

Norbert Lang

Schwelennahe Produktion von
 η -Mesonen im
Proton-Neutron-Stoß am
Magnetspektrometer ANKE

Experimentelle Physik

**Schwelennahe Produktion von
 η -Mesonen im
Proton-Neutron-Stoß am
Magnetspektrometer ANKE**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Norbert Lang
aus Bielefeld

— 2004 —

Dekan: Prof. Dr. H. Zacharias
Erster Gutachter: Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter: Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz

Tag der mündlichen Prüfung: 25.6.2004, 29.6.2004
Tag der Promotion: 29.6.2004

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das η -Meson	4
1.1.1 Hadronen im Quarkmodell	4
1.2 Produktion von η -Mesonen in der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$	8
1.2.1 Das Mesonenaustauschmodell	8
1.2.2 Das Zweistufenmodell	10
1.2.3 Einfluss der Resonanz $S_{11}N^*(1535)$	11
1.2.4 Das ηN -Potenzial im optischen Modell	12
1.2.5 Rückstreumodelle	13
1.3 Das Spectatormodell	15
1.3.1 Das Nukleon-Nukleon (NN)-Potenzial	16
1.4 Konkurrierende Reaktionskanäle	17
1.4.1 Mögliche η -Produktionskanäle im pd -Stoß	17
1.4.2 Mögliche Endzustände	17
1.4.3 Kohärente η -Produktion am Deuteron	18
1.4.4 Pionenproduktion am Neutron	18
1.5 Motivation der Messung des Wirkungsquerschnitts	20
1.5.1 Existierende Daten zur schwelennahen η -Produktion in pn - Reaktionen	20
1.5.2 Gebundene η -Kern-Zustände	20
2 Der Experimentaufbau ANKE	22
2.1 Das Cooler-Synchrotron COSY	22
2.2 Der Spektromettermagnet	24
2.3 Das Clustertarget	25
2.3.1 Targetaufbau	25
2.3.2 Das Gasversorgungssystem	27
2.4 Das Vorwärts-Detektionssystem	28
2.4.1 Die Vieldrahtproportionalkammern	28
2.4.2 Das Szintillatorhodoskop	30
2.4.3 Das Čerenkovhodoskop	31

2.5	Die Seitwärts-Detektionssysteme	32
2.5.1	Detektionssystem für positiv geladene Ejektile	32
2.5.2	Detektionssystem für negativ geladene Ejektile	32
2.6	Der Spectatordetektor	32
2.7	Das Datenerfassungs- und Triggersystem	35
2.7.1	Komponenten des Datenerfassungssystems	35
2.7.2	Die benutzten Hardwaretrigger	36
3	Monte-Carlo-Simulationen	37
3.1	Der Ereignisgenerator PLUTO	38
3.2	Detektorsimulation mit Geant4	39
3.2.1	Simulation des Vorwärtsdetektors	39
3.2.2	Simulation des Spectatordetektors	40
3.3	Analyse der Simulationsergebnisse	40
3.3.1	Impulsrekonstruktion mit dem Vorwärtssystem	41
3.3.2	Rekonstruktion der Impulse der Spectatorprotonen	41
3.4	Rekonstruktion der Anregungsenergie Q	42
3.5	Akzeptanzberechnung	43
3.5.1	Akzeptierter Phasenraum für Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$	44
3.5.2	Energieabhängige Akzeptanz für Spectatorprotonen	44
3.5.3	Akzeptanz für verschiedene Intervalle der Anregungsenergie	45
3.6	Simulation der Pionenproduktion	47
3.6.1	Mehrpionenkanäle	47
3.6.2	Parametrisierung der Untergrundverteilung	47
4	Datenanalyse	49
4.1	Detektionsprinzip der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$	49
4.2	Kalibration des Szintillatorhodoskops	50
4.2.1	Absolute Energiekalibration	50
4.3	Impulskalibration und Effizienzanalyse der Drahtkammern	51
4.3.1	Bestimmung der Kammereffizienzen	52
4.3.2	Korrektur der Effizienzen	53
4.4	Ereignisselektion	58
4.4.1	Parametrisierung des Energieverlustes durch die Bethe-Bloch- Formel	58
4.4.2	Messung von Spectatorprotonen und elastisch gestreuten Deu- teronen mit dem Siliziumhodoskop	58
4.4.3	Deuteronenidentifikation im Vorwärtssystem	63
4.4.4	Softwaretrigger	69
4.5	Bestimmung der Vertexposition	71
4.5.1	Mechanische Vermessung	71
4.5.2	Vertexrekonstruktion mit dem Spectatordetektor	71

4.6	Rekonstruierte Anregungsenergien	75
4.6.1	Vergleich der simulierten Anregungsenergien mit den gemessenen Werten	75
4.7	Das Missing Mass-Verfahren	78
4.7.1	Berechnung der Missing Mass	78
5	Bestimmung der Luminosität	80
5.1	Definition	80
5.2	Die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$	81
5.2.1	Bekannte Wirkungsquerschnitte	81
5.2.2	Identifikation des Kanals $pd \rightarrow pd$	83
5.2.3	Akzeptanz des Spectatordetektors	84
5.3	Ergebnisse der Luminositätsanalyse	86
6	Ergebnisse	88
6.1	Berechnung totaler Wirkungsquerschnitte	88
6.1.1	Auswertung der Missing Mass-Spektren	88
6.2	Nachweiswahrscheinlichkeiten	94
6.2.1	Effizienz des Vorwärtssystems	94
6.2.2	Effizienz des Spectatordetektors	95
6.2.3	Totzeitkorrektur	96
6.2.4	Gesamteffizienz	96
6.3	Unsicherheiten bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts	97
6.3.1	Systematische Unsicherheiten	97
6.3.2	Statistische Unsicherheiten	98
6.4	Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$	99
6.4.1	Gemessene Anregungsfunktion	101
7	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	104
7.1	Zusammenfassung	104
7.2	Diskussion der Wirkungsquerschnitte	106
7.3	Ausblick	107
	Literaturverzeichnis	108
	A Der T-Matrix Formalismus	116
	B Die Streulänge	118

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Streuexperiment zur Bestimmung des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ in der Nähe der Produktionsschwelle vorgestellt. Die schwellennahe Produktion von η -Mesonen an leichten Kernen und die Untersuchung ihrer Eigenschaften ist von besonderem Interesse, da durch solche Experimente den Hinweisen auf einen bislang noch nicht eindeutig beobachteten gebundenen Zustand von η -Mesonen mit Kernmaterie [Hai86] nachgegangen werden kann.

Nachdem in den sechziger Jahren des vorherigen Jahrhunderts die Untersuchung der Wechselwirkung von Pionen mit Nukleonen mithilfe von Beschleunigerexperimenten erstmalig tragfähige Modelle über den Produktionsprozess von Mesonen hervorbrachte, hoffte man diese Beschreibungen auf die gesamte Familie der Pseudoskalaren Mesonen anwenden zu können. Die wenigen experimentell gewonnenen Daten zur Produktion von η -Mesonen können bislang jedoch nicht hinreichend genau durch einheitliche theoretische Modelle beschrieben werden. Dabei ist das Verständnis des Produktionsprozesses immer eng mit der Kenntnis der Eigenschaften der Nukleonen und den produzierten Mesonen, also mit einem tieferen Einblick in den fundamentalen Aufbau der uns bekannten Materie verbunden.

Die Untersuchung von Streuprozessen zur Mesonenproduktion direkt an oder in der Nähe der Energieschwelle, ab der die Mesonenproduktion einsetzt, erlaubt das Studium der Endzustandswechselwirkungen (FSI) zwischen den Reaktionsprodukten, da die Teilchen im Endzustand bei sehr geringen Anregungsenergien besonders geringe Relativimpulse besitzen und lange Wechselwirkungszeiten der Teilchen beobachtet werden können. Bei Produktionsprozessen in Schwellennähe können nur Partialwellen niedrigster Ordnung angeregt werden, wodurch die theoretische Beschreibung im optischen Modell vereinfacht wird. Für Teilchen mit kurzen Lebensdauern ($\tau < 10^{-15}$ s) stellt die Untersuchung der FSI die einzige Möglichkeit dar die Wechselwirkung dieser Teilchen mit Nukleonen zu studieren.

Die bereits bekannten Daten zur schwellennahen Produktion von η -Mesonen in Nukleon-Nukleon-Stößen deuten darauf hin, dass die Produktionswahrscheinlichkeit für dieses Meson bei niedrigen Anregungsenergien unerwartet hoch ist. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist die Annahme einer besonders starken Wechselwirkung zwischen dem η -Meson und der Kernmaterie. Bei der Produktion von η -Mesonen an schwereren Kernen kommt es im Endzustand möglicherweise zur Bildung eines bislang unbekanntes gebundenen Zustandes zwischen Meson und

Kern. Ein solcher Zustand würde – sofern er existiert – ein einzigartiges Labor zur Untersuchung der starken Wechselwirkung darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Experimente zur schwelennahen Produktion von η -Mesonen im elementaren Proton-Neutron-Stoß und die Untersuchung der Endzustandswechselwirkung des leichten ηd -Systems vorgestellt. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse über die FSI können auf schwerere η -Kern-Systeme übertragen werden und helfen bei der Suche nach exotischen η -Kern Materiezuständen.

Für Experimente zur schwelennahen Mesonenproduktion ist das COoler SYnchrotron des Forschungszentrums Jülich besonders gut geeignet, da es in der Lage ist Nukleonen mit hoher Präzision und genügend hohem Strahlstrom auf die notwendigen Energien zu beschleunigen. Das in dieser Arbeit verwendete Magnetspektrometer ANKE an COSY ist für den Nachweis von Reaktionen mit wenigen geladenen Teilchen im Ausgangskanal konzipiert und erlaubt die vollständige Rekonstruktion einzelner Streueignisse.

An ANKE wurden in einer zweiwöchigen Messperiode Experimente zur η -Produktion bei zwei Strahlimpulsen $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Die Protonen-Projektile des COSY-Beschleunigers wurden dabei auf einen Deuterium-Clusterstrahl geschossen.

In dieser Arbeit wird die Analyse der registrierten Streueignisse vorgestellt, wobei zunächst ein Schwerpunkt auf der Identifikation und Rekonstruktion der Viererimpulse der an der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ beteiligten Teilchen liegt. Diese Reaktion kann an ANKE durch den Nachweis langsamer Spectatorprotonen und schneller Deuteronen im Ausgangskanal gemessen werden. Die Messung von Spectatorprotonen ermöglicht die Rekonstruktion der aufgrund der Fermi-Bewegung im Deuteron variablen Anregungsenergie Q und die Selektion des Streuprozesses $pn \rightarrow d\eta$ am quasifreien Neutron. Die Missing Mass-Analyse der selektierten Ereignisse führt zu einem indirekten Nachweis des η -Mesons. Zur Extraktion des η -Signals aus den gemessenen Missing Mass-Verteilungen wurden physikalisch motivierte Monte-Carlo-Simulationen des Untergrundes durchgeführt. Das für verschiedene Q -Werte isolierte Signal erlaubt schließlich die Bestimmung der Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Anregungsfunktion der Reaktion

$$pn \rightarrow d\eta \quad (1.1)$$

in der Nähe der Produktionsschwelle des η -Mesons. Im Mittelpunkt der experimentellen Untersuchungen steht die Produktion und der Nachweis von η -Mesonen in der Reaktion

$$pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta. \quad (1.2)$$

Beim Streuprozess zwischen Proton und Deuteron wird die Produktion des Mesons am quasifreien Neutron unter Verwendung der Spectatorkinematik (siehe Abschnitt 1.3) beobachtet und somit der Produktionskanal $pn \rightarrow d\eta$ ausgewählt.

Ein Teil der kinetischen Energie des Protons wird gemäß der Einsteinschen Energie- und Masse-Äquivalenz

$$E = m \cdot c^2 \quad (1.3)$$

zur Produktion des η -Mesons genutzt¹. Die Messung des Spectatorprotons p_{Spec} und des Deuterons im Ausgangskanal erlaubt durch die Anwendung des Energie- und Impulserhaltungssatzes den indirekten Nachweis des produzierten η -Mesons.

Durch die Interpretation des schwelennahen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ können die in diesem Kapitel vorgestellten Modelle zur Produktion von η -Mesonen im Proton-Neutron-Stoß überprüft werden.

Die Beschreibung des η -Mesons im Quark-Konstituentenmodell der Hadronen erlaubt zunächst einen Einblick in die physikalische Struktur des Mesons.

¹Im Folgenden wird die in der Kern- und Teilchenphysik übliche Konvention für die Lichtgeschwindigkeit $c=1$ verwendet.

1.1 Das η -Meson

Unter den neutralen Pseudoskalaren Mesonen² besitzt das η -Meson besondere Eigenschaften. Die im Vergleich zum ähnlich schweren ω -Meson ungewöhnlich lange Lebensdauer, der immer noch nicht genau bekannte innere Aufbau sowie die attraktive Wechselwirkung von η -Mesonen mit Kernmaterie [Hai86] rechtfertigen einen genaueren Blick auf dieses Teilchen.

1.1.1 Hadronen im Quarkmodell

Einige bekannte Eigenschaften des η -Mesons wie Spin, Parität, Ladung und seine Zerfallsprodukte lassen sich im Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreiben. In diesem Modell bestehen alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, aus so genannten Quarks [Gel64]. Es gibt demnach sechs verschiedene Quarksorten, die sich in drei Familien mit aufsteigender Masse einordnen lassen. In Tabelle 1.1 sind einige Eigenschaften der Quarks zusammengestellt. Zu diesen Quarks existieren jeweils auch ihre Antiquarks, die sich von den Quarks durch jeweils umgekehrtes Vorzeichen in den Quantenzahlen unterscheiden.

Quarkname	Spin	B	I	I_3	S	Q	Masse MeV/ c^2
<i>up</i> (u)	1/2	1/3	1/2	1/2	0	2/3	1 - 5
<i>down</i> (d)	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	-1/3	3 - 9
<i>strange</i> (s)	1/2	1/3	0	0	-1	-1/3	75 - 170
<i>charm</i> (c)	1/2	1/3	0	0	0	2/3	1150 - 1350
<i>bottom</i> (b)	1/2	1/3	0	0	0	-1/3	4000 - 4400
<i>top</i> (t)	1/2	1/3	0	0	0	2/3	$174 \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Massen und wichtige Quantenzahlen der Quarks. Es bedeuten: B - Baryonenzahl, I -Isospin, I_3 -3. Komponente des Isospins, S -Seltsamkeit, Q -Ladung.

