorption am  $^3\text{He}$  sein, sondern sind Untergrundeignisse vom Targetbehälter und Umgebung (gestreute Elektronen und Pionen, Teilchen von der Absorption an  $^{12}\text{C}$ - und  $^{16}\text{O}$ -Kernen der Behälter (s. Kap. 3.1.5)). Wegen des größeren Energieverlustes sind die Deuteronen in der linken Hälfte der Ellipse zu größeren Flugzeiten verschoben. Die Deuteronen der rechten Hälfte erleiden einen geringeren Energieverlust, haben also kleinere Flugzeiten. Aus diesem Grund wird zur Abtrennung eine Ellipse statt eines Kreises verwendet<sup>41</sup>.

Die Energie der Deuteronen erhält man durch Multiplikation der protonäquivalenten Energie mit dem Verhältnis der Lichtausbeuten<sup>39</sup>.

$$L_p : L_d = 1.0 : 0.925$$

Mit dem Deuteron-Peak bei  $T=45.3$  MeV werden die Feinkorrekturen der E-Zählerkonstanten  $a_i$  durchgeführt.

Bei der Leertargetmessung zeigen sich keine monoenergetischen Deuteronen (Abb. 3.4c).

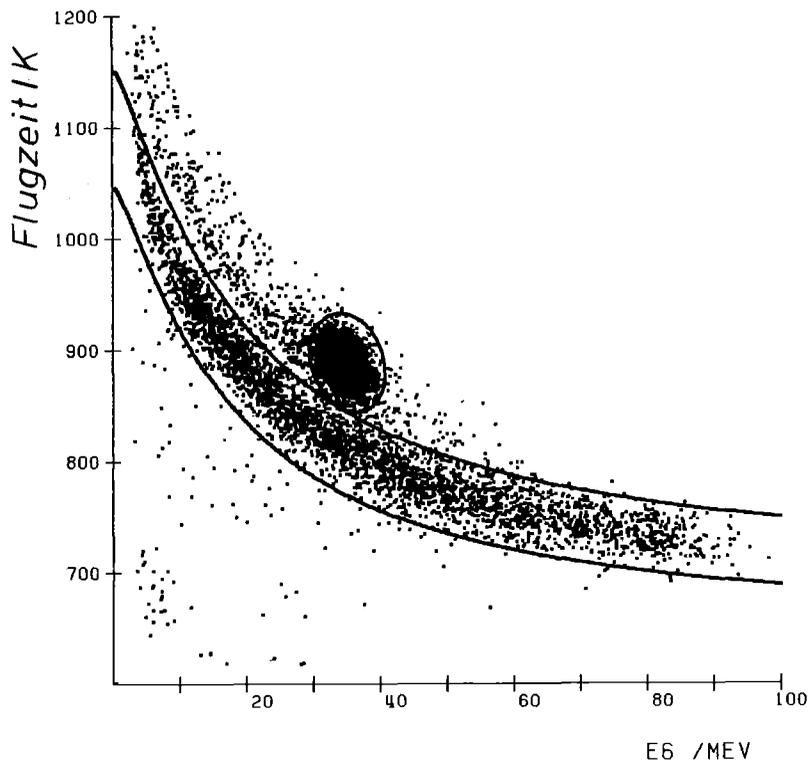


Abb. 3.4a

Energie - Flugzeit - Diagramm E-Zähler 6 (Volltarget)

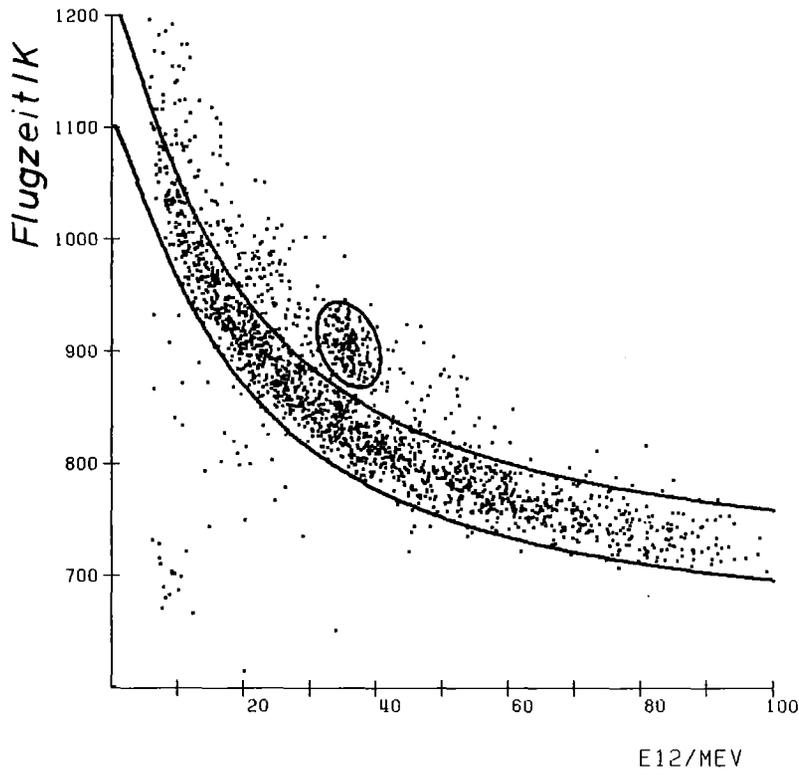


Abb. 3.4b

Energie - Flugzeit - Diagramm E-Zähler 12 (Volltarget)

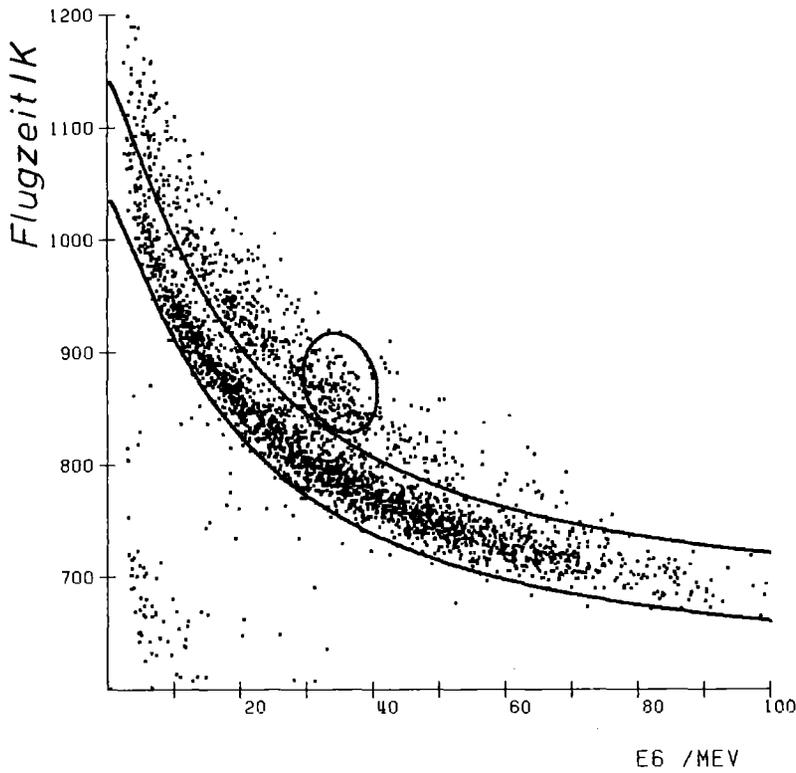


Abb. 3.4c

Energie - Flugzeit - Diagramm E-Zähler 6 (Leertarget)

### 3.1.4 Energieverluste

Zur Bestimmung der Energie der Protonen und Deuteronen am Reaktionsort im Target muss der Energieverlust auf der ganzen Flugstrecke berechnet werden<sup>41</sup>.

Der Auftreffpunkt auf dem E-Zähler und der Reaktionsort in der Targetebene (y-z-Ebene) sind aus den Kammerdaten bekannt. Die Unkenntnis der x-Koordinate des Entstehungsorts im Target führt zu einer Unsicherheit von  $\pm 0.5$  MeV. Die 45.3 MeV Deuteronen des Zweiteilchenendzustandes erreichen den E-Zähler noch mit 36 MeV kinetischer Energie. Die Unsicherheit der Energieeichung einschliesslich der Ungenauigkeit der Energieverlustrechnung ergibt sich aus den Schwankungen der Position des Deuteron-Peaks zu  $\pm 0.5$  MeV.

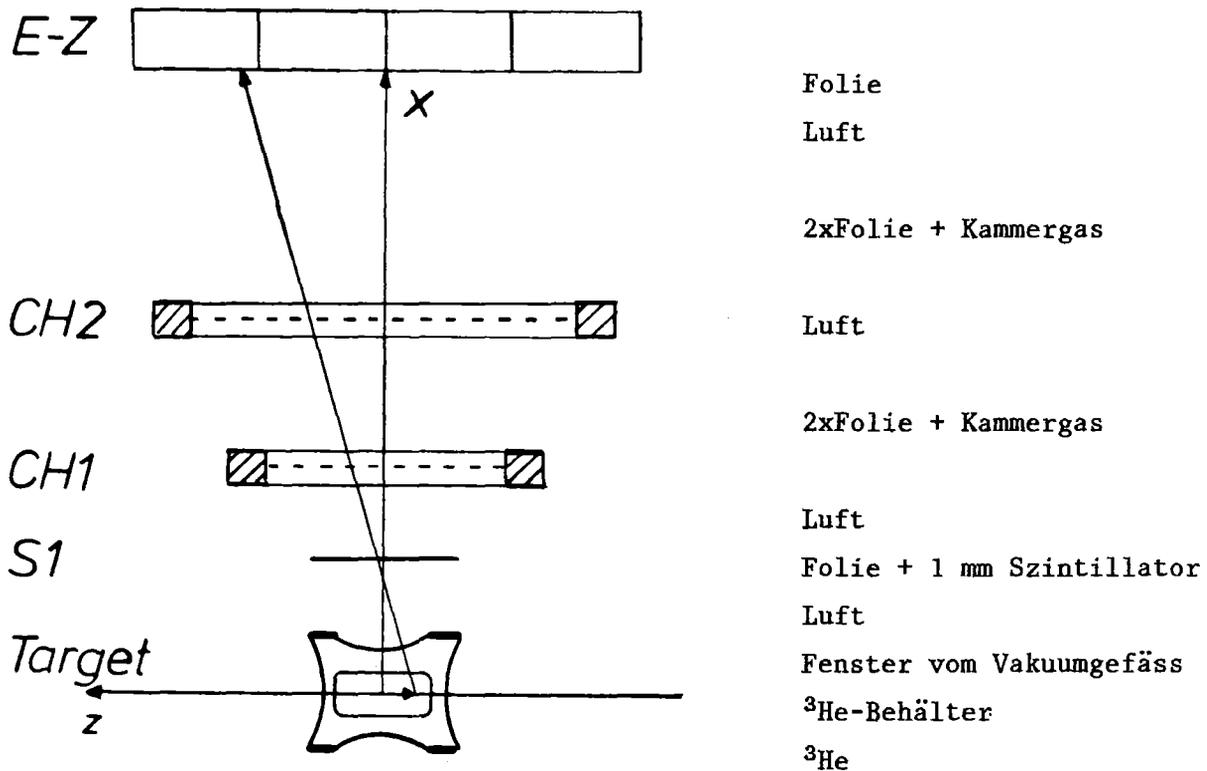


Abb. 3.5

Materieschichten im Flugweg der geladenen Teilchen

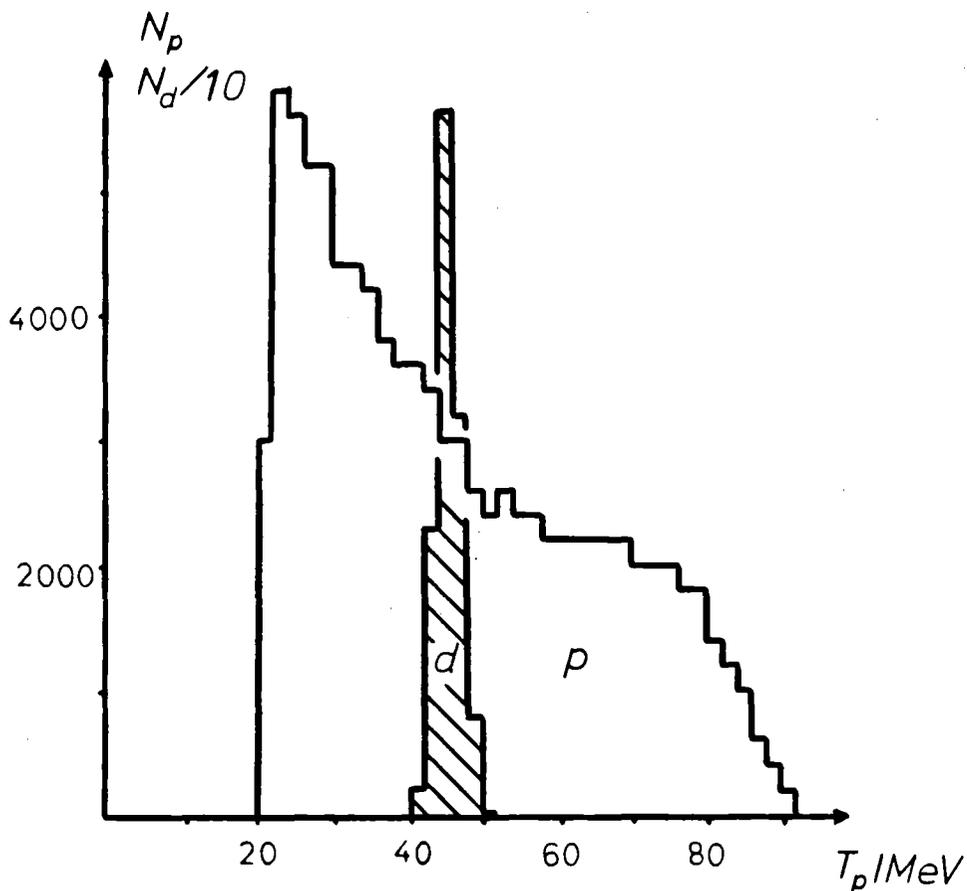


Abb. 3.6

Summenspektrum der Protonen und Deuteronen

Die Schwelle für Protonen ist off-line auf 20 MeV gesetzt. Die Energieauflösung ergibt sich aus dem Deuteron-Peak zu

$$\Delta T = 3.9 \text{ MeV (FWHM) bei } T = 45 \text{ MeV}$$

### 3.1.5 Reaktionsort in der Targetebene - Stoppverteilung

Abb. 3.7 zeigt den Entstehungsort der geladenen Teilchen in der Targetebene. Die rechteckförmige Verdichtung ist die Projektion des  $^3\text{He}$ -Behälters. Die beiden Häufungen strahlaufwärts werden von Reaktionen im Eintrittsfenster des Vakuumpfasses und im Teleskopzähler T3 verursacht. Die Asymmetrie in y-Richtung (Abb. 3.7c) zeigt, daß der Schwerpunkt des Pionstrahls nicht genau mit der Mitte des Targetbehälters ( $y_0 = z_0 = 0 \text{ mm}$ ) zusammenfällt (s. Anhang A2).

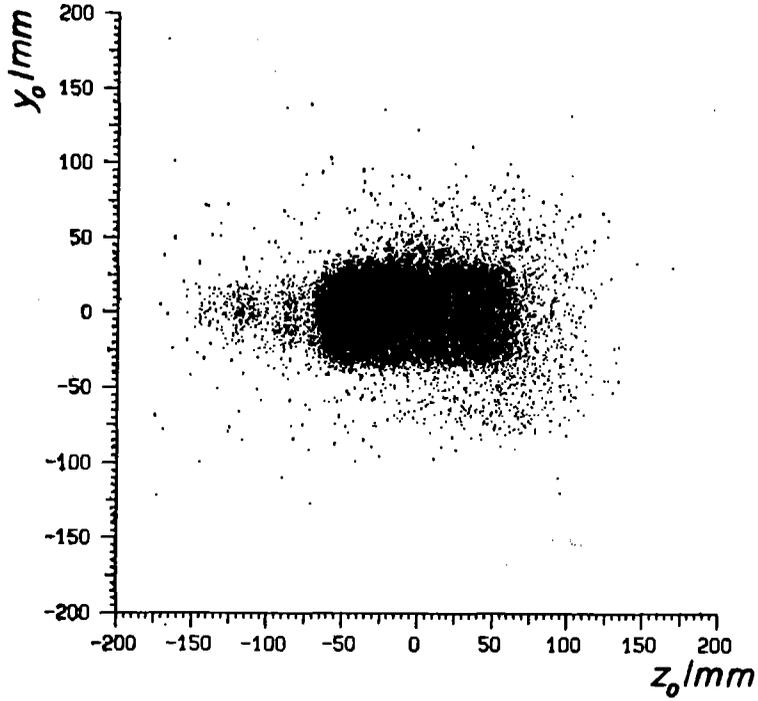


Abb. 3.7a

Nur pn-Koinzidenzen (Volltarget)

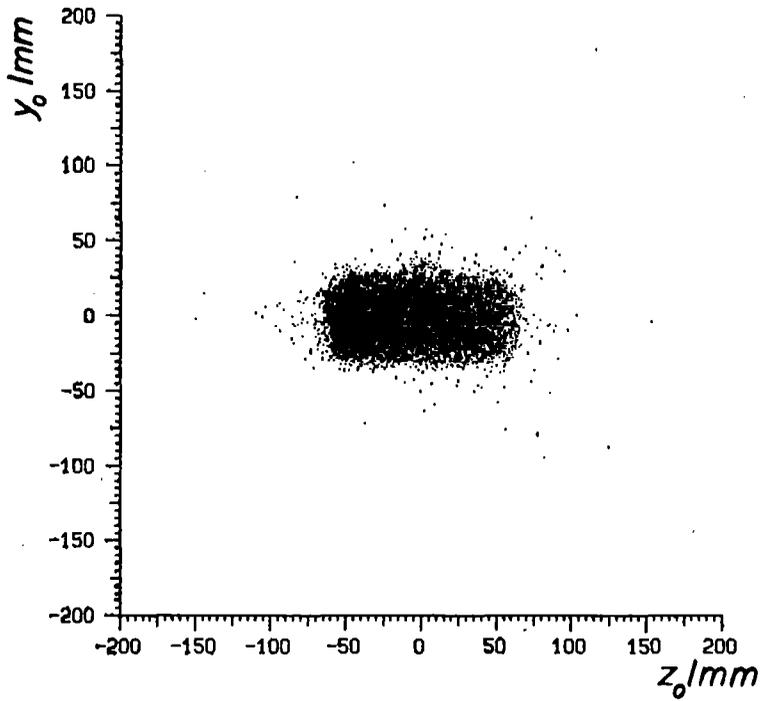


Abb. 3.7b

Nur dn-Koinzidenzen (Leertarget)

Entstehungsort der geladenen Teilchen in der Targetebene

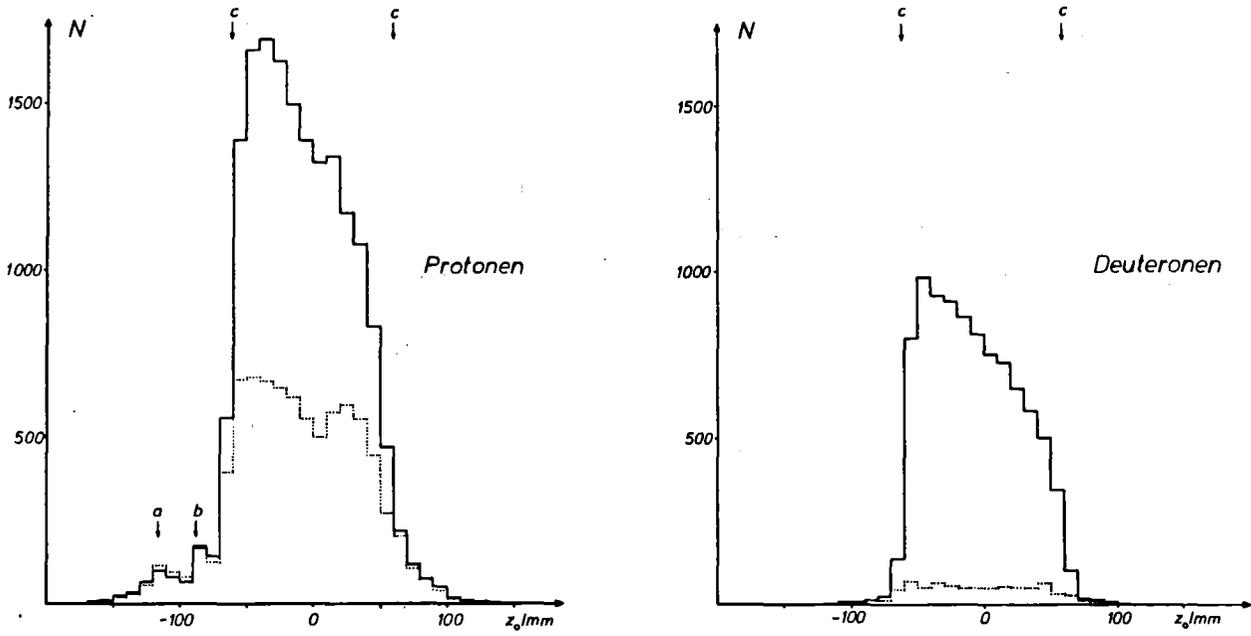


Abb. 3.7c

Häufigkeit der Reaktionen in Strahlrichtung /  $21.7 \times 10^9$  ( $T3\pi$ )

— Volltarget

... Leertarget

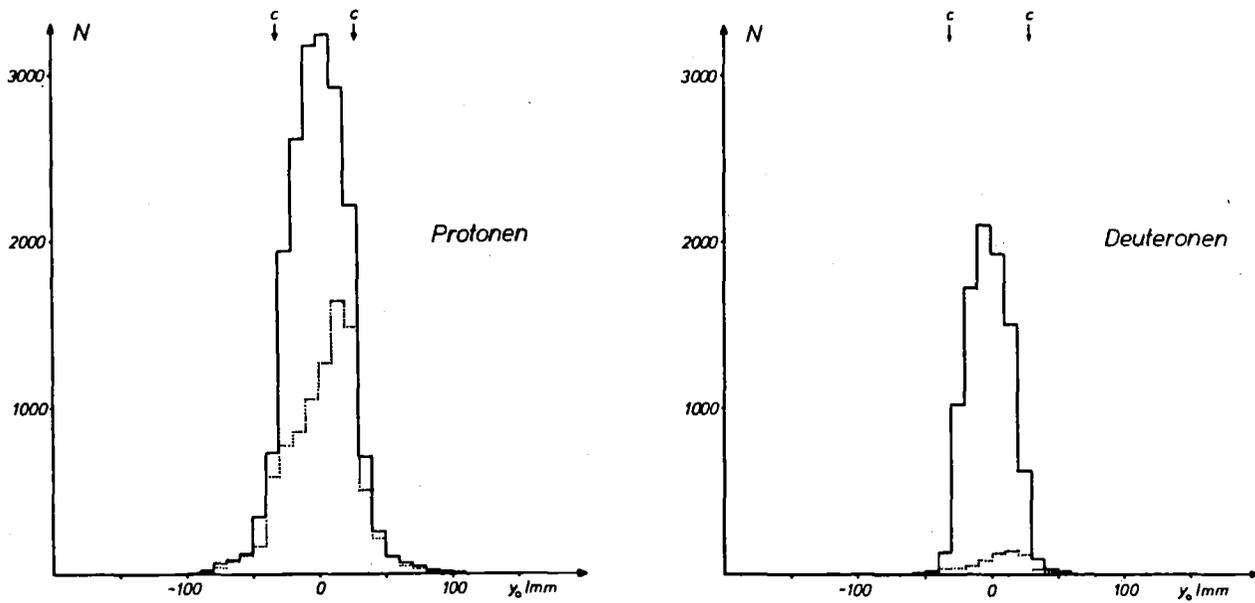


Abb. 3.7d

Häufigkeit der Reaktionen senkrecht zur Strahlachse /  $21.7 \times 10^9$  ( $T3\pi$ )

— Volltarget

... Leertarget

a: Teleskopzähler T3 , b: Mylarfenster vom Vakuumgefäß des  $^3\text{He}$ -Targets

c: Begrenzung des  $^3\text{He}$ -Behälters

### 3.2 Energie der Neutronen

#### 3.2.1 Teilchentrennung im Neutronenzähler

Die Teilchentrennung erfolgt wie beim Geladene-Teilchenzähler über die Flugzeit. Zusätzlich muß jetzt noch zwischen geladenen (Protonen und Deuteronen) und neutralen Teilchen (Neutronen) unterschieden werden.

In der 1. Lage des Neutronenzählers werden sowohl neutrale als auch geladene Reaktionsprodukte nachgewiesen, während alle Ereignisse, die nur in den Lagen 2-6 ein Signal erzeugen, als Neutronen identifiziert werden.

Messung I (Aufbau s. Abb. 2.5a) :

In der 1. Lage sind zwischen den beiden unteren Hyperbeln die Protonen zu erkennen (Abb. 3.8a), die allerdings nicht von der Absorption in  $^3\text{He}$  stammen können, da im Geladene-Teilchenzähler ein Proton oder ein Deuteron in Koinzidenz verlangt wird. Diese Protonen gehören zur Absorption im Kohlenstoff oder Sauerstoff des Mylarbehälters oder sind zufällige Koinzidenzen. Darunter sieht man die kontinuierliche Neutronverteilung mit einer Verdichtung bei konstanter Flugzeit ( $\sim$  Kanal 700), die zu den

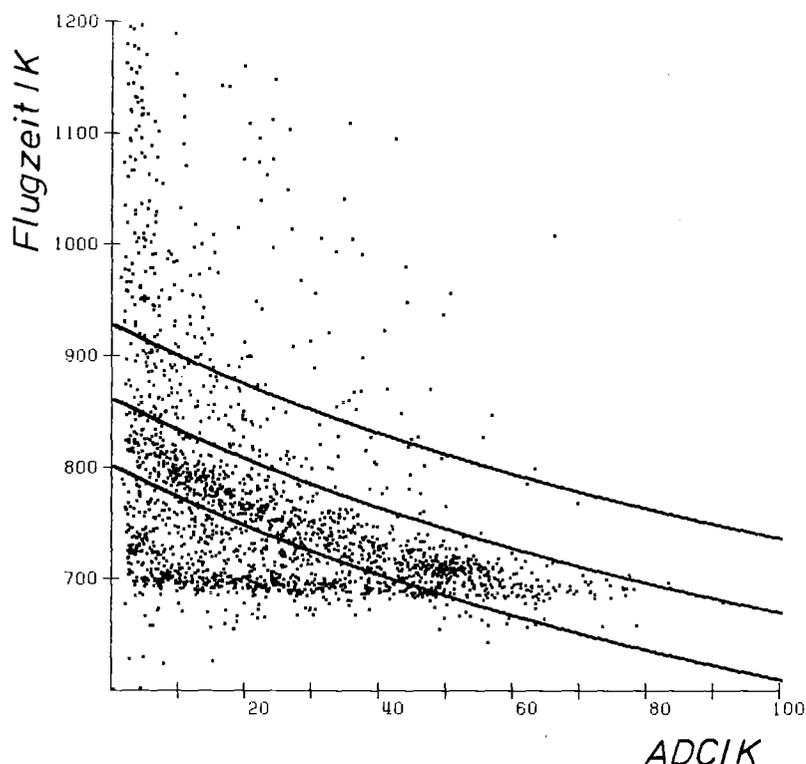


Abb. 3.8a

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N2 1. Lage (Messung I)

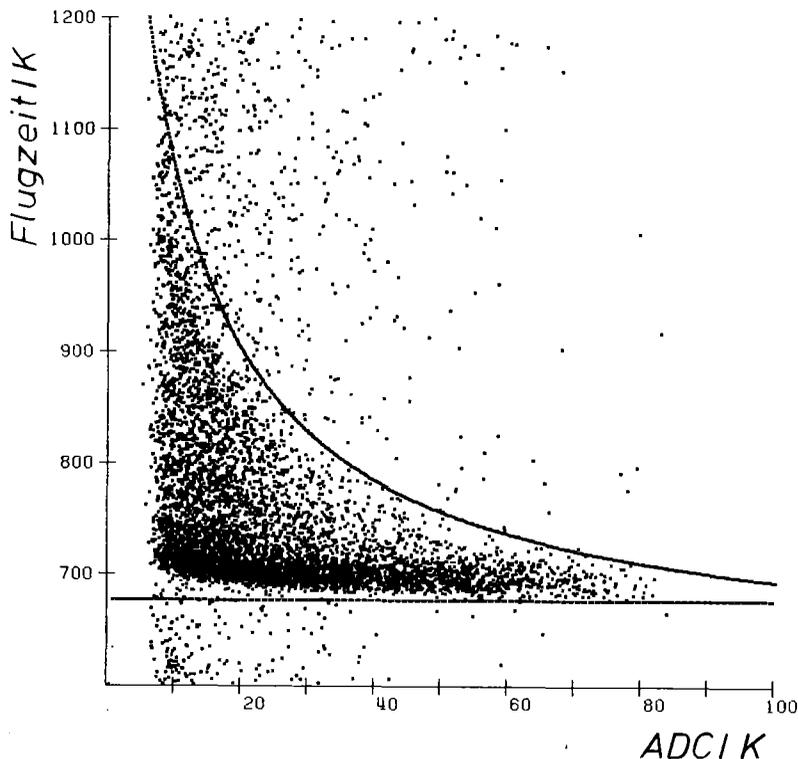


Abb. 3.8b

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N2 2.-6. Lage (Messung I)

monoenergetischen Neutronen der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  gehört. Da die Neutronverteilung sich unter die Protonen fortsetzt, ist hier keine Trennung möglich, so daß die Ereignisse in der 1. Lage verworfen werden müssen. Der Verlust an in der 1. Lage nachgewiesenen Neutronen wird in Kap. 3.5 behandelt. Abb. 3.8b zeigt die Neutronverteilung der Lagen 2-6 des Zählers N2, bei der durch die VETO-Bedingung der 1. Lage die geladenen Teilchen verworfen werden. Das Flugzeitspektrum aus der Absorption in  $^3\text{He}$  setzt mit den schnellen Neutronen ( $T_n = 88 \text{ MeV}$ ) des dn-Kanals ein (Verdichtung bei Kanal 700). Zu größeren Flugzeiten erstreckt sich das Neutronenspektrum des 3-Teilchenendzustandes. Ereignisse unterhalb der Grenzgerade und oberhalb der Hyperbel gehören zum zufälligen Untergrund und werden verworfen.