Quarks werden nicht als einzelne, freie Teilchen beobachtet, sondern existieren in gebundenen Zuständen, in denen sie mit anderen Quarks wechselwirken.

Baryonen im Quarkbild

Die Baryonen, denen man die Baryonenzahl $B = 1$ zuordnet, bestehen in diesem Bild aus drei Quarks, die jeweils die Baryonenzahl $B = 1/3$ tragen. Die bekanntesten Baryonen sind das Proton und das Neutron. Wendet man auf sie das Quark-Konstituentenmodell an, so besteht das Proton p mit Ladung $Q = +1$ aus den Quarks $p=(uud)$, die entsprechend Tabelle 1.1 drittelzahlige Quantenzahlen B und Q tragen. Für das Neutron n mit der Baryonenzahl 1 und Ladung $Q = 0$ ergibt sich

²Pseudoskalaren Mesonen können die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ zugeordnet werden.

analog der Quarkinhalt $n=(udd)$. Die Massen der Nukleonen lassen sich aus den freien Quarkmassen jedoch nicht exakt herleiten. Dies liegt am Anteil der Wechselwirkungsenergie an der Gesamtmasse, die durch den Austausch von so genannten Gluonen vermittelt wird.

Mesonen im Quarkbild

Mesonen sind im Quarkbild gebundene Zustände oder Resonanzen von Quark-Antiquark-Paaren. Sie haben die Baryonenzahl 0, je nach Kopplung Spin 0 (Skalare oder Pseudoskalare Mesonen) oder 1 (Vektormesonen), und eine Ladung, die sich aus den jeweiligen Quarkkonstituenten herleiten lässt. Die Parität P der Mesonen ergibt sich im Grundzustand aus dem Bahndrehimpuls l mit $l = 0$ gemäß

$$P = (-1)^{l+1} = -1. \quad (1.4)$$

Die Wirkung des Operators der Ladungskonjugation C hängt vom Drehimpuls und Spin s ab und kann für Pseudoskalare Mesonen folgendermaßen geschrieben werden:

$$C = (-1)^{l+s} = +1. \quad (1.5)$$

Unter Berücksichtigung des Gesamtdrehimpulses des Mesons lassen sich aus den verschiedenen Quark-Antiquark-Kombinationen separate Mesonenmultipletts mit definierten Quantenzahlen wie zum Beispiel die

- Pseudoskalaren Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$)
- Axial-Vektormesonen ($J^{PC} = 1^{+-}$)
- Vektormesonen ($J^{PC} = 1^{--}$)

konstruieren.

Das Oktett der leichten Pseudoskalaren Mesonen

Die drei leichtesten Quarks u , d und s und die schwereren c -, b - und t -Quarks können in zwei Multipletts zusammengefasst werden. Die Mesonen, die aus Kombinationen leichter Quarks bestehen, lassen sich als Zustände der Gruppe SU_3 ³ darstellen. Mit den drei Quarksorten $(u, d, s) \times (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ ergeben sich insgesamt neun Quark-Antiquark-Paare.

Es liegt nahe diese Quark-Antiquark-Paare mit den physikalisch beobachtbaren Mesonen zu identifizieren. Für das $\pi^+(u\bar{d})$ -Meson und das $\pi^-(\bar{u}d)$ -Meson wurde ein Aufbau aus nur einem Paar gefunden. Es sind jedoch auch Linearkombinationen mehrerer Quark-Antiquark-Paare denkbar, die erlaubte Quantenzahlen besitzen.

³Spezielle Unitäre Gruppe in drei Dimensionen

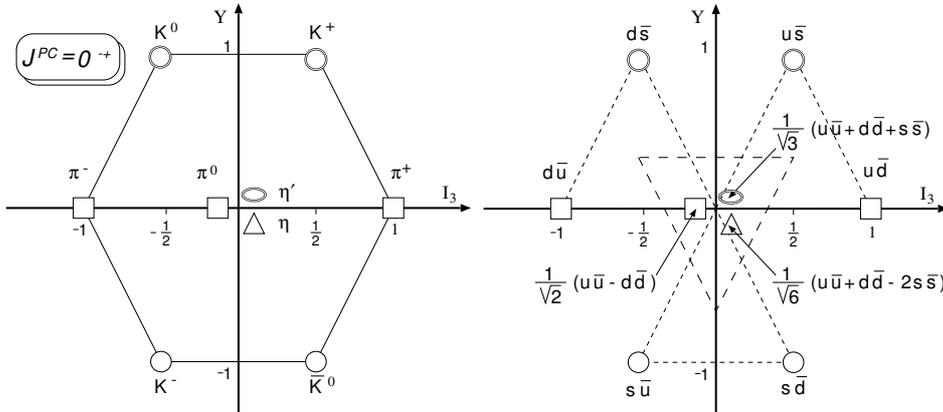


Abbildung 1.1: Das Oktett der Pseudoskalaren Mesonen. Auf der Horizontalen ist die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen, vertikal die Hyperladung Y . An den Kreuzungspunkten erlaubter Quantenzahlen sind in der linken Abbildung die entsprechenden Mesonen eingezeichnet. Die rechte Abbildung zeigt den Quarkinhalt der Mesonen.

Ein Ordnungsschema für die Pseudoskalaren Mesonen ist das Mesonenoktett, in dem die so genannte Hyperladung $Y = B + S$ als Funktion der Isospinkomponente I_3 aufgetragen ist. Die Hyperladung Y ist in einer Verallgemeinerung der Gell-Mann-Nishijima-Formel [Per87] mit der Isospinkomponente I_3 und der Ladung Q^4 verknüpft:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.6)$$

Die Mesonen ohne Seltsamkeit ($S = 0$) bilden im Oktett der Pseudoskalaren Mesonen ein Triplet (die Pionen) und ein Singulett (η und η' mit $I = 0$). Das π^0 und der Singulettzustand besitzen die gleichen Quantenzahlen $S = 0$, $I_3 = 0$, $C = 0$, aber unterschiedliche Massen. Um die unterschiedlichen Isospinquantenzahlen I und Massen für den Triplet- und Singulettzustand zu realisieren reichen Kombinationen aus nur einem Quark-Antiquarkpaar nicht aus.

Linearkombinationen der $q\bar{q}$ Zustände lassen sich unter Transformationen innerhalb der SU_3 -Gruppe ineinander überführen. Diese Linearkombinationen können als physikalische Teilchen interpretiert werden. Das neutrale Pion π^0 ist beispielsweise als Linearkombination aus $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ darstellbar.

Darstellung des η -Mesons in der Gruppe SU_3

Das η -Meson ist im Ursprung des Mesonenoktetts mit den Quantenzahlen $Y = 0$ und $I_3 = 0$ angeordnet. Durch gruppentheoretische Betrachtungen lassen sich die Quantenzahlen durch Überlagerung verschiedener Zustände realisieren:

⁴In den folgenden Kapiteln wird für die Anregungsenergie ebenfalls die Bezeichnung Q verwendet; der Unterschied zur Ladung Q ist jedoch aus dem Kontext eindeutig zu erkennen.

Innerhalb der SU_3 existiert der Singulett-Zustand

$$\eta_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3} \quad (1.7)$$

und der dazu orthogonale Oktett-Zustand

$$\eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}. \quad (1.8)$$

Eine Mischung aus beiden Zuständen

$$\eta = \eta_8 \cdot \cos \theta^* + \eta_1 \cdot \sin \theta^* \quad (1.9)$$

mit dem Mischungswinkel θ^* beschreibt das physikalische η -Meson.

Der Zustand

$$\eta' = \eta_1 \cdot \cos \theta^* - \eta_8 \cdot \sin \theta^* \quad (1.10)$$

beschreibt das η' -Meson, das beinahe die doppelte Masse des η -Mesons besitzt (siehe Tabelle 1.2). Ein idealer Mischungswinkel von $\theta_{\text{ideal}}^* \approx -54,7^\circ$ hätte zur Folge, dass das η -Meson ausschließlich aus u- und d-Quarks bestehen würde und das η' -Meson ein reiner $s\bar{s}$ -Zustand wäre. Die Messung des Mischungswinkels bzw. der physikalischen Struktur des η -Mesons ist bis heute Gegenstand der Forschung. Die Analyse verschiedener experimenteller Daten führt zu einem Mischungswinkel von $\theta_{\text{Exp.}}^* = -15,4^\circ \pm 1,0^\circ$, woraus auf einen effektiven *strange*-Quark-Inhalt des η -Mesons geschlossen werden kann [Fel02].

Vergleich von Eigenschaften neutraler Mesonen

Aus dem Quarkinhalt und vor allem aus der Mischung mit $s\bar{s}$ Zuständen lassen sich qualitativ einige Besonderheiten des η -Mesons erklären. Die Masse des η -Mesons ist im Vergleich zur π^0 -Masse um den Faktor 4 größer, was auf den Anteil der wesentlich schwereren s-Quarks zurückgeführt werden kann. Der Zerfall des η -Mesons in leichtere Teilchen ohne s-Quark-Inhalt ist aufgrund der Erhaltungssätze der starken Wechselwirkung unterdrückt. Die im Vergleich zum ähnlich schweren ω -Meson aus der Familie der Vektormesonen um vier Größenordnungen größere Lebensdauer des η -Mesons kann auf diese Tatsache zurückgeführt werden.

Meson	Flavourgehalt	Masse [MeV/c ²]	Zerfallszeit τ [s]	Zerfallsskanäle	J^{PC}
π^0	$\frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	134,976 $\pm 0,0006$	$8,4 \cdot 10^{-17}$ $\pm 0,6 \cdot 10^{-17}$	$\gamma\gamma$ (98,8 %) $\gamma e^+ e^-$ (1,2 %)	0^{-+}
η	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})}{\sqrt{6}}$	547,75 $\pm 0,12$	$5,5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma\gamma$ (39,33 %) $3\pi^0$ (32,24 %) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (28,0 %)	0^{-+}
η'	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s})}{\sqrt{3}}$	957,78 $\pm 0,14$	$3,3 \cdot 10^{-21}$	$\pi^+ \pi^- \eta$ (44,3%) $\rho^0 \gamma$ (29,5 %) $\pi^0 \pi^0 \gamma$ (20,0 %)	0^{-+}
ω	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	782,57 $\pm 0,12$	$7,8 \cdot 10^{-23}$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ (88,8%) $\pi^0 \gamma$ (8,5 %)	1^{--}

Tabelle 1.2: Eigenschaften einiger ladungsneutraler Mesonen. Neben den Zerfallszeiten sind die häufigsten Zerfallskanäle eingetragen. Die Quantenzahlen J^{PC} bezeichnen Gesamtdrehimpuls J , Parität P und Ladungskonjugation C . Die Daten sind zusammengestellt aus [PDG03].

1.2 Produktion von η -Mesonen in der Reaktion

$$pn \rightarrow d\eta$$

Das Quark-Konstituentenmodell der Mesonen ermöglicht die Formulierung von Auswahlregeln für erlaubte Reaktionskanäle zur Produktion des η -Mesons. Der Produktionsprozess selbst wird hierdurch nicht näher beschrieben.

Mikroskopische Modellrechnungen können zum Verständnis der Physik des Produktionsprozesses des η -Mesons beitragen. Diese Modelle beschreiben die Wechselwirkung der η -Mesonen mit Kernmaterie und liefern Vorhersagen über die energieabhängige Produktionswahrscheinlichkeit oder das Potenzial der zu Grunde liegenden Wechselwirkung. Im Folgenden werden theoretische Rechnungen zur Produktion von η -Mesonen im Kanal $pn \rightarrow d\eta$ kurz vorgestellt (siehe auch [Sva00]).

1.2.1 Das Mesonenaustauschmodell

Eine detaillierte mikroskopische Vorstellung des Produktionsmechanismus' vermittelt das Mesonenaustauschmodell. Dieser theoretische Ansatz geht prinzipiell auf Yukawa zurück, der das Pion als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung postulierte [Yuk35]. In den Rechnungen von Fäldt und Wilkin [Wil01a] werden Wirkungsquerschnitte mithilfe des Mesonenaustauschmodells für die Reaktionen $pp \rightarrow pp\eta$, $pn \rightarrow pn\eta$ und $pn \rightarrow d\eta$ berechnet. Die Produktion eines realen, messbaren Mesons

wird durch den Austausch von virtuellen (π^- , η^- , ρ^- und ω^-) Mesonen zwischen den stoßenden Nukleonen beschrieben.

Berechnete Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ wird in diesen Rechnungen gemäß der Formel

$$\sigma(pn \rightarrow d\eta) = \frac{1}{16\pi W^2} \frac{p_\eta}{p} \left[\frac{1}{4} \sum |M|^2 \right] \quad (1.11)$$

berechnet. Hierbei bezeichnet W die gesamte, im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie, p den Impuls der Nukleonen im Anfangszustand und p_η den Impuls des η -Mesons. Die Beiträge der Produktionsamplituden aus verschiedenen Mesonenaustauschprozessen, die anhand von Feynmangraphen berechnet werden können, werden in M zusammengefasst. Die durch den Mesonenaustausch berechneten Amplituden bestimmen jedoch nicht allein den experimentell beobachteten Wirkungsquerschnitt.

- Der Einfluss der ηN -Wechselwirkung im Endzustand (FSI)⁵
Das oben dargestellte Konzept zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt zunächst nicht den Einfluss der Endzustandswechselwirkung zwischen dem Deuteriumkern und dem erzeugten η -Meson. Diese Wechselwirkung hat jedoch gerade bei geringen Anregungsenergien $Q < 10$ MeV einen Einfluss auf die Wirkungsquerschnitte. Die Modellbildung der im Endzustand ablaufenden physikalischen Prozesse ist schwierig, da diese nicht direkt beobachtbar sind und die Informationen über die FSI stets durch die primären Produktionsprozesse beeinflusst werden.
- Die Wechselwirkung im Anfangszustand (ISI)⁶
Die Initial State Interaction (ISI) der Nukleonen hat einen Einfluss auf die absolute Größe der Wirkungsquerschnitte. Eine genaue Berechnung der ISI ist bei hohen Energien nicht möglich, da die benutzten Nukleon-Nukleon-Potenziale und Wellenfunktionen nicht für hohe Energien konstruiert wurden und die Aussagekraft darauf aufbauender Rechnungen nicht bekannt ist [Wil01a]. In dieser Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ wird ein von der Anregungsenergie unabhängiger Korrekturfaktor für die Streuamplitude in der Größenordnung von $\lambda_{ISI} = 0,7$ eingeführt um den Effekt der ISI zu berücksichtigen. In [Gri99] wird mithilfe der Abschätzungen von [Han99] für einen Protonenimpuls von $p \approx 2$ GeV/ c ein ISI-Faktor von $\lambda_{ISI} = 0,46$ berechnet.

Die experimentelle Bestimmung von $\sigma(pn \rightarrow d\eta)$ erlaubt eine Überprüfung der berechneten Produktionsamplituden und somit des zugrundeliegenden Modells.

⁵Final State Interaction (FSI), engl. = Endzustandswechselwirkung

⁶Initial State Interaction (ISI), engl. = Wechselwirkung im Anfangszustand

Eine Parametrisierung des schwelennahen Wirkungsquerschnitts $\sigma(pn \rightarrow d\eta)$ in Abhängigkeit der Überschussenergie Q wird in [Wil01a] durch den Ausdruck

$$\sigma(pn \rightarrow d\eta)(Q) \approx a\sqrt{Q}(1 + bQ) \quad (1.12)$$

mit den Skalierungsfaktoren a und b angegeben. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Wurzel der Anregungsenergie ergibt sich aus dem zur Verfügung stehenden Phasenraum bei einem Zweikörper-Streuprozess (siehe [Byc94]). Der lineare Zusatzterm bQ berücksichtigt die aufgrund der FSI vom Phasenraumverhalten abweichende Modifikation der Anregungsfunktion.

1.2.2 Das Zweistufenmodell

Für die Beschreibung der Produktion des η -Mesons in der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ benutzen Grishina et al. [Gri99] das Mesonenaustauschmodell unter Berücksichtigung eines Zweistufenprozesses.

Im ersten Schritt wird beim Stoßprozess ein η -Meson durch virtuellen Mesonenaustausch zwischen den Nukleonen produziert. Im nächsten Schritt wird die Bildung des Deuteriumkerns aus dem Proton und dem Neutron im Endzustand berücksichtigt. Die möglichen Produktionsprozesse lassen sich in Feynmangraphen darstellen, die eine Berechnung der Produktionswahrscheinlichkeiten erlauben. Die Wechselwirkung

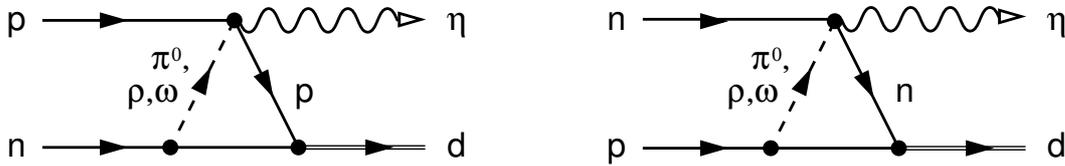


Abbildung 1.2: Feynmandiagramme zum Produktionsprozess $pn \rightarrow d\eta$ über den Austausch neutraler virtueller Mesonen.

von Proton und Neutron wird durch den Austausch virtueller π -, ρ - oder ω -Mesonen beschrieben. Das angeregte Nukleon, das Stoßpartner für das virtuelle Austauschmeson war, emittiert das messbare η -Meson. Im Ausgangskanal verbleiben zwei Nukleonen, die im Endzustand ein Deuteron bilden. Der Einfluss des Mesonenaustauschs auf den Streuquerschnitt ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte der betrachteten Mesonen-Austauschkanäle:

$$\sigma_{pn \rightarrow d\eta} = \sigma^{(\pi)} + \sigma^{(\rho)} + \sigma^{(\omega)}. \quad (1.13)$$

Die FSI wurde in [Gri99] durch Rechnungen im optischen Modell und Rückstreumodelle abgeschätzt. Der Verlauf der Anregungsfunktion der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\eta$, der mit dem Zweistufenmodell unter Berücksichtigung der FSI vorausgesagt wurde, ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Die absolute Höhe der berechneten Wirkungsquerschnitte wurde von den Autoren an die gemessenen Daten angepasst um den bis dahin nicht betrachteten Einfluss der ISI zu berücksichtigen.

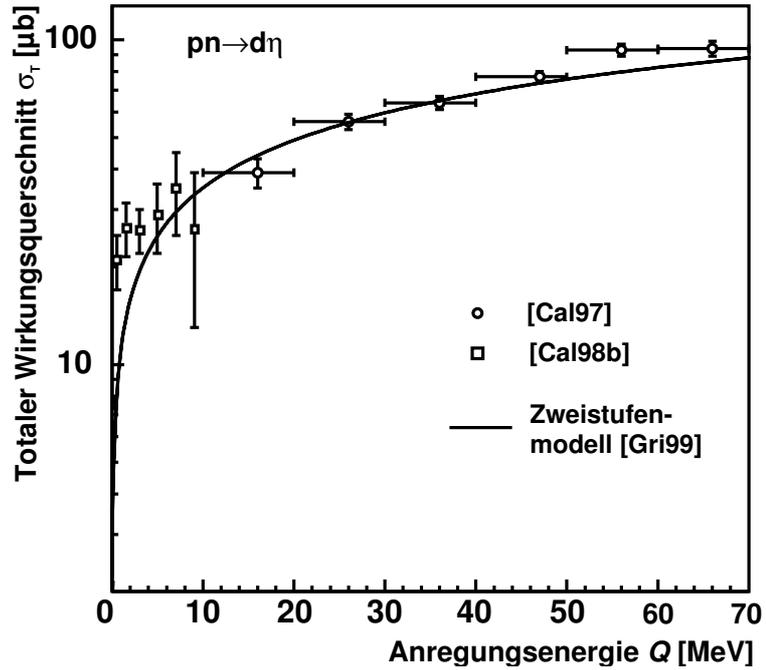


Abbildung 1.3: Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$. Die Daten wurden [Cal97, Cal98b] entnommen. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung der Ergebnisse des Zweistufen-Mesonenaustauschmodells an die Messdaten dar.

1.2.3 Einfluss der Resonanz $S_{11}N^*(1535)$

Beim Stoßprozess zwischen zwei Nukleonen im Energiebereich der η -Produktionsschwelle kann die Nukleonenresonanz $N^*(1535)$ angeregt werden, die eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit in ηN -Endzustände besitzt [Ari92, Sau95, PDG03]. Im Mesonenaustauschmodell kann man die Anregung der Resonanz durch die Absorption eines virtuellen Mesons erklären. In Tabelle 1.3 sind die Eigenschaften zweier S -Wellen-Resonanzen dargestellt, die eine relativ hohe Zerfallswahrscheinlichkeit in einen ηN -Endzustand besitzen. Die schwerere Resonanz $N(1650)$ hat eine deutlich geringere Zerfallswahrscheinlichkeit in ηN -Endzustände und spielt für die schwelennahe Produktion von η -Mesonen keine wesentliche Rolle.

Die Produktion des η -Mesons über die S_{11} -Resonanz ist eine mögliche Ursache für den hohen schwelennahen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$, da die Resonanz $N^*(1535)$ zu einer Stabilisierung des Endzustandes in Schwelennähe beitragen kann. Die Stärke der Erhöhung des schwelennahen Wirkungsquerschnitts kann durch den Vergleich mit der Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\pi^0$ [Nis93] [Hut90] abgeschätzt werden. Die Pionenproduktion ist auch über die Anregung der Resonanz $\Delta(1232)$ möglich. Da diese jedoch eine P-Wellen-Resonanz ist, wird ihr Einfluss in direkter Schwelennähe unterdrückt. Die schwelennahe Produktion des

Resonanz	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	Zerfallskanäle	Anteil
$N^*(1535)S_{11}$	1520 - 1555	100-250	$N\pi$	35-55 %
			$N\eta$	30-55 %
			$N\pi\pi$	1-10 %
$N^*(1650)S_{11}$	1640 - 1680	145-190	$N\pi$	55-90 %
			$N\eta$	3-10 %
			$N\pi\pi$	10-20 %

Tabelle 1.3: Einige Eigenschaften von S_{11} -Resonanzen. Die $N^*(1535)$ -Resonanz besitzt eine Masse im Bereich der Schwellenenergie hadronischer η Produktionskanäle und eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit in ηN -Endzustände.

neutralen Pions im Kanal $pn \rightarrow d\pi^0$ ist nicht an den Zerfall der S_{11} -Resonanz gekoppelt. Daher ist die durch Resonanzen bedingte $\pi^0 N$ -Endzustandswechselwirkung und ihr Einfluss auf die schwelennahe Erhöhung des Wirkungsquerschnitts gering. Das Verhältnis K der schwelennahen Produktionswahrscheinlichkeiten

$$K = \frac{\sigma(pn \rightarrow d\eta)}{\sigma(pn \rightarrow d\pi^0)} \quad (1.14)$$

kann daher als Maß für die Stärke der Endzustandswechselwirkung im Kanal $pn \rightarrow d\eta$ interpretiert werden. In diesem Zusammenhang wurden Messungen zur schwelennahen π^0 -Produktion im Kanal $pn \rightarrow d\pi^0$ an ANKE [Men04] durchgeführt um einen direkten Vergleich der Anregungsfunktionen unter Minimierung systematischer Fehler beim Vergleich der Querschnitte zu ermöglichen.

1.2.4 Das ηN -Potenzial im optischen Modell

Im optischen Modell der Streutheorie [May94] wird der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mithilfe des bekannten Potenzials zwischen den Streupartnern berechnet. Das Potenzial der η -Mesonen in der Wechselwirkung mit Nukleonen ist bislang nur unzureichend bekannt. Anhand der Streulänge $a_{\eta N}$ ⁷, die sich aus den Wirkungsquerschnitten für die η -Produktion berechnen lässt, kann das gesuchte Potenzial konstruiert werden. Die Berechnung des ηN -Potenzials [Gre97, Gre98] liefert eine maximale Potenzialtiefe von $V_{0\eta N} \approx 45$ MeV und wird im Folgenden kurz dargestellt.

Die Lebensdauer eines an den Kern gebundenen η -Mesons ist proportional zur Bindungsenergie, die sich aus der Potenzialtiefe ergibt. Die Messung der Lebensdauer bzw. der Zerfallsrate eines solchen η -mesischen⁸ Kerns lässt somit Rückschlüsse auf

⁷Die Streulänge ist eine für die Form und Reichweite eines Potenzials charakteristische Größe (siehe [May94] und Anhang B).

⁸Der Begriff η -mesischer Kern wurde von Haider und Liu eingeführt [Hai86].

das Potenzial zu. Folgende Zerfallskanäle sind für Kerne, die aus einem bzw. zwei Nukleonen bestehen, möglich [Gre98]:

$$\eta N \rightarrow \pi N, \quad (1.15)$$

$$\eta(NN)^0 \rightarrow NN \text{ und} \quad (1.16)$$

$$\eta(NN)^1 \rightarrow NN. \quad (1.17)$$

Der Exponent im Nukleon-Nukleon-System (NN) gibt dabei den Spin an. Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ entspricht der Umkehrreaktion des Zerfallskanals (Formel (1.17)). Die Zerfallsrate $W_{NN}^1(r)$ eines η -mesischen Kerns im Kanal $\eta(NN)^1 \rightarrow NN$ ist vom Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ abhängig [Gre98]:

$$W_{NN}^1(r) = \rho(r)^2 \left[\frac{1}{2} v_{NN} \sigma(pn \rightarrow d\eta) \right] \frac{L_1(NN)}{L_1(d\eta) \psi_d(0)^2}. \quad (1.18)$$

Die Energieabhängigkeit wird hierbei durch die Relativgeschwindigkeit v_{NN} der freien Nukleonen eingeführt, die Größen $L_1(NN)$ und $L_1(d\eta)$ sind energieabhängige Phasenraumfaktoren der entsprechenden Zustände

$$L_1(NN) = \int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} \delta[E - E_{NN}(p)], \quad (1.19)$$

$\rho(r)$ der Dichtefaktor des nuklearen Mediums und $\psi_d(0)$ ist die Deuteron-Wellenfunktion. Aus dieser Relation wird deutlich, dass eine direkte Proportionalität zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ und der Bindungsstärke eines η -mesischen Zustandes besteht.

Im Unterschied zum Zerfallskanal $\eta(NN)^1 \rightarrow NN$ besteht bei der inversen Reaktion $NN \rightarrow NN\eta$ in Schwellennähe eine große Endzustandswechselwirkung, die eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts hervorruft (Abschnitt 1.2.1). Dieser Effekt muss für die Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit η -mesischer Zustände berücksichtigt werden.

1.2.5 Rückstreumodelle

Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Meson und Nukleon ist die elastische Streuung $\eta d \rightarrow \eta d$ besonders gut geeignet. Obwohl diese Reaktion experimentell bislang nicht zugänglich ist, lassen sich durch theoretische Rechnungen die Streuamplituden für diese Reaktion unter Nutzung von so genannten Fadeev Rechnungen voraussagen [Gar00].