Messung II (Aufbau s. Abb. 2.5b) :

Das Spektrum der 1. Lage des Zählers N1 zeigt den Deuteronpeak des 2-Teilchen-Endzustandes sowie das kontinuierliche Protonen- und daran anschließend das Neutronenspektrum (Abb. 3.8c). Sowohl in der 1. Lage als auch in den Lagen 2-6 von N1 (Abb. 3.8d) ist keine Verdichtung von

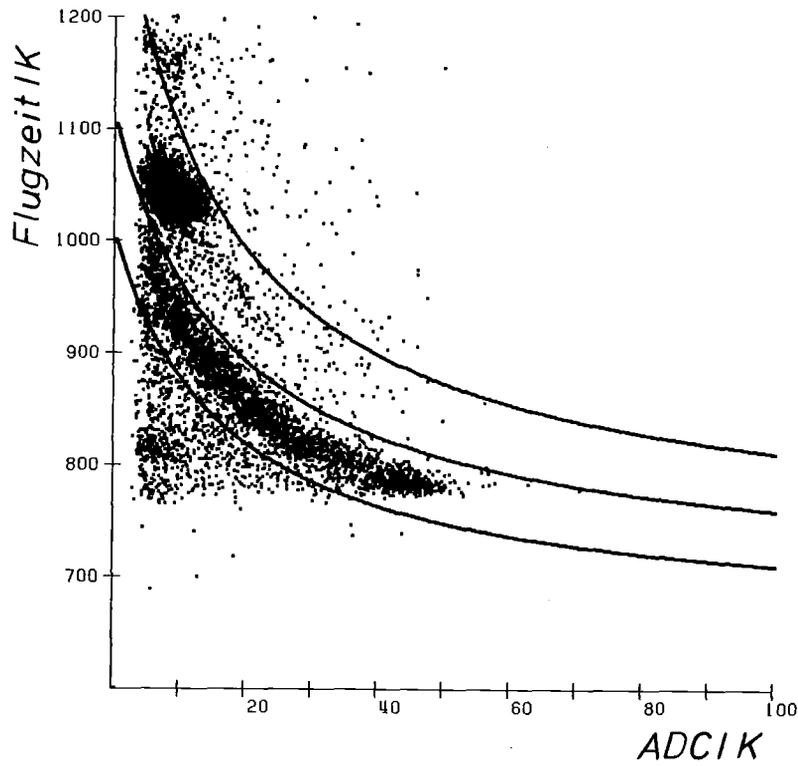


Abb. 3.8c

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N1 1. Lage (Messung II)

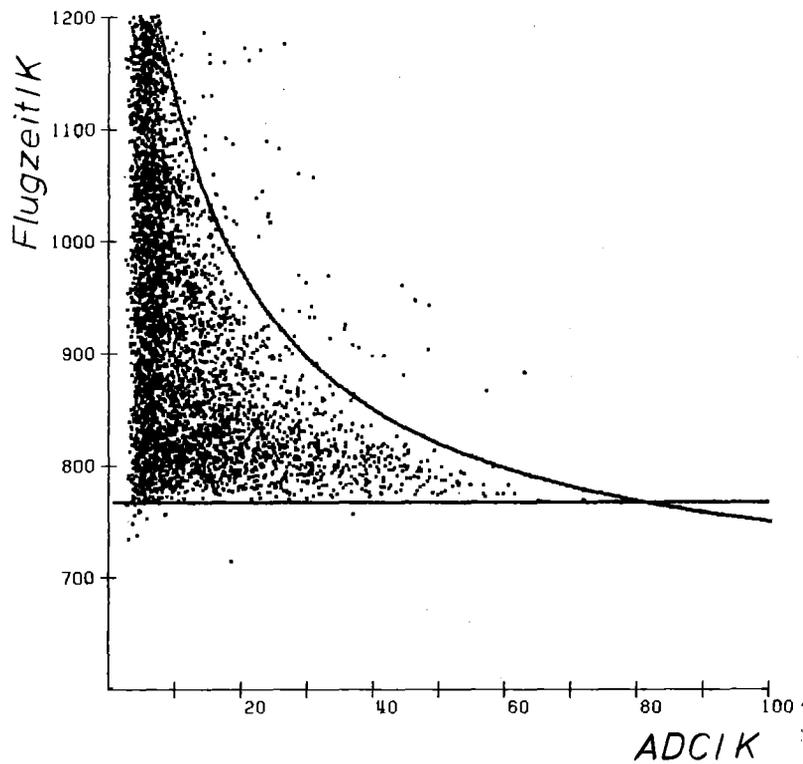


Abb. 3.8d

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N1 2.-6. Lage (Messung II)

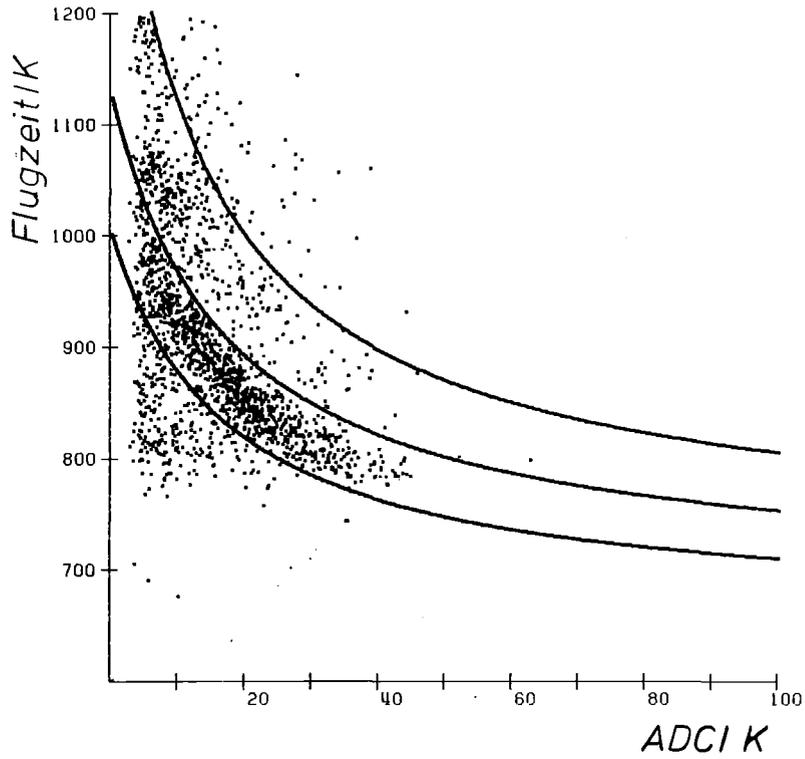


Abb. 3.8e

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N1 1. Lage (Messung II)  
Leertarget - (siehe Abb. 3.8c)

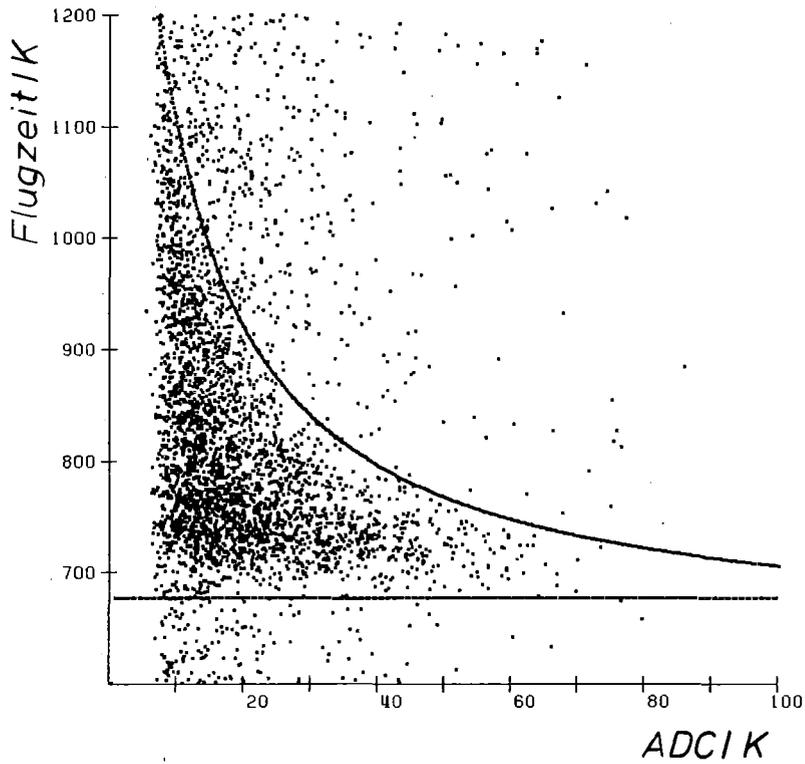


Abb. 3.8f

Pulshöhen-Flugzeit-Diagramm Zähler N2 2.-6. Lage (Messung I)  
Leertarget - (siehe Abb. 3.8b)

den Neutronen des dn-Kanals zu erkennen, weil keine Deuteronen mit  $T_d=45.3$  MeV den Zähler N2 erreichen können, da das Vakuumgefäß des  $^3\text{He}$ -Targets in Richtung von N2 kein Mylarfenster besitzt. Die Spektren der 1. Lage und der Lagen 2-6 des Zähler N2 haben die gleiche Struktur wie bei der Messung I (Abb. 3.8a und b).

Die experimentelle Schwelle für Protonen liegt für N1 bei 29 MeV (off-line Schwelle = 35 MeV). Die monoenergetischen Deuteronen des dn-Kanals erreichen N1 noch mit 26.4 MeV kinetischer Energie.

Die Teilchentrennung muß für die 4 Moduln jedes Neutronenzählers einzeln durchgeführt werden, wobei Schwankungen durch Nachschieben der Trennkurven für Meßzeiten von 2-3 Stunden berücksichtigt werden.

Die Unterschiede zwischen Voll- und Leertargetmessung zeigen sich vor allem im Fehlen der monoenergetischen Deuteronen und Neutronen (Abb. 3.8e und f).

Durch die VETO-Bedingung werden diejenigen Neutronen verworfen, welche in der 1. Lage ein Signal erzeugen. Dieser Anteil kann dadurch bestimmt werden, indem in den Lagen 2-6 die Teilchentrennung wie für die 1. Lage durchgeführt wird. Der Quotient aus den unter dem Protonband liegenden Neutronen in der 1. Lage zu den Lagen 2-6 ist dann das Verhältnis der durch die 1. Lage verworfenen zu den in den Lagen 2-6 akzeptierten Neutronen.

$$n(1. \text{ Lage}) : n(\text{Lage } 2-6) = 1 : (3.68 \pm 0.13)$$

Das Verhältnis ist für Voll- und Leertargetmessung gleich, d.h. man verliert stets 21% der Neutronen durch die VETO-Bedingung.

Der Neutronenzähler ist also nur mit den 5 hinteren Lagen auf Neutronen empfindlich, was bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden muß (Kap. 3.3).

### 3.2.2 Flugzeit

Zur Bestimmung der Korrekturparameter für die Flugzeit und den Reaktionsort im Zähler werden die Neutronen des Zweiteilchenendzustandes verwendet.

Die Neutronen werden indirekt über die Rückstoßprotonen nachgewiesen, weshalb sie in Plastiksziintillatoren ein kontinuierliches Pulshöhenspektrum erzeugen (s. Abb. 2.20c). Da der Durchgang der Anstiegsflanke des Pulses an der Diskriminatorschwelle das Zeitsignal bestimmt, ergibt sich mit kleinerer Pulshöhe eine Verschiebung zu größeren Zeiten (TIME WALK).

Die Zeitdifferenz kann durch den Ausdruck (3.1) ausreichend genau parametrisiert werden. Der TIME WALK beträgt bis zu 3 ns. Die Untersuchung aller 8 Röhren eines Neutronenzählers zeigt, dass stets die gleichen Konstanten zur Korrektur verwendet werden können. In das Zeitsignal TOFL geht nur der TIME WALK der linken Röhre ein, während bei der Laufzeitdifferenz (R-L) der WALK beider Röhren berücksichtigt werden muss.

$$t_L = c_L \cdot \text{TOFL} - \Delta t_L^{\text{TW}}$$

$$t_{(R-L)} = c_{(R-L)} \cdot [(R-L) - (\Delta t_R^{\text{TW}} - \Delta t_L^{\text{TW}})]$$

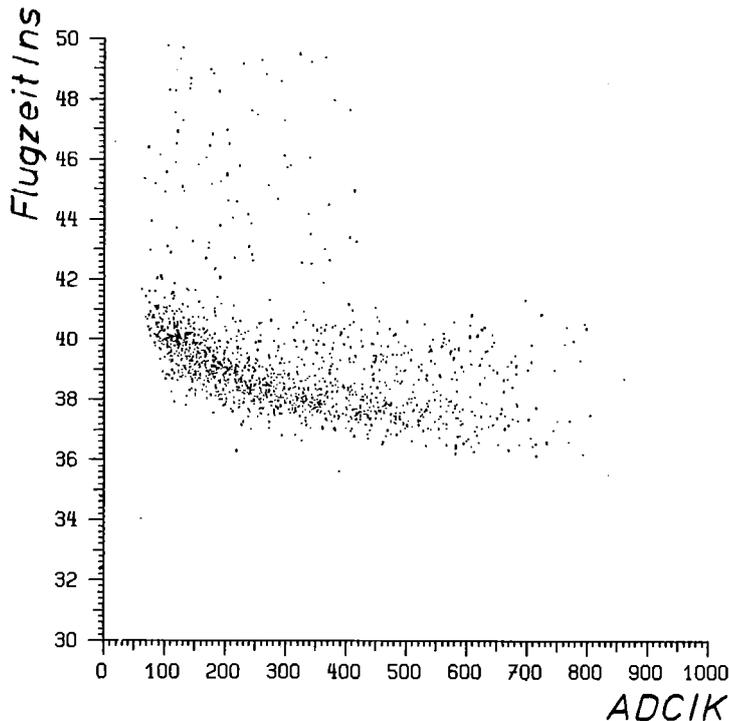


Abb. 3.9

Pulshöhe - Flugzeit - Diagramm der dn-Koinzidenzen

wobei

$$\Delta t_{L,R}^{TW} = a_1 / (\text{ADC}_{L,R} + b_1) + a_2 / (\text{ADC}_{L,R} + b_2)$$

Die Konstanten  $c_L$  und  $c_{(R-L)}$  der TIME ENCODER (Abb. 2.21) für die Umrechnung der Kanäle in ns werden mit durch Abschwächer angepaßten LED-Pulsen und verschiedenen Kabellängen bestimmt.

Durch die unterschiedlichen Weg, welche die Pionen im  $^3\text{He}$ -Behälter bis zum Einfang zurücklegen, ergeben sich Zeitunterschiede bis zu 3 ns (Abb. 3.10), wodurch eine Korrektur der Form

$$\Delta t^z = c \cdot z_0$$

notwendig wird.

Die Relativeichung der Moduln erfolgt durch Addieren einer Konstanten  $\Delta t_{dn}$ , so dass die Neutronen aus dem dn-Kanal die richtige Flugzeit haben. Für die 4.2 m Flugstrecke zum Zähler benötigen die Neutronen mit 88 MeV kinetischer Energie 34.7 ns.

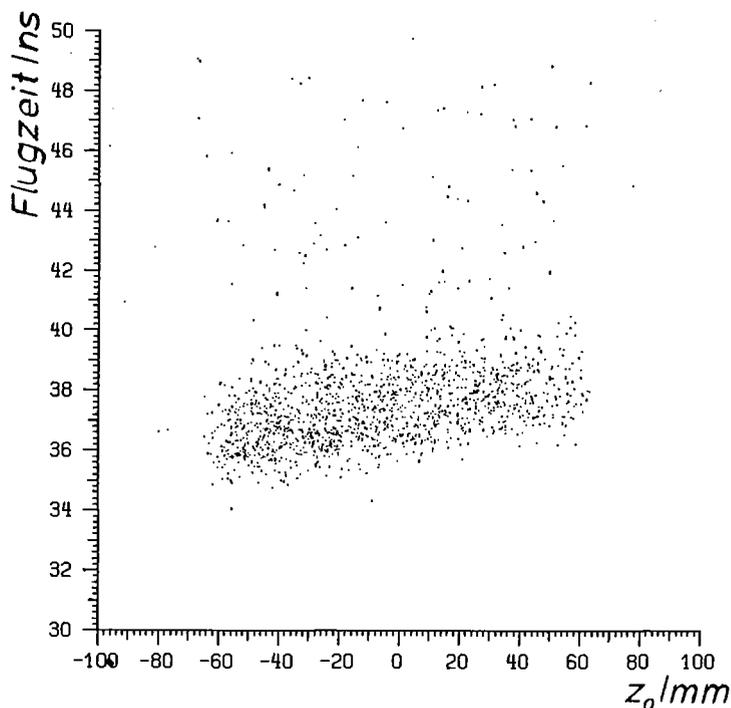


Abb 3.10

Flugzeit in Abhängigkeit des Reaktionsorts im Target  
für monoenergetische Neutronen

### 3.2.3 Reaktionsort im Neutronenzähler

Der Reaktionsort in Stabrichtung wird aus der Laufzeitdifferenz (R-L) bestimmt. Dazu wird aus der Deuterontrajektorie im Teilchenzähler der Sollvertex  $z_d$  des zugehörigen Neutrons berechnet und mit dem im Neutronenzähler gemessenen Vertex  $z_n$  verglichen.

$$z_d = c_{RL} \cdot RL' \cdot v_{LP}' / 2$$

$$\begin{aligned} z_n &= c_{RL} \cdot RL \cdot v_{LP} / 2 \\ &= c_{RL} \cdot (RL' + \Delta RL) \cdot (v_{LP}' + \Delta v_{LP}) / 2 \end{aligned}$$

- $c_{RL}$  : Eichkonstante des TIME ENCODERS der (R-L)-Verteilung
- $RL'$  : Sollwert der (R-L)-Verteilung [Kanäle]
- $v_{LP}'$  : Wahre Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pulse im Stab
- $RL$  : Gemessener Wert der (R-L)-Verteilung [Kanäle]
- $v_{LP}$  : Angenommene Ausbreitungsgeschwindigkeit (Startwert)
- $\Delta RL, \Delta v_{LP}$  : Zu bestimmende Korrektur von  $RL$  und  $v_{LP}$

Die Parameter  $\Delta RL$  und  $\Delta v_{LP}$  werden aus Achsenabschnitt und Steigung in der Auftragung  $\Delta z$  über  $z_d$  bestimmt (Abb. 3.11).

$$\begin{aligned} \Delta z &= z_d - z_n \\ &= m \cdot z_d + a \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned} m &= -\Delta v_{LP} / v_{LP}' \\ a &= c_{RL} \cdot (v_{LP}' + \Delta v_{LP}) \cdot \Delta RL / 2 \end{aligned}$$

Aus dem  $\Delta z$ -Spektrum mit den korrigierten Werten erhält man die Ortsauflösung in Stabrichtung (Abb. 3.12) zu

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

Die Geschwindigkeit der Pulse ist

$$v_{LP}' = 154.8 \text{ mm/ns}$$

Die Unsicherheit des Reaktionsortes in der Tiefe (x) und der Höhe (y) des Zählers ist durch den Querschnitt der Stäbe von  $60 \times 15 \text{ mm}^2$  gegeben.

$$\Delta x = \pm 7.5 \text{ mm}$$

$$\Delta y = \pm 30.0 \text{ mm}$$

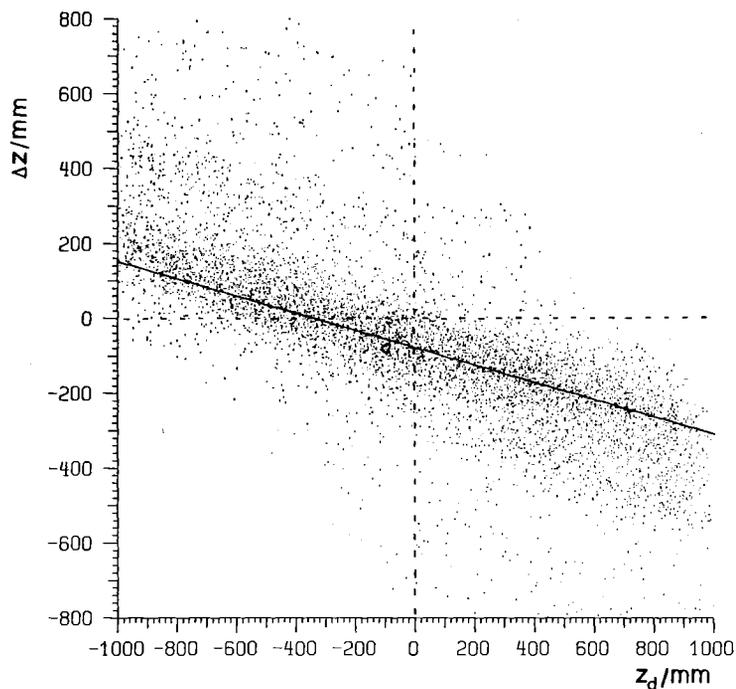


Abb. 3.11

Bestimmung der Geschwindigkeit der Lichtpulse in den Stäben des Neutronenzählers und Mitteneichung der (R-L)-Verteilung

In obiger Darstellung:  $\Delta v_{LP} = 31 \text{ mm/ns}$ ,  $\Delta RL = 17 \text{ Kanäle } (= 1 \text{ ns})$

Für die Messung II mit 2 Neutronenzählern wird ebenfalls der dn-Kanal zur Eichung der (L-R)-Verteilung verwendet. Da die Zähler N1 und N2 symmetrisch zum Target aufgestellt sind, muß die z-Koordinate des Deuterons in N1 entgegengesetzt gleich der z-Koordinate des Neutrons in N2 sein. Durch Justieren der Verteilung

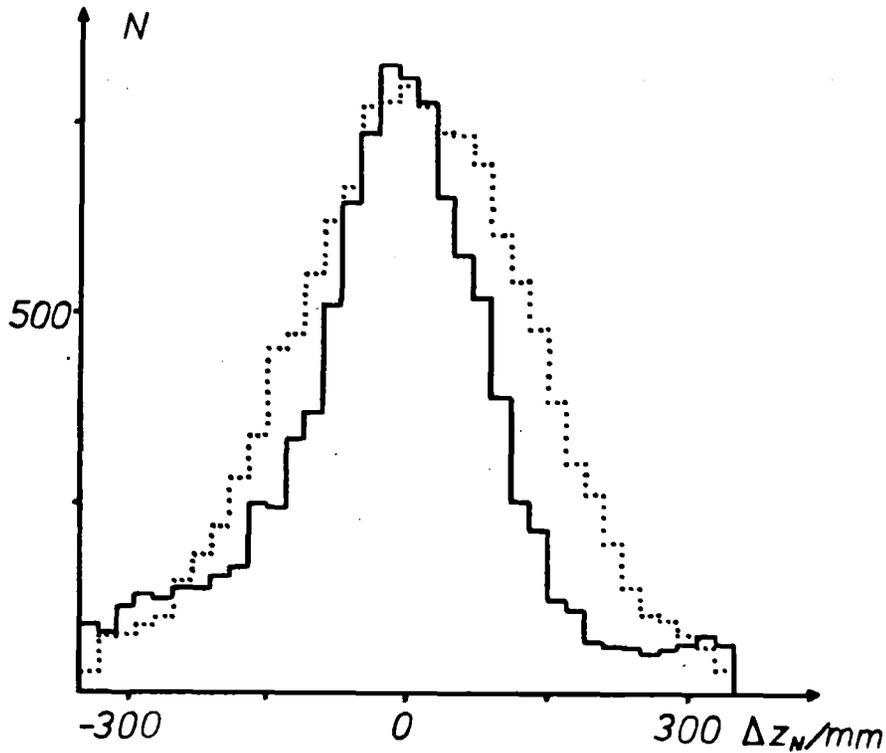


Abb. 3.12

Ortsauflösung der Neutronenzähler in Stabrichtung

- Messung I :  $\Delta z$  - Auflösung des Zählers N2  
 ... " II :  $\Delta z_{N1N2}$  - " der Zähler N1 und N2 zusammen

$$\Delta z_{N1N2} = z_{N1}(d) + z_{N2}(n)$$

auf den Mittelwert null erhält man die relative (L-R)-Eichung für N1 und N2. Die absolute Eichung ergibt sich aus der Bedingung ,daß sowohl die Deuteron- als auch die Neutronverteilung über die Koordinaten  $z_{N1}(d)$  bzw.  $z_{N1}(n)$  symmetrisch zum Mittelpunkt der Zähler sein müssen. Aus der Breite der  $\Delta z$ -Verteilung (Abb. 3.12) erhält man die Ortsauflösung in Stabrichtung

$$\begin{aligned} \Delta z_{N1N2} &= \sqrt{\Delta z_{N1}^2 + \Delta z_{N2}^2} \\ &= \pm 140 \text{ mm} \end{aligned}$$

und unter der Annahme gleicher Auflösung der beiden Zähler

$$\Delta z_{N1} = \Delta z_{N2} = \pm 100 \text{ mm}$$

### 3.2.4 Zeit- und Energieauflösung

Die korrigierte Flugzeit ist durch

$$t = (t_L + t_{(R-L)}/2 + \Delta t^Z + \Delta t^{TW}) \cdot f$$

gegeben. Der Flugzeitfaktor  $f$  ist die Normierung auf den Abstand Target-Neutronenzählermitte ( $R_N$ ), wodurch alle Teilchen auf die gleiche Flugstrecke bezogen werden.

$$f = R_N / |\vec{r}_n - \vec{r}_o|$$

$\vec{r}_n$  = Vertex im Zähler  
 $\vec{r}_o$  = Vertex in der Targetebene

Aus den Flugzeitspektren der Neutronen (Abb. 3.13) und Deuteronen der dn-Koinzidenzen erhält man die Zeitauflösung zu

Messung I :	$\Delta t = 1.1 \text{ ns (FWHM)}$
"    II :	$\Delta t = 2.8 \text{ ns (FWHM)}$ für N1
	$\Delta t = 2.0 \text{ ns (FWHM)}$ " N2

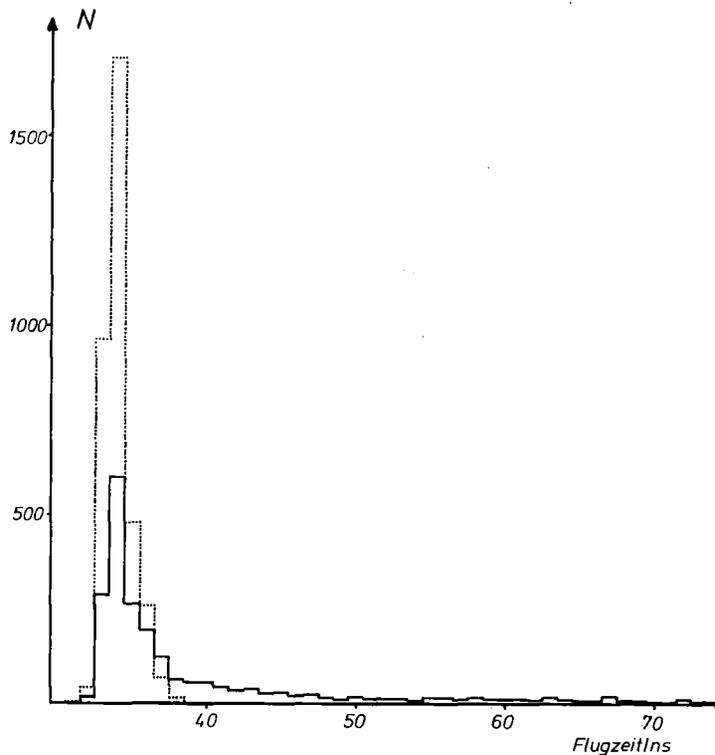


Abb. 3.13

Flugzeitspektren der Neutronen aus pn- und dn-Koinzidenzen (Messung I)

— pn ,    ... dn    (bei  $20.7 \times 10^9$  (T3 $\pi$ ))

Da das Zeitverhalten des (N·S)-Triggers durch die Beschleunigerhochfrequenz bestimmt wird, enthält die Zeitauflösung  $\Delta t$  ausser der Zeitauflösung der Hochfrequenz  $\Delta t_{HF} \leq 500$  ps und des Zählers  $\Delta t_N$  noch eine durch die Impulsunschärfe der Pionen bedingte Unsicherheit  $\Delta t_{\Delta P}$ .

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_N^2 + \Delta t_{HF}^2 + \Delta t_{\Delta P}^2}$$

Aus der optimalen Auflösung des Zählers von  $\Delta t_N = 800$  ps ergibt sich  $\Delta t_{\Delta P} = 800$  ps.

Die kinetische Energie der Neutronen berechnet sich aus der Flugzeit zu

$$T = m_n c^2 (1/\sqrt{1-\beta^2} - 1)$$

mit

$$\beta = R_N / c \cdot t$$

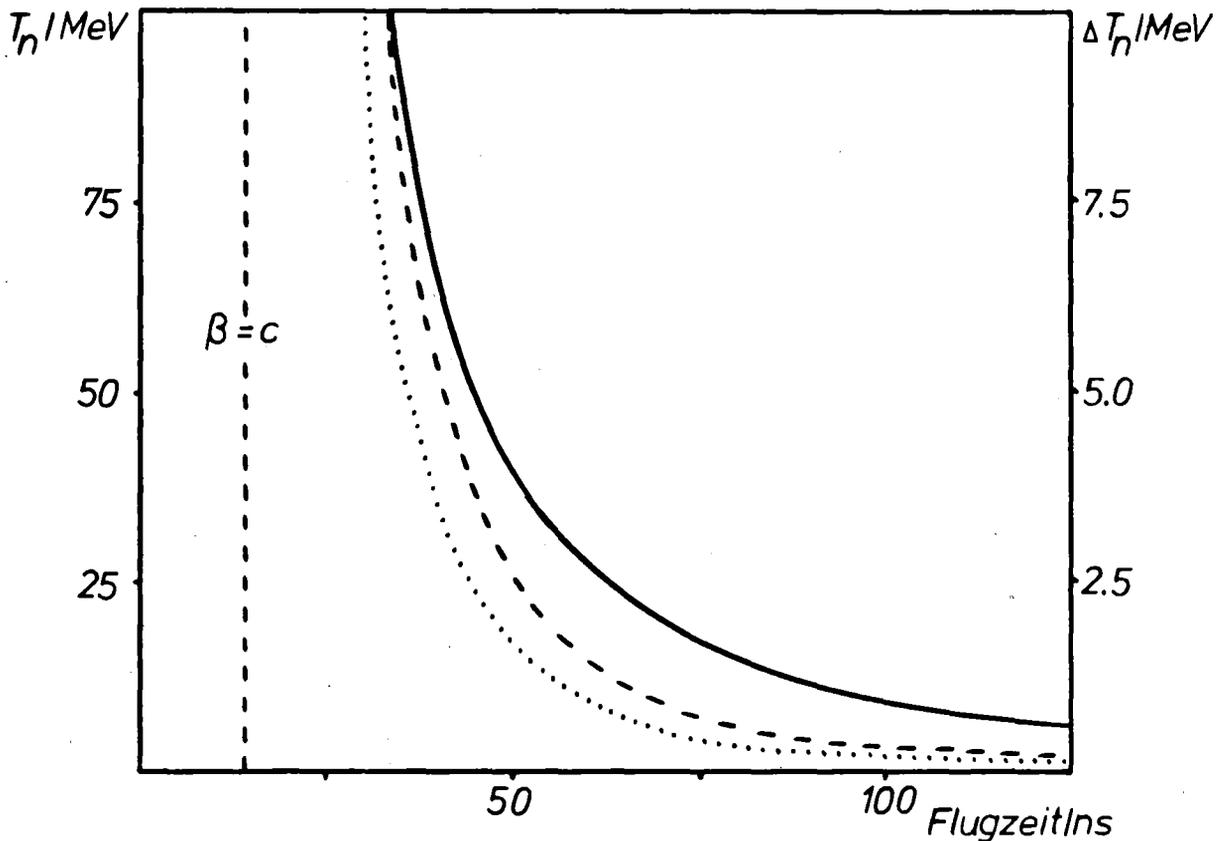


Abb. 3.14

Kinetische Energie  $T_n$  der Neutronen und Energieauflösung  $\Delta T_n$  in Abhängigkeit der Flugzeit mit  $R_N = 4.2$  m

—  $T_n$ ,    ···  $\Delta T_n$  für  $\Delta t = 1.0$  ns,    ---  $\Delta T_n$  für  $\Delta t = 1.5$  ns

### 3.2.5 Eichung der Pulshöhenspektren mit Protonen und Bestimmung der Schwellen

Zur Energieeichung der ADC-Spektren wird ausgenutzt, daß mit der Flugzeit eine unabhängige Information zur Bestimmung der Energie vorhanden ist. Mit Berücksichtigung der Energieverluste erhält man aus der Flugzeit die kinetische Energie  $T_p$  der Protonen beim Auftreffen auf den Zähler. Nach der Umrechnung von  $T_p$  auf die (energieabhängige) Lichtausbeute<sup>41</sup>

$$L_p = 0.37 \cdot T_p^{1.2293}$$

ergibt sich aus der Auftragung  $L_p$  über der Pulshöhe  $P$  die Eichung der der ADC-Spektren (Abb. 3.15). Die Pulshöhe  $P$  ist hier das geometrische Mittel der Pulshöhen an der rechten und linken Seite ( $P_R$  und  $P_L$ ) des Neutronenzählers. Die Größe  $P$  ist bei exponentieller Abschwächung unabhängig vom Reaktionsort des Teilchens<sup>35, 42</sup>.

$$P = \sqrt{P_R \cdot P_L}$$

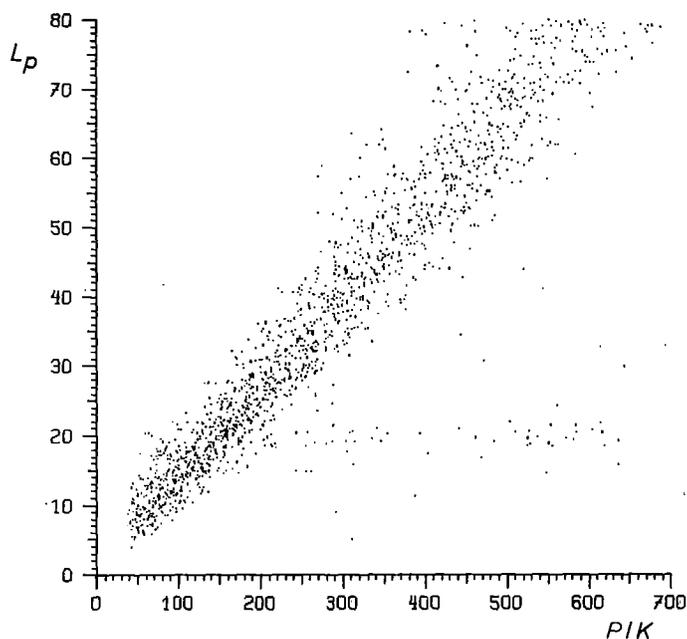


Abb. 3.15

Eichung der Pulshöhenspektren (Modul 1 Zähler N1)

Lichtausbeutefunktion  $L_p^E = a \cdot P + b$  ( $a, b$ : Eichkonstanten eines Moduls)

Um nichtlineare Randeffekte zu vermeiden, werden keine Ereignisse akzeptiert, deren Auftreffpunkt innerhalb der letzten 10 cm auf jeder Seite des Detektors liegt.

Aus dem niederenergetischen Ende der Spektren erhält man die experimentellen Schwellen  $K_{exp}$  der 8 Module von Zähler N1 und N2. Aus der Eichung

$$L_p^E = a \cdot P + b$$

ergibt sich der Zusammenhang der bei der off-line Auswertung verwendeten Schwellen  $K_{Sch}$  in Kanälen und Schwellen  $T_{Sch}$  in protonäquivalenten Energien (MeVp), wobei stets  $K_{exp} < K_{Sch}$  gilt. Die Schwellen sind in Tabelle 3.3 noch zusätzlich in den elektronenäquivalenten Energien  $T_o$  (MeVee) angegeben, die zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen gebraucht werden (s. Kap. 3.3).

	$K_{exp}/\text{Kanäle}$				$K_{Sch}/\text{Kanäle}$				$T_{Sch}/\text{MeVp}$	$T_o/\text{MeVee}$
	Modul				Modul					
	1	2	3	4	1	2	3	4		
Messung I - N1:	200	130	140	140	212	155	171	160	25	15.9
N2:	75	72	75	78	111	102	116	90	20	12.3
Messung II- N1:	32	35	32	32	62	45	67	48	20	12.3
N2:	23	25	28	25	43	63	62	38	18	10.9

Tabelle 3.3

Schwellen der Neutronenzähler

$K_{exp}$	-	Experimentelle Schwellen in Kanälen
$K_{Sch}$	-	} Off-line Schwellen in { Kanälen protonäquivalenten Energien elektronäquivalenten "
$T_{Sch}$	-	
$T_o$	-	

### 3.3 Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronenzähler

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen wird mit dem Kurz-Code<sup>43 44</sup> berechnet. Der Code benutzt die Wirkungsquerschnitte der prozesse, welche im Szintillator durch die Neutronen verursacht werden. Die folgenden Größen gehen in die Berechnung ein:

- Szintillatormaterial (NE102)
- Dicke des Zählers ( $d = 7.5 \text{ cm}$  [Lage 2-6])
- Ausdehnung  $F$  des Zählers senkrecht zur Einfallsrichtung der Teilchen ( $4 \text{ Module mit jeweils } F = 12 \times 180 \text{ cm}^2$ )
- Schwelle  $T_0$  (kleinste nachweisbare Energie in elektronenäquivalenten Einheiten [MeVee])
- Auflösung  $\tau$  an der Schwelle  $T_0$

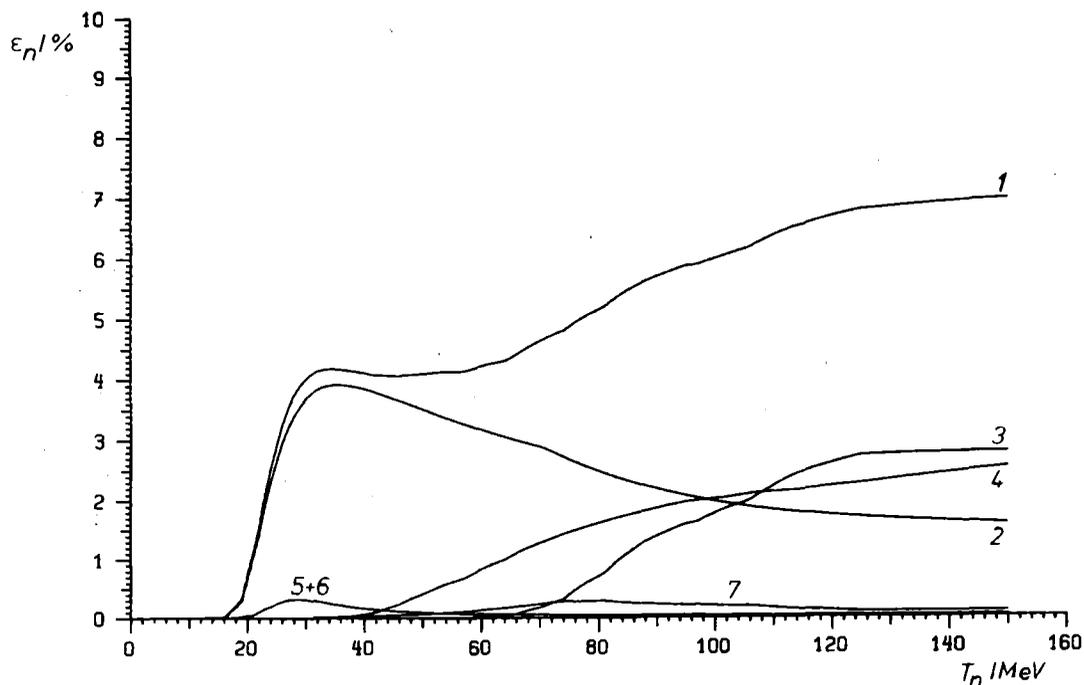


Abb. 3.16

Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{\text{tot}}$  für  $T_{\text{Sch}} = 20 \text{ MeVp}$  ( $= 12.3 \text{ MeVee}$ )

- 1 -  $\varepsilon_{\text{tot}}$
- 2 - elastische np-Streuung
- 3 -  $(n, n'3\alpha)$  Aufbruch von Kohlenstoff
- 4 -  $(n, p)$  Ladungsaustausch
- 5 -  $(n, n'\gamma)$
- 6 - np-Doppelstreuung
- 7 -  $(n', n''3\alpha)$  doppelter Aufbruch des Kohlenstoffs

Abb. 3.16 zeigt, wie sich die totale Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{\text{tot}}$  für die Schwelle  $T_{\text{Sch}} = 20 \text{ MeVp}$  (s. Kap. 3.25) aus den im Kurz-Code berücksichtigten Reaktionen zusammensetzt. Die relative Auflösung  $\tau$  an der Schwelle erhält man mit<sup>42</sup>

$$\tau = 0.5/\sqrt{T_0}$$

Der Fehler in der Bestimmung der Schwellenenergie wird aus der Breite des Bandes in Abb. 3.15 zu  $\Delta T_{\text{Sch}} = \pm 1.5 \text{ MeVp}$  abgeschätzt. Abb. 3.17 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für die verwendeten Schwellen  $T_{\text{Sch}}^1 = 18 \text{ MeVp}$ ,  $T_{\text{Sch}}^2 = 20 \text{ MeVp}$  und  $T_{\text{Sch}}^3 = 25 \text{ MeVp}$ .

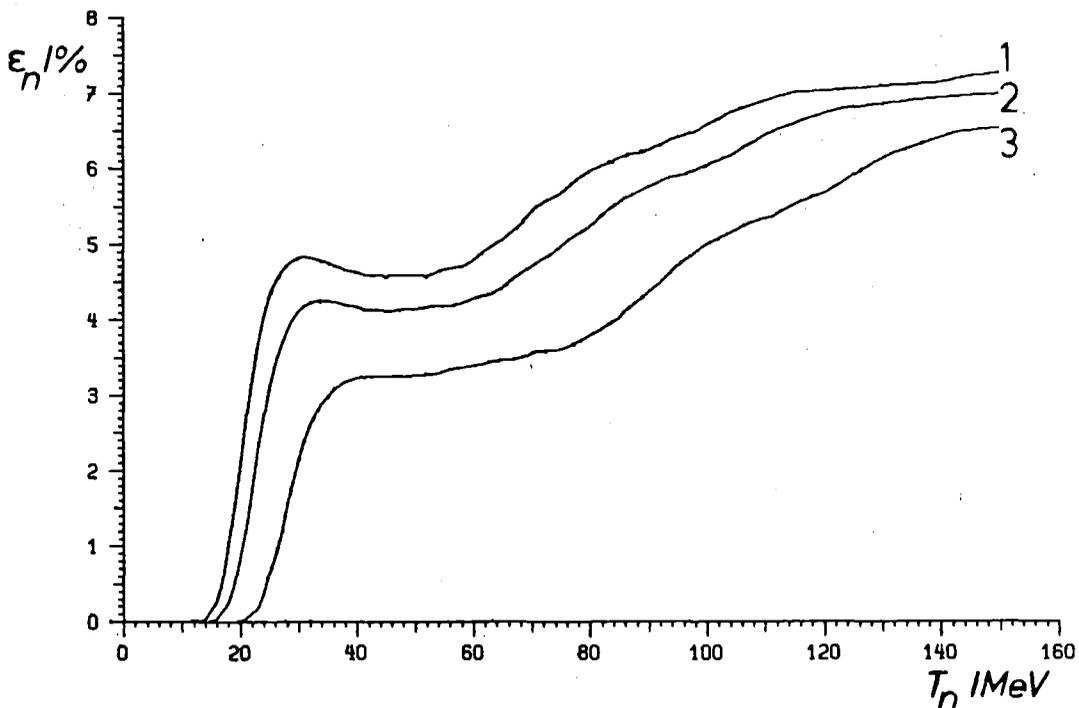


Abb. 3.17

Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{\text{tot}}$  für  $T_{\text{Sch}}^1$ ,  $T_{\text{Sch}}^2$  und  $T_{\text{Sch}}^3$

1 :  $T_{\text{Sch}}^1 = 18.0 \text{ MeVp}$

2 :  $T_{\text{Sch}}^2 = 20.0 \text{ MeVp}$

3 :  $T_{\text{Sch}}^3 = 25.0 \text{ MeVp}$

### 3.4 Zwischenwinkel $\vartheta_{pn}$ und $\vartheta_{nn}$

Aus dem Skalarprodukt der Vektoren

- $\vec{r}$  : Vertex im Target
- $\vec{r}_o$  : Auftreffpunkt auf dem Geladene-Teilchenzähler
- $\vec{r}_p$  : Vertex im Neutronenzähler

ergibt sich der Zwischenwinkel der beiden nachgewiesenen Teilchen. Die Winkelauflösung der Drahtkammern ist  $\leq 0.5^\circ$ , d.h. die Gesamtauflösung  $\Delta\vartheta$  ist bei der Messung I hauptsächlich durch die Ortsauflösung der Neutronenzähler gegeben.

$$\cos \vartheta_{pn} = (\vec{r}_p - \vec{r}_o) \cdot (\vec{r}_n - \vec{r}_o) / (|\vec{r}_p - \vec{r}_o| \cdot |\vec{r}_n - \vec{r}_o|)$$

Die Unsicherheit des Reaktionsortes im Target spielt bei der Messung II keine Rolle, da die Zähler N1 und N2 jeweils 4.2 m vom Target entfernt sind.

$$\Delta\vartheta_r \leq 0.1^\circ$$

$$\cos \vartheta_{nn} = \vec{r}_{n1} \cdot \vec{r}_{n2} / (|\vec{r}_{n1}| \cdot |\vec{r}_{n2}|)$$

Die Winkelauflösung erhält man aus der halben Höhe der Winkelverteilung der dn-Koinzidenzen (Abb. 3.18).

$$\begin{aligned} \Delta\vartheta_{pn} &= 1.20^\circ \\ \Delta\vartheta_{nn} &= 1.75^\circ \end{aligned}$$

Setzt man die Winkelauflösung von  $\Delta\vartheta_{pn} = 1.2^\circ$  ein, so erhält man

$$\begin{aligned} \Delta\vartheta_{nn} &= \sqrt{2 \cdot \Delta\vartheta_{pn}^2} \\ &= 1.7^\circ \end{aligned}$$

was gut mit der aus den dn-Koinzidenzen ermittelten Auflösung von  $\Delta\vartheta_{nn} = 1.75^\circ$  übereinstimmt.

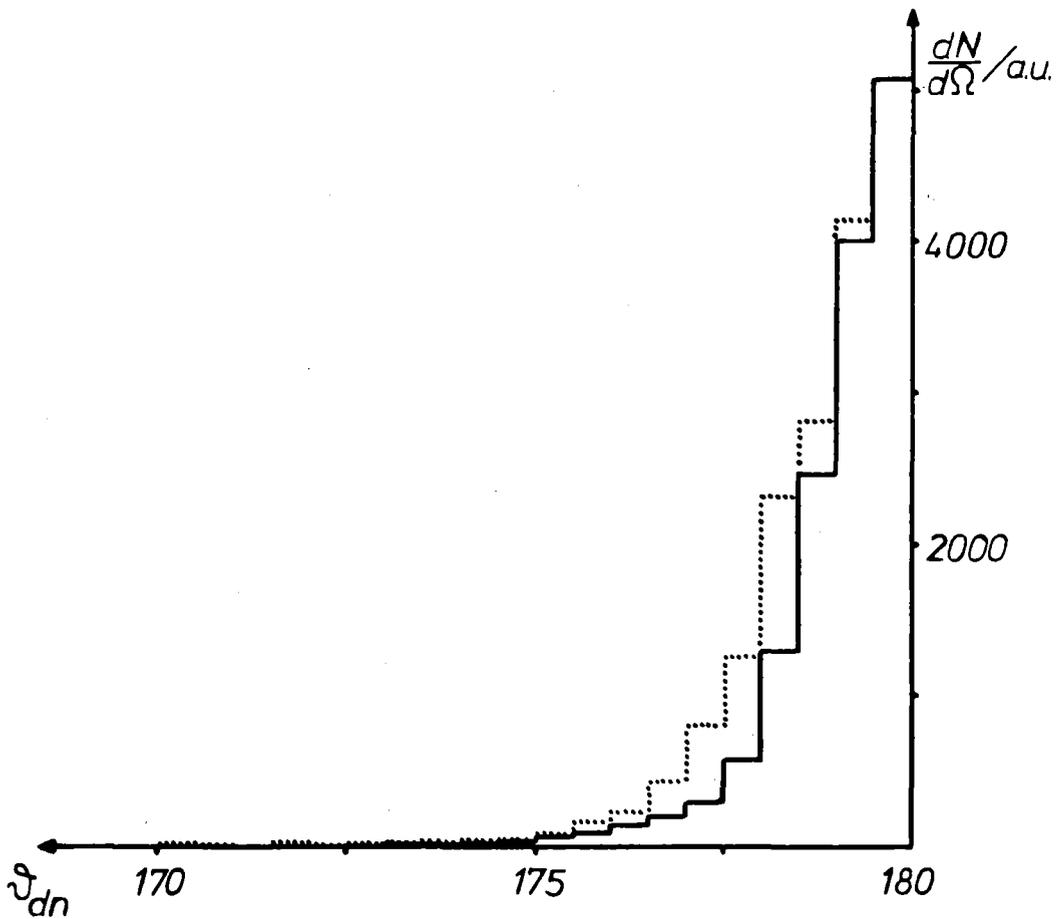


Abb. 3.18

Winkelverteilung der dn-Koinzidenzen

— Messung I  
 ... " II

### 3.5 Geometrische Akzeptanz

Da der Geladene-Teilchen- und die Neutronenzähler nicht den vollen Raumwinkel überdecken, müssen die gemessenen Koinzidenzraten auf die Verluste korrigiert werden<sup>45</sup>.

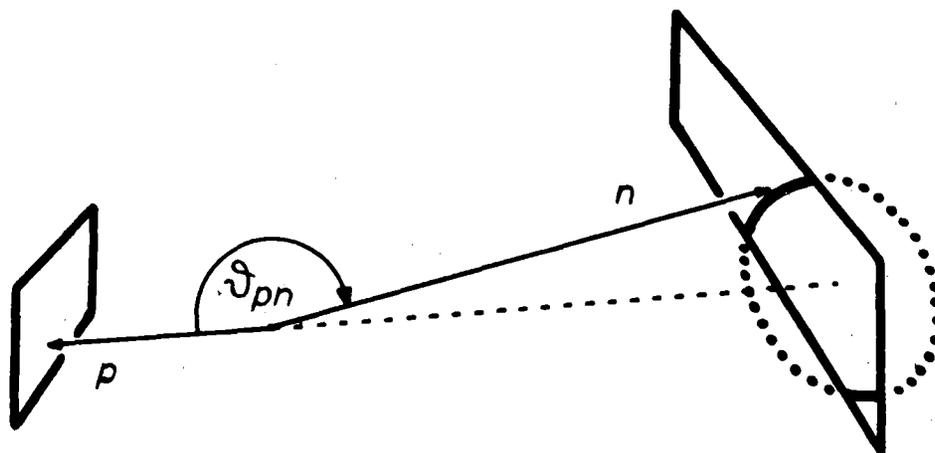
Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines Protons ist durch den Raumwinkel des Teilchenzählers gegeben.

$$w_p = \Omega_E / 4\pi$$

Wegen der Isotropie bzgl. des Azimutalwinkels  $\phi_{pn}$  (Abb. 1.1) sind alle pn-Koinzidenzen zu einem festen Zwischenwinkel  $\vartheta_{pn}$  auf dem Kegel-

mantel um die Protonrichtung gleichverteilt. Die Wahrscheinlichkeit  $w_n$ , das Neutron zu einer pn-Koinzidenz mit Zwischenwinkel  $\vartheta_{pn}$  nachzuweisen, ist der Überlapp  $\Delta\phi_{pn}$  mit der Fläche des Neutronenzählers (Abb. 3.19).

$$w_n = \Delta\phi_{pn} / 2\pi$$



$$W(\vartheta_{pn}) = \frac{\text{---}}{\text{---} + \dots}$$

Abb. 3.19

Geometrische Akzeptanz für Koinzidenzen

Der Überlapp ist eine Funktion des Auftreffpunkts  $\vec{r}_p$  auf dem Teilchenzähler, dem Ausgangspunkt  $\vec{r}_o$  im Target und dem Zwischenwinkel  $\vartheta_{pn}$ . Der Teilchenzähler wird in ein  $68 \times 51$  Raster von  $1 \text{ cm}^2$  großen Flächen unterteilt, um den zum Rand des Teilchenzählers hin abnehmenden Raumwinkel zu berücksichtigen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Koinzidenz der zum Vektor  $\vec{r}_p$  gehörenden Rasterfläche ist

$$w_{pn}(\vartheta_{pn}, \vec{r}_p, \vec{r}_o) = \frac{1}{8\pi^2} \cdot \Delta\Omega_p(\vec{r}_p, \vec{r}_o) \cdot \Delta\phi_{pn}(\vartheta_{pn}, \vec{r}_p, \vec{r}_o)$$

Die Größen  $\Delta\Omega_p$  und  $\Delta\phi_{pn}$  werden in Anhang A.1 hergeleitet.

Zur Berechnung der Gesamtwahrscheinlichkeit muß noch über die Rasterpunkte auf dem Teilchenzähler  $S$  integriert werden.

$$\bar{w}_{pn}(\vartheta_{pn}, \vec{r}_o) = \int w_{pn}(\vartheta_{pn}, \vec{r}_p, \vec{r}_o) d\vec{r}_p$$

Die endliche Ausdehnung des Targets wird durch Mittelung der Akzeptanz über die Pion-Stoppverteilung  $w_{\pi}(\vec{r}_o)$  berücksichtigt (s. Anhang A2).

$$\bar{w}_{pn}(\vartheta_{pn}) = \frac{\int \bar{w}_{pn}(\vartheta_{pn}, \vec{r}_o) \cdot w_{\pi}(\vec{r}_o) d\vec{r}_o}{\int w_{\pi}(\vec{r}_o) d\vec{r}_o}$$

Die Akzeptanz der Messung II berechnet sich in der gleichen Weise wie für die Messung der pn-Koinzidenzen. Die Integration erfolgt über einen Neutronenzähler, dessen Oberfläche in ein  $60 \times 16$  Raster (Rasterfläche =  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ) unterteilt ist.

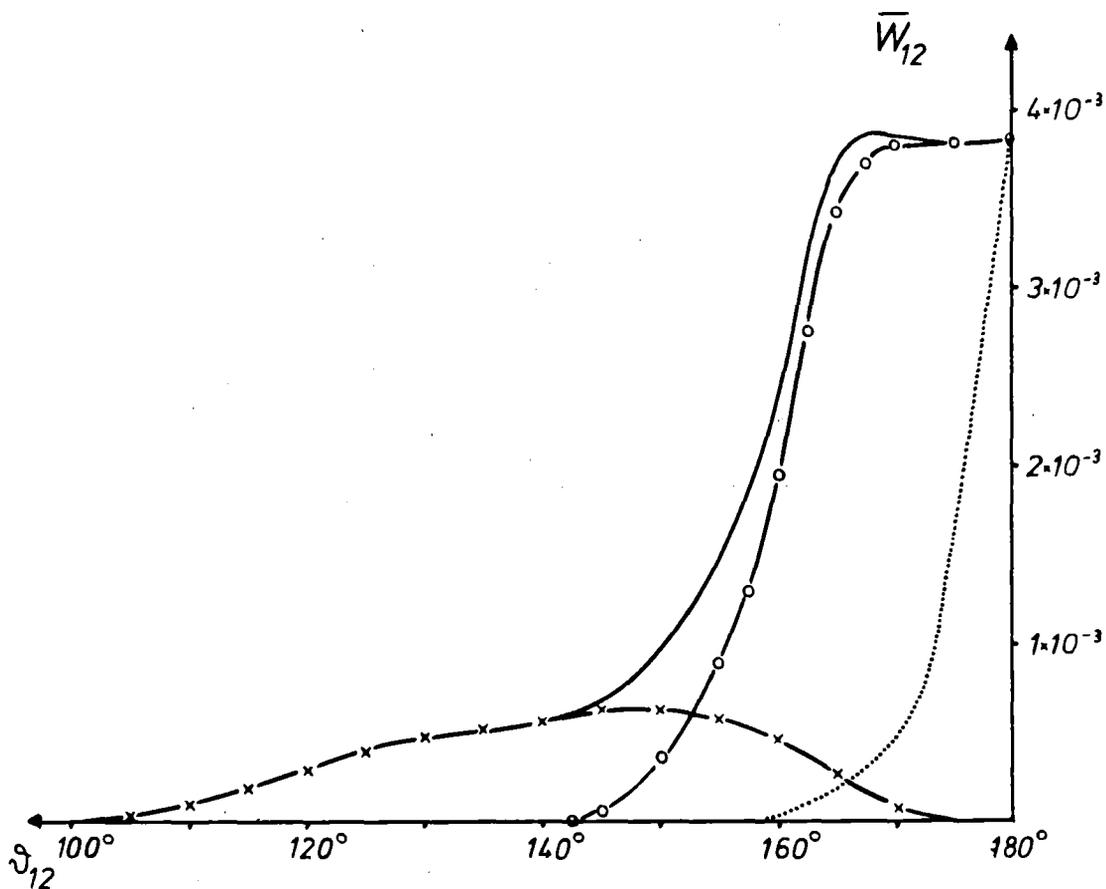


Abb. 3.20

Geometrische Akzeptanz

- Messung I : -x- Beitrag des Zählers N1 (s. Abb. 2.5a), (12=pn)
- o- " " " " N2
- ... Messung II : (s. Abb. 2.5b), (12=nn)

### 3.6 Kinematische Bedingung für $^3\text{He}$ -Ereignisse

Die Reaktion  $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  ist durch 3 unabhängige Meßgrößen ( $T_p, T_n$  und  $\vartheta_{pn}$ ) einfach überbestimmt, für den Prozeß  $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \text{dn}$  sind sogar alle Größen bereits durch Energie- und Impulssatz festgelegt. Diese Überbestimmung wird zur Reduktion des Untergrunds und für den Endzustand pnn zusätzlich zur Ermittlung verbesserter Werte für die kinetischen Energien ( $T_p^0, T_n^0$ ) benutzt. Die Abweichung von der  $^3\text{He}$ -Kinematik ist ein Maß für die Güte des Ereignisses. Die Güte  $n_\sigma$  wird über den Wert der Wahrscheinlichkeitsdichten für dn- ( $L_{dn}$ ) und pn-Koinzidenzen ( $L_{pnn}$ ) bestimmt. Um den pnn-Kanal auf den dn-Kanal beziehen zu können (s. pnn/dn-Verhältnis Kap. 4.2.3), müssen die Ereignisse stets auf die gleiche Güte  $n$  bezogen werden.

#### dn-Kanal:

Bei der Reaktion  $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \text{dn}$  schwanken die Meßwerte ( $T_d, T_n, \vartheta_{dn}$ ) entsprechend den experimentellen Auflösungen  $\sigma_E, \sigma_N$  und  $\sigma_\vartheta$  (1 Standardabweichung) um die wahren Werte (s. Kap. 3.1.4, 3.2.4 und 3.4).

$$\begin{array}{lll} T_d^0 = 45.3 \text{ MeV} & \text{mit} & \sigma_E = 2.3 \text{ MeV} \\ T_n^0 = 87.5 \text{ MeV} & \text{"} & \sigma_N = 4.0 \text{ MeV} \\ \vartheta_{dn}^0 = 180^\circ & \text{"} & \sigma_\vartheta = 1.7^\circ \end{array}$$

Die auf 1 normierte Wahrscheinlichkeitsdichte  $L_{dn}$  in den Energien läßt sich durch das Produkt zweier Gaußverteilungen nähern (die aus der Flugzeit berechneten Neutronenenergien ergeben nur in 1. Näherung eine Gaußverteilung).

$$\begin{aligned} L_{dn} &= d^2P/dt_d dt_n \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot \exp\{-(\Delta t_d^2 + \Delta t_n^2)/2\} \end{aligned}$$

$$\begin{array}{ll} t_d = T_d / \sigma_E & \Delta t_d = t_d - t_d^0 \\ t_n = T_n / \sigma_N & \Delta t_n = t_n - t_n^0 \end{array}$$

Es gilt

$$\int \int (d^2P/dt_d dt_n) dt_d dt_n = \int \int (d^2P/d(\Delta t_d) d(\Delta t_n)) d(\Delta t_d) d(\Delta t_n)$$

Werte von  $(\Delta t_d^2 + \Delta t_n^2) = 1, 2, 3, \dots$  entsprechen gerade  $n_\sigma = 1, 2, 3, \dots$  Standardabweichungen. Der Anteil  $x(n_\sigma)$  von akzeptierten Ereignissen bis zu  $n$  Standardabweichungen ist durch

$$x(n_\sigma) = 4 \cdot \int_0^{\Delta t_d^1} \int_0^{\Delta t_n^1} L_{dn}(\Delta t_d, \Delta t_n) d(\Delta t_d) d(\Delta t_n)$$

mit

$$\begin{aligned} (\Delta t_d^1)^2 + (\Delta t_n^1)^2 &= n_\sigma \\ 0 < x(n_\sigma) < 1 \end{aligned}$$

gegeben. Alle Ereignisse mit  $L_{dn} > L_{dn}(n_\sigma)$  liegen innerhalb eines Kreises mit Radius  $n_\sigma$  (Abb. 3.21). Der Anteil an verworfenen Ereignissen  $(1-x)$  entspricht der Größe  $R_{red}$  in Abb. 3.24.

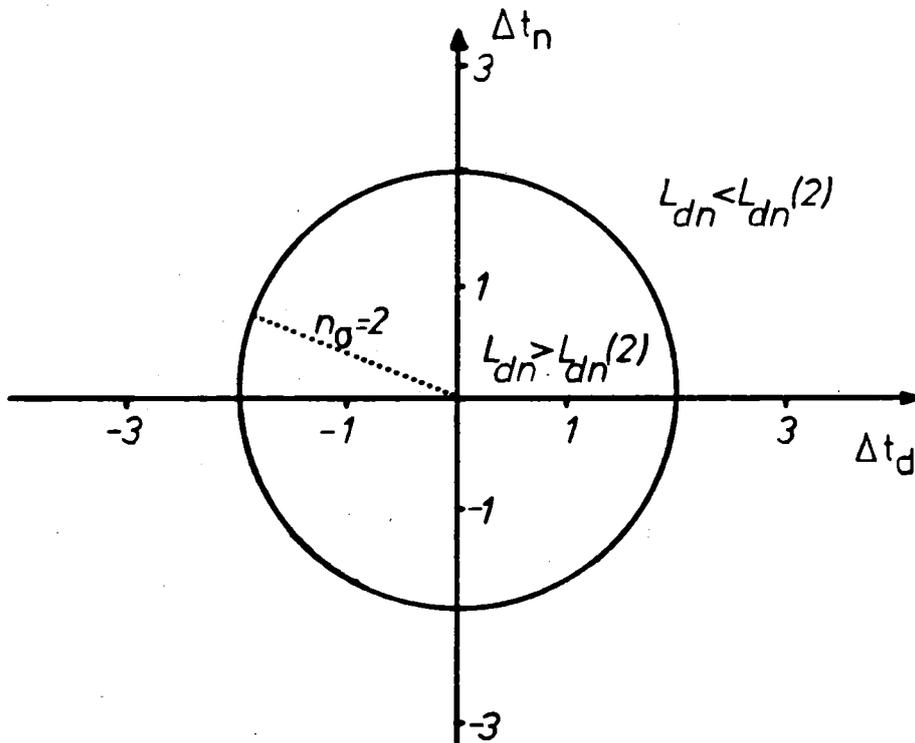


Abb. 3.21

Wirkungsweise der kinematischen Bedingung für die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow dn$   
 Alle Ereignisse außerhalb des Kreises mit Radius  $n_\sigma=2$  werden verworfen

pnn-Kanal:

Im Gegensatz zu den dn-Koinzidenzen sind für den pnn-Kanal die wahren Größen nicht bekannt. Auf Grund der einfachen Überbestimmung läßt sich jedoch aus den gemessenen Werten  $(T_p, T_n, \vartheta_{pn})$  ein wahrscheinlichster Satz  $(T_p^o, T_n^o, \vartheta_{pn}^o)$  ermitteln. Energie- und Impulserhaltung verknüpfen die kinetischen Energien T bzw. Impulse p und den Zwischenwinkel  $\vartheta$  zu

$$f(T_p^o, T_n^o, \vartheta_{pn}^o) = M_1 \cdot T_p^o + M_2 \cdot T_n^o - T_p^o \cdot T_n^o + M_3 + p_p^o \cdot p_n^o \cdot \cos(\vartheta_{pn}^o) = 0$$

$$\begin{aligned} M_1 &= m_{\text{He}} + m_{\pi} - m_n \\ M_2 &= m_{\text{He}} + m_{\pi} - m_p \\ M_3 &= (m_n^2 - (m_{\text{He}} + m_{\pi} - m_p - m_n)^2) / 2 \end{aligned}$$

Die Meßwerte erfüllen wegen der endlichen Auflösungen obige Gleichung i.a. nicht exakt.

In analoger Weise zu den dn-Koinzidenzen wird auch eine Wahrscheinlichkeitsdichte  $L_{pnn}$  aufgestellt. Die wahrscheinlichsten Werte erhält man durch die Ermittlung des Maximums von  $L_{pnn}$  unter der Nebenbedingung  $f(T_p, T_n, \vartheta_{pn})=0$ . Da eine Änderung von  $\vartheta_{pn}$  um die Winkelauflösung die Energien  $T_p^o$  und  $T_n^o$  nur um Bruchteile der Auflösungen  $\sigma_E$  bzw.  $\sigma_N$  verschiebt, wird der gemessene Winkel als exakt angenommen ( $\vartheta_{pn} = \vartheta_{pn}^o$ ). Die Funktion  $L_{pnn}$  und das Verfahren zur Suche des Maximums sind in <sup>41</sup> beschrieben.

Diejenigen Ereignisse, welche zu weit von der <sup>3</sup>He-Kinematik entfernt sind, werden durch Setzen einer Schwelle für die Funktion  $L_{pnn}(n_{\sigma})$  verworfen (Abb. 3.22).

Die Daten werden für die Standardabweichungen  $n_{\sigma}=1,2,3,4$  und  $\infty$  untersucht. Die Bedingung  $n_{\sigma}=\infty$  entspricht  $L_{dn}$  bzw.  $L_{pnn}$  größer gleich null.

Für  $n_{\sigma}=1$  wirken sich kleine Unsicherheiten in den Auflösungen stark auf den Anteil akzeptierter Ereignisse aus, da hier die Funktionen  $L_{dn}$  und  $L_{pnn}$  am steilsten sind. Für große  $n_{\sigma}$  wird die Verteilung der gemessenen Ereignisse nur noch vom Untergrund bestimmt. Im Bereich  $n_{\sigma}=2,3$  und 4 beschreibt die angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichte die Ereignisse am besten, da fast alle echten, d.h. <sup>3</sup>He-Ereignisse akzeptiert, aber

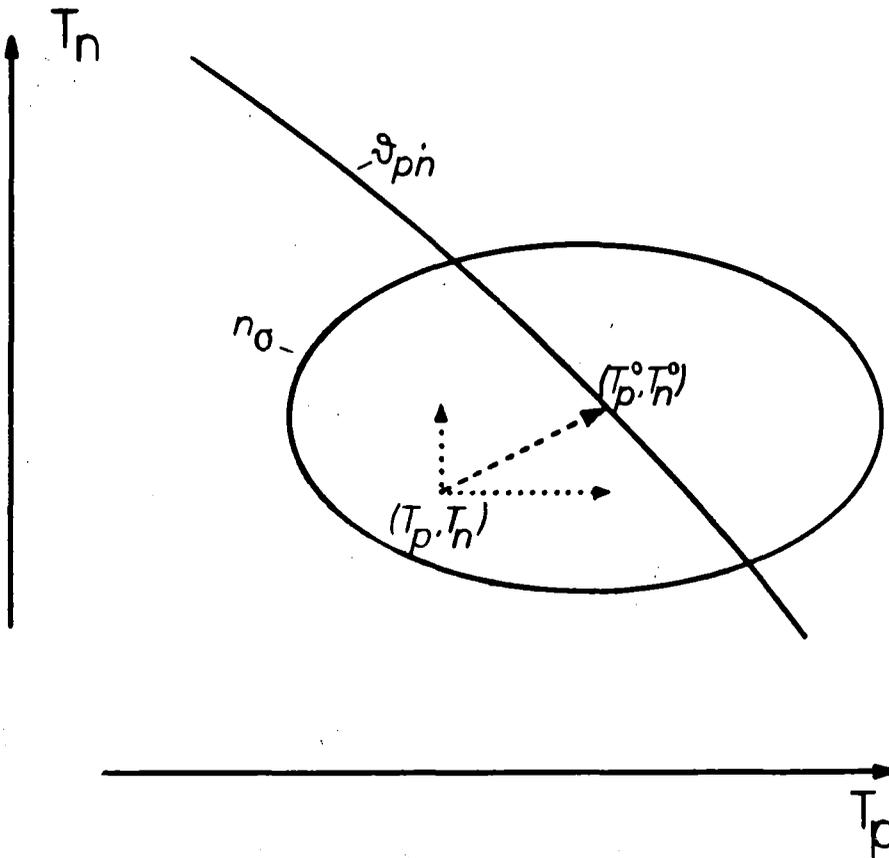


Abb. 3.22

Wirkungsweise der kinematischen Bedingung für die Reaktion  $\pi^-^3\text{He} \rightarrow pnn$ . Alle Ereignisse außerhalb der Kurve für  $n_\sigma$  werden verworfen. Die wahrscheinlichsten Energien liegen stets auf der Kurve des Winkels  $\delta_{pn}$ .

ein größerer Anteil des Untergrunds verworfen wird. Abb. 3.23 veranschaulicht qualitativ die Wirkungsweise der Beschränkung auf Ereignisse innerhalb  $n_\sigma$  Standardabweichungen. Die Meßwerte ( $n_\sigma > 0$ ) verteilen sich um den für  $^3\text{He}$ -Ereignisse "wahren" Wert ( $n_\sigma = 0$ ), während der Untergrund, wie die Leertarget-Messungen zeigen, eine flache Verteilung hat. Da keine beliebig großen oder beliebig kleinen Energien gemessen werden, ist die flache Untergrundverteilung für große  $n_\sigma$  ( $n_\sigma \geq 5$ ) ebenfalls eine schlechte Annahme. Zur Auswertung werden  $n_\sigma = 2, 3$  und  $4$  herangezogen.