Da die Endzustände der Reaktionen $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und $\eta d \rightarrow \eta d$ identisch sind, kann man die Endzustandswechselwirkung des ηN -Systems auch anhand der elastischen Streuung untersuchen. Es ist denkbar, dass im Endzustand der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ das produzierte Meson am Deuteron zurückgestreut wird. Ein hoher Wirkungsquerschnitt für diesen elastischen Streuvorgang kann wiederum Einfluss auf

die Produktionswahrscheinlichkeit im Resonanzmodell (siehe Abschnitt 1.2.3) haben. Die Überhöhung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ bei niedrigen Anregungsenergien kann laut [Gar00] durch das Rückstreumodell erklärt werden. Die Streuamplitude A für den Prozess $pn \rightarrow d\eta$ wird folgendermaßen berechnet:

$$A = B + BG_0T_{\eta d}. \quad (1.20)$$

Dabei bezeichnet B die Streuamplitude des Prozesses $pn \rightarrow d\eta$ ohne die elastische ηd Rückstreuung. Die Streuamplitude B wird durch Mesonenaustauschmodelle berechnet. Der Zusatzterm G_0 ist der Lippman Schwinger Propagator des ηd -Systems und $T_{\eta d}$ ist die T-Matrix⁹ des ηd Systems. Mit der elastischen Streuamplitude $F_{\eta d} = -\pi\mu_{\eta d}T_{\eta d}$ lässt sich die Amplitude A auch schreiben als

$$A = B(0) \left[1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dq_1 \frac{B(q_1)}{B(0)} F_{\eta d}(q_1) \right]. \quad (1.21)$$

Quadrieren dieses Ausdrucks liefert den Überhöhungsfaktor f des Wirkungsquerschnitts in Schwellennähe:

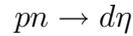
$$f = \left| 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dq_1 \frac{B(q_1)}{B(0)} F_{\eta d}(q_1) \right|^2. \quad (1.22)$$

Der Ausdruck $B(q_1)$ bezieht sich dabei auf die Streuamplitude, die im Rückstreumodell aus einer exakten Dreikörperrechnung für das ηd -System extrahiert wurde. In dieser Rechnung wird die Wechselwirkung des η -Mesons mit beiden Nukleonen im Deuteron separat betrachtet. Die Autoren kommen zu dem Schluss, dass diese exakte Dreikörperrechnung zusammen mit dem Rückstreumodell wahrscheinlich in der Lage ist die physikalisch noch nicht genau verstandene Überhöhung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ im Intervall der Anregungsenergien von $0 < Q < 10$ MeV zu erklären.

⁹Der T-Matrix Formalismus wird in Anhang A skizziert.

1.3 Das Spectatormodell

Die Produktion von η -Mesonen am ungebundenen Neutron über den Kanal



bringt einige prinzipielle experimentelle Herausforderungen mit sich. Im Idealfall würde man einen Protonenstrahl auf ein ruhendes Target aus Neutronenmaterie schießen. In der Praxis steht ein solches Target jedoch nicht zur Verfügung, da es technisch sehr schwierig ist langsame oder ruhende freie Neutronen in genügend hoher Dichte zu produzieren.

Die zur Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ komplementäre Reaktion $np \rightarrow d\eta$, bei der ein beschleunigtes Neutron auf ein ruhendes Proton geschossen wird, ist am LAMPF-Spektrometer [Plo90] des Saturne-Beschleunigers untersucht worden. Die schnellen Neutronen wurden hierbei durch die Reaktion eines beschleunigten Deuteronenstrahls an einem Beryllium-Target produziert. Die Protonen des Deuterons werden am Target abgestreift und das verbleibende Neutron kann für weitere Streuexperimente genutzt werden. Die Impulsauflösung der Neutronenstrahls beträgt bei diesem Verfahren $p_{\text{FWHM}} \approx 135 \text{ McV}/c$.

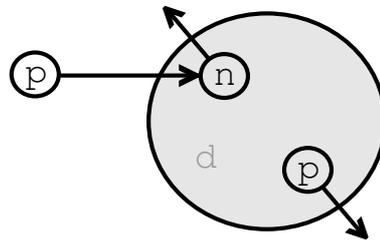


Abbildung 1.4: Skizze zum Spectatormodell

Eine Alternative stellt der Einsatz von Deuteriumkernen als Targetmaterial dar. Die Untersuchung der Kollision von Protonen mit einem Deuteriumtarget bietet unter Auswahl der Spectatorkinematik (siehe Abbildung 1.4) die Möglichkeit die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ am quasifreien Neutron zu untersuchen.

Das im Deuteron gebundene Neutron befindet sich nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit dem Fermi-Impuls \vec{p}_{n_F} . Zur vollständigen Rekonstruktion der Kinematik muss dieser Impuls berücksichtigt werden. Aufgrund der Impulserhaltung gilt für ein ruhendes Deuteriumtarget mit Impuls \vec{p}_d

$$\vec{p}_d = \vec{p}_{p_F} + \vec{p}_{n_F} = 0. \quad (1.23)$$

Durch Messung des Impulses des Spectatorprotons \vec{p}_{p_F} kann aufgrund

$$\vec{p}_{p_F} = -\vec{p}_{n_F} \quad (1.24)$$

der Impuls des Neutrons zum Stoßzeitpunkt und damit die Energie des pn -Systems im Eingangskanal rekonstruiert werden.¹⁰

1.3.1 Das Nukleon-Nukleon (NN)-Potenzial

Eine theoretische Beschreibung des Spectator-Modells beinhaltet die Berechnung der Fermi-Impulse der Nukleonen mithilfe des Nukleon-Nukleon-Potenzials. Dem Fermigasmodell [May94] der Nukleonen liegt die Annahme zugrunde, dass sich die Protonen und Neutronen im Kern frei bewegen können. Dabei hängt das Volumen, innerhalb dessen sich die Nukleonen bewegen, von der Form des Potenzials ab. Da das Nukleon sich in Ruhe befindet, gilt für den Betrag des Fermi-Impulses p_F [May94] von Neutronen und Protonen im Kern mit Radius r_0 :

$$p_F = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{1/3}. \quad (1.25)$$

Mit dem Kastenpotenzial der Fermi-Gas-Theorie ist eine Abschätzung der Fermi-Energie möglich. Die mittlere Fermi-Energie E_F eines Nukleons der Masse m im Kern mit Bewegungsradius $r_0 = 1$ fm beträgt

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m} \approx 30 \text{ MeV}. \quad (1.26)$$

Die Berechnung genauerer Werte erfordert eine präzise Kenntnis des Potenzials, das in der Wechselwirkung von Proton und Neutron entsteht. Das Yukawa-Potenzial des ersten Mesonen-Austauschmodells wurde durch die Entwicklung des so genannten Paris-Potenzials [Lac80] und des Bonn-Potenzials [Mac87] ersetzt. Aktuelle Forschungsergebnisse gehen in das Nijmegen soft-core Potenzial [Sto94, NNO03] ein. Wie in Abschnitt 1.2.1 bereits erwähnt, hat das Nukleon-Nukleon Potenzial großen Einfluss auf die theoretische Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts, da dieses Potenzial grundlegend für die Abschätzung der Wechselwirkung der Nukleonen im Anfangszustand ist.

¹⁰Bei diesen Betrachtungen wird die Bindungsenergie im Deuteron vernachlässigt.

1.4 Konkurrierende Reaktionskanäle im pd -Stoß

Neben der elastischen Streuung von Proton und Deuteron finden eine Reihe weiterer Streu- und Produktionsprozesse am Deuteriumtarget in Konkurrenz zur Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ statt. Teilweise unterscheiden sich die Reaktionen ausschließlich im beobachteten Endzustand.

1.4.1 Mögliche η -Produktionskanäle im pd -Stoß

Die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ ist nur ein Spezialfall der möglichen Reaktionskanäle zur η -Produktion im Proton-Deuteron-Stoß. In Tabelle 1.4 sind die konkurrierenden Reaktionskanäle aufgeführt, die sich sowohl durch ihren primären Produktionsprozess als auch in ihrem Endzustand sowie im Verlauf ihrer Anregungsfunktionen unterscheiden.

Kanal	Kinematik	Isospin im Endzustand
$pn \rightarrow d\eta$	Zweikörper	0
$pn \rightarrow pn\eta$	Dreikörper	0
$pn \rightarrow pn\eta$	Dreikörper	1
$pp \rightarrow pp\eta$	Dreikörper	0
$pp \rightarrow pp\eta$	Dreikörper	1
$pd \rightarrow {}^3He\eta$	Zweikörper	1/2
$pd \rightarrow pd\eta$	Dreikörper	1/2
$pd \rightarrow ppn\eta$	Vierkörper	1/2

Tabelle 1.4: Übersicht der möglichen η -Produktionskanäle im Proton-Deuteron-Stoß

Die Wirkungsquerschnitte der unterschiedlichen Reaktionen werden durch die Isospinabhängigkeit und das unterschiedliche Phasenraumverhalten von Zwei-, Drei- und Vierkörperreaktionen beeinflusst.

1.4.2 Mögliche Endzustände

Nach der Produktion des η -Mesons verbleibt im Endzustand das η -Meson, bei resonanter Produktion das aus dem Zerfall der Resonanz S_{11} stammende Nukleon sowie das Projektil-Nukleon aus dem Anfangszustand der Reaktion. Im Fall der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ bilden das Proton und Neutron einen gebundenen Zustand, den Deuteriumkern. Die konkurrierende Reaktion

$$pn \rightarrow pn\eta$$

mit zwei freien Nukleonen im Endzustand verläuft zunächst genauso wie die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$, besitzt allerdings einen weiteren Spinfreiheitsgrad, da der Endzustand nicht auf $l = 0$ –wie bei der Bildung des Deuteriumkerns– beschränkt ist. Der zusätzliche Spinfreiheitsgrad ändert den Phasenraum der möglichen Endzustände und somit auch den Wirkungsquerschnitt.

1.4.3 Kohärente η -Produktion am Deuteron

Die Reaktion $pd \rightarrow pd\eta$, bei der das Meson am gebundenen Deuteron produziert wird, unterscheidet sich von der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$, obwohl beide Reaktionen identische Eingangskanäle und bis auf die Kinematik identische Ausgangskanäle besitzen. Die Trennung dieser beiden Reaktionen ist wesentlich, da im Fall des Spectatormodells ein physikalisch grundlegend anderer Produktionsprozess über den Kanal $pn \rightarrow d\eta$ beschrieben wird.

Die kohärente Produktion $pd \rightarrow pd\eta$ am Deuteron [Bil04] ist ein echter Dreikörperprozess, zeigt dementsprechend ein anderes Phasenraumverhalten und hat unterschiedliche Produktionswahrscheinlichkeiten.

Durch Simulationen konnte gezeigt werden, dass die kohärente Produktion in diesem Experiment keine Rolle spielt, da aufgrund der mit dem Spectatordetektor ausgewählten kinematischen Bedingungen die Akzeptanz des ANKE Detektionssystems von $\mathcal{A}_{pd \rightarrow pd\eta} \ll 10^{-6}$ für diese Reaktion vernachlässigbar klein ist.

1.4.4 Pionenproduktion am Neutron

Neben den oben dargestellten konkurrierenden Prozessen mit einem η -Meson im Endzustand findet auch die Produktion neutraler und geladener Pionen am quasi-freien Neutronentarget statt. Im Energiebereich der schwelennahen η -Produktion können gemäß der Reaktion

$$pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$$

bis zu vier Pionen im Endzustand X erzeugt werden (siehe Tabelle 1.5). Der Einfluss der Mehrpionenproduktion auf die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ wurde durch Simulationsrechnungen (siehe Abschnitt 3.6) im Rahmen dieser Arbeit intensiv untersucht. Die Reaktion

$$pn \rightarrow d\pi^0 \tag{1.27}$$

wurde in einer Pilotmessung [Men04] am ANKE Spektrometer untersucht. Das theoretische Interesse an dieser Reaktion liegt unter Anderem im schwelennahen Verlauf der Anregungsfunktion (Abschnitt 1.2.3).

Um die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\pi^0$ in Schwellennähe bestimmen zu können wurde bei einem Strahlimpuls von $p_{\text{Strahl}} = 835 \text{ MeV}/c$ unter Verwendung der Spectatorkinematik ein Bereich von Anregungsenergien von $Q = [0 - 30] \text{ MeV}$ vermessen. Da -bis auf den geänderten Strahlimpuls- der Versuchsaufbau und das Nachweisprinzip für die beiden Reaktionen $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und

Reaktion	Masse der Pionen [MeV/c^2]	Zahl der Pionen
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^0$	134,98	1
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^0\pi^0$	269,95	2
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^-\pi^+$	279,14	
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^0\pi^0\pi^0$	404,93	3
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^+\pi^-\pi^0$	414,12	
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0$	539,91	4
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	549,09	
$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	558,28	

Tabelle 1.5: Übersicht der möglichen Pionenproduktionskanäle $pd \rightarrow p_{\text{spec}}dX$ in der Nähe der η Produktionsschwelle im Proton-Deuteron Stoß unter Spectatorkinematik

$pd \rightarrow p_{\text{spec}}d\pi^0$ identisch ist, können systematische Fehler im Versuchsaufbau und in der Datenanalyse durch den Vergleich der Analyseergebnisse bestimmt werden.

1.5 Motivation der Messung des Wirkungsquerschnitts

Die vorangegangene Diskussion der Modelle zur Produktion von η -Mesonen (siehe Abschnitt 1.2) hat gezeigt, dass die physikalischen Eigenschaften und die Wechselwirkung der η -Mesonen mit Kernmaterie noch nicht abschließend geklärt sind. Im folgenden Abschnitt wird zunächst ein kurzer Überblick über bekannte, experimentelle Ergebnisse zur η -Mesonenproduktion gegeben.

1.5.1 Existierende Daten zur schwelennahen η -Produktion in pn -Reaktionen

Reaktion	Observable	Q -Wert [MeV]	Bemerkung	Referenz
$pn \rightarrow \eta X$	$d\sigma/dT_\eta$	$Q_1 \approx 17; Q_2 \approx 93$	pd quasifrei	[Chi94]
$pn \rightarrow pn\eta$	σ_T	$16 \leq Q \leq 109$	d-Target, 11 Q -bins	[Cal98a]
$pn \rightarrow d\eta$	$ f ^2$	$Q < 10$	Neutronenstrahl	[Plo78, Plo90]
	σ_T	$16 \leq Q \leq 109$	d-Target, 11 Q -bins	[Cal97]
	σ_T	$0 \leq Q \leq 10$	d-Target, 10 Q -bins	[Cal98b]

Tabelle 1.6: Existierende Daten zur schwelennahen η -Produktion in pn -Reaktionen

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ werden im Bereich geringer Anregungsenergien $Q \leq 10$ MeV durch den in [Cal98b] veröffentlichten Datensatz beschrieben (siehe Tabelle 1.6). Der in [Plo90] ermittelte Wirkungsquerschnitt stellt lediglich eine aus den Daten von [Plo78] extrahierte Obergrenze dar und ist nicht mit den Messdaten aus [Cal97, Cal98b] kompatibel. Da aus diesem einzelnen Datenpunkt keine Rückschlüsse auf die gesuchte Anregungsfunktion gezogen werden können, wird auf eine weitere Diskussion dieser Messung verzichtet.

Die in [Cal97, Cal98b] gefundene Abweichung der Anregungsfunktion vom Phasenraumverhalten ist weiterhin von hohem theoretischem Interesse und soll durch das in dieser Arbeit dargestellte Experiment untersucht werden.

1.5.2 Gebundene η -Kern-Zustände

Die Existenz von gebundenen η -Kern-Zuständen wurde erstmals 1986 von Haider und Liu für Kerne mit einer Massenzahl $A \geq 12$ vorhergesagt [Hai86]. In Analogie zu den schon länger bekannten Pionischen Atomen, bei denen ein Meson in die Hülle eines Atomkerns eingebaut wird, würde es sich hier um einen gebundenen Zustand zwischen einem Kern und einem Meson handeln. Ein η -mesischer Kern hätte besondere Eigenschaften, da man an ihm ausschließlich die starke Wechselwirkung zwischen Meson und Kernmaterie unabhängig vom Coulombpotenzial untersuchen

kann. Eine Voraussetzung für die Existenz eines solchen gebundenen Zustandes ist ein attraktives Potenzial zwischen dem η -Meson und den Nukleonen im Kern. Die Ergebnisse einer Analyse der Endzustandswechselwirkung (FSI) der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ in Schwellennähe [Wil95] lieferten Hinweise auf ein attraktives Potenzial in der ηN -Wechselwirkung und somit auf ein positives Vorzeichen der Streulänge. Da die Streulänge proportional zur Streuamplitude und somit ihr Betrag proportional zum gemessenen Wirkungsquerschnitt ist, kann die Messung des Wirkungsquerschnitts Aufschluss über den Betrag der Streulänge geben. Die Größe der ηN -Streulänge ist jedoch nach wie vor theoretisch und experimentell nicht gesichert (siehe Tabelle in Anhang B.1). Daher kann bislang keine endgültige Aussage über die Existenz gebundener η -Kern-Zustände für leichte Kerne getroffen werden.

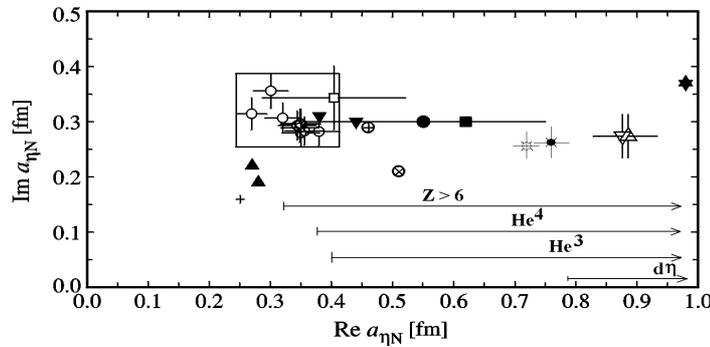


Abbildung 1.5: Berechnete Werte der ηN -Streulänge. Die horizontalen Linien geben den für die jeweiligen Kerne minimalen Realteil der Streulänge an, ab dem ein gebundener Zustand theoretisch möglich ist. (Bild entnommen aus [Sva00].)

Um einen gebundenen η -Deuteron-Zustand zu ermöglichen muss nach den Rechnungen von [She00] der Realteil¹¹ der Streulänge $\text{Re}a_{\eta N} \geq 0,7$ fm sein. Anhand der existierenden Daten zur ηN -Streulänge (siehe Bild 1.5) erscheint es jedoch unwahrscheinlich, dass das Deuteron einen η -mesischen Kern bilden kann.

Die Untersuchung der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ in direkter Schwellennähe erlaubt eine präzise Analyse der Endzustandswechselwirkung des ηd -Systems. Sofern die η -Produktion durch tragfähige Modelle beschrieben wird, kann die experimentell bestimmte Anregungsfunktion auf die Eigenschaften des ηN -Potenzials zurückgeführt werden. Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung des schwelennahen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ stellt einen wesentlichen Beitrag zur Bestimmung der ηN -Streulänge dar. Auch wenn das hier untersuchte ηd -System wahrscheinlich kein gebundener Zustand ist, kann die Suche nach leichten η -mesischen Kernen durch die genaue Kenntnis der ηN -Streulänge weiter eingegrenzt werden.

¹¹Der Realteil der Streulänge wird in Anhang B erläutert.

Kapitel 2

Der Experimentaufbau ANKE

Der Experimentaufbau ANKE¹ [Bar00] befindet sich an einem der internen Targetplätze am Speicherring COSY [May97] des Forschungszentrums Jülich und besteht aus einem Magnetspektrometer und einem Detektionssystem für den Nachweis geladener Teilchen.

2.1 Das Cooler-Synchrotron COSY

Der Speicherring COSY (COoler-SYNchrotron) (siehe Abbildung 2.1) ist in der Lage Protonen in einem Impulsbereich von 270 MeV/ c bis 3500 MeV/ c zu beschleunigen und bis zu $2 \cdot 10^{11}$ Protonen zu speichern. Als Injektor dient das Zyklotron JULIC [Bra98]. Dort werden zunächst negativ geladene Wasserstoff-Ionen in einem Linearbeschleuniger beschleunigt und auf eine Kohlenstofffolie geschossen, wobei sie ihre Elektronenhülle abstreifen. Die Wasserstoffkerne werden im Zyklotron auf eine kinetische Energie von etwa 45 MeV beschleunigt und dann in das Synchrotron mit einem Umfang von 184 m injiziert. Nachdem die Protonen auf ihren Sollimpuls beschleunigt wurden, steht eine Elektronenkühlung für Strahlimpulse bis zu 645 MeV/ c bzw. eine Stochastische Kühlung für Strahlimpulse oberhalb von 1,5 GeV/ c zur Verfügung. Mit diesen Kühlmethode können Protonen- und seit einiger Zeit auch Deuteronenstrahlen mit einer Impulsunschärfe von bis zu $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$ erzeugt werden [Pra03].

¹Der Name ANKE ist aus der Abkürzung für „Apparatus for Nuklear and Kaon Ejectiles“ entstanden.

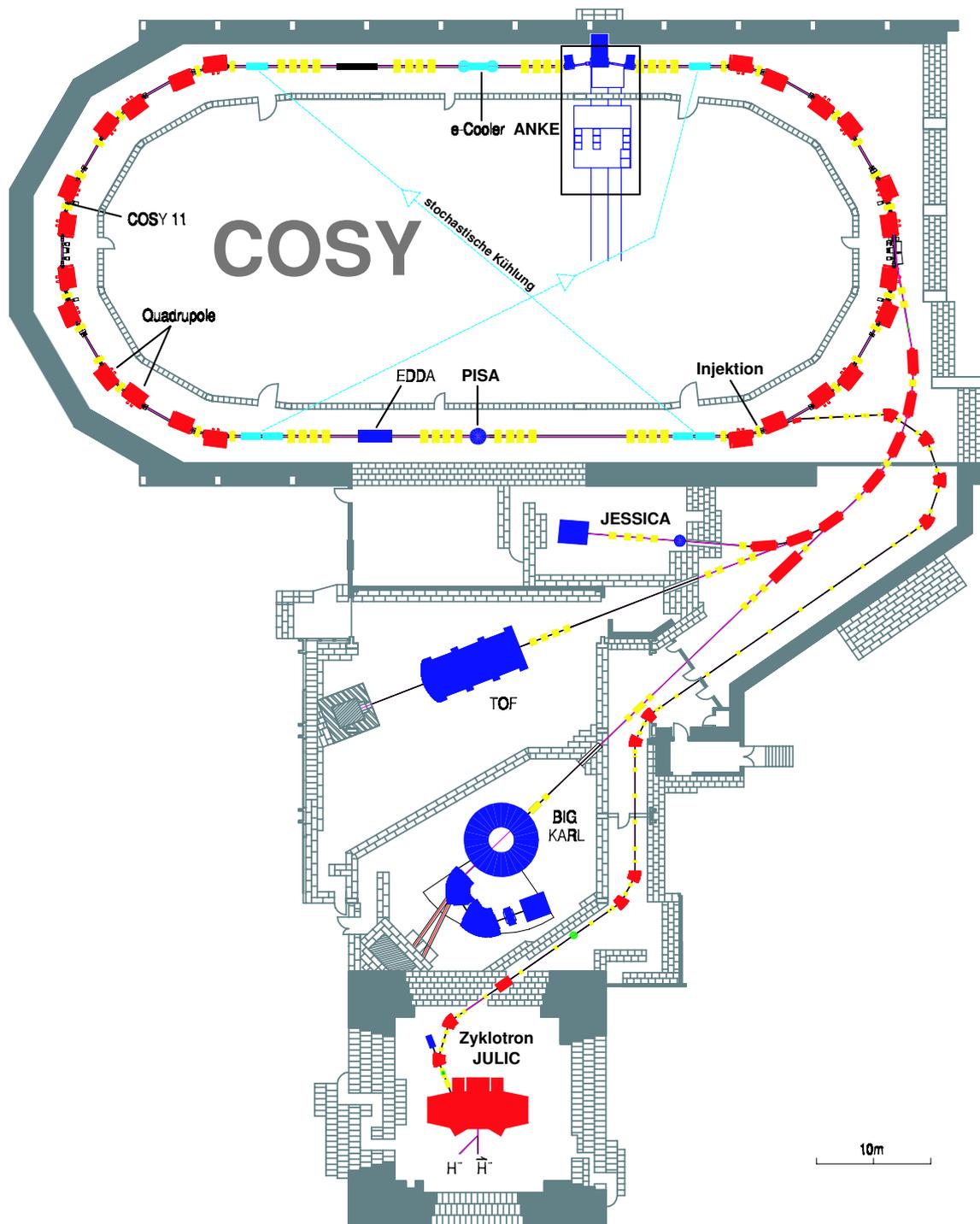


Abbildung 2.1: Der Speicherring COSY am Forschungszentrum Jülich. Die Position des internen Experiments ANKE ist oben rechts im Bild in einer geraden Sektion des Beschleunigers skizziert.

2.2 Der Spektrometermagnet

Das Magnetspektrometer besteht aus einer Anordnung von drei Dipolmagneten, D1, D2 und D3 [Ste98]. Der Magnet D1 lenkt den COSY-Strahl aus seinem Standard-Orbit aus und führt den Beschleuniger-Strahl unter einem Winkel α relativ zur Soll-Strahlrichtung auf das Target an der Stirnseite des Spektrometermagneten D2. Der Magnet D2 wirkt als Impulsseparator für die geladenen Reaktionsprodukte, die beim Streuprozess zwischen Strahl- und Targetteilchen entstanden sind. Die Protonen, die nicht mit dem Targetstrahl kollidiert sind, werden mittels des dritten Dipolmagneten D3 wieder in die Sollbahn des COSY-Strahls gelenkt. Der Spektrometermagnet D2 ist auf einer senkrecht zur Strahlrichtung beweglichen Plattform montiert. Durch Verschieben der Plattform können verschiedene Auslenkwinkel α realisiert werden, unter denen der Beschleunigerstrahl auf das Target trifft.

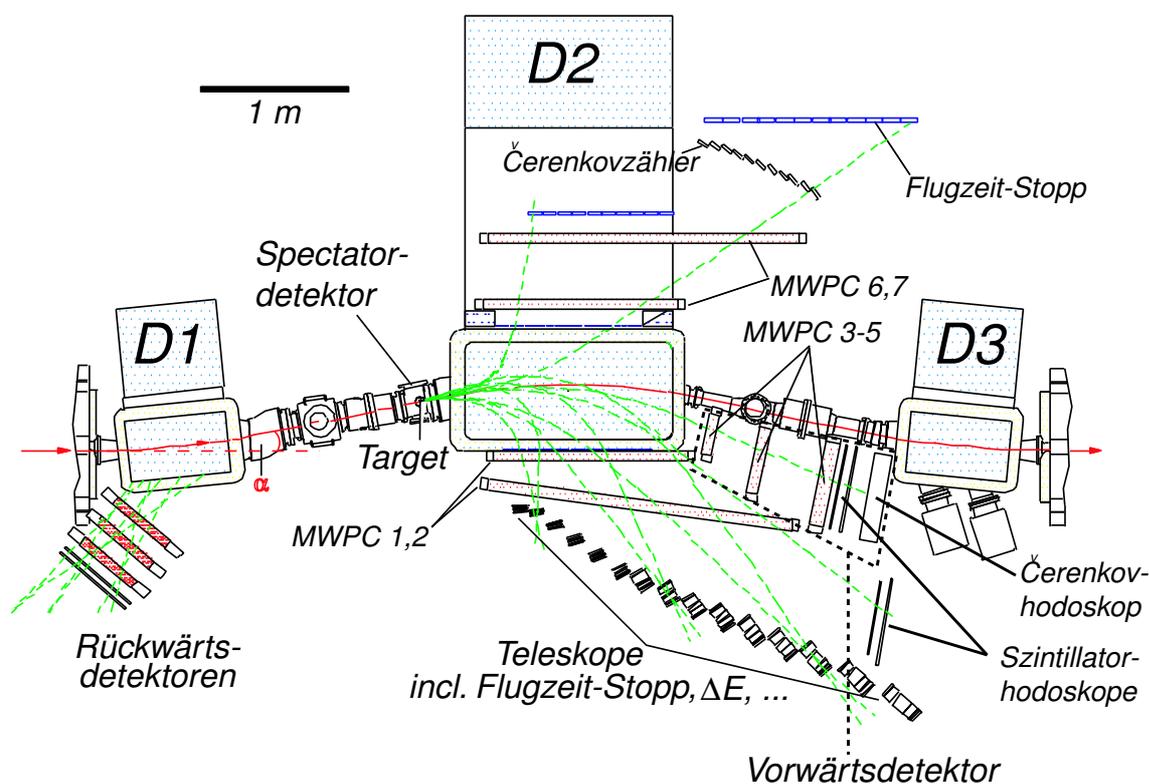


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus ANKE

2.3 Das Clustertarget

Am Experiment ANKE stehen für Streuversuche am COSY-Beschleunigerstrahl verschiedene Targetaufbauten zur Verfügung. Das Clustertarget [ARM99b] ist das an ANKE am meisten genutzte Target und wurde auch für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ eingesetzt. Gegenüber dem Einsatz eines Feststofftargets bieten Clustertargets [Dom97b] einige Vorteile. Aufgrund der kontinuierlichen Produktion des Clusterstrahls haben Strahlenschäden am Targetmaterial keinen Einfluss auf das Experiment. Die Verwendung von reinem Wasserstoff- oder Deuteriumgas als Targetmaterial verhindert störende Sekundärreaktionen wie zum Beispiel Kollisionen mit Kohlenstoffkernen, die typischerweise in einem Feststoff CH_2 -Polymertarget auftreten. Die im Vergleich zu einem Feststofftarget geringere Targetdichte ermöglicht längere Speicherzeiten der beschleunigten Projektile und eine effektive Kühlung des gespeicherten COSY-Strahls.