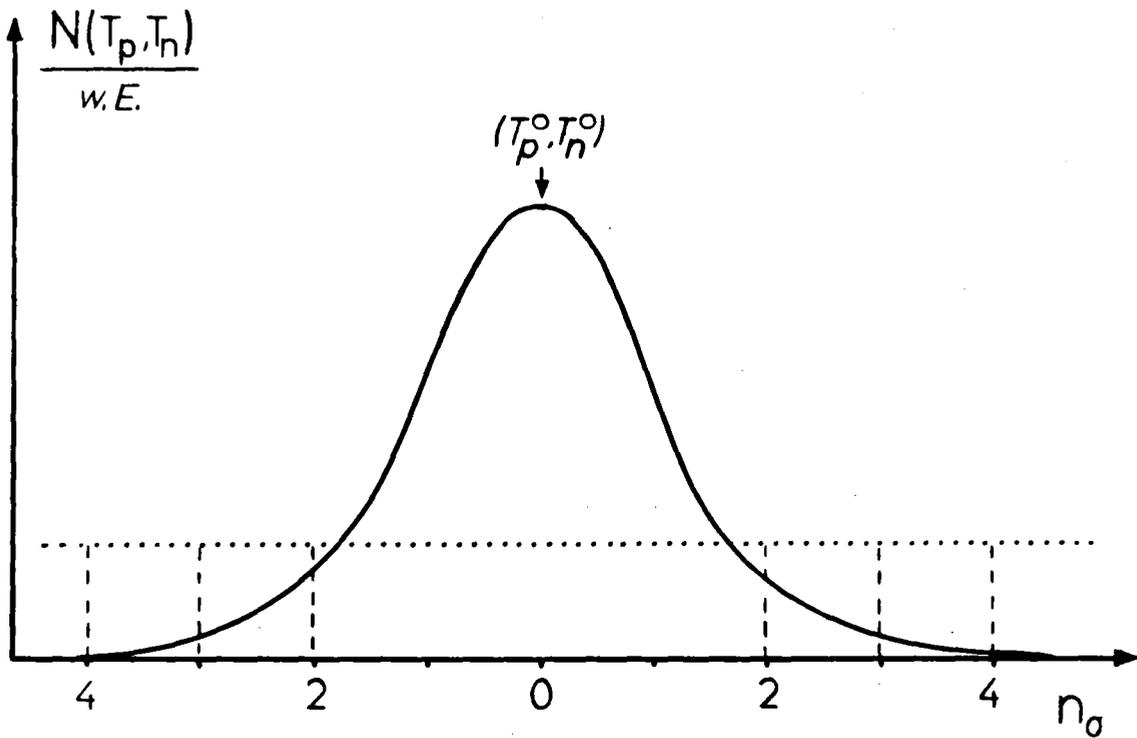


Abb. 3.23

Qualitative Veranschaulichung der Wirkungsweise der kinematischen Bedingung für die Reaktion  $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \text{pnn}$

—  $^3\text{He}$ -Ereignisse                      ... Untergrund-Ereignisse

Abb. 3.24 zeigt den Anteil  $R_{\text{red}}$  der verworfenen Ereignisse in Abhängigkeit der Güte  $n_\sigma$  für die pn-, dn- und nn-Koinzidenzen sowohl bei der Leertarget- als auch der Volltarget-Messung. Der in der Volltarget-Messung enthaltene Untergrund entspricht der Leertarget-Messung (s. Kap. 3.7), d.h. der in den Volltarget-Messungen versteckten Untergrundereignisse werden in gleichen Maße wie beim Leertarget reduziert. Abb. 3.24 zeigt, daß beim Leertarget gegenüber dem Volltarget prozentual mehr Ereignisse verworfen werden, der Verlauf in Abhängigkeit von  $n_\sigma$  jedoch gleich ist. Eine Ausnahme stellt der dn-Kanal dar, da hier der Untergrund sehr klein ist (Tab. 3.5).

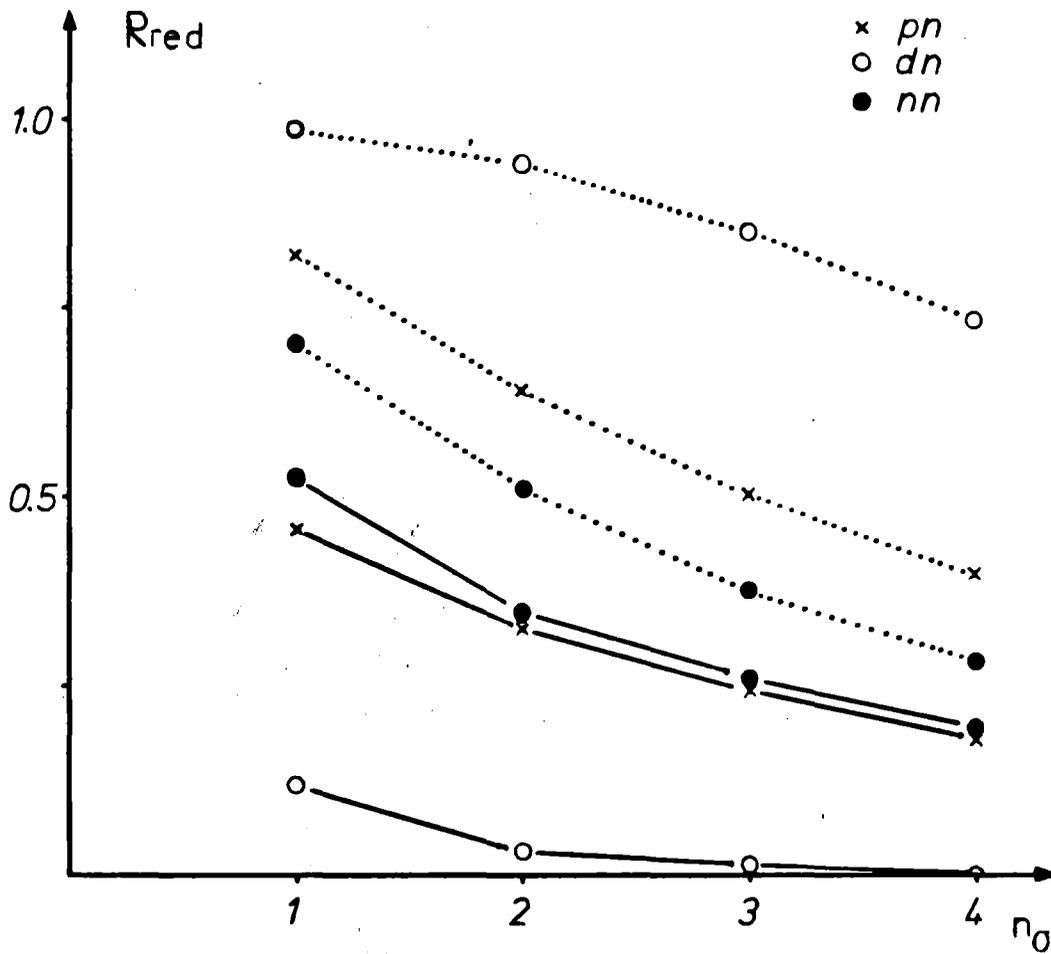


Abb. 3.24

Anteil  $R_{red}$  der bei  $n_0$  verworfenen Ereignisse bezogen auf die bezogen auf die Gesamtzahl ( $n_0 = \infty$ )

— Volltarget-Messung      ... Leertarget-Messung

### 3.7 Normierung der Volltarget- auf die Leertarget-Messungen

Zum Abzug der Leertarget- von den Volltarget-Spektren müssen die jeweils aufgenommenen Ereignisse durch einen Normierungsfaktor  $f$  in der Statistik angeglichen werden. Dazu werden alle Raten auf die Anzahl der einlaufenden Pionen (T3 $\pi$ -Rate) bezogen (s. Tab. 3.4).

	Volltarget/10 <sup>9</sup>	Leertarget/10 <sup>9</sup>
Messung I	409.96	135.96
" II	198.29	143.80

Tab. 3.4

Anzahl der einlaufenden Pionen  $N^{T3\pi}$  bei den Messungen I und II

Der Untergrund setzt sich zusammen aus den Ereignissen von der Pionabsorption in den Kernen des Targetbehälters (hauptsächlich Kohlenstoff und Sauerstoff in den Mylarfolien) und Zufälligen von Reaktionen im Moderator und Behältermaterial, sowie Zufälligen aus dem  $^3\text{He}$  selbst. Die Gesamtrate der Volltarget- und Leertarget-Messungen ist

$$\text{Volltarget (V)} : N_V = N_{\text{He},V} + N_{\text{UG},V} + N_{Z(\text{He}),V} + N_{Z(\text{UG}),V}$$

$$\text{Leertarget (L)} : N_L = N_{\text{UG},L} + N_{Z(\text{UG}),L}$$

$$\begin{aligned} N_{\text{He}} &: ^3\text{He-Ereignisse} \\ N_{\text{UG}} &: \text{Untergrund-Ereignisse} \\ N_{Z(\text{He})} &: \text{Zufällige aus } ^3\text{He} \\ N_{Z(\text{UG})} &: \text{" des Untergrunds} \end{aligned}$$

$N_V$  und  $N_L$  sind die Zählraten der pn-, dn- und nn-Koinzidenzen der Volltarget- und der Leertarget-Messungen.

Es wird angenommen, daß

$$(N_{\text{UG},V} + N_{Z(\text{UG}),V})/N_V^{T3\pi} = (N_{\text{UG},L} + N_{Z(\text{UG}),L})/N_L^{T3\pi}$$

$$N_{V,L}^{T3\pi} : (T3\pi)\text{-Rate der Volltarget- und Leertarget-Messungen}$$

Das Verhältnis der (T3 $\pi$ )-Raten von Volltarget- und Leertarget-Messung ergibt das Gewicht f, durch das Volltarget- und Leertarget-Messung aufeinander normiert werden, wenn die Zufälligen aus  $^3\text{He}$  vernachlässigt sind.

$$f = N_L^{T3\pi} / N_V^{T3\pi}$$

d.h.

$$N_{^3\text{He}} = f \cdot N_V - N_L$$

Der Anteil von Ereignissen, der nicht vom  $^3\text{He}$  stammen kann, ist durch

$$\begin{aligned} R &= (N_L / N_V) \cdot (N_V^{T3\pi} / N_L^{T3\pi}) \\ &= N_L / (N_V \cdot f) \end{aligned}$$

gegeben. In den  $N_V$  Ereignissen der Volltarget-Messung sind demnach  $N_{\text{UG}}$  Ereignisse vom Untergrund enthalten.

$$N_{\text{UG}} = R \cdot N_V$$

Die Normierung f muß unabhängig von der Koinzidenzbedingung (pn, dn oder nn) und den Kombinationen der Kanäle (pn+dn, pn+nn, dn+nn, pn+dn+nn) sein, wenn die Annahmen über Herkunft der Ereignisse und die Zufälligen richtig sind. Die Werte in Tab. 3.5 bestätigen dies. Damit kann für jeden Kanal der Anteil an Untergrundereignissen getrennt berechnet werden, indem nur die entsprechende Koinzidenzrate in obige Gleichungen eingesetzt wird.

Zur Ermittlung von f werden die Koinzidenzraten der Stufe Z4 (s. Abb. 3.1) herangezogen, da hier bereits alle Auswertekriterien eingesetzt sind. Dadurch wird erreicht, daß Zufällige aus dem  $^3\text{He}$  praktisch nicht mehr vorkommen. Dies zeigt sich in der Unabhängigkeit des Gewichts von der Koinzidenzbedingung, von den Schnitten auf den Reaktionsort im Target, von

der Schärfe der kinematischen Bedingung für  $^3\text{He}$  (s. Kap. 3.6) und von den Schwellen der Neutronenzähler. Alle angeführten Bedingungen ergeben Schwankungen unter 2%.

Messung I

	Volltarget	Leertarget	$r_V/10^{-9}$	$r_L/10^{-9}$	R/%	f
$N^{pn}$	117597	6322	286.9	46.5	16.2	0.332
$N^{dn}$	117135	68	285.7	0.5	0.2	0.332
$N^{pn+dn}$	234732	6390	572.6	47.0	8.2	0.332

Messung II

	Volltarget	Leertarget	$r_V/10^{-9}$	$r_L/10^{-9}$	R/%	f
$N^{pn}$	5481	1036	27.6	7.2	26.1	0.724
$N^{dn}$	28263	55	142.5	0.4	0.3	0.725
$N^{nn}$	3830	1031	19.3	7.2	37.1	0.726
$N^{pn+dn}$	33744	1091	170.2	7.6	4.5	0.725
$N^{pn+nn}$	9311	2067	47.0	14.4	30.6	0.726
$N^{pn+dn+nn}$	37574	2122	189.5	14.8	7.8	0.725

Tab. 3.5

Koinzidenzraten der Stufe Z4 und Normierung der Volltarget- auf die Leertarget-Messungen mit den einlaufenden Pionen ( $T3\pi$ )

$$r_V = N_V/N_V^{T3\pi}, \quad r_L = N_L/N_L^{T3\pi}$$

3.8 Gewichtung der Ereignisse

Das Gewicht  $g$  der Ereignisse gibt den Verlust an Zählrate bei der vorgegebenen Meßapparatur gegenüber einem fiktiven  $4\pi$ -Detektor sowohl für geladene als auch für neutrale Teilchen mit 100% Nachweiswahrscheinlichkeit an. Für pn- und dn-Koinzidenzen muß demnach auf geometrische

Akzeptanz (s. Kap. 3.5) und Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen (s. Kap. 3.3) korrigiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen wird zu 100% angenommen.

$$g_{pn} = 1.0 / (W(\vartheta_{pn}) \cdot \varepsilon_n(T_n))$$

$$g_{dn} = 1.0 / (W(\vartheta_{dn}) \cdot \varepsilon_n(T_n))$$

$$g_{nn} = 1.0 / (W(\vartheta_{n_1 n_2}) \cdot \varepsilon_{n_1}(T_{n_1}) \cdot \varepsilon_{n_2}(T_{n_2}))$$

	$g_{pn}$	$g_{dn}$	$g_{nn}$
Messung I	134.8	16.1	-
" II	1035.0	47.9	2590.6

Tab. 3.6

Mittlere Gewichte der pn-, dn- und nn-Koinzidenzen (Volltarget-Messung)

#### 4 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

##### 4.1 Theorie der Pionabsorption

Im folgenden soll ein kurzer Einblick in die Ansätze zur theoretischen Behandlung der Pionabsorption gegeben werden.

Der Einfluß der starken Wechselwirkung zeigt sich in den Verschiebungen und Verbreiterungen der Röntgenlinien pionischer Atome<sup>1, 19</sup>. Die Beschreibung im Rahmen des optischen Modells erfolgt durch die Parametrisierung der Wechselwirkung des Pions (Streuung und Absorption) mit den Nukleonen des Kerns<sup>20</sup>. Die Imaginärteile der in den Nukleondichten quadratischen Parameter des optischen Potentials sind der Absorption zugeordnet.

$$\text{Im } U_{\text{opt}} = - \frac{4\pi}{2\mu} \cdot \rho^2(r) \cdot (\text{Im } B_0 + k^2 \cdot \text{Im } C_0)$$

Das Quadrat der Nukleonendichte  $\rho(r)$  entspricht der Vorstellung, daß die Absorption an einem NN-Paar stattfindet. An einem einzelnen Nukleon ist die Absorption nur dann möglich, wenn das Nukleon den Impuls 500 MeV/c hat. Da der mittlere Impuls (Fermibewegung) nur etwa 250 MeV/c beträgt<sup>20</sup>, ist die Absorption am einzelnen Nukleon stark unterdrückt. Der Parameter  $\text{Im } B_0$  entspricht der s-Wellen, der Parameter  $\text{Im } C_0$  der p-Wellen der Absorption.  $\mu$  und  $k$  sind Masse und Impuls des Pions.  $\text{Im } B_0$  und  $\text{Im } C_0$  teilen sich noch in die möglichen Übergänge der NN-Paare bei der Pionabsorption auf.

$$\text{Im } B_0 = \text{Im } B_0(I=1) + \text{Im } B_0(I=0)$$

$$\text{Im } C_0 = \text{Im } C_0(I=1) + \text{Im } C_0(I=0)$$

$I$  ist der Isospin des NN-Paares nach der Reaktion. Die Übergänge der NN-Paare im relativen s-Zustand sind in Tab. 4.1 angegeben. Aus den Werten für  $\text{Im } B_0$  und  $\text{Im } C_0$  läßt sich das Verhältnis der Übergangsraten für  $pn \rightarrow nn$  ( $\Gamma_{pn}$ ) und  $pp \rightarrow pn$  ( $\Gamma_{pp}$ ) berechnen (nn/pn-Verhältnis)<sup>14, 20, 46</sup>. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der <sup>3</sup>He-Kern aus 2 pn- und einem pn-Paar besteht ( $\Gamma(^3\text{He}) = \Gamma_{pp} + 2\Gamma_{pn}$ )).

Bei Absorption negativer s- und p-Wellenpionen treten 6 verschiedene Übergänge  $NN \rightarrow NN'$  auf (Tab. 4.1).

	$NN \rightarrow NN'$	Kopplungs- konstante	Opt. Potential
s-Absorption:	${}^3S_1(I=0) \rightarrow {}^3P_1(I=1)$	$g_0$	$\text{Im } B_0(I=1)$
	${}^1S_0(I=1) \rightarrow {}^3P_0(I=0)$	$g_1$	$\text{Im } B_0(I=0)$
p-Absorption:	${}^3S_1(I=0) \rightarrow {}^1S_0(I=1)$	$\gamma_3$	} $\text{Im } C_0(I=1)$
	$\rightarrow {}^1D_2(I=1)$	$\gamma_4$	
	${}^1S_0(I=1) \rightarrow {}^3S_1(I=0)$	$\gamma_1$	} $\text{Im } C_0(I=0)$
	$\rightarrow {}^3D_1(I=0)$	$\gamma_2$	

Tab. 4.1

Übergänge von NN-Paaren im Zustand  ${}^{2S+1}L_j(I)$

für s- und p-Wellen Pionabsorption

Zuordnung zu den effektiven Kopplungskonstanten und den Parametern  
des optischen Potentials

S = Gesamtspin, L = Bahndrehimpuls, j = Gesamtdrehimpuls, I = Isospin

$g_0, g_1, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$  : effektive Kopplungskonstanten

Den Übergängen sind die Kopplungskonstanten  $g_0, g_1$  und  $\gamma_1 - \gamma_4$ , bzw. die Parameter  $\text{Im } B_0$  und  $\text{Im } C_0$  des optischen Potentials zugeordnet, die aus den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen

$p p \rightarrow d \pi^+$	$(g_0)$	$(1)^{6, 8, 47}$
$p p \rightarrow p p \pi^0$	$(g_1)$	$(2)^{6, 8, 47}$
$\pi^- p p \rightarrow p n$	$(\gamma_1, \gamma_2)$	$(3)^{6, 7}$
$\pi^- p n \rightarrow n n$	$(\gamma_3, \gamma_4)$	$(4)^{6, 7}$

an der Schwelle und der Verbreiterung pionischer Röntgenlinien bestimmt werden können. Die Prozesse (1) und (2) sind über die Umkehrreaktionen (detailliertes Gleichgewicht) mit der Absorption verknüpft. Die Übergangsrate ist proportional zum Betragsquadrat der Kopplungskonstanten.

Die Stärke der Kopplung hängt also vom Isospin des NN-Paares und dem Bahndrehimpuls des Pions ab. In die Analyse der Reaktionen (1)-(4) zur Ermittlung der Werte von  $g_0, g_1$  und  $\gamma_1 - \gamma_4$  gehen Annahmen über die NN-Wellenfunktionen ein<sup>6, 8, 47</sup>. Die Übertragung auf die Absorption in  $^3\text{He}$  ist unter der Annahme sinnvoll, daß die NN-Korrelationen bei kleinen Abständen für NN-Paare in Kernen mit  $Z > 1$  die gleichen sind wie bei den Prozessen (1)-(4) (Reichweite der  $\pi$ NN-Wechselwirkung ist etwa  $0.6 \text{ fm}^{1, 6}$ ). Zur Berechnung der Vorgänge am  $^3\text{He}$  wird die  $^3\text{He}$ -Wellenfunktion aus den NN-Wellenfunktionen aufgebaut, wobei die Gesamtwellenfunktion den  $^3\text{He}$ -Radius ( $\text{rms}(^3\text{He}) = 1.88 \text{ fm}^{48}$ ) aus der Elektronenstreuung wiedergeben muß. Zusätzlich ist die endliche Reichweite der Pion-Wechselwirkung zu berücksichtigen. Die einfache Annahme einer Punktwechselwirkung<sup>4, 7</sup> (Nullreichweite-Näherung) führt zu unbefriedigenden Ergebnissen für die Übergangsraten<sup>8</sup>, weswegen durch sogenannte Absorptionsfunktionen<sup>8, 48, 49</sup> die Reichweite eingeführt wird. Da die Übergänge aus den gleichen atomaren Niveaus kohärent sind, spielen auch die Interferenzterme und speziell die relativen Phasen der Kopplungskonstanten eine wichtige Rolle. Dies zeigt sich in der Empfindlichkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten der Endzustände  $pnn$  und  $dn$  ( $pnn/dn$ -Verhältnis) auf das Vorzeichen des Produkts  $g_0 \cdot g_1$ <sup>8</sup>. Eine zusätzliche Schwierigkeit liegt in einer möglichen Endzustandswechselwirkung der Teilchen<sup>47, 50</sup>.

Abb. 4.1 veranschaulicht die Absorption in  $^3\text{He}$ .

Der Einfluß der geschilderten Annahmen über Wellenfunktion, Kopplungskonstanten und Endzustandswechselwirkung spiegelt sich in der Kinematik des 3-Teilchen-Endzustandes sowie dem  $pnn/dn$ -Verhältnis und der totalen Übergangsrate wieder.

Zum tieferen Verständnis der Vorgänge bei der Absorption müssen im  $B_0$  und im  $C_0$  sowie die Kopplungskonstanten im Rahmen einer mikroskopischen Theorie aus fundamentalen Größen abgeleitet werden<sup>13, 14, 47</sup>. Dazu wird versucht, die Absorption in höheren Kernen aus der Pionabsorption am Deuteron abzuleiten. Die Schwierigkeiten liegen in der Tatsache, daß ein freies Deuteron ein nur lose gebundenes System ist (Abstand der Nukleonen =  $1.2 \text{ fm}$ ), das sich von einem Quasideuteron in einem schwereren Kern unterscheidet. Die wesentlich schwächere Absorption am Deuteron zeigt sich in der kleinen starken Breite  $\Gamma_{1s}$  des pionischen  $2p \rightarrow 1s$

Übergangs ( $\Gamma_{1s}(^2\text{H}) = 0.76 \text{ eV}^a$ ,  $\Gamma_{1s}(^3\text{He}) = (28 \pm 7) \text{ eV}^{18}$ ). 2N-Systeme in Kernen haben andere Abstände und zum Teil andere Quantenzahlen als das freie Deuteron, welches ein Spintriplett-Teilchen mit Isospin null ist ( $^3S_1(I=0)$ ). Hinzu kommt der Einfluß der weiteren Nukleonen. Die Absorptionsrate wird deshalb um 10-30% unterschätzt<sup>12</sup>.

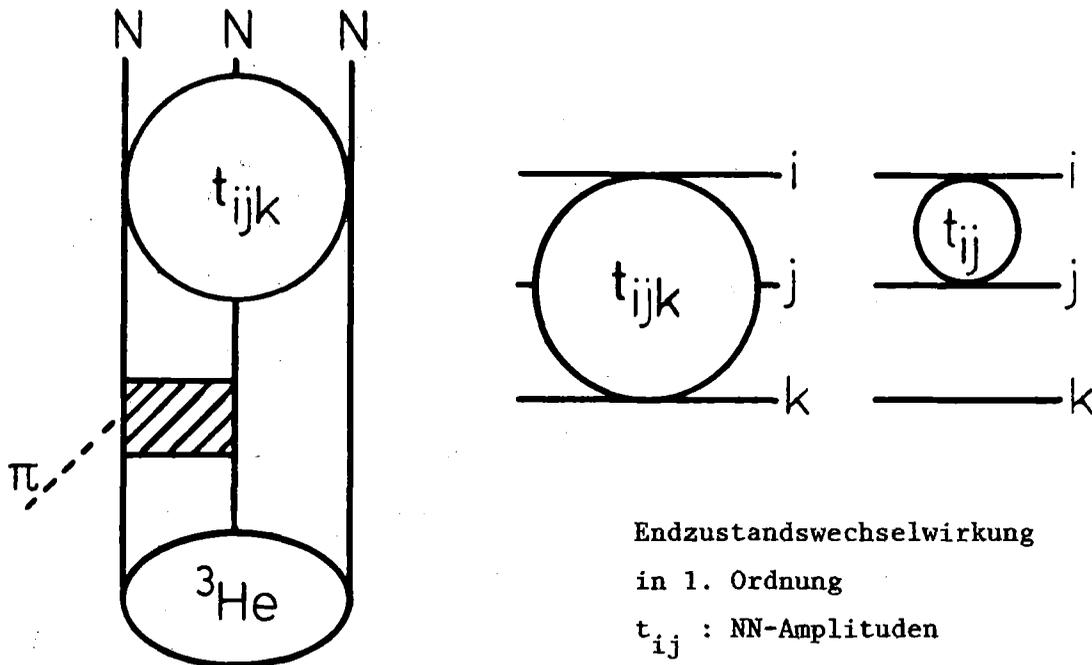


Abb. 4.1

In die Pionabsorption am  $^3\text{He}$  eingehende Größen

-  :  $^3\text{He}$ -Wellenfunktion
-  :  $\pi NN \rightarrow NN$  ( $g_0, g_1, \gamma_1 - \gamma_4$  und Absorptionsfunktion)
-  : Endzustandswechselwirkung -  $(ijk) = (pn_1 n_2), (n_1 n_2 p)$  und  $(n_2 pn_1)$

<sup>a</sup> Berechnet aus  $\pi^-d \rightarrow nn$  Wirkungsquerschnitten<sup>8</sup>

Beschreibung im Rahmen des 2N-Modells (Abb. 4.2) :

a) - Rückstreuung des Pions am 1. Nukleon ( $\pi N$ -Vertex)

- Propagation des off-shell Pions zu 2. Nukleon

- Absorption des off-shell Pions am 2. Nukleon ( $\pi NN$ -Vertex)

Das Pion verteilt seine Masse zu gleichen Anteilen auf die beiden Nukleonen. Deswegen müssen zur Berechnung stets Annahmen über das off-shell Verhalten gemacht werden<sup>12, 13, 51, 53</sup> (Abb. 4.2a).

b) - Absorption an einem Nukleon

- Korrelation der beiden Nukleonen, um Energie-Impuls Bilanz in Ordnung zu bringen

Die Korrelationen zwischen den Nukleonen werden durch  $\pi, \rho$  und  $\sigma$ -Austausch vermittelt. Die Ankopplung an das Nukleon erfolgt Isobare im Zwischenzustand (z.B.  $\Delta$ -Resonanzen)<sup>14, 46</sup> (Abb. 4.2b).

c) Überlagerung der Prozesse a) und b)<sup>14</sup>.

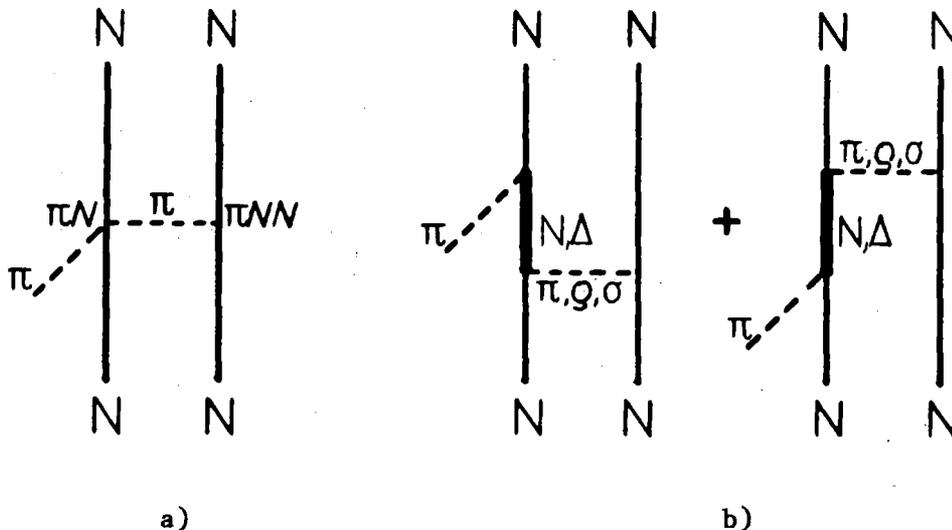


Abb. 4.2

Pionabsorption an einem NN-Paar

Damit ist die Absorption auf die fundamentalere  $\pi N$ -,  $\pi NN$ - und  $NN$ -Wechselwirkung zurückgeführt.

Das  $nn/pn$ -Verhältnis zeigt sowohl für  $s$ - als auch  $p$ -Absorption eine starke Abhängigkeit von den zur Berechnung von a) und b) gemachten Annahmen über das off-shell Verhalten oder die Korrelationen<sup>8, 46, 52, 53</sup>.

## 4.2 Ergebnisse der Messungen

### 4.2.1 Dalitzplots

Im Dalitzplot der pn-Koinzidenzen (Abb. 4.3) ist im oberen Zweig, der Bereich I in Abb. 1.3 entspricht, die gemessene Energie des Protons gegen die gemessene Energie des Neutrons aufgetragen. Im unteren Zweig (Bereich II) ist die gemessene Energie des Protons gegen die Energie des nicht nachgewiesenen 3. Teilchens aufgetragen, die sich in einfacher Weise aus den beiden gemessenen Energien ergibt (s. Kap. 1).

Die Ereignisse konzentrieren sich am Rand des kinematisch erlaubten Bereichs. Die Impulse der Teilchen sind also bevorzugt kollinear. Das Innere des Dalitzplots ist leer, d.h. die Aussendung von unkorrelierten Nukleonen findet nicht statt.

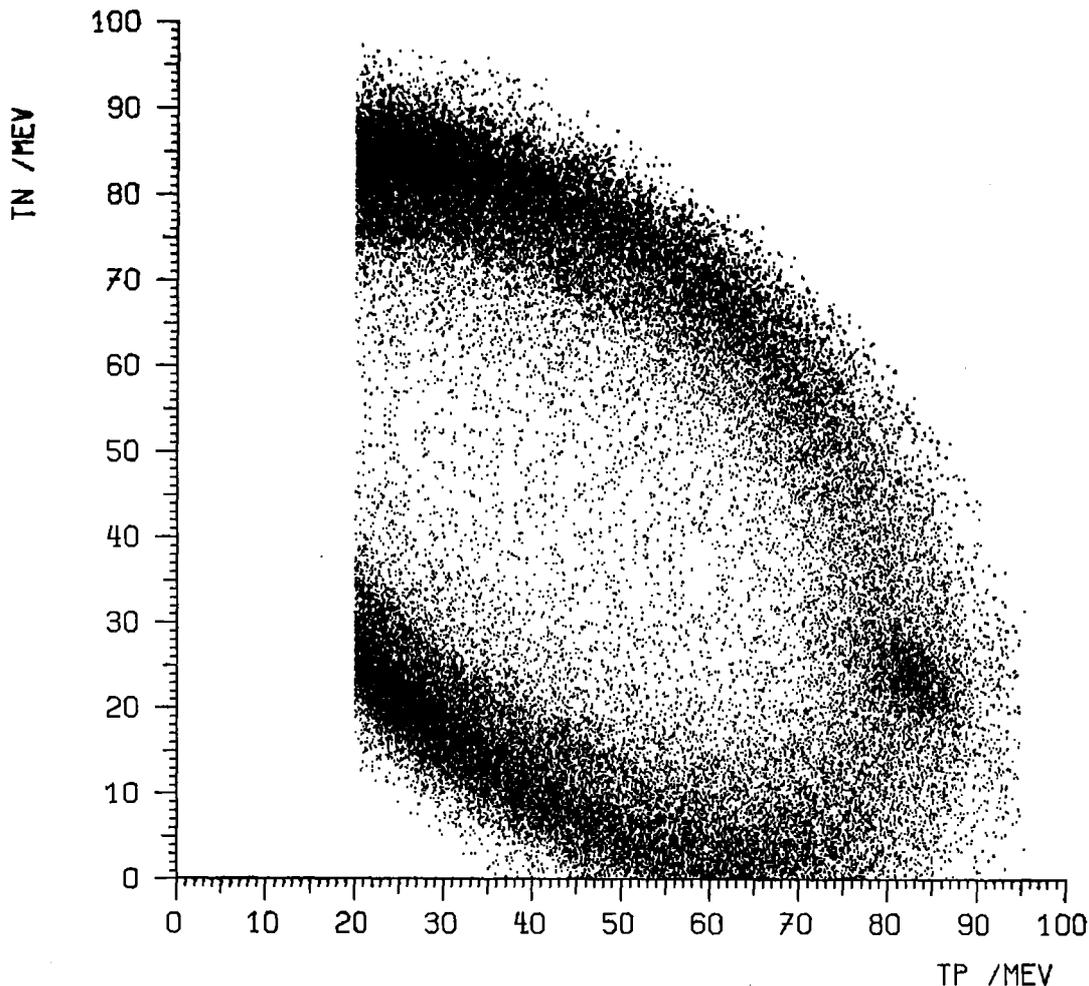


Abb. 4.3

Dalitzplot der ungewichteten pn-Koinzidenzen ohne Abzug der Leertarget-Messung (Messung I)-(31210 Ereignisse = 33% der Gesamtstatistik)

Im Dalitzplot sind 3 Verdichtungen zu erkennen, die den Gebieten FSI(pn), QFA(pp) und FSI(nn) zugeordnet sind (Abb. 1.2).

Im Dalitzplot der nn-Koinzidenzen (Abb. 4.4) ist eine Häufung der Ereignisse im Gebiet QFA(pn) zu sehen. Abb. 4.5 zeigt die pn-Koinzidenzen der Messung II, die gleichzeitig mit den nn-Koinzidenzen aufgenommen wurden. Die Anzahl der nachgewiesenen Koinzidenzen ist für pn und nn vergleichbar. Die nn-Ereignisse sind jedoch wegen der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen stark unterdrückt (s. Kap. 3.3).

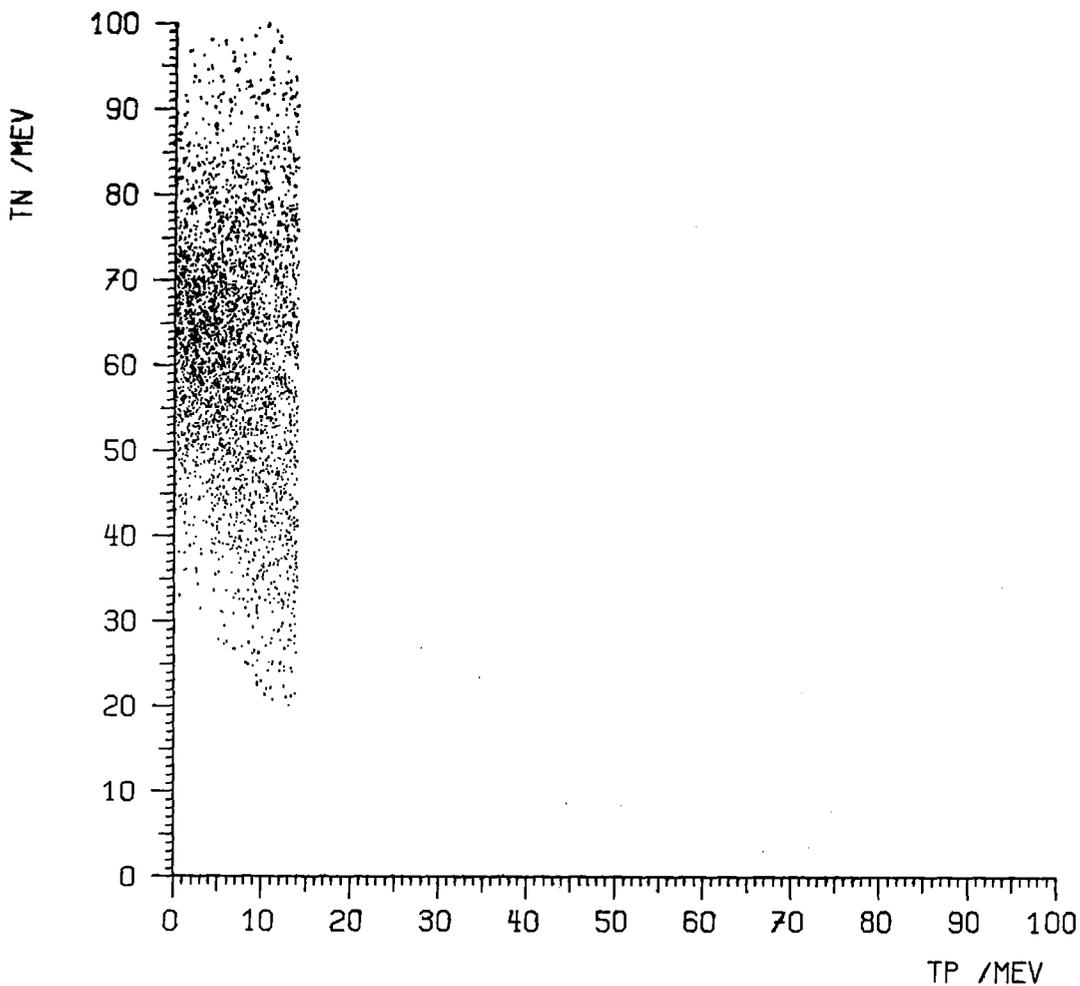


Abb. 4.4

Dalitzplot der ungewichteten nn-Koinzidenzen ohne Abzug der Leertarget-Messung (Messung II)-(6474 Ereignisse)

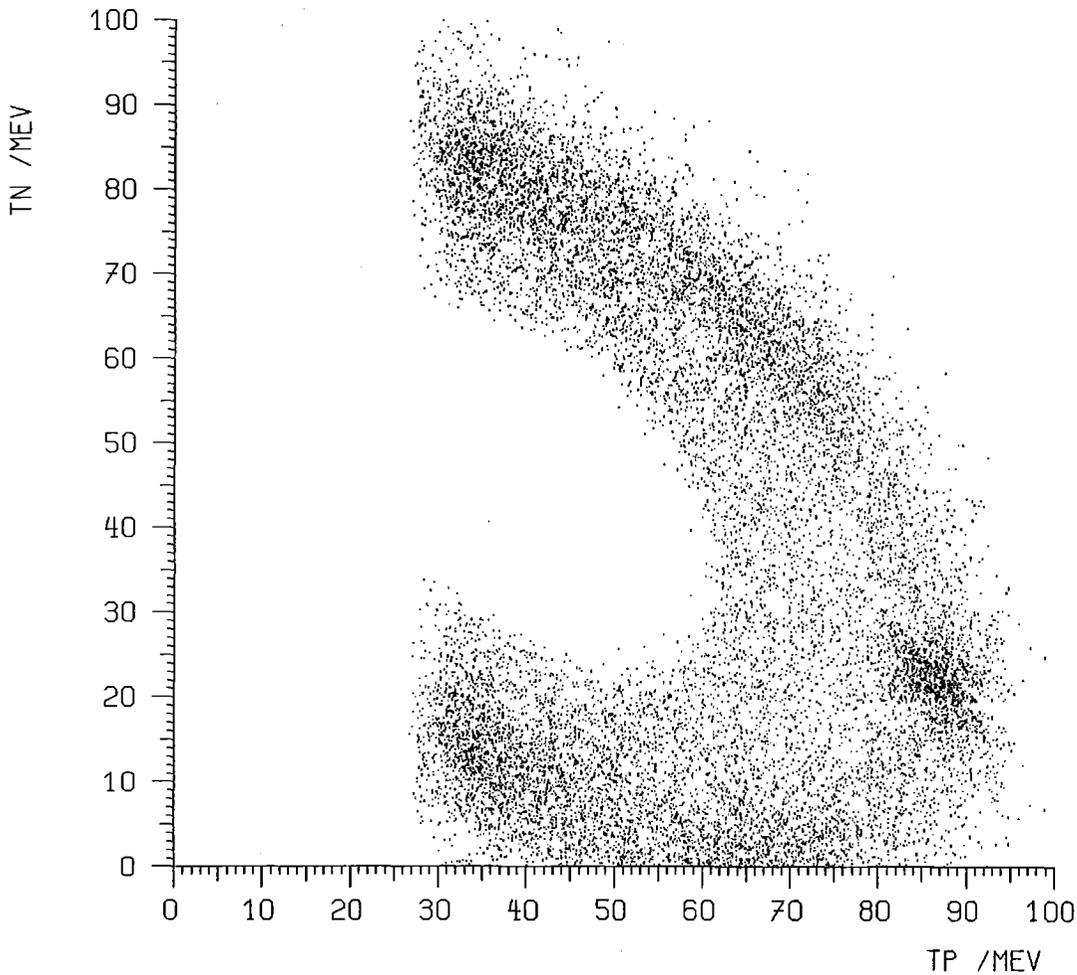


Abb. 4.5

Dalitzplot der ungewichteten pn-Koinzidenzen ohne Abzug der Leertarget-Messung (Messung II)-(8071 Ereignisse)

Im folgenden stellen alle Spektren die gewichteten Ereignisse mit Abzug der Leertarget-Messung unter Anwendung der kinematischen Bedingung  $n_{\nu}=3$  dar, sofern nicht anders angegeben (s. Kap. 3.6-8).

In Abb. 4.6 sind die Messungen I und II in einem Höhenlinienbild zusammengefaßt. Die Ereignisse sind auf die mit Akzeptanz und Neutronennachweiswahrscheinlichkeit korrigierte dn-Rate bezogen. Das Integral über den ganzen Dalitzplot ergibt gerade das pnn/dn-Verhältnis für den von der Apparatur überdeckten Phasenraum (s. Kap. 4.2.3).

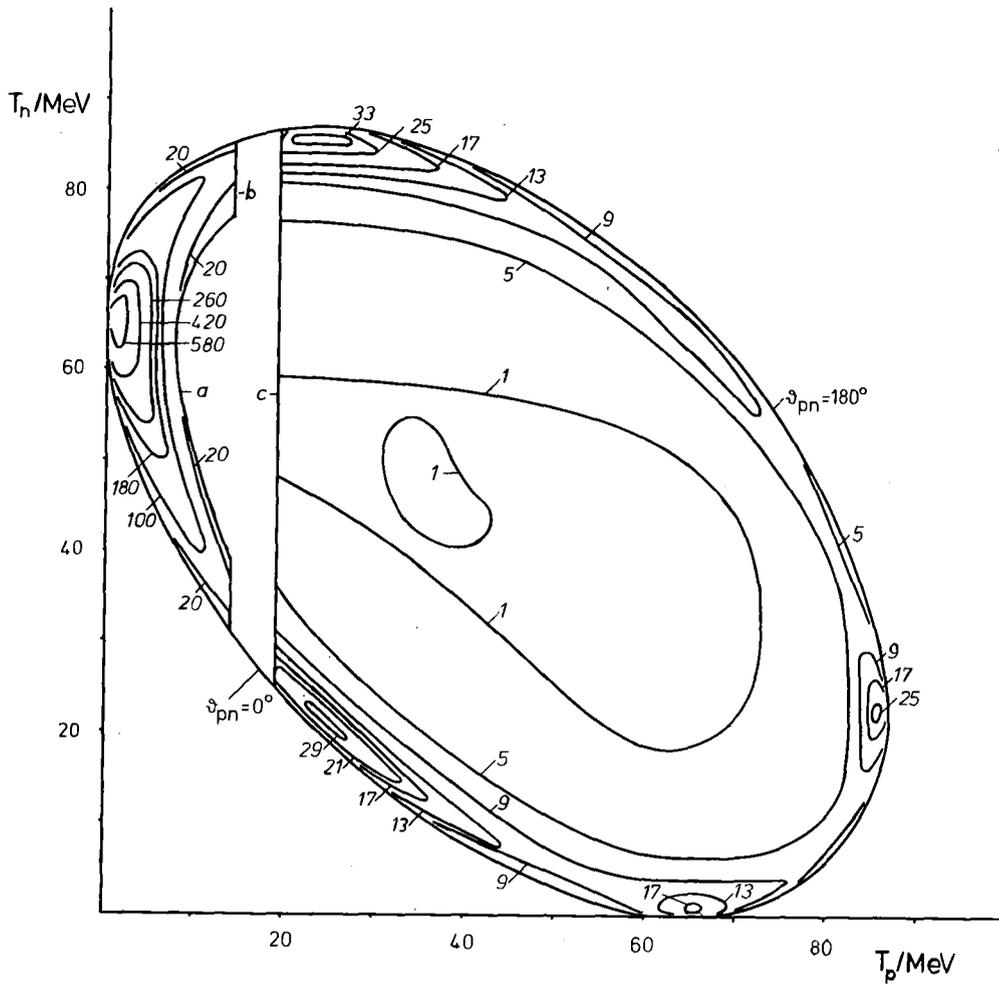


Abb. 4.6

Höhenlinienbild des Dalitzplots der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  (w.E.)

Zusammenfassung der Messungen I und II (Gewichtete Ereignisse,

bezogen auf die  $dn$ -Rate mit Leertarget-Abzug)

a: Akzeptanzschwelle der Messung II

b: Energieschwelle " " II

c: Protonschwelle " " I

#### 4.2.2 Relative Intensitäten der Gebiete im Dalitzplot

Zur Trennung der Gebiete QFA(pn),FSI(pn),QFA(pp) und FSI(nn) werden die Symmetrieeigenschaften des Dalitzplots ausgenutzt (s. Abb. 1.4). Zu beachten ist, daß die Bereiche I ( $T_{n_2} < T_{n_1}$ ) und II ( $T_{n_2} > T_{n_1}$ ) der Abb. 1.3 wegen zweier identischer Teilchen im Endzustand pnn die gleiche Information enthalten. Zur Bestimmung der Intensitäten dürfen daher nur Gebiete auf einer Seite der Symmetrielinie miteinander verglichen werden. Wegen der experimentellen Schwellen liegen die Ereignisse der Messung I hauptsächlich im Bereich I, während bei der Messung II das Gebiet QFA(pn) durch die Symmetrielinie S halbiert wird (s. Kap. 1)

Zur Abgrenzung der Gebiete QFA(pp) von FSI(nn) und QFA(pn) wird die Sektorverteilung herangezogen (s. Kap. 4.2.8 und Abb. 4.15). Über den Sektorwinkel  $\phi$  werden 4 Bereiche I1-I4 definiert (Abb. 4.7) :

$$\begin{aligned} \text{I1} &: -180^\circ \leq \phi \leq -140^\circ \text{ und } 140^\circ \leq \phi \leq 180^\circ \\ \text{I2} &: 60^\circ \leq \phi \leq 120^\circ \\ \text{I3} &: 21^\circ \leq \phi \leq 60^\circ \\ \text{I4} &: 0^\circ \leq \phi \leq 21^\circ \end{aligned}$$

Zwischen FSI(nn) und QFA(pp) ist die Trennung auf Grund eines deutlichen Minimums gut durchführbar. Die Gebiete QFA(pp) und FSI(pn) gehen jedoch ohne Einschnitt ineinander über. Die Grenze für QFA(pn) ist im Minimum der Sektorverteilung ( $|\phi|=140^\circ$ ) gesetzt.

Auf Grund der Symmetrieeigenschaften (s. Abb. 1.4) ergeben sich die Intensitäten dann zu

$$\begin{aligned} \text{QFA(pn)} &= \text{I1}/2 \\ \text{FSI(pn)} &= 2 \cdot (\text{I2} - \text{I3}) \\ \text{QFA(pp)} &= 2 \cdot \text{I2} \\ \text{FSI(nn)} &= \text{I4} \end{aligned}$$

Die Verzweungsverhältnisse FSI(pn):QFA(pp):FSI(nn) erhält man aus Messung I. Bei der Messung II ist die Winkelakzeptanz für die nn- und pn-Koinzidenzen identisch. Da die Verteilungen der beiden QFA-Bereiche

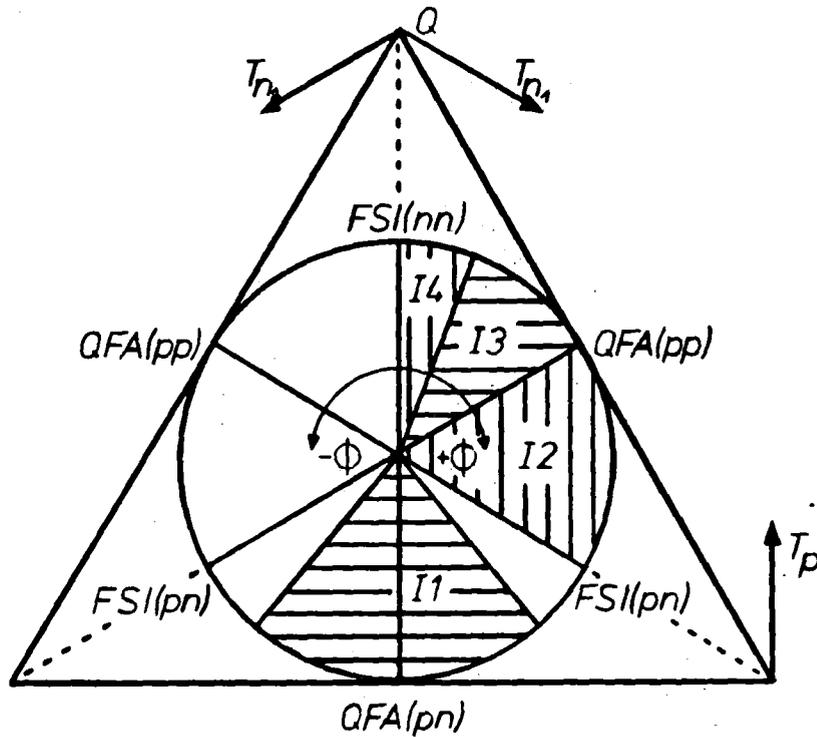


Abb. 4.7

Trennung der Bereiche im Dalitzplot zur Bestimmung der relativen Intensitäten von  $QFA(pn)$ ,  $FSI(pn)$ ,  $QFA(pp)$  und  $FSI(nn)$  in vernünftiger Näherung als gleich angenommen werden können<sup>49</sup> (s. Abb. 4.11 und Kap. 4.2.3), ist die relative Verminderung der Intensität beider Gebiete gleich groß. Das Verhältnis  $QFA(pn):QFA(pp)$  ergibt sich dann unmittelbar aus der Intensitäten der  $QFA$ -Bereiche bei der Messung II.

$$QFA(pn):FSI(pn):QFA(pp):FSI(nn) = (75.6 \pm 12.0):(14.9 \pm 1.0):(7.5 \pm 0.4):(2.0 \pm 0.4)$$

Die Summe der 4 Bereiche ist auf 100% normiert. Der Fehler entsteht durch quadratische Addition des statistischen Fehlers  $\Delta_1$  und des Fehlers  $\Delta_2$ , welcher der Abhängigkeit von den unterschiedlichen Auswertebedingungen entspricht. Zur Fehlerbetrachtung siehe Anhang A3.

#### 4.2.3 pnn/dn-Verhältnis

Zur Bestimmung des pnn/dn-Verhältnisses müssen die absoluten Intensitäten der Gebiete QFA(pn),FSI(pn),QFA(pp) und FSI(nn) auf die absolute dn-Rate bezogen werden. Absolute Rate heißt die mit Winkelakzeptanz und Neutronennachweiswahrscheinlichkeit gewichtete Anzahl von Ereignissen, auf welche die gleiche Güte der kinematischen Bedingungen angewendet sind. Nach Abzug des Untergrundes mit Hilfe der Leertargetmessungen ergibt die Summe der 4 auf die dn-Rate bezogenen Gebiete das pnn/dn-Verhältnis.

$$\text{pnn/dn} = [ \text{QFA(pn)} + \text{FSI(pn)} + \text{QFA(pp)} + \text{FSI(nn)} ] / \text{dn}$$

Die vollen Intensitäten für FSI(pn),QFA(pp) und FSI(nn) erhält man aus Messung I. In der Messung II sind die Bereiche QFA(pn) und QFA(pp) durch die beschränkte Winkelakzeptanz nicht vollständig erfaßt (Abb. 2.6); die Bereiche FSI(pn) bzw. FSI(nn) sind wegen der hohen Protonschwelle bzw. der geringen Statistik weniger zuverlässig.

Im Bereich QFA(pp) besteht ein Überlapp zwischen Messung I und II, was zur Abschätzung des Verlusts an Intensität von QFA(pn) ausgenutzt wird. Wie bereits in Kap. 4.2.2 erwähnt, wird angenommen, daß die gleichen Schnitte angewandt sowohl auf QFA(pp) als auch auf QFA(pn) die jeweiligen Intensitäten in gleichem Ausmaß reduzieren. Die Schnitte (1)-(4) verlaufen vollständig innerhalb des von Messung II überdeckten Bereichs im Dalitzplot.

Schnitte auf QFA(pp):

- (1)  $\vartheta_{pn} > 165^\circ$       und      (2)  $\vartheta_{pn} > 170^\circ$   
(3)  $T_n < 7.6 \text{ MeV}$       und      (4)  $T_n < 5.0 \text{ MeV}$   
(n = nicht nachgewiesenes 3. Teilchen)

Die entsprechenden Schnitte auf QFA(pn) sind:

- (1)  $\vartheta_{nn} > 165^\circ$       und      (2)  $\vartheta_{nn} > 170^\circ$   
(3)  $T_p < 7.6 \text{ MeV}$       und      (4)  $T_p < 5.0 \text{ MeV}$

Die Schnitte (1)-(4) reduzieren die Intensität von QFA(pp) bei den Messungen I und II und QFA(pn) bei Messung II in gleichem Ausmaß, wodurch die Annahme über den ähnlichen Verlauf von QFA(pp) und QFA(pn) gerechtfertigt ist. Aus dem Verhältnis der Gesamtintensität  $QFA^I(pp)$  und der reduzierten Intensität  $QFA^I(pp)^x$  ( $x = (1)-(4)$ ) bei Messung I erhält man die Faktoren, mit denen die bei Messung II erhaltene Intensität  $QFA^{II}(pn)^x$  zu multiplizieren ist, um die volle Intensität  $QFA^{II}(pn)$  zu erhalten (Tab. 4.2). Der obere Index (I,II) gibt die Messung an, aus der die Werte jeweils ermittelt werden.

$$QFA^{II}(pn) = QFA^{II}(pn)^x \cdot \{QFA^I(pp)/QFA^I(pp)^x\} \quad (x = (1)-(4))$$

Schnitt	$QFA^I(pp)/QFA^I(pp)^x$
(1)	1.86
(2)	3.14
(3)	1.88
(4)	2.72

Tab. 4.2

Faktoren zur Ergänzung von QFA(pn)

Jede der 4 angegebenen Bedingungen führt innerhalb 10% auf den gleichen Wert für die volle Intensität QFA(pn). Als endgültiger Wert QFA(pn) wird der Mittelwert aus den Bedingungen (1)-(4) genommen. Mit den gleichen Faktoren ist die volle Intensität  $QFA^{II}(pp)$  bei Messung II zu berechnen. Der berechnete Wert  $QFA^{II}(pp)/dn$  für Messung II muß dann mit dem gemessenen Wert  $QFA^I(pp)/dn$  der Messung I übereinstimmen. Es zeigt sich, daß zwischen Messung I und II ein Unterschied von 23% verbleibt, welcher als systematischer Fehler  $\Delta 3$  definiert wird. In den Fehler des pnn/dn-Verhältnisses geht somit außer den Schwankungen der relativen Intensitäten aus Kap. 4.2.2 vor allem der systematische Fehler  $\Delta 3$  ein (s. Anhang A3).

Für die auf den dn-Kanal bezogenen Intensitäten der 4 Gebiete im Dalitzplot und das pnn/dn-Verhältnis erhält man

$$\begin{aligned} & [\text{QFA}(\text{pn}) + \text{FSI}(\text{pn}) + \text{QFA}(\text{pp}) + \text{FSI}(\text{nn})] / \text{dn} \\ &= (5.97^{+1.88}_{-1.06}) + (1.07^{+0.27}_{-0.12}) + (0.54^{+0.13}_{-0.06}) + (0.14^{+0.05}_{-0.04}) \end{aligned}$$

$$\text{pnn/dn} = 7.7^{+2.2}_{-1.4}$$

Das Ergebnis steht in klarem Widerspruch zu den Experimenten von Zaimidoroga et al.<sup>22</sup> und McCarthy et al.<sup>23</sup> steht. Zaimidoroga et al. erhalten  $\text{pnn/dn} = 3.6 \pm 0.6$ , was einem Verzweigungsverhältnis von 15.9% für  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  entspricht. McCarthy et al. erhalten ebenfalls 15.9%. Diese Messung mit  $\text{pnn/dn}=7.7$  ergibt ein Verzweigungsverhältnis von 7.8% für  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  (für  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn} + \text{dn}$  ist ein Verzweigungsverhältnis von 68% angenommen<sup>24</sup>).

#### 4.2.4 Energie- und Impulsspektren der Protonen

Die Abb. 4.8a,b zeigen das auf die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  normierte Energie- und Impulsspektrum der Protonen. Die Maßstäbe der rechten (Messung I) und der linken Seite (Messung II) unterscheiden sich jeweils um den Faktor 10!

Jede Abbildung enthält 3 Kurven :

- Volltarget-Spektrum
- Leertarget-Spektrum
- Differenzspektrum VOLL-LEER

Die Volltarget-Spektren sind bereits auf die Leertarget-Spektren normiert (s. Kap. 3.7). Die Leertarget-Spektren sind dabei auf die dn-Raten der Volltarget-Messungen bezogen. Die Integrale über die Differenz-Differenzspektren VOLL-LEER ergeben das  $\text{pnn/dn}$ -Verhältnis. Die Lücke zwischen dem niederenergetischen (Messung II) und hochenergetischen Teil (Messung I) ist durch das Einsetzen der Akzeptanzschwelle in Messung II und die Energieschwellen in Messung I und II bedingt (Abb. 2.6). und II bedingt (Abb. 2.6).

Es sind die mit der kinematischen Bedingung verbesserten Meßwerte  $T_p^{\circ}$  und  $p_p^{\circ}$  aufgetragen (S. Kap. 3.6).

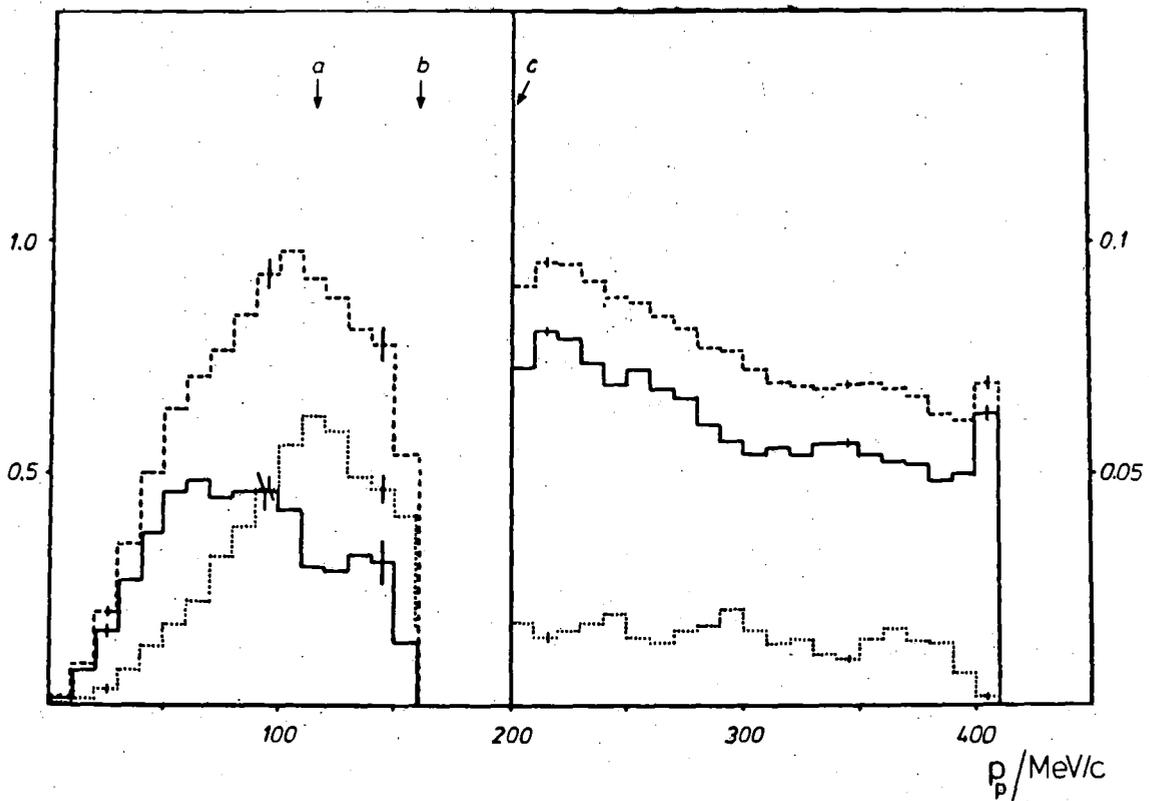
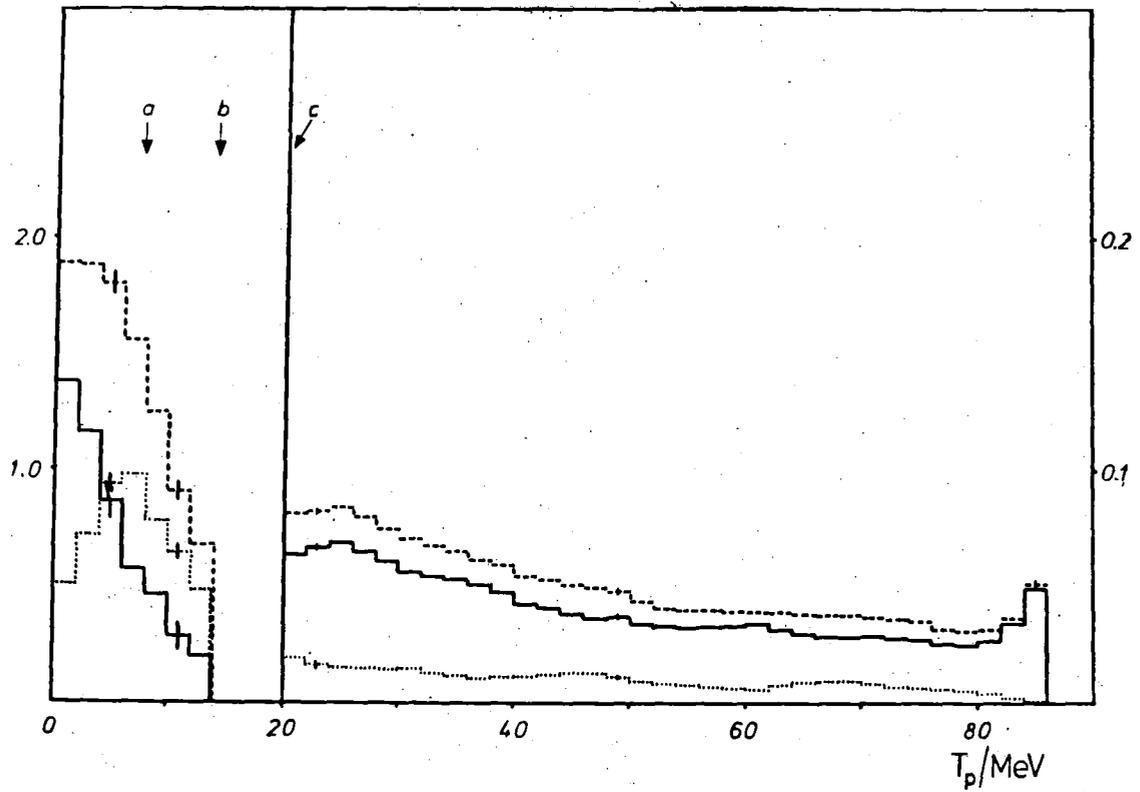


Abb. 4.8

Energie- und Impulsspektren der Protonen bezogen auf  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$

a: Einsetzen der Akzeptanzschwelle in Messung II

b bzw. c: Energieschwellen der Neutronen bzw. Protonen

--- : Volltarget , ... : Leertarget , — : Differenzspektrum VOLL-LEER

| : Statistischer Fehler

4.2.5 Quantenzahlen der Endzustände

In Tab. 4.3 sind die Übergänge von NN-Paaren angegeben, die zu den Bereichen QFA(pn), FSI(pn), QFA(pp) und FSI(nn) im Dalitzplot (Endzustand pnn) und zum 2-Teilchen-Kanal dn beitragen, wenn die Absorption an einem NN-Paar zugrunde gelegt wird.  $\pi_s^-$  bzw.  $\pi_p^-$  bezeichnet die Absorption eines negativen s- bzw. p-Wellen Pions. Die Indizes pp, pn und nn geben das Nukleonenpaar vor und nach der Reaktion an. Die zugeordneten Kopplungskonstanten und die Bezeichnung der Quantenzahlen wurden in Kap. 4.1 eingeführt. Übergänge eines pn-Paares im Zustand  $^1S_0$  (I=1) in ein nn-Paar sind für p-Wellen Absorption bei Gültigkeit des Pauliprinzips und Erhaltung der Quantenzahlen nicht möglich. Das pn-Paar bei FSI(pn) kann sich sowohl in einem  $^1S_0$  (I=1) als auch in einem  $^3S_1$  (I=0) Zustand befinden. Da das Deuteron ebenfalls die Quantenzahlen  $^3S_1$  (I=0) besitzt, kann der Endzustand dn auch als Spezialfall von FSI(pn) aufgefaßt werden (s. Kap. 4.2.9).