2.3.1 Targetaufbau

Das in Abbildung 2.3 dargestellte Clustertarget besteht aus der Clusterquelle und der Strahlauffängerstufe. Zwei Vakuumschieber trennen diese Module vom Vakuumsystem der Streukammer, die zum Vakuumsystem des COSY-Beschleunigers gehört. Durch die Trennung von der Streukammer kann der Targetaufbau belüftet oder evakuiert und der Clusterstrahlbetrieb vorbereitet werden ohne den Beschleunigerbetrieb zu stören.

In der Clusterquelle wird der Clusterstrahl erzeugt und mithilfe eines Blendensystems, bestehend aus Skimmer und Kollimator sowie speziell konstruierten Kryopumpen unter Hochvakuumbedingungen in die Streukammer geschossen. Innerhalb der Quelle wird Wasserstoff -oder Deuteriumgas- durch eine auf einen Kaltkopf montierte Lavaldüse (siehe Abbildung 2.4) unter einem Druck von $p_0 \approx 18$ bar geleitet. Das Gas wird durch den Kontakt mit dem Kaltkopf auf Temperaturen von $t_0 \approx 20$ K abgekühlt. Bei der adiabatischen Expansion hinter der Düsenöffnung kühlt das unter die Inversionstemperatur vorgekühlte Gas durch den Joule-Thompson-Effekt realer Gase weiter ab und kondensiert aus einer übersättigten Phase unter der Bildung von Mikrotröpfchen –den so genannten Clustern– aus.

Der so erzeugte Clusterstrahl, der aus einem kontinuierlichen Strom einzelner Cluster mit bis zu mehreren tausend Atomen [Dom97b] besteht, wird durch einen Skimmer vom Restgas separiert und durch eine weitere Blende, dem Kollimator, auf die gewünschte geometrische Form und Ausdehnung gebracht. Hinter dem Kollimator weitet sich der Clusterstrahl mit einer Divergenz von ≈ 13 mrad auf, so dass er in der Streukammer bei dem hier benutzten Kollimatortyp einen Durchmesser in der Größenordnung von 0,5 - 1 cm hat. Für eine optimale Auflösung der mit dem Spektordetektor rekonstruierten Impulse wäre eine maximale Ausdehnung des Clusterstrahls in Richtung des Beschleunigerstrahls von $\Delta z < 1$ mm wünschenswert. Die Flächendichte eines solchen Targetstrahls ist jedoch zu gering um mit den von

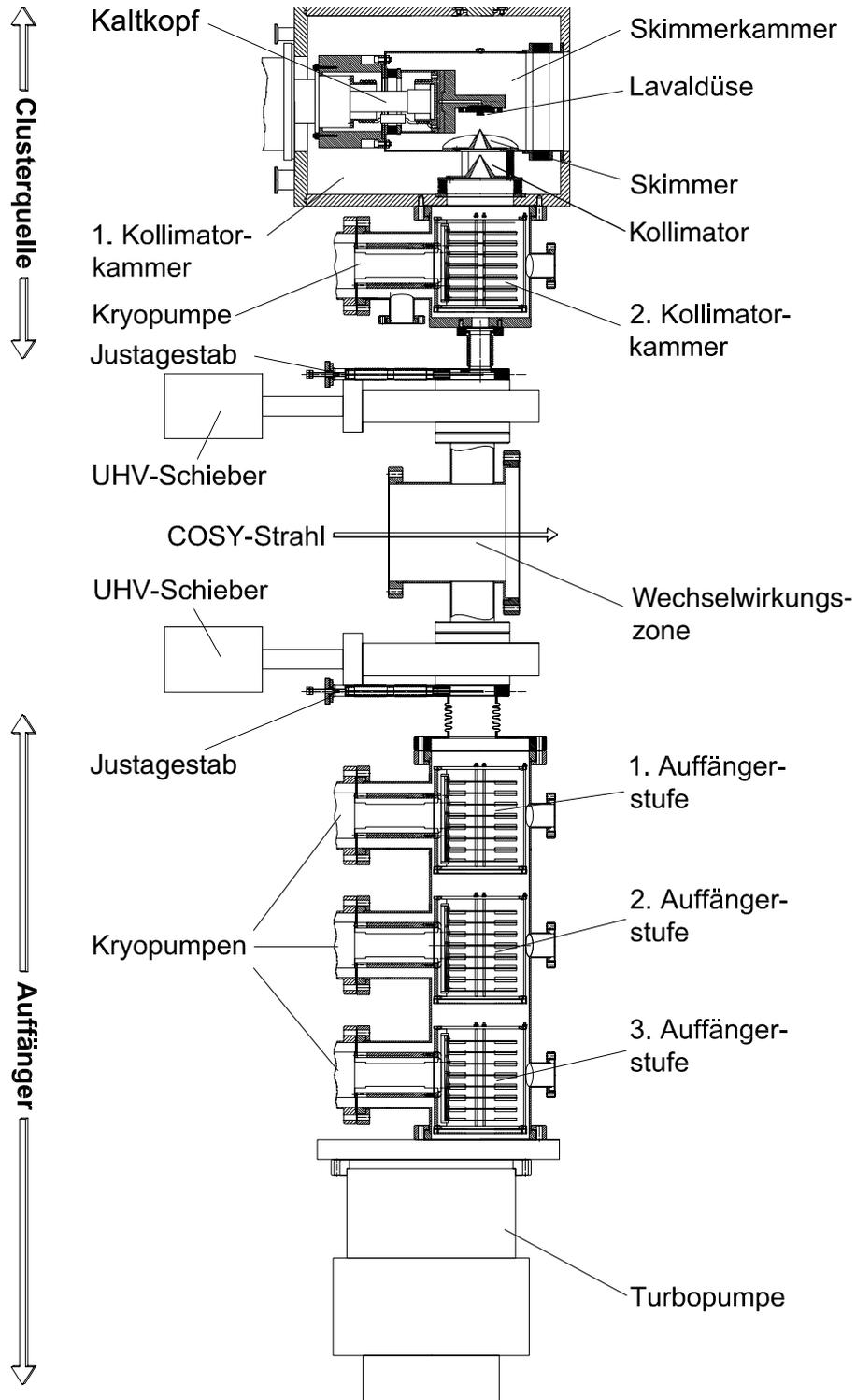


Abbildung 2.3: Aufbau des Clustertargets an ANKE

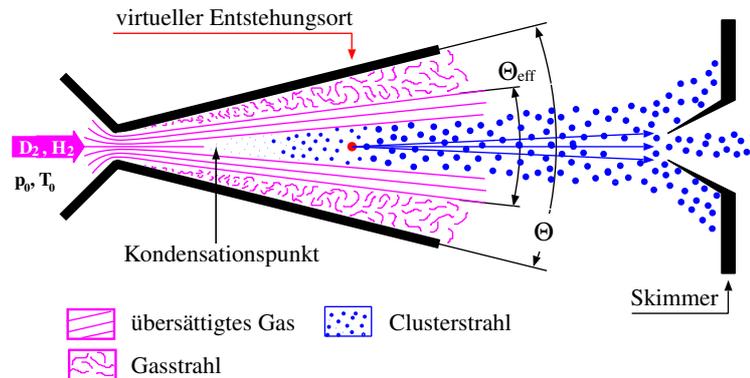


Abbildung 2.4: Schema der Clusterproduktion mit einer Lavaldüse

COSY zur Verfügung gestellten Strahlströmen eine für dieses Experiment ausreichende Luminosität zu erzielen. Im Rahmen der Experimentvorbereitung wurde die Tiefe des Clusterstrahls Δz unter der Bedingung, eine möglichst hohe Flächendichte bei kleinstmöglichem Durchmesser zu erreichen, optimiert. Nach Simulationsrechnungen zur Minimierung der durch ein ausgedehntes Target entstehenden Rekonstruktionsfehler wurde ein neuer Kollimator eingesetzt, der einen Targetstrahl von $\approx 6 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ erzeugt.

Ein dezidiertes Pumpensystem, bestehend aus Vorpumpe, Wälzkolbenpumpe, Turbomolekularpumpe und speziell konstruierten Kryopumpen, ermöglicht es während der Clusterproduktion den Restgasdruck p_r in der Wechselwirkungszone auf $p_r \leq 10^{-6}$ mbar zu begrenzen, so dass der Clusterstrahl direkt in die Streukammer geschossen werden kann.

2.3.2 Das Gasversorgungssystem

Der störungsfreie Betrieb des Clustertargets setzt die Verwendung von hochreinem Wasserstoff- oder Deuteriumgas voraus, da schon geringe Verunreinigungen an der Lavaldüse zum Verschluss der Düse oder zu starken Dichteschwankungen des Targetstrahls führen können. Um Fremdatome, die als Kondensationskeime bei der Clusterproduktion wirken und so thermodynamische Prozesse an der Düse aus dem Gleichgewicht bringen können, aus dem Gasstrom zu entfernen wird das verwendete Gas durch einen Palladium-Membran-Reiniger geleitet. Der Anteil der Verunreinigungen liegt nach der Reinigung des Gases unterhalb der Nachweisgrenze von 0,5 ppm.

Aufgrund der langen Leitungswege zwischen Gasversorgung und Clusterquelle wurde ein Gasversorgungssystem entwickelt, das es zulässt alle Leitungswege zu evakuieren um nach Wartungsarbeiten ohne langwierige Spülvorgänge schnell die für

den Betrieb des Clustertargets erforderliche Reinheit herzustellen. Da am Experiment COSY-11 ein zweites Clustertarget betrieben wird, wurde die Gasversorgung so konstruiert, dass zwei vollständige Versorgungssysteme jeweils wechselseitig beide Experiment bedienen können. Durch diese Redundanz ergibt sich eine sehr hohe Betriebssicherheit für beide Targeteinrichtungen.

In dieses Gasversorgungssystem wurde eine Anlage zu Regeneration von Deuteriumgas integriert [Lan00, ARM99a]. Diese Anlage ermöglicht das Auffangen und die Wiederaufbereitung von nicht verbrauchtem Deuteriumgas und sorgt so für eine erhebliche Reduzierung der Betriebskosten beim Betrieb mit Deuterium.

2.4 Das Vorwärts-Detektionssystem

Ejektile mit hohen Impulsen werden im ANKE Spektrometer nur wenig aus der Sollbahn des COSY-Strahls abgelenkt und verlassen die Streukammer unter geringen Relativwinkeln. Eine Detektion dieser Teilchen im Seitwärtssystem ist daher nicht möglich. Um diese Ejektile zu messen und eine Rekonstruktion ihres Viererimpulses durchführen zu können wird das Vorwärts-Detektionssystem², bestehend aus Vieldrahtproportionalkammern, zwei segmentierten Szintillatorwänden und einem Čerenkovdetektor, benutzt (siehe Abbildung 2.2).

Die Detektoren des Vorwärtssystems werden für den Nachweis von Deuteronen aus der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ verwendet.

2.4.1 Die Vieldrahtproportionalkammern

Die Impulsbestimmung der in Vorwärtsrichtung gestreuten Ejektile erfolgt durch die Rekonstruktion ihrer Flugbahnen und der im Magnetspektrometer hervorgerufenen Krümmungsradien. Grundlage für die Rekonstruktion der Teilchenspuren sind die Informationen über Trefferorte aus den Vieldrahtproportionalkammern (kurz: MWPC³).

An ANKE kommen drei dieser Kammern im Vorwärtssystem zum Einsatz [Kom96]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen der η -Produktion wurden unter Verwendung von zwei Kammern durchgeführt, da Kammer MWPC3 aufgrund technischer Defekte nicht genutzt werden konnte.

Bei den Vieldrahtproportionalkammern handelt es sich um gasgefüllte Detektoren, in denen die durch hochenergetische Teilchenstrahlung erzeugte Ionisationsspur nachgewiesen wird. Innerhalb des Gasvolumens sind Metalldrähte gespannt, an denen eine Hochspannung anliegt. Die durch Ionisation erzeugten primären Ladungsträger lösen im elektrischen Feld der Hochspannung eine Ionisationslawine aus, die an den Anodendrähten in unmittelbarer Umgebung einen Spannungspuls erzeugt. Aus den

²Im Folgenden auch kurz Vorwärtssystem

³engl.: MWPC = Multi Wire Proportional Chamber

elektrischen Signalen einzelner Drähte kann der wahrscheinlichste Durchtrittspunkt des Teilchens durch die Kammer rekonstruiert werden.

	MWPC1	MWPC2	MWPC3
Aktive Fläche [cm ²]	33 × 26	44 × 34	53 × 41
Anodendrähte	ø20µm, goldbeschichtets W + Re		
Anoden - Drahtabstand [mm]	1,05		
Kathoden - Streifenabstand [mm]	3,15		
Abstand Drahtebene - Streifenebene [mm]	1,5	2,0	2,5

Tabelle 2.1: Spezifikationen der Drahtkammern des Vorwärtssystems. In diesem Experiment wurden die Kammern MWPC1 und MWPC2 eingesetzt.

Die Kammern bestehen jeweils aus zwei sensitiven Drahtebenen, die um 90° gegeneinander gedreht sind und mit denen es möglich ist einen Trefferort in der x, y -Ebene der Kammer zu bestimmen. Jede Ebene besteht aus 300 bzw. 400 Anodendrähten, die einen Abstand von jeweils ≈ 1 mm zueinander haben. Eine 100 µm dicke dielektrische Folie trennt die 30 µm dicken Anodendrähte von 3,5 mm breiten Kathodenstreifen, die um einem Winkel von 18° gegenüber den Anodendrähten gedreht sind (siehe Abbildung 2.5). Die Signale dieser Streifen liefern eine zusätzliche Ortsinformation, die für die Effizienzbestimmung (Abschnitt 6.2.1) genutzt wird.