$\pi^- NN \rightarrow NN'$	Kopplungs-	QFA(pn)	FSI(pn)	QFA(pp)	FSI(nn)	dn
	konstante					
$\pi_s^-, ^1S_0$ (I=1) <sub>pp</sub> $\rightarrow$ $^3P_0$ (I=1) <sub>pn</sub>	$g_1$		x	x	x	x
$\pi_s^-, ^1S_0$ (I=1) <sub>pn</sub> $\rightarrow$ $^3P_0$ (I=1) <sub>nn</sub>	$g_1$	x	x			x
$\pi_s^-, ^3S_1$ (I=0) <sub>pn</sub> $\rightarrow$ $^3P_1$ (I=1) <sub>nn</sub>	$g_0$	x	x			x
$\pi_p^-, ^1S_0$ (I=1) <sub>pp</sub> $\rightarrow$ $^3S_1$ (I=0) <sub>pn</sub>	$\gamma_1$		x	x	x	x
$\pi_p^-, ^1S_0$ (I=1) <sub>pp</sub> $\rightarrow$ $^3D_1$ (I=0) <sub>pn</sub>	$\gamma_2$		x	x	x	x
$\pi_p^-, ^3S_1$ (I=0) <sub>pn</sub> $\rightarrow$ $^1S_0$ (I=1) <sub>nn</sub>	$\gamma_3$	x	x			x
$\pi_p^-, ^3S_1$ (I=0) <sub>pn</sub> $\rightarrow$ $^1D_2$ (I=1) <sub>nn</sub>	$\gamma_4$	x	x			x

Tab. 4.3

Erlaubte Endzustände (x) nach Absorption von negativen s- und p-Wellen Pionen in  $^3\text{He}$

#### 4.2.6 Rückstoßimpulsverteilungen der QFA-Bereiche

In den Bereichen der reinen quasifreien Absorption stellt der Rückstoßimpuls  $q$  die Relativbewegung des nicht an der Absorption beteiligten Nukleons gegenüber dem Schwerpunkt des absorbierenden NN-Paares dar (Abb. 4.9).

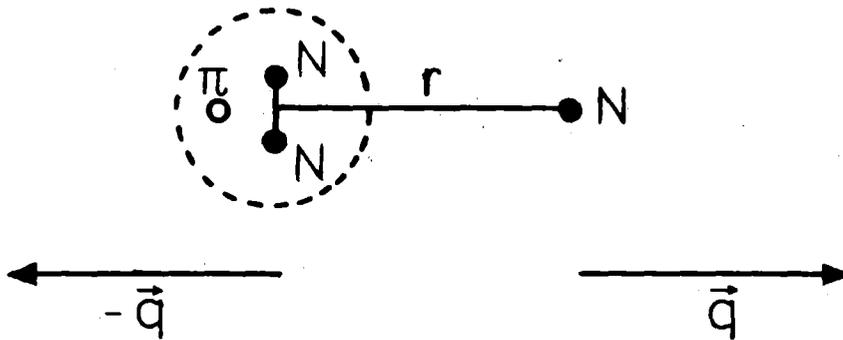


Abb. 4.9

Rückstoßimpuls  $\vec{q}$  in Bereichen der reinen quasifreien Absorption  
 $r$  : Abstand des Schwerpunkts des absorbierenden NN-Paares vom  
 nicht an der Reaktion beteiligten Nukleon

Bei der Darstellung der Verteilungen (Abb. 4.10) wird darauf verzichtet, den ganzen Phasenraumfaktor  $PST = \text{const} \cdot p \cdot q^2$  abzudividieren. Die Größe  $\vec{p}$  ist die halbe Differenz der Impulse  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  der absorbierenden Nukleonen nach der Reaktion ( $\vec{p} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)/2$ ). Der Phasenraumfaktor PSF ist in <sup>42</sup> beschrieben. Da  $p$  in den Bereichen QFA eine sich nur wenig ändernde Variable ist, ermöglicht die Darstellung  $1/p \cdot (dN/dq)$  die einfachste Bestimmung des mittleren Rückstoßimpulses  $q_0$  <sup>41</sup>. Aus Abb. 4.10a ergibt sich für QFA(pp) der Wert  $q_0 = 110 \text{ MeV}/c$ . Die Anhebung bei  $250 \text{ MeV}/c$  ist ein Ausläufer des Gebiets FSI(nn). Im Falle QFA(pn) ist eine sichere Bestimmung von  $q_0$  nicht möglich, da bereits ab  $110 \text{ MeV}/c$  die Akzeptanzschwelle der Messung II einschneidet. Der Anstieg für kleine  $q$  läßt aber auf einen ähnlichen Verlauf wie bei QFA(pp) schließen. Die Analyse wird noch zusätzlich durch den hohen Untergrund erschwert (s. Kap. 3.7 und Abb. 4.8). Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an.

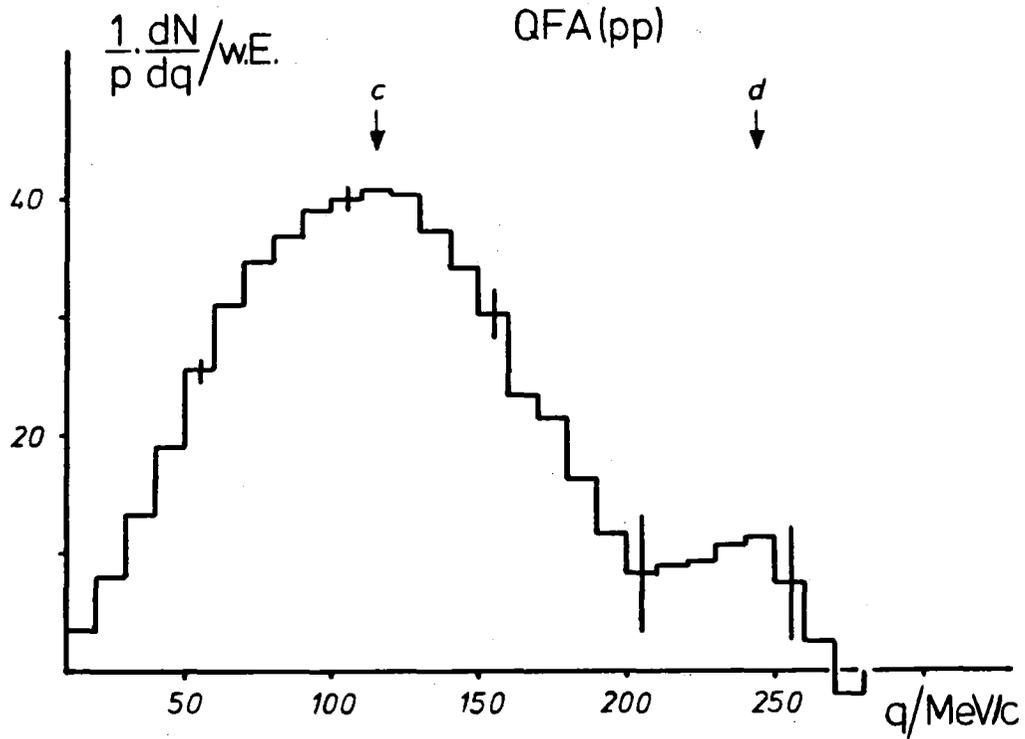


Abb. 4.10a

Rückstoßimpulsverteilung des Bereichs QFA(pp) (Messung I)  
c: Mittlerer Rückstoßimpuls  $q_0$  , d: Ausläufer des Bereichs FSI(nn)

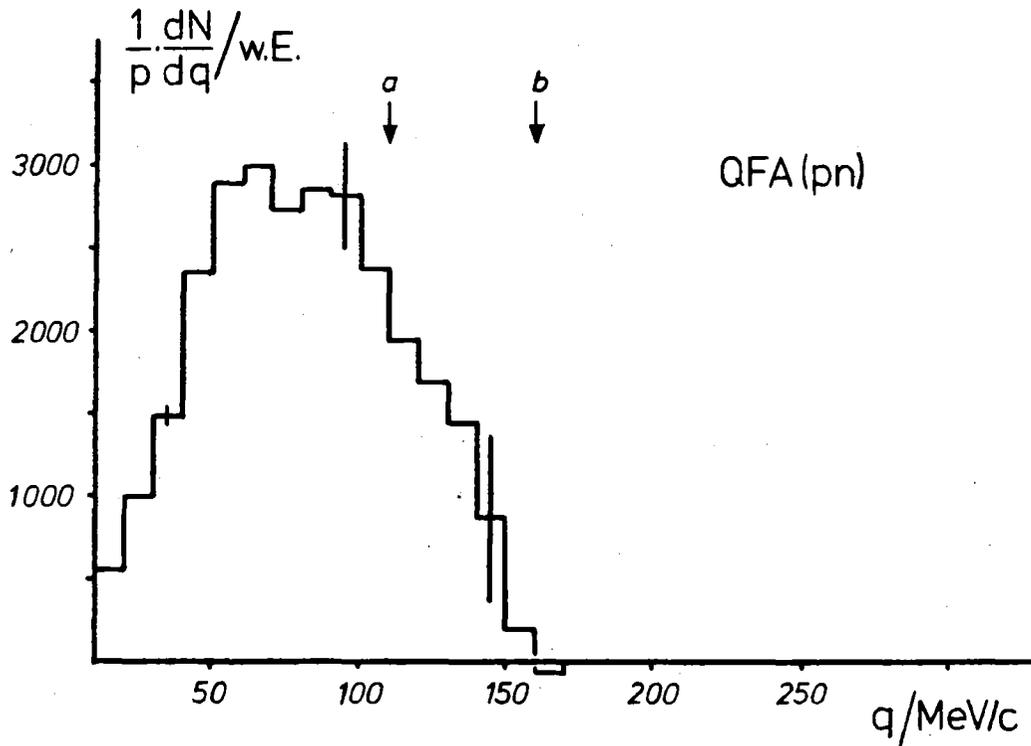


Abb. 4.10b

Rückstoßimpulsverteilung des Bereichs QFA(pn) (Messung II)  
a: Akzeptanzschwelle , b: Energieschwelle

Der Impuls  $q_0$  ist über die Unschärferelation  $q_0 \cdot r_0 = \mu h$  mit dem Abstand  $r_0$  (Abb. 4.9) verknüpft.  $\mu$  ist die reduzierte Masse des  $2N - N$  Systems. Man erhält mit  $q_0 = 110 \text{ MeV/c}$  für QFA(pp) den Abstand  $r_0 = 1.45 \text{ fm}$ .

#### 4.2.7 Winkelverteilungen

Die Abb. 4.11a und b zeigen die Winkelverteilungen der Gebiete QFA(pp) und QFA(pn). Die Halbwertsbreiten  $\Delta$  sind

$$\Delta(\text{QFA}(\text{pp})) = (11.0 \pm 1.1)^\circ$$

$$\Delta(\text{QFA}(\text{pn})) = (9.0 \pm 1.7)^\circ$$

Der Fehler berücksichtigt nur die Winkelauflösung (s. Abb. 3.18).

Eine Abschätzung der Breite der QFA-Verteilungen aus dem Fermi-Impuls  $p_f$  und dem Relativimpuls  $2 \cdot p_a$  der beiden reagierenden Nukleonen nach der Absorption ist<sup>1</sup>

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = 1 - \frac{4}{5} \cdot (p_f/p_a)^2 + \frac{32}{25} \cdot (p_f/p_a)^4 + O((p_f/p_a)^6)$$

Diese Beziehung stellt jedoch für leicht Kerne (He, Li) keine gute Näherung dar<sup>54</sup>. Mit  $p_f = 250 \text{ MeV/c}$  und  $p_a = 360 \text{ MeV/c}$  erhält man

$$\Delta(\text{QFA}) = 17^\circ$$

Einsetzen des mittleren Impulses  $q_0 = 110 \text{ MeV/c}$  ergibt

$$\Delta(\text{QFA}) = 14^\circ$$

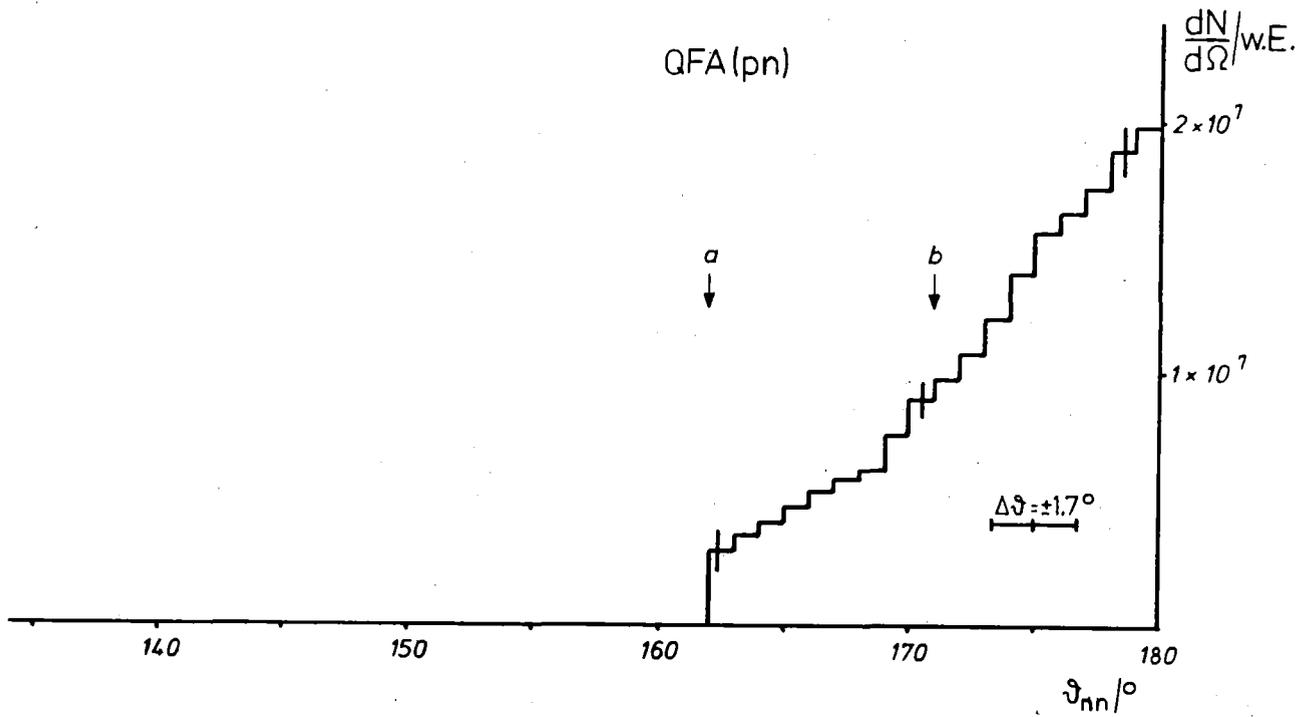
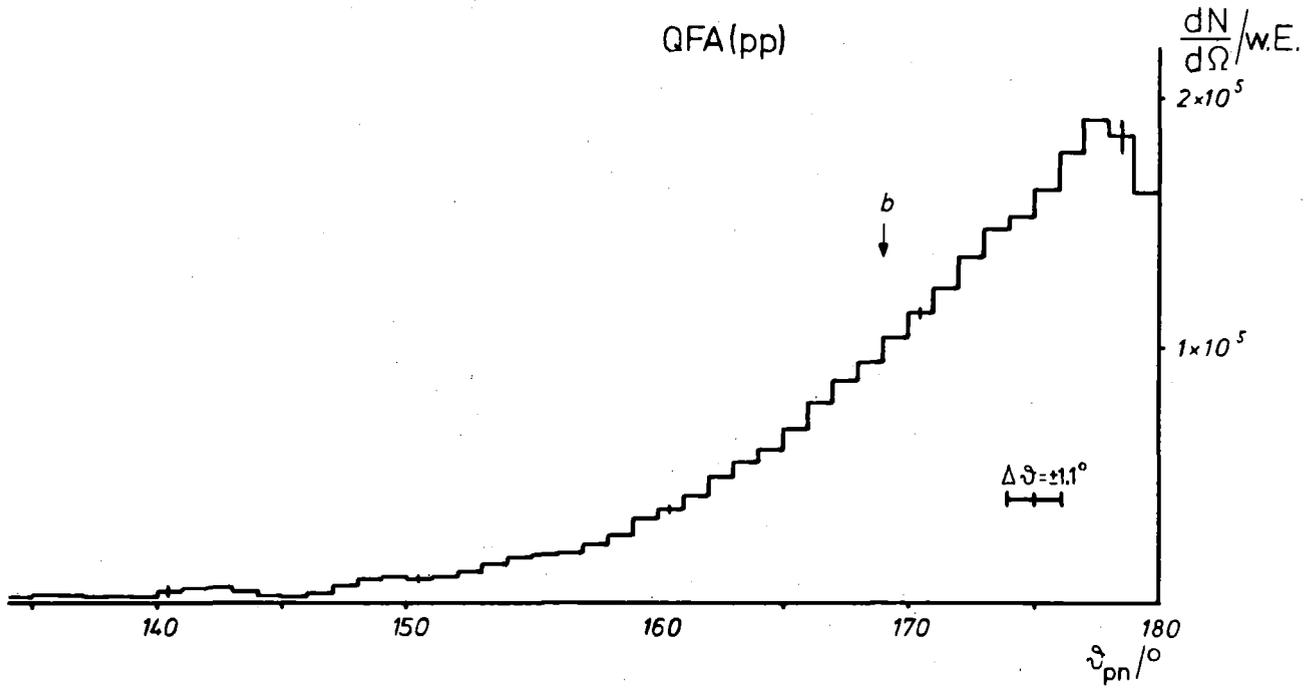


Abb. 4.11

Winkelverteilungen der Bereiche QFA(pp) und QFA(pn)  
a: Akzeptanzschwelle der Messung II , b: Halbwertsbreite  
Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an

Da das Pion in Ruhe absorbiert wird, erwartet man für die reine quasi-freie Absorption keine Übertragung von Drehimpuls auf den Restkern. Bei  ${}^3\text{He}$  besteht der Restkern gerade aus einem Neutron (QFA(pp)) oder einem Proton (QFA(pn)), das sich in einem relativen s-Zustand zum absorbierenden NN-Paar befindet. Dieser Sachverhalt zeigt sich in einer isotropen Winkelverteilung des Rückstoßimpuls  $q$  bezüglich dem Relativimpuls der reagierenden Nukleonen in deren Schwerpunktsystem (s. Kap. 1). Abb. 4.12a ist die Verteilung des Schwerpunktswinkels  $\vartheta_{n_2 p}^{\text{Rpn}_1}$  für QFA(pp). In der Verteilung sind nur die Winkel von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$  aufgetragen, da sich im Bereich  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  QFA(pp) und FSI(pn) überschneiden.

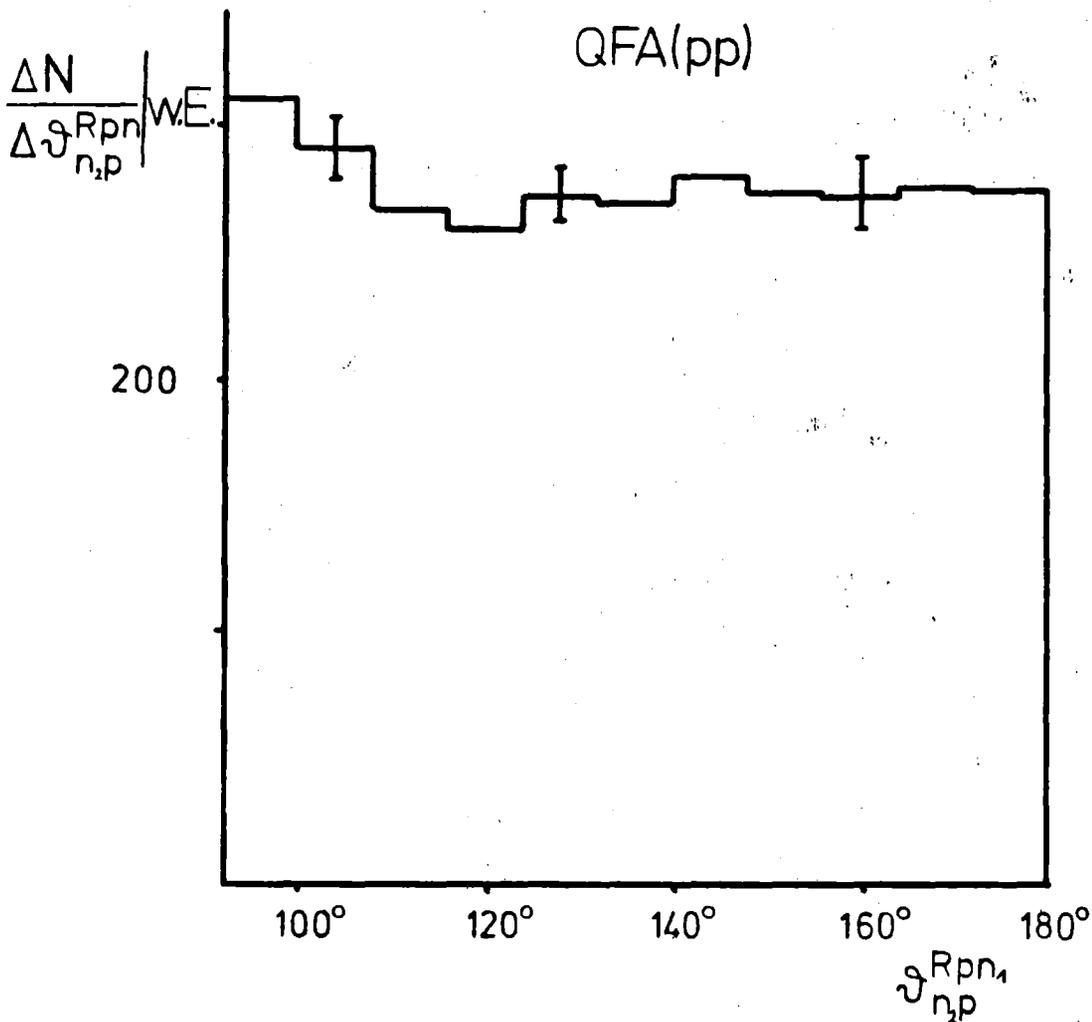


Abb. 4.12a

Verteilung des Schwerpunktswinkels  $\vartheta_{n_2 p}^{\text{Rpn}_1}$  im Bereich QFA(pp)  
Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an

Für das Gebiet QFA(pn) sind die Winkel  $\vartheta_{pn_1}^{Rn_2}$  wegen der Akzeptanzschwelle um  $90^\circ$  der Messung II gegenüber den Winkeln um  $180^\circ$  abgesenkt. Die Einschränkung des Gebiets QFA(pp) bei Messung I auf die gleiche Akzeptanz wie bei Messung II ergibt die gleiche Struktur wie für QFA(pn), so daß auch hier auf einen isotropen Verlauf geschlossen wird (Abb. 4.12b).

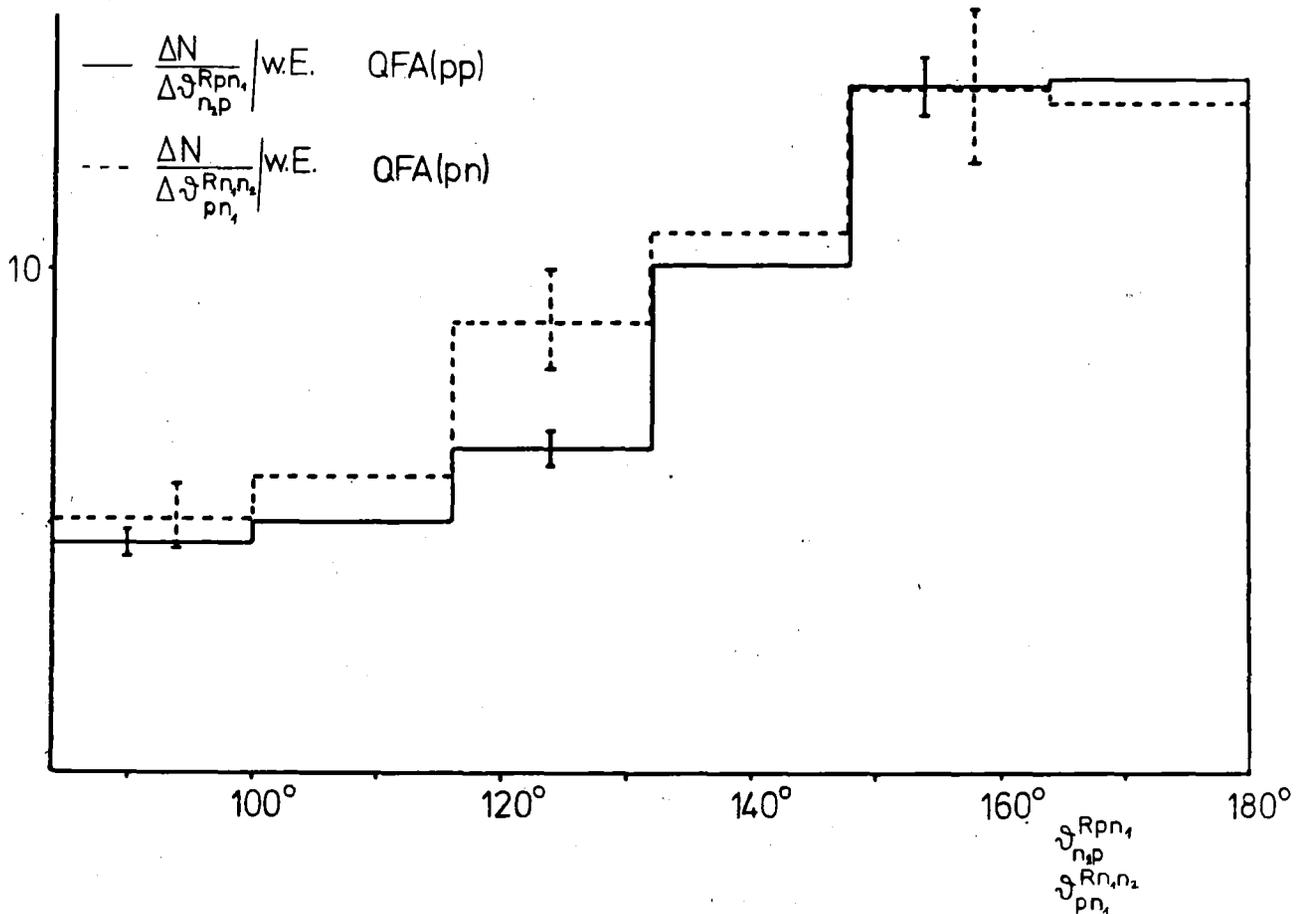


Abb. 4.12b

Verteilung des Schwerpunkt winkels  $\vartheta_{n_2 p}^{R p n_1}$  im Bereich QFA(pp) und  $\vartheta_{p n_1}^{R n_2}$  im Bereich QFA(pn) mit der gleichen - Messung II entsprechenden - Winkelakzeptanz

Die Spektren sind im Maximum auf die gleiche Höhe normiert

Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an

In den Bereichen FSI(pn) und FSI(nn) erhält man wegen der Enzustandswechselwirkungen schärfere Winkelverteilungen. Für FSI(pn) zeigen sich die Beiträge der  $^1S_0$ - und der  $^3S_1$ -Proton-Neutron-Wechselwirkung als

steiler und als flacher Anteil im Spektrum<sup>56, 58</sup>(Abb. 4.13). Zur Abschätzung der relativen Intensität von Singlett- und Tripletanteil werden als obere und untere Grenze 2 Kurven angepaßt, die nach Multiplikation mit dem Raumwinkelfaktor  $\sin \vartheta_{pn}$  integriert werden. Das Verhältnis der Flächen ergibt

$${}^1S_0(\text{FSI}(\text{pn})) : {}^3S_1(\text{FSI}(\text{pn})) = 0.045 \pm 0.003$$

Die Unsicherheit  $\pm 0.003$  entspricht der Hälfte der Differenz, die durch den in Abb. 4.13 schraffierten Bereich gegeben ist.

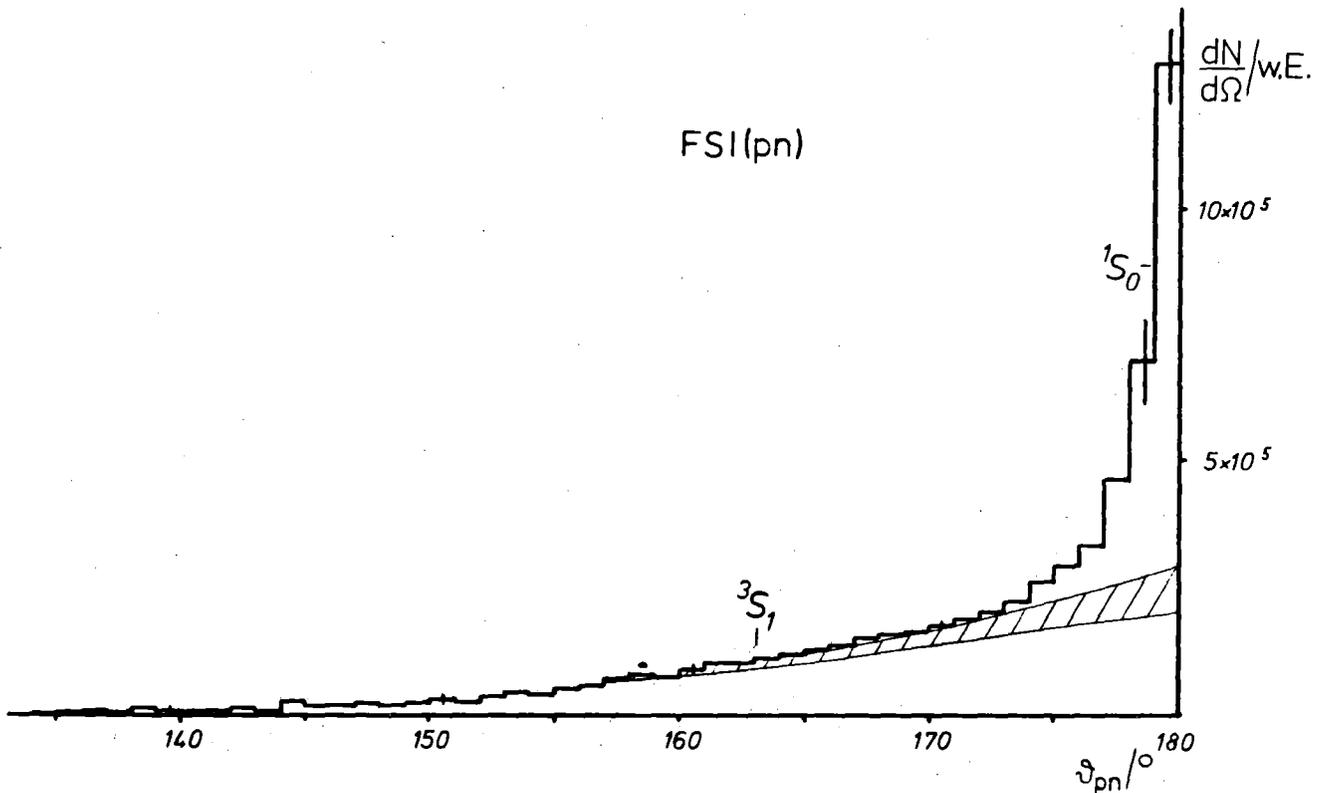


Abb. 4.13

Winkelverteilung des Bereichs FSI(pn)

Die den schraffierten Bereich begrenzenden Kurven sind derart angepaßt, daß sie eine obere und untere Grenze zur Bestimmung der relativen Intensität von Singlett- und Tripletanteil darstellen. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an

Für den Bereich FSI(nn) erhält man nur einen Singlettanteil, da sich die beiden Neutronen wegen des Pauliprinzips stets in einem  $^1S_0$ -Zustand befinden müssen. Bei der geringen Relativenergie der wechselwirkenden Nukleonen müssen keine p-Wellenbeiträge in Betracht gezogen werden<sup>59</sup>.

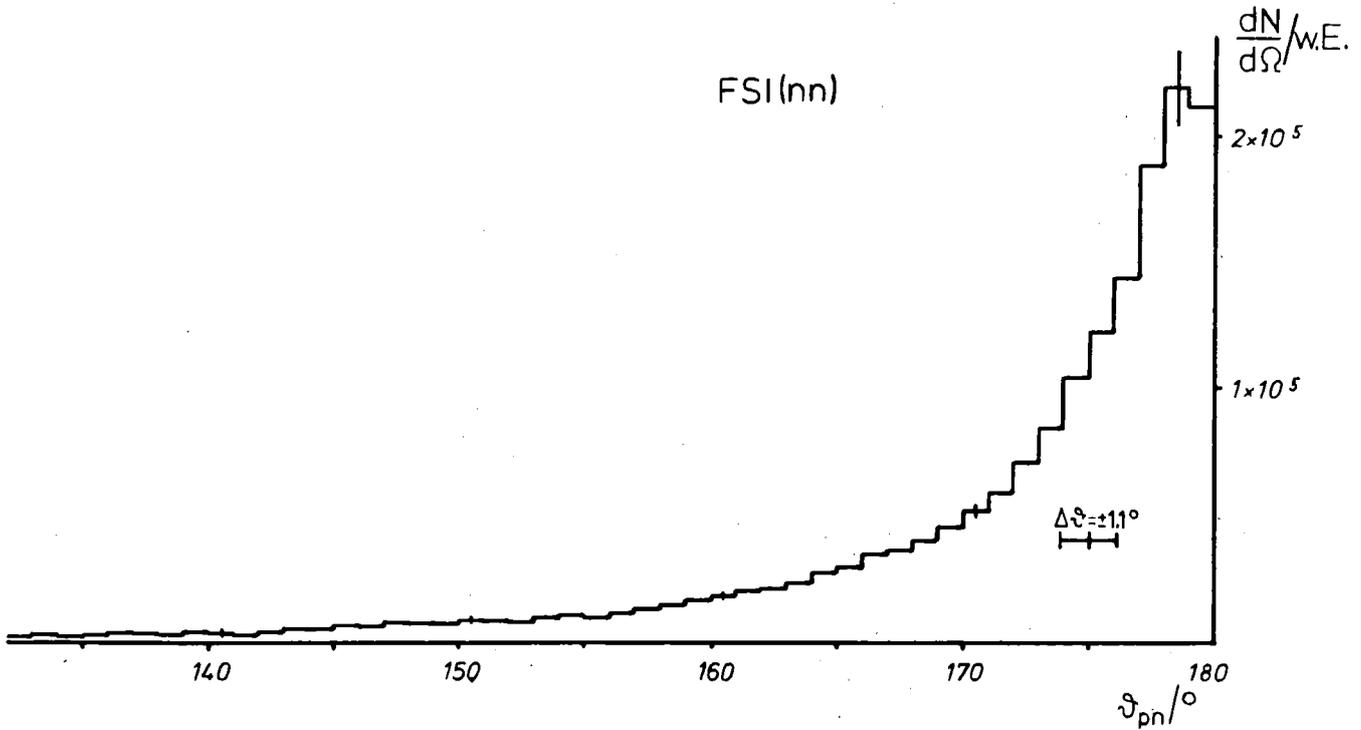


Abb. 4.14

Winkelverteilung des Bereichs FSI(nn)

Ein zweites Maximum in der Gesamtwinkelverteilung der pn-Koinzidenzen (Summe der Spektren in Abb. 4.11a, 4.13 und 4.14) bei  $\vartheta_{pn} = 130^\circ$ , das durch die Endzustandswechselwirkung verursacht werden soll<sup>50</sup>, wird nicht beobachtet.

#### 4.2.8 Sektorverteilung

Die Sektorverteilung ist das Integral über alle Radien  $r$  in Abhängigkeit vom Sektorwinkels  $\phi$  (s. Abb. 1.4). Da der kinematisch erlaubte Bereich für die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  in guter Näherung ein Kreis ist, wird bei konstanter Intervallbreite  $\Delta\phi$  stets über gleiche Anteile des Phasenraums integriert. Dadurch lassen sich in einer eindimensionalen Auftragung die Intensitätsverhältnisse im Dalitzplot richtig wiedergeben. Durch Beschränkung auf große Radien  $r$  wird besonders die Struktur am Rand der Kinematik, wo die meisten Ereignisse auftreten, hervorgehoben.

In Abb. 4.15 sind die Ereignisse von Messung I und II zusammengefaßt. Beide Seiten des Spektrums sind auf die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  normiert. Die Maßstäbe der rechten (Messung II) und der linken Seite (Messung I) unterscheiden sich um einen Faktor 10! Für die Messung I sind die Integrale über die Radien

$$(1) \quad 0.00 \leq r \leq 1.0$$

$$(2) \quad 0.90 \leq r \leq 1.0$$

$$(3) \quad 0.95 \leq r \leq 1.0$$

dargestellt. Bei der Messung II sind nur die Kurven für die Bereiche (2) und (3) gezeigt, da kleine  $r$  wegen der Akzeptanzschwelle nicht erfaßt werden. An den Kurven sind der statistische Fehler und der durch den Unterschied der Messungen I und II erhaltene systematische Fehler  $\Delta 3$  eingetragen (s. Kap. 4.2.3).

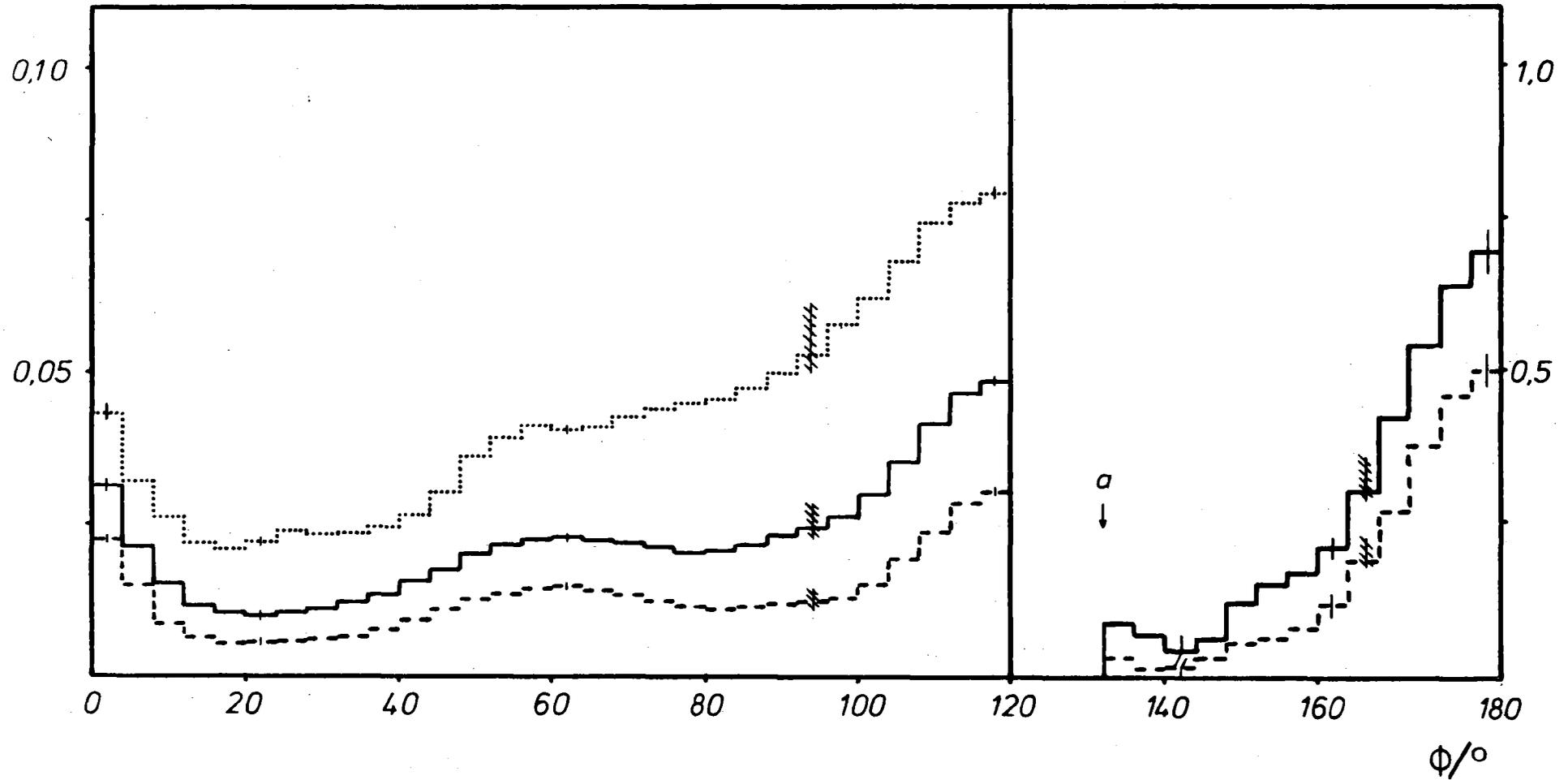


Abb. 4.15

Sektorverteilung des Dalitzplots der Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$

a: Akzeptanzschwelle der Messung II

1: FSI(nn) , 2: QFA(pp) , 3: FSI(pn) , 4: QFA(pn)

...  $0.0 \leq r \leq 1.0$  , —  $0.9 \leq r \leq 1.0$  , ---  $0.95 \leq r \leq 1.0$

| Statistischer Fehler , #/# Systematischer Fehler zwischen Messung I und II

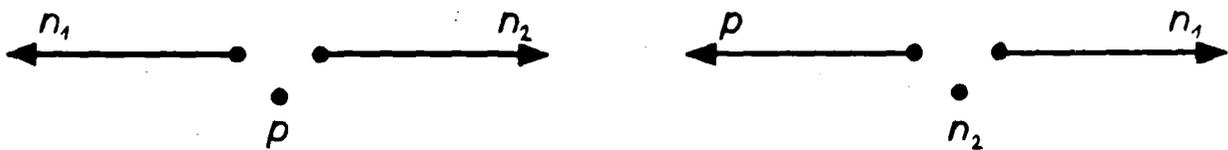
#### 4.2.9 nn/pn-Verhältnis

Das nn/pn-Verhältnis gibt die Stärke der Absorption des Pions an pn-Paaren im Vergleich zur Absorption am pp-Paar des  $^3\text{He}$ -Kerns an.

Bei der Berechnung des nn/pn-Verhältnisses müssen Annahmen darüber gemacht werden, zu welchen Anteilen das Gebiet FSI(pn) von den primären Prozessen  $\pi^-pn \rightarrow nn$  und  $\pi^-pp \rightarrow pn$  bevölkert wird. Sowohl der Zustand  $^1S_0$  als auch der Zustand  $^3S_1$  des wechselwirkenden pn-Paares kann durch Absorption am pn- und am pp-Paar mit s- und p-Wellen Pionen erzeugt werden (Tab. 4.3). Daher wird angenommen, daß die Anteile von FSI(pn) durch Absorption am pn- und am pp-Paar im gleichen Verhältnis stehen, wie die Intensitäten der Gebiete QFA(pn) und QFA(pp) (Kap. 4.2.2).

$$\frac{\text{FSI(pn) von } \pi^-pn}{\text{FSI(pn) von } \pi^-pp} = x \cdot \frac{\text{QFA(pn)}}{\text{QFA(pp)}}$$

Der Faktor x liegt zwischen 1 und 2, da bei Absorption am pp-Paar das Proton wegen des großen Relativimpulses des reagierenden NN-Paares nur mit einem Neutron in Endzustandswechselwirkung treten kann. Bei der Absorption am pn-Paar hat das Proton die Wahl zwischen beiden auslaufenden Neutronen (Abb. 4.16).



Absorption am pn-Paar

Absorption am pp-Paar

Abb. 4.16

Impulskonfigurationen nach der Absorption am pn- und pp-Paar

Die gleichen Gründe führen auch zur Zuordnung von FSI(nn) zur Absorption am pp-Paar.

Faßt man den 2-Teilchen-Endzustand  $dn$  als Spezialfall von  $FSI(pn)$  auf, so erhält man

$$QFA(pn):FSI(pn+d):QFA(pp):FSI(nn) = 68.4:(12.3+11.5):6.2:1.6$$

wobei die Summe der Endzustände  $pnn$  und  $dn$  auf 100% normiert ist.

Mit der Annahme  $x=1$  ergibt sich

$$\begin{array}{ll} 91\% \text{ von } FSI(pn+d) & \text{aus } \pi^-pn \\ 9\% \text{ " " " " } & \text{" } \pi^-pp \end{array}$$

$$nn/pn = 10.9 \begin{array}{l} + 3.4 \\ - 1.9 \end{array}$$

Für  $x=2$  erhält man

$$\begin{array}{ll} 95\% \text{ von } FSI(pn+d) & \text{aus } \pi^-pn \\ 5\% \text{ " " " " } & \text{" } \pi^-pp \end{array}$$

$$nn/pn = 11.8 \begin{array}{l} + 3.7 \\ - 2.0 \end{array}$$

Das Verhältnis der quasifreien Bereiche allein in Messung II ergibt

$$QFA(pn)/QFA(pp) = 10.1 \pm 1.5$$

Das  $nn/pn$ -Verhältnis ist wegen des großen Anteils von  $QFA(pn)$  wenig empfindlich auf die gemachten Annahmen. Der Prozeß  $QFA(pn)$  ist dementsprechend auch für das große  $pnn/dn$ -Verhältnis maßgebend (siehe Diskussion Kap. 4.3).

#### 4.3 Diskussion der Ergebnisse im Vergleich mit theoretischen Rechnungen

Mit der Ausmessung des Dalitzplots ist die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  vollständig erfaßt. Die Dichteverteilung, die Verzweigungsverhältnisse der Gebiete im Dalitzplot und die Projektionen (Energie-, Impuls- und Winkelverteilungen) enthalten die ganze Information über den Prozess. Ein Vergleich der in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnisse mit bisher existierenden theoretischen Rechnungen erlaubt folgende Aussagen:

- Der Dalitzplot zeigt, daß an allen auf dem Rand der Kinematik liegenden ausgezeichneten Punkten Verdichtungen auftreten. Die Absorption an einem pn-Paar (QFA(pn)) und an einem pp-Paar (QFA(pp)) zeigen sich ebenso wie die Endzustandswechselwirkungen von pn- und nn-Paaren (FSI(pn) und FSI(nn)). Der Prozeß QFA(pn) ist dabei dominant ( $\sim 80\%$ ). Das Innere des Dalitzplots ist leer, d.h. die unkorrelierte Aussendung von 3 Nukleonen tritt nicht auf. Der Konzentration der Ereignisse am Rand entspricht eine weitgehende Kollinearität der Impulse der Teilchen im Endzustand pnn, was die Vorherrschaft der Absorption des Pions an 2 Teilchen bedeutet. Dabei steht der Begriff Teilchen auch für ein korreliertes NN-Paar. Das Vorhandensein von FSI zeigt NN-Korrelationen auf, die durch die NN-Wechselwirkung vermittelt werden. Es existieren theoretische Ansätze für s-Absorption im Rahmen des 2N-Modells, welche die Dichteverteilung im Dalitzplot qualitativ richtig wiedergeben, indem die NN-Wechselwirkung in kohärenter Weise bei der Beschreibung des Endzustandes berücksichtigt wird<sup>47, 49</sup>.
- Die Absorption von negativen Pionen in  $^3\text{He}$  geschieht, wie die vorliegenden Ergebnisse zeigen, vorwiegend an einem pn-Paar im Zustand  $^3S_1 (I=0)$ . Nur einige Prozent der Pionen reagieren an dem pp-Paar mit den Quantenzahlen  $^1S_0 (I=1)$ , woraus sich ein großes nn/pn-Verhältnis ergibt. Da für p-Absorption ein kleineres nn/pn-Verhältnis als für s-Absorption erwartet wird<sup>20</sup> und der Anteil für p-Absorption bei 20 - 50%<sup>39</sup> liegt, stellt sich die Frage, weshalb theoretische Rechnungen, die nur die Rückstreuung von Pionen betrachten, den Anteil  $\pi \text{pn} \rightarrow \text{nn}$  zu klein vorhersagen<sup>6, 8, 47</sup>. Hachenberg, Hüfner und Pirner<sup>52, 53</sup> zeigen, daß das nn/pn-Verhältnis bei s-Absorption empfindlich von den Annahmen über das off-shell Verhalten der  $\pi\text{N}$ -Amplituden abhängt. Einsetzen von on-shell  $\pi\text{N}$ -Streulängen unterschätzt

das nn/pn-Verhältnis ( $\sim 1.5$ ), während für Pionen, die bei der Rückstreuung um  $m/2$  off-shell sind, Werte um 100 erhalten werden. Bei Beschreibung durch Pionabsorption an einem Nukleon und gleichzeitiger Einführung von NN-Korrelationen erhalten Faessler und Shimizu<sup>14, 46</sup> für s-Absorption  $nn/pn \sim 18$ , für p-Absorption aber nur  $nn/pn = 1$ . Hinzunahme von Rückstreuung und  $\Delta$ -Resonanzen im Zwischenzustand ergeben  $nn/pn = 14 - 30$ . Die Parameter  $Im B_0$  (s-Absorption) bzw.  $Im C_0$  (p-Absorption) des optischen Potentials führen auf  $nn/pn = 8$  bzw. 4. Zwischen den aus pionischen Röntgenüberlinien ermittelten Werten und aus mikroskopischen Modellen erhaltenen Vorhersagen für  $Im B_0$  und  $Im C_0$  bestehen allerdings Unterschiede bis zu 100 %<sup>14, 20, 46</sup>.

- Das in diesem Experiment erhaltene pnn/dn-Verhältnis von 7.7 steht in klarem Widerspruch zu dem Experiment von Zaimidoroga et al.<sup>22</sup>, das  $pnn/dn = 3.6$  ergibt. Für s-Absorption wurde das pnn/dn-Verhältnis von Phillips und Roig<sup>8</sup> berechnet. Es zeigt sich, daß eine starke Abhängigkeit vom Vorzeichen des Produkts der Kopplungskonstanten  $g_0 \cdot g_1$  besteht. Für ein positives Vorzeichen erhalten Phillips und Roig Werte um 3, für ein negatives Vorzeichen jedoch Werte zwischen 7 und 10.5. Das negative Vorzeichen führt zwar auf falsche Vorhersagen für die Pionabsorption in  ${}^4\text{He}$ <sup>4, 5</sup>, würde aber für  ${}^3\text{He}$  ein größeres nn/pn-Verhältnis ergeben.
- Aus dem Maximum der Rückstoßimpulsverteilung des Bereichs QFA(pp) ergibt sich als Abstand des Schwerpunkts des absorbierenden NN-Paares zum Zuschauernukleon  $r_0 \approx 1.45$  fm. Leider konnte wegen der Akzeptanzschwelle der Messung II  $r_0$  für QFA(pn) nicht sicher bestimmt werden. Ein unterschiedlicher Wert von  $r_0$  für QFA(pp) und QFA(pn) würde ein anderes Abstandsverhalten von  ${}^1S_0$  ( $I=1$ ) und  ${}^3S_1$  ( $I=0$ ) NN-Paaren aufzeigen, das im Rahmen des 2N-Modells nicht angenommen wird, da hier nur die relative Stärke der Kopplungen eingeht<sup>49</sup>.
- Die Breiten der Winkelverteilungen der QFA-Bereiche werden durch die einfache Abschätzung über den Fermiimpuls der Nukleonen zu groß wiedergegeben.

Da die Struktur im Dalitzplot<sup>47, 49</sup>, sowie das pnn/dn- und das nn/pn-Verhältnis bei vernünftigen Annahmen über die Reichweite der Pion-Wechselwirkung ( $\sim 0.6 \text{ fm}$ )<sup>1</sup> wenig von den verwendeten Wellen- und Absorptionsfunktionen<sup>8, 49</sup>, aber stark von den Annahmen über die Kopplungskonstanten abhängt, ist der Schluß zu ziehen, daß das off-shell Verhalten<sup>52, 53</sup> oder in alternativer Formulierung die NN-Korrelationen<sup>14, 46</sup> zur Erklärung der Ergebnisse herangezogen werden müssen. Weitere theoretische Rechnungen sowohl für s- als auch p-Absorption sind daher notwendig, um die vorliegenden Resultate zu erklären. Die Berücksichtigung der NN-Wechselwirkung sollte dann auch die Intensitäten der FSI-Bereiche im Vergleich zu den QFA-Gebieten richtig wiedergeben.

## ZUSAMMENFASSUNG

Die Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  wurde erstmals in einem kinematisch vollständigen Experiment untersucht. Dazu wurden die Impulse von zwei auslaufenden Teilchen in Koinzidenz gemessen. Durch die große Akzeptanz der Apparatur konnte nahezu der ganze Phasenraum erfaßt werden.

Die Pionen werden sowohl vom atomaren 1s- als 2p-Niveau absorbiert, so daß der Anfangszustand der Reaktion zweifach unbestimmt ist.

Die Konzentration der gemessenen Ereignisse am Rand des Dalitzplots zeigt die weitgehende Kollinearität der Impulse der 3 Teilchen. Das Innere des Dalitzplots ist leer, d.h. die Aussendung von unkorrelierten Nukleonen nach der Pionabsorption in  $^3\text{He}$  tritt nicht auf. Die Daten ergeben, daß sich der Dalitzplot des Endzustandes pnn in 4 Bereiche aufteilt: Gebiete der reinen quasifreien Absorption am Proton-Neutron-Paar (QFA(pn)) und am Proton-Proton-Paar (QFA(pp)) des  $^3\text{He}$ -Kerns sowie der Endzustandswechselwirkung von Proton-Neutron- (FSI(pn)) und Neutron-Neutron-Paaren (FSI(nn)). Die relativen Intensitäten wurden zu

$$\text{QFA(pn)}:\text{FSI(pn)}:\text{QFA(pp)}:\text{FSI(nn)} = 75.6 : 14.9 : 7.5 : 2.0$$

ermittelt. Die Dominanz der reinen quasifreien Absorption bestätigt hier die Vorstellung des 2N-Modells, daß die Pionabsorption an Nukleon-Nukleon-Paaren stattfindet. Der Einfluß des 3. Nukleons zeigt sich in der Endzustandswechselwirkung eines Teils der auslaufenden Nukleonen.

Gleichzeitig zur Reaktion  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{pnn}$  wurde der 2-Teilchenkanal  $\pi^{-3}\text{He} \rightarrow \text{dn}$  mitgemessen. Daraus wurde das Verzweigungsverhältnis

$$\text{pnn/dn} = 7.7$$

ermittelt, das in klarem Widerspruch zu den Experimenten von Zaimidoroga et al. und McCarthy et al. steht.

Theoretische Rechnungen im Rahmen des 2N-Modells sind in der Lage, die Struktur des Dalitzplots qualitativ richtig wiederzugeben, indem die Pionabsorption an einem Nukleon-Nukleon-Paar mit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung kohärent überlagert wird. Derartige Rechnungen, die bisher nur für s-Absorption durchgeführt wurden, sind jedoch nicht in der Lage, die relativen Intensitäten und das hohe pnn/dn-Verhältnis zu erklären.

Für das Verhältnis der Absorption eines Pions am Proton-Neutron-Paar zur Absorption am Proton-Proton-Paar in  $^3\text{He}$  wurde  $nn/pn = 11$  erhalten. Die Vorhersagen für das  $nn/pn$ -Verhältnis liegen zwischen 5 und 100. Da in die theoretischen Rechnungen gleichzeitig Annahmen über Wellenfunktionen, Kopplungskonstanten und die Reichweite der Pionwechselwirkung eingehen, sind die Aussagen durch die Reaktion mit einem Kern allein nicht eindeutig. Die Mehrdeutigkeiten verringern sich, sobald Daten über die Absorption in anderen leichten Kernen wie  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$  oder  $^7\text{Li}$  und die Pionabsorption im Flug hinzugenommen werden können.

Die vorliegenden Ergebnisse führen auf den Wunsch nach weiteren Messungen, in denen mit gestoppten Pionen s- und p-Absorption getrennt erfaßt werden und die Energieabhängigkeit der Absorption untersucht wird. Mikroskopische Modellrechnungen sowohl für s- als auch p-Absorption bieten dann die Möglichkeit in Zusammenhang mit der experimentellen Information durch präzisere Festlegung der eingehenden Parameter zu einem besseren Verständnis der Pionabsorption zu gelangen.

QUELLENVERZEICHNIS

- 1 - J. Hüfner : Phys. Reports 21(1975) 1 und dortige Literaturhinweise
- 2 - K. A. Brückner, R. Serber and K. M. Watson :  
Phys. Rev. 84(1951)
- 3 - D. S. Koltun : Adv. in Nucl. Phys. 3(1969) 71
- 4 - S. G. Eckstein : Phys. Rev. 129(1963) 413
- 5 - P. P. Divakaran : Phys. Rev. 139(1965) 387
- 6 - A. Figureau and M. Ericson : Nucl. Phys. B10(1968) 349
- 7 - C. Pajares and R. Pascual : Nucl. Phys. B35(1971) 631
- 8 - A. C. Phillips and F. Roig : Nucl. Phys. B60(1973) 93
- 9 - M. E. Nordberg, K. F. Kinsey and R. L. Burman :  
Phys. Rev. 165(1968) 1096
- 10 - D. M. Lee, R. C. Minehart, S. E. Sobottka and K. O. H. Ziock :  
Nucl. Phys. A197(1972) 106
- 11 - B. Bassallek, W.-D. Klotz, F. Takeutchi, H. Ullrich and M. Furić :  
Phys. Rev. C16(1977) 1526
- 12 - G. F. Bertsch, and D. O. Riska : Phys. Rev C18(1978) 317
- 13 - M. Brack, D. O. Riska and W. Weise : Nucl. Phys. A287(1977) 425
- 14 - K. Shimizu, A. Faessler and M. Müther : Nucl. Phys. A343(1980) 468
- 15 - R. J. Barrett, J. McCarthy, R. C. Minehart and K. Ziock :  
Nucl. Phys. A216(1973) 145
- 16 - B. Bassallek, H. D. Engelhardt, W.-D. Klotz, C. W. Lewis  
F. Takeutchi, H. Ullrich and M. Furić : Nucl. Phys. A343(1980) 365
- 17 - B. Bassallek, E. L. Haase, W.-D. Klotz, F. Takeutchi, H. Ullrich,  
M. Furić and Y. Sakamoto : Phys. Rev. C19(1979) 1893
- 18 - I. Schwanner, R. Abela, G. Backenstoss, W. Kowald, P. Pavlopoulos,  
L. Tauscher, H.-J. Weyer, P. Blüm, M. Dörr, W. Fetscher, D. Gotta,  
R. Guigas, H. Koch, H. Poth, G. Schmidt, H. Ullrich :  
Phys. Letters 96B(1980) 268
- 19 - G. Backenstoss : Ann. Rev. Nucl. Science 20(1970) 467
- 20 - M. Ericson and T. E. O. Ericson : Ann. of Phys. 36(1966)323
- 21 - M. Krell and M. Ericson : Nucl. Phys. B11(1969) 521
- 22 - O. A. Zaimidoraga, M. M. Kulykin, R. M. Sulyaev, I. V. Falomkin,  
A. I. Fillipov, V. M. Tsupko-Sitnikov and Yu. A. Shcherbakov :  
Soviet Phys. JETP 21(1965) 848; Soviet Phys. JETP 24(1967) 1111

- 23 - J. McCarthy, T. Meyer, R. C. Minehart, E. A. Wadlinger and  
K. O. H. Ziock : Phys. Rev. C11(1975) 266
- 24 - P. Truöl, H. W. Baer, J. A. Bisterlich, K. M. Crowe, N. de Botton  
and J. A. Helland : Phys. Rev. Letters 32(1974) 1268
- 25 - R. Sachs : Nuclear Theory, Cambridge 1963
- 26 - E. Byckling and K. Kajantie : Particle Kinematics, Wiley & Sons 1973
- 27 - D. S. Koltun : Phys. Rev. 162(1967) 963
- 28 - SIN Preprint 5/78/2000
- 29 - SIN Benutzerhandbuch Nov. 1973
- 30 - R. Frosch : Private Mitteilung
- 31 - Rev. of Particle Properties : Phys. Letters 75B(1978) 1
- 32 - M. Daum : Private Mitteilung
- 33 - Philips Fotovervielfacher Handbuch
- 34 - I. Schwanner : Private Mitteilung
- 35 - B. Kober : Diplomarbeit Juni 1972 (IEKP), Universität Karlsruhe
- 36 - F. Takeutchi, B. Kober and L. E. Haase : CERN Preprint (1-July-1975)
- 37 - D. Gotta und H.-J. Weyer : On-line Programm ONLMNG, unveröffentlicht
- 38 - T. J. Gooding and H. G. Pugh : Nucl. Instr. and Meth. 7(1960) 189  
D. L. Smith, R. G. Polk, and T. G. Miller :  
Nucl. Instr. and Meth. 64(1968) 157
- 39 - W. Kowald : Private Mitteilung
- 40 - D. Gotta : Programm LED, unveröffentlicht (1979)
- 41 - M. Dörr : Dissertation Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- 42 - B. Bassallek : Dissertation Universität Karlsruhe 1977,  
KFK-Bericht 2485 (Juli 1977)
- 43 - R. J. Kurz : Preprint UCRL-11339(1964)
- 44 - Th. Maier : Diplomarbeit Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- 45 - D. Gotta : Programm AKZEP, unveröffentlicht (1979)
- 46 - K. Shimizu and A. Faessler : Nucl. Phys. A333(1980) 495
- 47 - H. Nägeli : Dissertation Universität Basel (1980)
- 48 - S. Fiarman and S. S. Hanna : Nucl. Phys. A251(1975) 1
- 49 - T. Schucan : Private Mitteilung
- 50 - B. K. Jain : Nucl. Phys. A296(1978) 479
- 51 - D. S. Koltun and A. Reitan : Phys. Rev. 141(1966) 1413
- 52 - F. Hachenberg, J. Hüfner and H. J. Pirner :  
Phys. Letters 66B(1977) 425

- 53 - F. Hachenberg and H. J. Pirner : Ann. of Phys. 112(1978) 401
- 54 - J. Hüfner : Private Mitteilung
- 55 - ?? Niederer : Private Mitteilung
- 56 - K. M. Watson : Phys. Rev. 88(1952) 1163
- 57 - H. Brückmann, W. Kluge, H. Matthäy, L. Schänzler and K. Wick :  
Nucl. Phys. A157(1970) 209
- 58 - B. Zeitniz, R. Maschuw and P. Suhr : Nucl. Phys. A149(1970) 449
- 59 - R. A. Arndt, R. H. Hackman and L. D. Roper : Phys. Rev. C9(1974) 555;  
Phys. Rev. C15(1977) 1002

ANHANG

A.1 GEOMETRISCHE AKZEPTANZ

In den den Zählern Z1 und Z2 sollen die Teilchen 1 und 2, deren Impulse den Zwischenwinkel  $\vartheta_{12}$  haben, in Koinzidenz nachgewiesen werden. Zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit werden 2 Koordinatensysteme eingeführt (Abb. A.1).

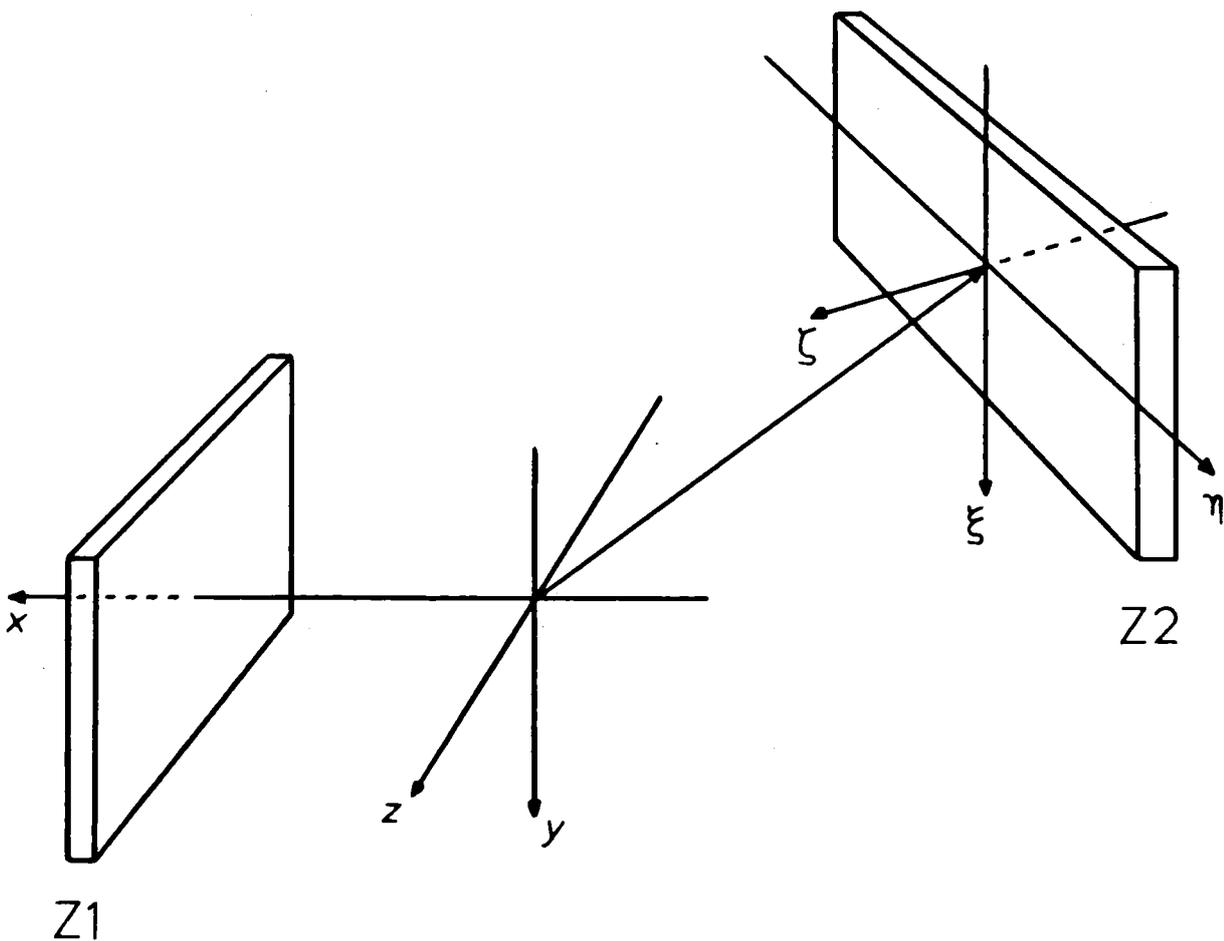


Abb. A.1

Definition des Target- und Z2-Koordinatensystems

1 - Targetkoordinaten

$$\vec{r} = (x, y, z)$$

Die y-z-Ebene liegt parallel zur Oberfläche von Z1 und die positive x-Achse zeigt in Richtung von Z1.