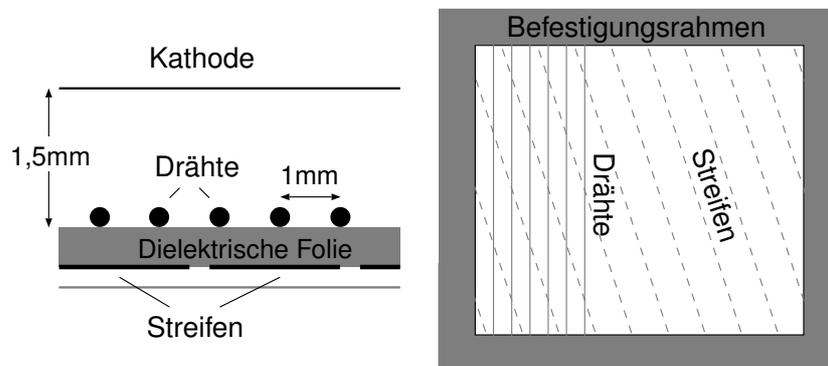


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Drahtkammern. Links ist ein horizontaler Schnitt durch eine Kammer gezeigt, rechts eine Aufsicht auf die Stirnseite einer Kammer.

2.4.2 Das Szintillatorhodoskop

Das Szintillatorhodoskop (siehe Abbildung 2.6) ist aus zwei hintereinander stehenden, senkrecht segmentierten Ebenen aufgebaut. Die erste Ebene besteht aus acht jeweils beidseitig mit Photomultipliern ausgelesenen Kunststoffszintillatorplatten. In der zweiten Lage werden neun solcher Module zusammengefasst, die um eine halbe Modulbreite versetzt hinter der ersten Ebene angeordnet sind. Diese Anordnung erlaubt den Aufbau einer Triggerlogik, die zwischen einer oder mehreren Spuren im Vorwärtssystem unterscheiden kann [Dym01a]. Beim Nachweis der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ wurde dieser Trigger zur Reduzierung der Datenmenge so eingestellt, dass Ereignisse mit mehr als einer Teilchenspur im Vorwärtsdetektor verworfen werden.

Die Szintillatoren mit einer Dicke von 15 mm bzw. 20 mm registrieren die Energieverluste (ΔE) der Ejektile mit mittleren Impulsen von $p \approx 1,5 \text{ GeV}/c$. Die Szintillatoren sind zu dünn um solche Teilchen zu stoppen und die gesamte kinetische Energie E der Teilchen zu bestimmen.

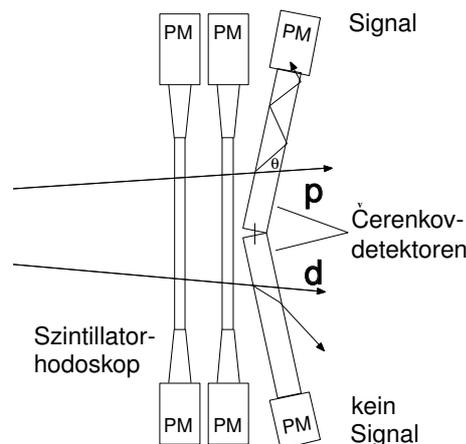


Abbildung 2.6: Schematische Seitenansicht der beiden Szintillationsebenen und des Čerenkovhodoskopes. Eingezeichnet sind die Spuren eines Protons, das sowohl im Szintillator als auch im Čerenkovdetektor ein Signal erzeugt, und eines Deuterons, das nur im Szintillator ein Signal erzeugt.

Ein Treffer im Szintillatorhodoskop löst den Hardwaretrigger des Datenaufnahmesystems aus und selektiert so Kandidaten, die der Signatur der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ entsprechen, bei der ein Deuteron im Vorwärtssystem nachgewiesen werden muss. Für die Identifikation der Deuteronen mit dem $\Delta E/p$ -Verfahren (siehe Abschnitt 4.4.3) wird der Energieverlust ΔE in den Szintillatoren und der mithilfe der Drahtkammern rekonstruierte Impuls p aufgezeichnet.

2.4.3 Das Čerenkovhodoskop

Den Abschluss des Vorwärts-Detektionssystems bildet ein segmentiertes Hodoskop, das unter Ausnutzung des Čerenkoveffektes Informationen zur Unterscheidung von Protonen und Deuteronen im Vorwärtssystem liefert.

Čerenkovlicht wird emittiert, wenn geladene Teilchen ein optisch transparentes Medium mit einem Brechungsindex n größer 1 passieren und dabei eine relativistische Geschwindigkeit β^4 haben, die der Relation

$$\beta \cdot n > 1 \quad (2.1)$$

genügt.

Protonen mit der Masse m_p und dem Impuls $p_0 = m_p \gamma_p \beta_p$ haben eine deutlich höhere Geschwindigkeit als Deuteronen mit der Masse m_d bei gleichem Impuls $p_0 = m_d \gamma_d \beta_d^5$. Demnach können die Protonen mit Impuls p_0 Čerenkovlicht erzeugen, nicht aber die Deuteronen mit gleichem Impuls p_0 .

In Geschwindigkeitsbereichen, in denen beide Teilchensorten den Čerenkoveffekt auslösen können, nutzt man den geschwindigkeitsabhängigen Emissionswinkel θ

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (2.2)$$

des Čerenkovlichts aus. Die Čerenkovmodule werden in einem geeigneten Neigungswinkel montiert, bei dem das unter dem Öffnungswinkel θ emittierte Licht der Protonen durch Totalreflexion im Detektor zu den Photomultipliern gelangt. Das Licht der Deuteronen wird bei gleichem Impuls unter einem geringeren Winkel emittiert und unterliegt nicht der Totalreflexion; daher kann es den Detektor verlassen, bevor es im Photomultiplier ein Signal auslöst (siehe Abbildung 2.6). Das Signal des Čerenkovhodoskops kann im Softwaretrigger als Vetosignal genutzt werden um aktiv Protonen zu selektieren. Eine Selektion der Deuteronen mit dem Čerenkovhodoskop allein ist jedoch nicht möglich.

Das Vetosignal des Čerenkovzählers kann auch durch Untergrundereignisse, zufällige Koinzidenzen oder Deuteronen, die in der Nähe des Photomultipliers Licht erzeugen, ausgelöst werden und zum Verwerfen eines gültigen Deuteronensignals führen. Da die Qualität der Deuteronenidentifikation mittels des Szintillatorhodoskopes (siehe Abschnitt 4.4.3) für eine quantitative Analyse ausreichend ist, wurde die Teilchenidentifikation mit dem Čerenkovhodoskop im Rahmen dieser Arbeit nur zu Kontrollzwecken durchgeführt. Durch den Verzicht auf die Kombination des $\Delta E/p$ -Verfahrens mit dem Vetosignal werden zusätzliche systematische Fehler bei der quantitativen Deuteronenidentifikation vermieden.

⁴ $\beta = v/c$ ist die relativistische Geschwindigkeit, die sich aus dem Quotienten der Geschwindigkeit v und der Lichtgeschwindigkeit c ergibt.

⁵ γ_p und γ_d sind die relativistischen Lorentzfaktoren von Proton und Deuteron.

2.5 Die Seitwärts-Detektionssysteme

2.5.1 Detektionssystem für positiv geladene Ejektile

Elektrisch positiv geladene Teilchen werden durch das Magnetfeld des ANKE Spektrometermagneten in Richtung des COSY-Ringinneren abgelenkt. Rechts neben dem D2-Magneten befindet sich ein System aus Detektoren zum Nachweis dieser positiv geladenen Teilchen. Zur Impulsrekonstruktion stehen zwei Vieldrahtproportional-kammern zur Verfügung.

Das System aus Start- und Stoppszintillatoren erlaubt Flugzeitmessungen mit einer Auflösung von $\Delta t/t \approx 600$ ps und ermöglicht damit eine präzise Teilchenseparation [Bar00]. Die Stoppszintillatoren sind in so genannte Teleskope eingebettet, die speziell für den Nachweis von positiv geladenen Kaonen konstruiert wurden. Diese Teleskope befinden sich in der Fokalebene des ANKE-Spektrometers, in der Teilchen mit ungefähr gleichem Impuls an gleichen Fokuspunkten nachgewiesen werden können. Die einzelnen Teleskope sind aus verschiedenen übereinanderliegenden Detektorschichten und so genannten Degradierplatten aus Kupfer aufgebaut.

Während der Messungen zur Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ wurden gleichzeitig Pilotmessungen zur η -Produktion im Kanal $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ durchgeführt. Die ${}^3\text{He}$ -Kerne wurden durch eine kombinierte Flugzeit- und Energieverlustanalyse in den Startszintillatoren und in den Stoppszintillatoren der Teleskope nachgewiesen [Men04].

2.5.2 Detektionssystem für negativ geladene Ejektile

Negativ geladene Ejektile werden im Magnetfeld des ANKE-Spektrometers zum Ringäußeren abgelenkt. Zur Flugzeitmessung kommt wiederum eine Kombination aus Start- und Stoppszintillatoren zum Einsatz. Die Flugbahnen der Teilchen können mittels der Bestimmung der Trefferorte in zwei Drahtkammern rekonstruiert werden. Die Rekonstruktion der Teilchenspuren durch das Magnetfeld bis zum Targetort erlaubt die Bestimmung des Impulse.

2.6 Der Spectatordetektor

Zum Nachweis von langsamen Spectatorprotonen wurde ein spezielles Detektor-Teleskop entwickelt, das auf der Basis von Silizium-Halbleiterdetektoren eine Impulsrekonstruktion und Teilchenidentifikation geladener Teilchen ermöglicht [Leh00, Leh03, Leh04]. Der Detektor befindet sich innerhalb der Vakuum-Streukammer in der Nähe des Targets. Die drei Detektorlagen haben unterschiedliche Dicken und können Energieverluste in unterschiedlichen Größenordnungen registrieren.

- Der 60 μm Sperrschichtdetektor
Die erste Lage des Detektorrhodskops besteht aus einem zylinderförmigen, 60 μm dicken Oberflächensperrschichtdetektor mit einer aktiven Fläche von 450

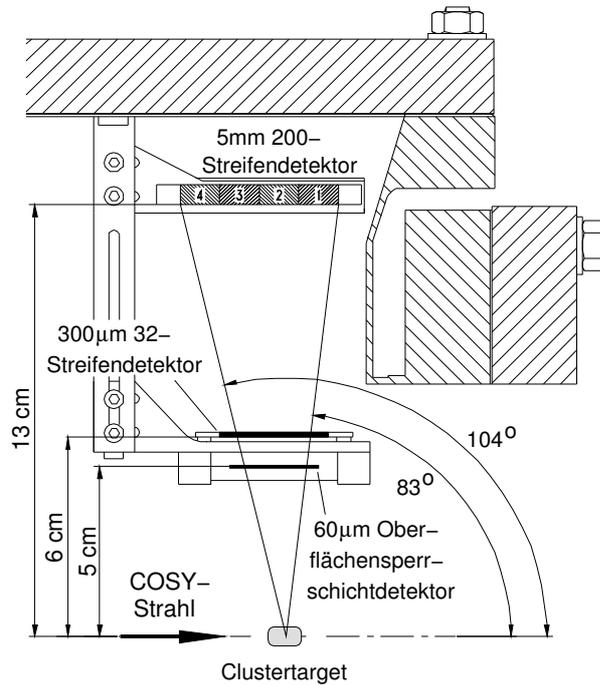


Abbildung 2.7: Schnittzeichnung des Spectatordetektors. Die drei Halbleiterlagen sind maßstabsgerecht mit ihren Abständen zur nominalen Targetposition eingezeichnet. Die schraffierten Flächen deuten einen Schnitt durch die Vakuumkammer und die Haltevorrichtung am Vakuumflansch an.

mm^2 . Der Detektor ist nicht segmentiert und dient der Messung des Energieverlustes ΔE von Protonen und Deuteronen.

- Der $300 \mu\text{m}$ Streifendetektor

Die zweite Lage des Spectatordetektors besteht aus einem rechteckigen, segmentierten Oberflächensperrschichtzähler[Can04]. Die 32 streifenförmigen Segmente haben eine Breite von jeweils 1 mm. Der Detektor ist in der Lage Teilchenenergien im Bereich von 20 keV bis 50 MeV mit einer Auflösung von 6 keV zu messen [Can04]. Durch das Auslesen der einzelnen Streifen ist eine individuelle Anpassung der ADC-Schwellenwerte und Verstärkungen für jedes Segment möglich.

- Der 5 mm Detektor

Der rechteckförmige Detektor besteht aus 200 Segmenten, die eine Breite von $235 \mu\text{m}$ haben, und stellt die letzte Lage des Spectatorrhodoskops dar. Aufgrund der großen Streifenanzahl wäre das Auslesen von einzelnen Kanälen bei diesem Detektor ineffizient. Deshalb sind jeweils 50 benachbarte Kanäle zu einer Einheit zusammengefasst. Diese vier Einheiten sind mit einer linearen Widerstandskette verbunden, die beidseitig mit einem separaten ADC-Kanal

ausgelesen wird. Das Verhältnis der Amplituden der beiden ADC-Kanäle ist proportional zum Entstehungsort des Signals und erlaubt die Identifikation des getroffenen Streifens.

Eigenschaft	Erste Lage	Zweite Lage	Dritte Lage
Aktive Fläche	450 mm ²	32 × 15 mm ²	46,8 × 23 mm ²
Streifenbreite	-	1 mm	0,235 mm
Aktive Schichttiefe	60,9 μm	300 μm	5,1 mm
Dicke der Totschicht	0,08 μm	≤ 1,5 μm	≤ 1 μm
Segmentierung	keine	32	4 × 50

Tabelle 2.2: Spezifikationen der Detektoren des Spectatorrhodoskops

Eine präzise Messung der gesamten kinetischen Energie der im Detektor nachgewiesenen Teilchen wird durch dünne Totschichten, in denen der Energieverlust nicht gemessen werden kann, ermöglicht. Die registrierten Amplituden werden mithilfe zweier fest eingebauter α -Strahler geringer Aktivität⁶ kalibriert, so dass jederzeit eine Überprüfung oder Anpassung der Energiekalibration möglich ist.

Zusätzlich zu den Energiesignalen werden auch die Trefferzeiten im Detektor registriert. Aufgrund der großen Oberfläche der Detektoren und der damit verbundenen hohen Ladungskapazität ist die Auflösung des Zeitsignals jedoch nicht ausreichend um für die Teilchenseparation mittels einer Flugzeitanalyse genutzt werden zu können.