2 - Zählerfeste Koordinaten auf Z2

$$\vec{\rho} = (\xi, \eta, \zeta)$$

Der Ursprung des kartesischen Z2-Koordinatensystems liegt im Mittelpunkt der Zählerfläche von Z2. Die  $\xi$ - und die  $\eta$ -Achse verlaufen parallel zur Begrenzung von Z2, die  $\xi$ -Achse ist stets eine Parallele zur y-Achse. Die  $\xi$ - $\eta$ -Ebene wird künftig als Z2-Ebene bezeichnet. Die positive  $\zeta$ -Achse steht senkrecht auf der Z2-Ebene, so daß  $(\xi, \eta, \zeta)$  ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden.

Die Position von Z2 ist durch die Koordinaten des Mittelpunktes festgelegt.

$$\begin{aligned}\vec{r}_{Z2} &= (x_{Z2}, y_{Z2}, z_{Z2}) \\ &= r_{Z2} \cdot (\sin\vartheta_{Z2} \cos\phi_{Z2}, \sin\vartheta_{Z2} \sin\phi_{Z2}, \cos\vartheta_{Z2})\end{aligned}$$

Die Einheitsvektoren  $\hat{n}_1, \hat{n}_2$  und  $\hat{n}_3$  des Z2-festen-Koordinatensystems sind

$$\begin{aligned}\hat{n}_1 &= (0, 1, 0) \\ \hat{n}_2 &= (\hat{n}_1 \times \vec{r}_{Z2}) / |\hat{n}_1 \times \vec{r}_{Z2}| \\ &= N_2 \cdot (\cos\vartheta_{Z2}, 0, -\sin\vartheta_{Z2} \cos\phi_{Z2}) \\ \hat{n}_3 &= (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2) \\ &= -N_2 \cdot (\sin\vartheta_{Z2} \cos\phi_{Z2}, 0, \cos\vartheta_{Z2})\end{aligned}$$

mit dem Normierungsfaktor

$$N_2 = 1 / \sqrt{\cos^2\vartheta_{Z2} + \sin^2\vartheta_{Z2} \cos^2\phi_{Z2}}$$

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis einer Koinzidenz läßt sich als Funktion des Entstehungsortes  $\vec{r}_0$  der Teilchen, dem Auftreffpunkt  $\vec{r}_1$  auf Z1 und dem Zwischenwinkel  $\vartheta_{12}$  berechnen.

$$w_{12} = \frac{1}{8\pi^2} \cdot \Delta\Omega_1(\vec{r}_1, \vec{r}_0) \cdot \Delta\phi_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_0, \vartheta_{12})$$

Raumwinkel  $\Delta\Omega_1$

Der Raumwinkel gleicher Flächen auf Z1 nimmt mit zunehmender Entfernung von der x-Achse ab, da nur die Projektion auf die Richtung des Teilchens eingeht. Auf diese Weise werden die Beiträge der einzelnen Bereiche von Z1 entsprechend ihrer Position gewichtet. Die Größe des Flächenelements F wird durch die gewünschte Winkelauflösung bestimmt.

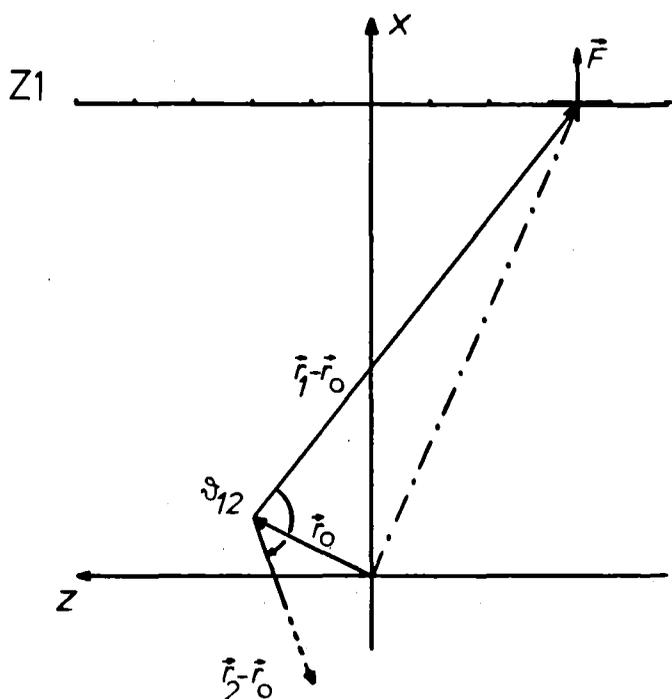


Abb. A.2

Raumwinkel  $\Delta\Omega_1$  des Flächenelements F

Die Projektion  $F'$  der Fläche  $F$  auf die Teilchenrichtung  $\vec{r}_1 - \vec{r}_0$  ist

$$F' = F \cdot (\vec{x}_1 - \vec{x}_0) / |\vec{r}_1 - \vec{r}_0|$$

Die Trefferwahrscheinlichkeit für das Raumwinkelement  $\Delta\Omega_1(\vec{r}_1, \vec{r}_0)$  ergibt sich zu

$$\begin{aligned} w_1 &= \Delta\Omega_1 / 4\pi \\ &= \frac{1}{4\pi} \cdot F' / |\vec{r}_1 - \vec{r}_0| \end{aligned}$$

### Überlapp $\Delta\phi_{12}$

Die Gleichung

$$(\vec{r}_1 - \vec{r}_0) \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_0) = |\vec{r}_1 - \vec{r}_0| \cdot |\vec{r}_2 - \vec{r}_0| \cdot \cos\vartheta_{12} \quad (\text{A.1})$$

definiert einen Kegelmantel mit Öffnungswinkel  $\vartheta_{12}$  um die Richtung  $(\vec{r}_1 - \vec{r}_0)$ . Der Vektor  $\vec{r}_2$  zeigt auf den Durchstoßpunkt des Teilchens 2 durch die Z2-Ebene. Einsetzen der Ebenengleichung für Z2

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_{Z2} + \xi \hat{n}_1 + \eta \hat{n}_2$$

in die Kegelgleichung (A.1) und quadrieren führt auf die Bestimmungsgleichung für die Koeffizienten des Kegelschnitts.

$$a\xi^2 + 2b\xi\eta + c\eta^2 + 2d\xi + 2e\eta + f = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} a &= (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_1)^2 - \cos^2\vartheta_{12} \\ b &= (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_1) \cdot (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_2) \\ c &= (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_2)^2 - \cos^2\vartheta_{12} \\ d &= (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_1) \cdot (\hat{r}_{10} \cdot \vec{r}_{Z20}) - (\vec{r}_{Z20} \cdot \hat{n}_1) \cdot \cos^2\vartheta_{12} \\ e &= (\hat{r}_{10} \cdot \hat{n}_2) \cdot (\hat{r}_{10} \cdot \vec{r}_{Z20}) - (\vec{r}_{Z20} \cdot \hat{n}_2) \cdot \cos^2\vartheta_{12} \\ f &= (\hat{r}_{10} \cdot \vec{r}_{Z20})^2 - (\vec{r}_{Z20})^2 \cdot \cos^2\vartheta_{12} \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} \hat{r}_{10} &= (\vec{r}_1 - \vec{r}_0) / |\vec{r}_1 - \vec{r}_0| \\ \vec{r}_{Z20} &= \vec{r}_{Z2} - \vec{r}_0 \end{aligned}$$

Einsetzen der 4 Randgeraden  $\xi = \pm \xi_R$  und  $\eta = \pm \eta_R$  in (A.2) ergibt die Koordinaten der Schnittpunkte  $\vec{P}_i$  des Kegelschnitts mit der Begrenzung von Z2. Es sind höchstens 8 Schnittpunkte möglich, welche, in Richtung von  $\vec{r}_{Z2}$  gesehen, im Uhrzeigersinn durchnummeriert werden (Abb. A.3).

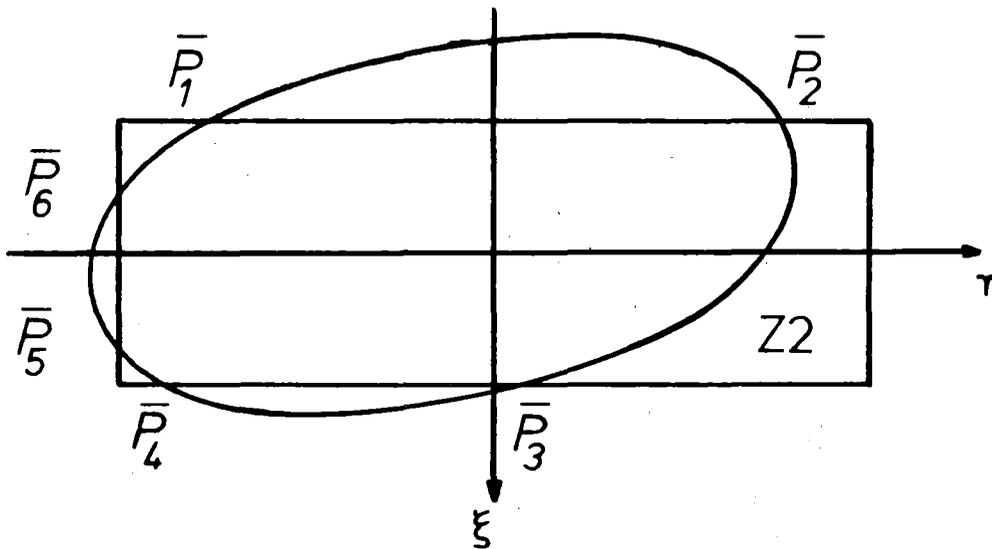


Abb. A.3

Kegelschnitt in der Z2-Ebene und Schnittpunkte  $\vec{P}_i$  (Fall 2)

Es können 3 Lagen des Kegelschnitts bezüglich der Fläche Z2 auftreten:

- |   |   |                 |           |                              |
|---|---|-----------------|-----------|------------------------------|
| 1 | - | Vollständiger   | Überlapp: | $\Delta\phi_{12} = 2\pi$     |
| 2 | - | Unvollständiger | " :       | $0 < \Delta\phi_{12} < 2\pi$ |
| 3 | - | Kein            | " :       | $\Delta\phi_{12} = 0$        |

Der Punkt  $\vec{P}_0$  ist der Durchstoßpunkt der Richtung des Teilchens 1 durch die Z2-Ebene. Gleichsetzen der Ebenengleichung

$$\vec{P}_0 = \vec{r}_{Z2} + \xi_0 \hat{n}_1 + \eta_0 \hat{n}_2$$

und der Geradengleichung

$$\vec{P}_0 = \alpha_0 \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_0) / |\vec{r}_1 - \vec{r}_0| + r_0$$

führt auf ein lineares Gleichungssystem für die Koeffizienten  $\xi_0, \eta_0$  und  $\alpha_0$ .

Zur Berechnung der Winkelintervalle  $\Delta\phi_{12}^{i,i+1}$  werden die Schnittpunkte  $\vec{P}_i$  auf dem Kegelmantel auf den Abstand 1 zurückprojiziert (Abb. A.4). Die derart erhaltenen Punkte  $\vec{P}'_i$  liegen auf einem Kreis mit Mittelpunkt  $\vec{P}'_0$  und Radius  $r' = |\sin\theta_{12}|$ .

$$\vec{P}'_i = (\vec{P}_i - \vec{r}_0) / |\vec{P}_i - \vec{r}_0|$$

$$\vec{P}'_0 = |\cos\theta_{12}| \cdot (\vec{P}_0 - \vec{r}_0) / |\vec{P}_0 - \vec{r}_0|$$

Der Winkel  $\Delta\phi_{12}^{i,i+1}$  berechnet sich aus dem Skalarprodukt der Vektoren  $\vec{u}'_i$  und  $\vec{u}'_{i+1}$ .

$$\cos(\Delta\phi_{12}^{i,i+1}) = \vec{u}'_i \cdot \vec{u}'_{i+1} / \sin^2\theta_{12}$$

$$\vec{u}'_i = \vec{P}'_i - \vec{P}'_0$$

Da die Umkehrfunktion des Kosinus  $\pi$ -periodisch ist, muß noch festgestellt werden, ob der Winkel zwischen  $\vec{u}'_i$  und  $\vec{u}'_{i+1}$  größer oder kleiner als  $\pi$  ist. Dazu wird der Pseudoskalar

$$PS = (\vec{P}'_i \times \vec{P}'_0) \cdot \vec{P}'_{i+1}$$

gebildet. Es gilt

$$PS < 0 : \Delta\phi_{12}^{i,i+1} = \arccos(\vec{u}'_i \cdot \vec{u}'_{i+1} / \sin^2\vartheta_{12}) < \pi$$

$$PS = 0 : \Delta\phi_{12}^{i,i+1} = \pi$$

$$PS > 0 : \Delta\phi_{12}^{i,i+1} = 2\pi - \arccos(\vec{u}'_i \cdot \vec{u}'_{i+1} / \sin^2\vartheta_{12}) > \pi$$

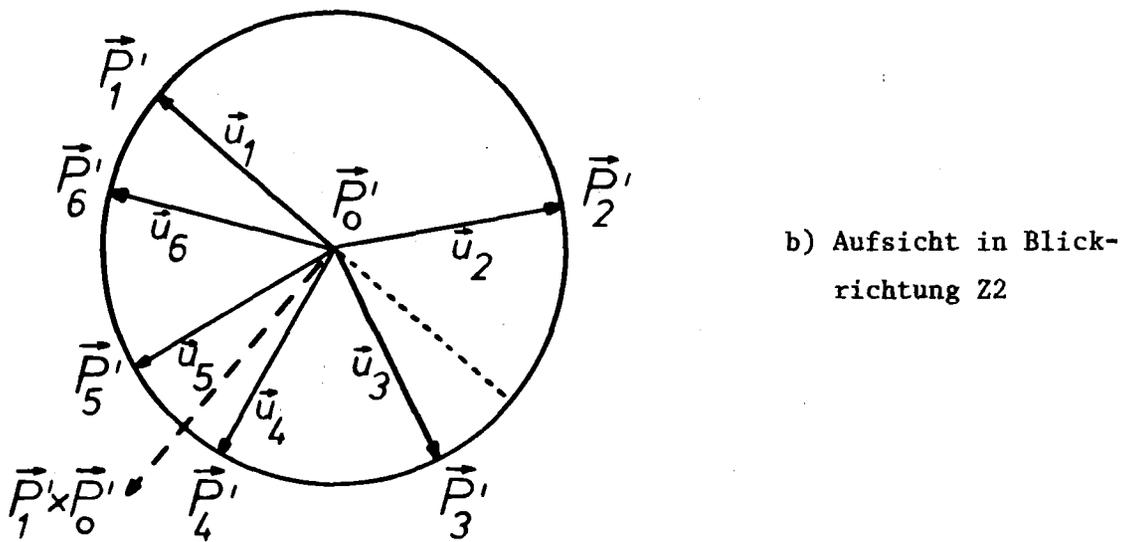
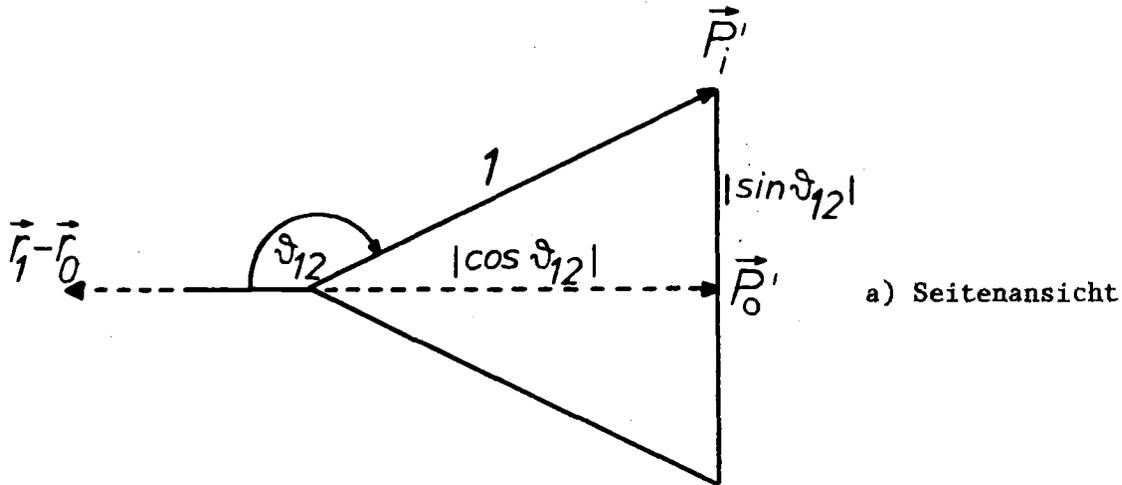


Abb. A.4

Projektion der Schnittpunkte  $\vec{P}'_i$  auf den Abstand 1

Ob der zu  $\Delta\phi_{12}^{i,i+1}$  gehörende Kreisbogen innerhalb oder ausserhalb der Fläche von Z2 liegt wird durch die Projektion des Punktes

$$Q'_i = \vec{P}'_0 + \vec{v}'_i$$

$$\vec{v}'_i = (\vec{u}'_i + \vec{u}'_{i+1}) / (2 \cdot \cos(\Delta\phi_{12}^{i,i+1} / 2))$$

auf die Z2-Ebene bestimmt (Abb. A.5).

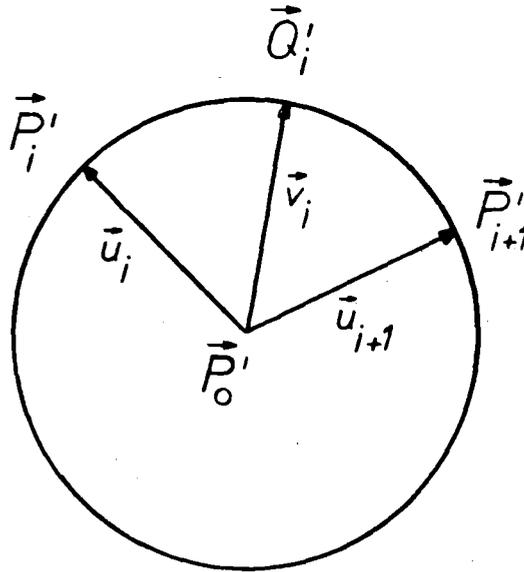


Abb. A.5

Bestimmung der Lage des zu  $\Delta\phi_{12}^{i,i+1}$  gehörenden Kreisbogens in der Z2-Ebene

Die Wahrscheinlichkeit des Teilchens 2, die Fläche Z2 zu treffen, ist dann durch

$$w_{12} = \Delta\phi_{12} / 2\pi$$

$$\Delta\phi_{12} = \sum \varepsilon_i \cdot \Delta\phi_{12}^{i,i+1}$$

mit

$$\varepsilon_i = \begin{cases} 0 & - Q_i \text{ ausserhalb der Fläche Z2} \\ 1 & - Q_i \text{ innerhalb " " Z2} \end{cases}$$

gegeben.

A.2 GEWICHTUNG DER AKZEPTANZ MIT DER STOPPVERTEILUNG

Das Integral zur Berechnung der über die Stoppverteilung  $W_{\pi}$  gemittelten Akzeptanz (s. Kap. 3.5) wird in eine Summe überführt und nach der Simpsonregel numerisch integriert.

$$\bar{w}_{12}(\vartheta_{12}) = \frac{\int_V \bar{w}_{12}(\vartheta_{12}, \vec{r}_0) \cdot W_{\pi}(\vec{r}_0) d\vec{r}_0}{\int_V W_{\pi}(\vec{r}_0) d\vec{r}_0}$$

$$\bar{w}_{12}(\vartheta_{12}) = \frac{\sum_{i=1}^9 \bar{w}_{12}(\vartheta_{12}, \vec{r}_{0i}) \cdot W_{\pi}(\vec{r}_{0i}) \cdot g_i}{\sum_{i=1}^9 W_{\pi}(\vec{r}_{0i}) \cdot g_i}$$

- $W_{\pi}(\vec{r}_0)$  : Stoppverteilung
- $\bar{w}_{12}(\vartheta_{12}, \vec{r}_0)$  : Akzeptanz für Targetvektor  $\vec{r}_0$
- $V$  : Targetvolumen
- $g_i$  : Gewicht der Stützstelle  $i$  nach Simpsonregel

Dazu wird die relative Häufigkeit der Ereignisse an den Stützstellen - 1 - 9 ermittelt (Abb. A.6). Die Integration erstreckt sich nur über die y- und z-Richtung, da die x-Koordinate des Vertex durch die Kammern nicht bestimmt werden kann.

Stützstelle $i$	:	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Gewicht $g_i$	:	1	4	1	4	16	4	1	4	1
Relative Häufigkeit:		0.40	0.49	0.23	1.00	0.88	0.41	0.20	0.38	0.12

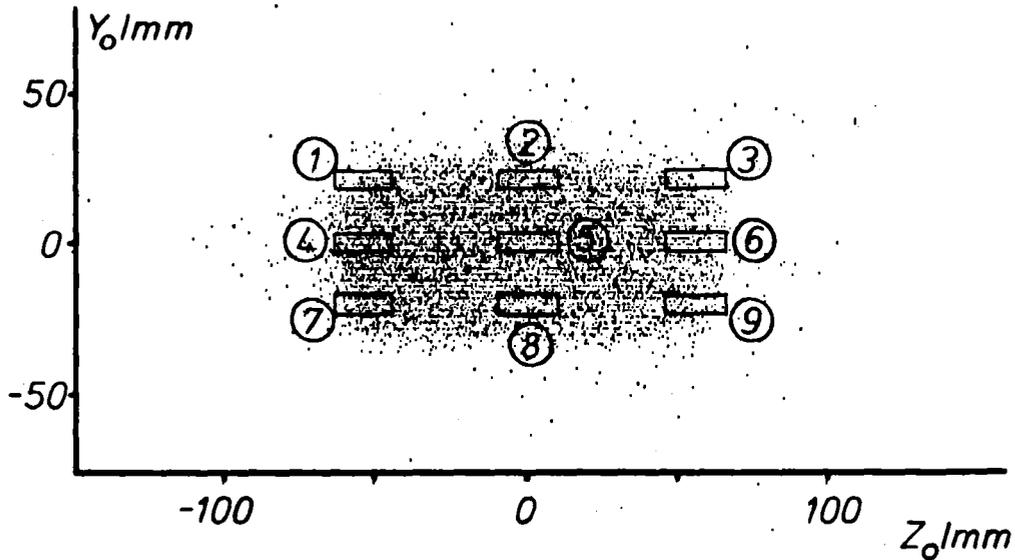


Abb. A.6

Stützpunkte zur Integration über die Stoppverteilung  $W_{\pi}$   
in der yz-Targetebene und Häufigkeit der Ereignisse

Die Asymmetrie in y-Richtung zeigt, daß der Schwerpunkt des Pionstrahls etwa 5 mm über dem Mittelpunkt des Targetbehälters ( $y_0 = z_0 = 0$ ) liegt. Die Abnahme in z-Richtung entsteht durch die Verbreiterung des Strahls (s. Abb. 2.10b).

Abb. A.7 zeigt die Differenz

$$\Delta W_{12} = \bar{w}_{12}(\vartheta_{12}) - \bar{w}_{12}(\vartheta_{12}, \vec{r}_0 = 0)$$

zwischen der gewichteten Akzeptanz und der Rechnung für ein Punkt-Target für die Zähler N1 und N2 bei der Messung I (s. Abb. 3.20). Bei der Messung II ergibt sich wegen des großen Abstands der Zähler kein Unterschied mehr zwischen gewichteter Akzeptanz und Punkt-Target.

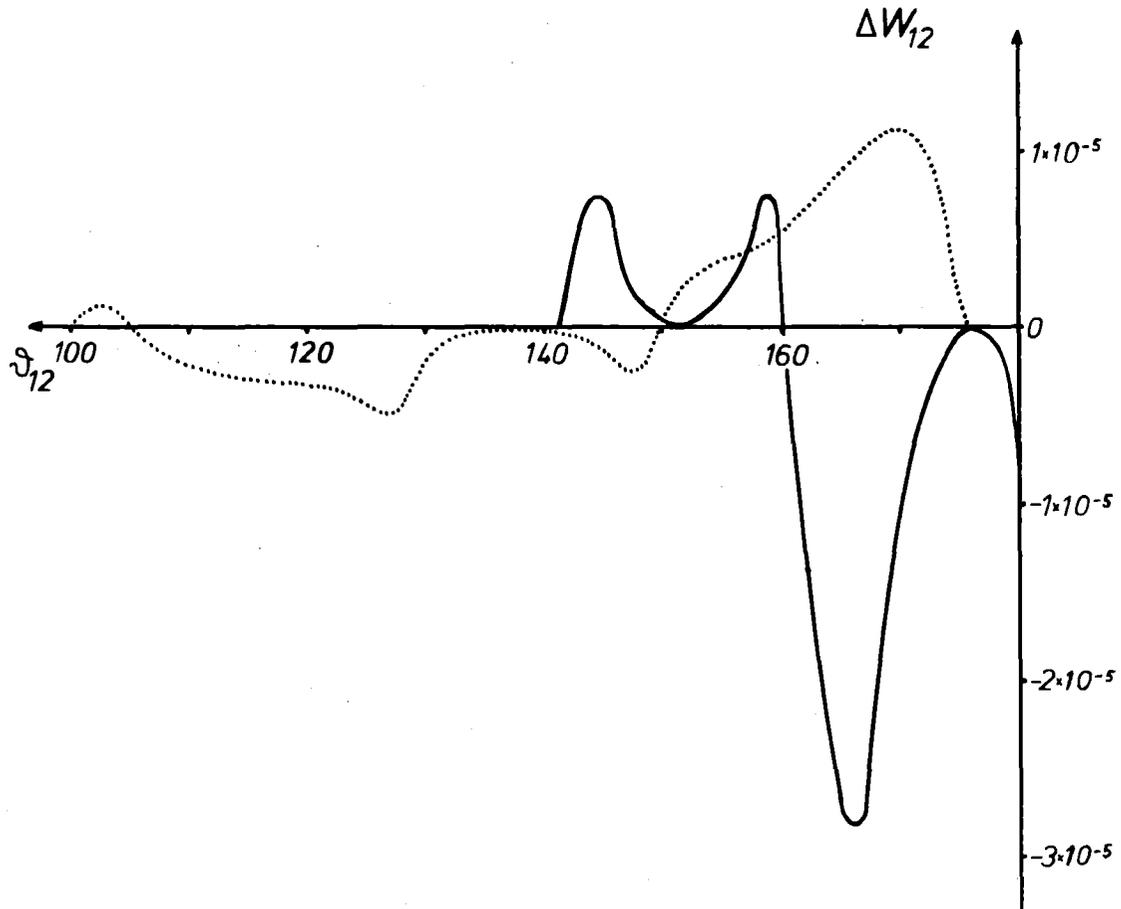


Abb. A.7

Differenz  $\Delta W_{12}$  zwischen gewichteter Akzeptanz und Rechnung  
für ein Punkt-Target bei der Messung I

### A.3 FEHLERBETRACHTUNG

Die Unsicherheiten der Intensitäten der Gebiete QFA(pn), FSI(pn), QFA(pp) und FSI(nn) (s. Kap. 4.2.2) sowie der pnn/dn- und nn/pn-Verhältnisse (s. Kap. 4.2.3 und 4.2.9) sind durch die 3 Fehler  $\Delta 1$ ,  $\Delta 2$  und  $\Delta 3$  gegeben.

$\Delta 1$  : Statistischer Fehler

$\Delta 2$  : Schwankungen, die sich durch die Auswertung unter den verschiedenen im folgenden angeführten Bedingungen ergeben (s. Tab. A.1).

- 1 : Schwellen der Neutronenzähler N1 und N2 (s. Kap. 3.2.5)

Messung I : Schwellen (N1,N2) = (23,18)MeVp  
= (25,20)MeVp  
= (27,22)MeVp

Messung II : Schwellen (N1,N2) = (20,18)MeVp  
= (20,20)MeVp  
= (27,27)MeVp

- 2 : Kinematische Bedingung mit  $n_{\sigma}=2,3$  und 4 (s. Kap. 3.6)

- 3 : Beschränkung des Reaktionsorts ( $y_0, z_0$ ) im Target  
(s. Kap. 3.1.5)

Da bei der Messung II der Reaktionsort nicht rekonstruiert werden kann, ist bei der Messung I zu prüfen, ob sich Unterschiede bei der Beschränkung auf Ereignisse aus dem mittleren Bereich des Targetbehälters ergeben.

- keine Beschränkung für  $y_0$  und  $z_0$   
-  $|y_0| < 25$  mm und  $|z_0| < 55$  mm

- 4 : Trennung der Gebiete im Dalitzplot mit dem Sektorwinkel  $\phi$   
(s. Kap. 4.2.2)

Trennung QFA(pp)-FSI(nn) :  $\phi = (21 \pm 3)^\circ$   
Grenze für QFA(pn) :  $|\phi| = (140 \pm 5)^\circ$

- 5 : Absolute Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen. Vergleiche aus der Literatur zwischen Messungen und Berechnungen mit dem Kurz-Code führen auf eine Unsicherheit von  $\pm 5\%$ .

- 6 : Normierung der Volltarget- auf die Leertarget-Messungen  
(s. Kap. 3.7)

$\Delta 3$  : Anschluß der Messungen I und II (s. Kap. 4.2.3)

Bei Beschränkung der Messung I auf die gleiche Winkelakzeptanz wie bei der Messung II wird für das Gebiet QFA(pp), bezogen auf die gewichteten dn-Koinzidenzen, für beide Messungen der gleiche Wert erwartet. Der auftretende Unterschied ergibt die systematische Differenz der zwei unabhängigen Messungen.

Messung I

	FSI(pn)	QFA(pp)	FSI(nn)
$\Delta 1$ /%	0.8	1.6	2.7
$\Delta 2-1$ /%	0.7	0.8	16.2
$\Delta 2-2$ /%	3.4	1.0	1.5
$\Delta 2-3$ /%	0.6	0.8	0.8
$\Delta 2-4$ /%	1.7	2.2	6.6
$\Delta 2-5$ /%	5.0	5.0	5.0
$\Delta 2-6$ /%	0.3	0.4	0.7

Messung II

	QFA(pn)	QFA(pp)
$\Delta 1$ /%	3.6	4.6
$\Delta 2-1$ /%	3.1	6.8
$\Delta 2-2$ /%	2.2	2.1
$\Delta 2-4$ /%	2.4	3.5
$\Delta 2-5$ /%	7.1	5.0
$\Delta 2-6$ /%	0.5	5.0

Tab. A.1

Schwankungen der Intensitäten der Gebiete QFA(pn), FSI(pn), QFA(pp) und FSI(nn) durch Statistik und die angesetzten Kriterien und Korrekturen

Das Verhältnis  $QFA(pn)/QFA(pp)$  wird bei der Messung II mehrfach durch verschiedene Einschränkungen der Winkelakzeptanz und des Rückstoßimpulses des nicht nachgewiesenen 3. Teilchens bestimmt (s. Kap. 4.2.3). Es ergibt sich

$$QFA(pn)/QFA(pp) = 10.7 \pm 1.0$$

Für die Intensität des Bereichs  $QFA(pn)$  ist daher zusätzlich eine Unsicherheit  $\Delta 2-7$  von 9.1% zu berücksichtigen. Die Schwankungen  $\Delta 2-1$  bis  $\Delta 2-7$  werden durch quadratische Addition zu dem Gesamtfehler  $\Delta 2$  zusammengefaßt ( $n$  = Anzahl der zu berücksichtigenden Fehler  $\Delta 2-i$ ).

$$\Delta 2 = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta 2-i)^2}$$

Den totalen Fehler  $\Delta 4$  (1 Standardabweichung) der relativen Intensitäten von  $QFA(pn)$ ,  $FSI(pn)$ ,  $QFA(pp)$  und  $FSI(nn)$  erhält man durch quadratische Addition des statistischen Fehlers  $\Delta 1$  und des Fehlers  $\Delta 2$  (Tab. A.2).

$$\Delta 4 = \sqrt{\Delta 1^2 + \Delta 2^2}$$

	QFA(pn)	FSI(pn)	QFA(pp)	FSI(nn)
$\Delta 2/\%$	12.4	6.4	5.7	18.3
$\Delta 4/\%$	12.9	6.4	5.9	18.5

Tab. A.2

Fehler der relativen Intensitäten  $QFA(pn)$ ,  $FSI(pn)$ ,  $QFA(pp)$  und  $FSI(nn)$

Der Anschluß der Messungen I und II erfolgt über die Intensität des Bereichs  $QFA(pp)$  bezogen auf die gewichtete  $dn$ -Rate (s. Kap.4.2.3). Aus den Werten der beiden Messungen wird der gewichtete Mittelwert

$$\overline{QFA(pp)} = \left\{ \frac{QFA(pp)^I}{(\Delta 4^I)^2} + \frac{QFA(pp)^{II}}{(\Delta 4^{II})^2} \right\} / \left\{ \frac{1}{(\Delta 4^I)^2} + \frac{1}{(\Delta 4^{II})^2} \right\}$$

gebildet. Der obere Index (I,II) gibt die Messung an. Die Abweichung des Mittelwerts  $\overline{QFA(pp)}$  zu den beiden gemessenen Werten wird als systematischer Fehler  $\Delta 3$  definiert, der damit den ganzen Bereich zwischen den Werten der Messung I und II überdeckt.

$$\Delta 3 = \begin{cases} + 18.5 \% \\ - 4.8 \% \end{cases}$$

Zur Berechnung der Fehler für das pnn/dn- und nn/pn-Verhältnis werden die Fehler  $\Delta 4$  der Intensitäten von  $QFA(pn)$ ,  $FSI(pn)$ ,  $QFA(pp)$  und  $FSI(nn)$  zunächst quadratisch addiert und dann zu  $\Delta 3$  hinzuaddiert.