⁶ $A_\alpha \approx 50$ Bq bzw. 500 Bq

2.7 Das Datenerfassungs- und Triggersystem

Aufgabe des Datenerfassungssystem ist es die Informationen aller Detektoren zu sammeln und diese für die weitergehende spätere Analyse abzuspeichern. Da jedoch die Verarbeitungskapazität und letztlich auch der zur Verfügung stehende Speicherplatz begrenzt sind, findet zunächst eine erste hardwareseitige Datenreduktion mithilfe des Triggersystems statt.

Die Informationen der Detektoren werden nicht kontinuierlich aufgezeichnet, sondern zur Reduzierung der Totzeit nur dann, wenn der Hardwaretrigger die Datenerfassung ausgelöst hat. Alle Detektorinformationen, die sich zum Triggerzeitpunkt im Datenstrom befinden, werden dann in einem so genannten Rohereignis zusammengefasst, das für die weitere Analyse gespeichert wird.

2.7.1 Komponenten des Datenerfassungssystems

Die Datenerfassung kann in drei Teilbereiche untergliedert werden:

- primäre Detektor-Ausleseelektronik
Die Ausleseelektronik der Detektorsysteme unterscheidet sich je nach benutzter Detektorgruppe. Zum Einsatz kommen hierbei die unterschiedlichen Elektronikstandards CAMAC, VME und FASTBUS.
- zentrale Datenerfassung
Das an ANKE eingesetzte Datenerfassungssystem [Wue03] erlaubt eine modulare und flexible Integration der primären Elektronik. Die erfassten Daten werden nach dem EMS⁷-Standard an weitere Komponenten der Datenerfassung, wie beispielsweise dem Eventbuilder oder dem Experiment-Kontrollsystem, übertragen. Dabei werden Daten und Steuersignale über Ethernet LAN-Verbindungen in einem Format übermittelt, das mit herkömmlichen UNIX oder LINUX basierten PCs weiterverarbeitet werden kann.
- Anwendungsbezogene Speicherung und Weiterverarbeitung
Der erfasste EMS-Datenstrom kann von der Experiment-Anwendung weiterverarbeitet und entweder direkt einer Online-Datenanalyse zugeführt oder auf DLT-Magnetbändern für eine spätere Offline-Analyse gesichert werden.

⁷engl.: Experiment Messaging System

2.7.2 Die benutzten Hardwaretrigger

Eine Übersicht über die vier zur Verfügung stehenden Hardwaretrigger ist in Tabelle 2.3 dargestellt.

Nr.	Triggerlogik	getriggertes System	Rate [1/s]
T1	Vorwärtssystem & Spectator	alle Detektoren	≈ 4000
T2	Vorwärtssystem / 200, veto Spectator	alle Detektoren	≈ 1500
T3	Seitwärtssystem ^3He -Schwelle	alle Detektoren	< 1000
T4	10 Hz Pulser	alle Scaler	10

Tabelle 2.3: Übersicht über die während des Experiments genutzten Trigger und ihre Funktion

Die Signatur der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ verlangt einen Treffer im Spectatordetektor und im Vorwärtssystem. Daher wurde der Haupttrigger **T1** für dieses Experiment als Koinzidenzschaltung zwischen dem Vorwärts-Szintillatorrhodoskop und dem Spectatordetektor aufgebaut. Wenn in mindestens einem der Szintillatorplatten ein Signal mit einer Mindestenergie registriert und gleichzeitig in einem der 32 Streifen der zweiten Lage des Spectatordetektors die Schwellenenergie überschritten wurde, löst der Trigger aus und die Informationen aller Detektoren werden gespeichert.

Mit dem alleinigen Ansprechen des Vorwärtshodoskops wurde ein weiterer Trigger **T2** ausgelöst, der jedoch um den Faktor 200 untersetzt war und dazu diente, während des Experimentes einen groben Anhaltspunkt für die Zählrate und Änderungen in der Luminosität zu bekommen. Für die Offline-Analyse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ ist der Trigger **T2** jedoch aufgrund der Untersetzung und der Tatsache, dass dieser Trigger aus technischen Gründen in Antikoinzidenz zu Treffern im Spectatordetektorsystem geschaltet wurde, nicht nutzbar.

Der dritte Trigger **T3** stand für die Messung der Reaktion $pd \rightarrow ^3\text{He}\eta$ zur Verfügung, bei der ein ^3He -Kern im ANKE-Seitwärtssystem nachgewiesen wurde. Diese Messung ist als Pilotmessung [Men04] parallel mit der Messung der η -Produktion durchgeführt worden um zu überprüfen, ob mit dem ANKE Detektionssystem beide Reaktionen gleichzeitig gemessen werden können.

Der vierte Trigger **T4** wird genutzt um mit einer Rate von 10 Hz die mitlaufenden Scaler auszulesen, mit denen beispielsweise Informationen über die Stärke des Strahlstroms, die Targetdichte oder die Zählraten in einzelnen Detektormodulen kontinuierlich überwacht wurden.

Kapitel 3

Monte-Carlo-Simulationen

Zum Verständnis eines Experimentes in der Teilchenphysik können Computersimulationen einen wichtigen Beitrag leisten. In der Planungsphase eines Experiments sind die Ergebnisse solcher auf Monte-Carlo-Verfahren basierenden Simulationen hilfreich um den Experimentaufbau zu optimieren.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen wurden durchgeführt um die Akzeptanz des Detektionssystems zu bestimmen und um das Auflösungsvermögen der eingesetzten Rekonstruktionsverfahren zu bestimmen. Die Verwendung identischer Rekonstruktionsalgorithmen und Schnittkriterien bei der Analyse gemessener und simulierter Daten erleichtert die Bestimmung der Detektionseffizienzen (siehe auch Abschnitt 6.2).

Durch die Simulation der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und konkurrierender Reaktionen vom Typ $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ wurde der Einfluss der Mehrpionen-Produktionskanäle auf die Missing Mass-Verteilung untersucht. Die simulierte Untergrundverteilung (Abschnitt 3.6.1) wird von der gemessenen Missing Mass-Verteilung subtrahiert und ermöglicht die Extraktion des untergrundkorrigierten η -Signals (Abschnitt 6.1.1). Der Ablauf der Simulation eines Streuexperimentes an ANKE besteht aus drei Phasen:

- Ereignisgenerierung (Abschnitt 3.1)
Zunächst findet die Simulation des Streueignisses zwischen Target und Projektil mit einem Ereignisgenerator statt. Im Unterschied zu einem realen Streuexperiment, bei dem alle physikalisch möglichen Reaktionskanäle auftreten können, werden bei der Simulation Ereignisse eines vorgegebenen Reaktionskanals generiert. Die Massen m , Impulse \vec{p} und die Identifikationsnummern der generierten Ejektile werden für eine gewünschte Anzahl von simulierten Ereignissen berechnet und gespeichert.
- Simulation der Detektorantworten (Abschnitt 3.2)
Die durch den Impuls eines Ejektiles bestimmten Flugbahnen im ANKE-Spektrometer und die dabei stattfindenden Wechselwirkungen mit dem Detektionssystem werden im nächsten Schritt simuliert. Die simulierten Signale der

Detektoren werden für jedes einzelne Ereignis gespeichert.

- Analyse der simulierten Daten (Abschnitt 3.3)
Im letzten Schritt findet eine Analyse der simulierten Detektorantworten statt. Im Idealfall wird hierbei das gleiche Analyseprogramm genutzt, das auch bei der Auswertung der gemessenen Daten verwendet wird. Dies setzt allerdings Datenkompatibilität und eine sehr detaillierte Simulation voraus, die prinzipiell gleiche Rohdatensätze wie die realen Detektoren liefert.

3.1 Der Ereignisgenerator PLUTO

Zur Generierung der Rohereignisse, die in der Detektorsimulation AVD¹ [Mus00] weiterverarbeitet werden, wird in dieser Arbeit das Phasenraumsimulationsprogramm PLUTO [Kag00] verwendet. PLUTO kann als Zusatzmodul zum Softwarepaket ROOT [Bru03] geladen werden und speichert die generierten Ereignisse in so genannten Rootfiles, die als Standardformat für Ein- und Ausgabedateien benutzt werden.

Die Simulation der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ stellt besondere Anforderungen an den Ereignisgenerator, da der Streuvorgang am quasifreien Neutron unter Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Deuteriumkern simuliert werden muss. Die Simulation der Reaktion

$$pn \rightarrow d\eta$$

würde den Streuvorgang am Deuteriumtarget

$$pd \rightarrow p_{\text{Spec}}\eta$$

nicht richtig wiedergeben, da die Variation der Anregungsenergie Q nicht berücksichtigt wird. Die Fermienergie der Nukleonen, die vom Potenzial der Nukleonen im Deuteron abhängt, wird in PLUTO unter Verwendung des Spectatormodells berücksichtigt (siehe auch Abschnitt 1.3.1). Zur Berechnung einer realistischen Verteilung der Fermi-Impulse wird im Eventgenerator eine Parametrisierung des Paris-Potenzials [Lac81] für das Deuteron verwendet.

Die kinetische Energie des Targetneutrons wird für jedes Ereignis entsprechend der Fermiimpulsverteilung berechnet. Die Variation des Fermiimpulses führt dazu, dass jedes simulierte Ereignis eine andere Überschussenergie Q in Bezug auf die Produktion von η -Mesonen in der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ besitzt.

¹engl.: Anke Vertex Detector

3.2 Detektorsimulation mit Geant4

Um das Verhalten eines realen Versuchsaufbaus und einer Experimentsimulation vergleichen zu können wird ein Computerprogramm benötigt, das den Experimentaufbau mit möglichst geringem Rechenaufwand hinreichend genau wiedergeben kann. Eine Programmierplattform für eine solche Aufgabe ist das Programmpaket Geant4 [Ago03], auf dessen Grundlage das Simulationsprogramm AVD geschrieben und im Rahmen dieser Arbeit für die Simulation der Reaktionen $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ angepasst wurde.

In diesem Programm werden zunächst die Spuren der mit PLUTO generierten Ereignisse im Magnetfeld des ANKE Spektrometers simuliert. Durchquert ein simuliertes Teilchen ein Volumenelement des simulierten Detektionssystems, so werden die Energieverluste im entsprechenden Material, die Trefferorte und Flugzeiten berechnet und abgespeichert.

3.2.1 Simulation des Vorwärtsdetektors

Die zum Vorwärtssystem gehörenden Detektorkomponenten sind in unterschiedlichen Detailstufen im Simulationsprogramm AVD implementiert. Im Folgenden wird die jeweilige Umsetzung der Detektoren des Vorwärtssystems erläutert.

Simulation der Drahtkammern

Die Drahtkammern werden im AVD-Programmpaket durch nicht segmentierte aktive Flächen repräsentiert. Somit kann die Simulationsrechnung Informationen über den Trefferort in der Drahtkammer liefern. Die Simulation einzelner diskreter Drähte und Drahtebenen findet nicht statt. Die Analysealgorithmen für echte Drahtkammersignale werten die komplexen Signale der einzelnen Kammerdrähte aus und sind somit nicht auf die Simulationsdaten anwendbar. Die Angabe der Trefferorte macht jedoch eine realistische Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der Drahtkammern möglich. Das Auflösungsvermögen bezüglich der Rekonstruktion des Trefferortes und somit die Genauigkeit der Impulsrekonstruktion können nicht exakt simuliert werden. Insbesondere die Kammereffizienzen (siehe Abschnitt 4.3.1) sind nicht durch eine Simulation reproduzierbar.

Simulation der Szintillatorebenen

Die beiden Szintillatorhodoskopenebenen sind komplett implementiert. In der Simulation sind die einzelnen Latten segmentiert abgebildet. Die Informationen über den Trefferort innerhalb einer Latte sowie den Energieverlust des Teilchens stehen zur Verfügung und werden in der Analyse der simulierten Daten genauso behandelt wie gemessene Daten.

Čerenkovhodoskop

Auf die Simulation der Teilchenidentifikation mit dem Čerenkovhodoskop wurde verzichtet, da diese nicht in der quantitativen Analyse der gemessenen Daten genutzt wird.

3.2.2 Simulation des Spectatordetektors

Der Simulation des Spectatordetektors kommt eine entscheidende Rolle zu, da die Rekonstruktion der Impulse der Spectatorprotonen zur Berechnung der Anregungsenergie Q der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ benötigt und aus dem durch Simulationen bestimmten Auflösungsvermögen das Binning der energieabhängigen Missing Mass-Analyse abgeleitet wird. Die Akzeptanz des nahe am Wechselwirkungspunkt installierten Spectatordetektors ändert sich schon durch geringfügige Verschiebungen des Detektorsystems erheblich. Die Empfindlichkeit der Akzeptanzbestimmung für Deuteronen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$, die nur einen schmalen Winkelbereich am Rand des Detektors treffen, und für langsame Protonen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ wird mithilfe der Simulationen berechnet.

Energieverluste

Das Simulationsprogramm berechnet für jedes Ereignis gemäß einer Wahrscheinlichkeitsverteilung den Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch das angegebene Halbleitermaterial. Die Daten der Energieverluste in der ersten Detektorlage und in den jeweils einzeln implementierten 32 Streifen der zweiten Lage stehen in der Simulation analog zu den gemessenen, kalibrierten Daten für die spätere Analyse zur Verfügung.

Zusätzlich wird der Trefferort im Detektormaterial ausgegeben. Aus der Angabe des genauen Trefferortes in der aus 200 Streifen bestehenden dritten Detektorlage wird die Nummer des getroffenen Streifens ohne Simulation der Widerstandskette direkt rekonstruiert.

3.3 Analyse der Simulationsergebnisse

Den letzten Schritt bei der Durchführung einer Experimentsimulation stellt die Analyse der simulierten Daten dar. Da es an ANKE bislang noch kein einheitliches Format für gemessene und simulierte Daten gibt, wurden jeweils eigenständige Programme zur Analyse der simulierten Daten und der Messdaten entwickelt. Die Programme und die darin genutzten Rekonstruktionsalgorithmen wurden im Rahmen dieser Arbeit –soweit möglich– identisch erstellt um die Vergleichbarkeit der jeweiligen Analyseergebnisse zu gewährleisten.

Im Unterschied zur Analyse der gemessenen Daten stehen bei der Analyse simulierter Daten nicht nur rekonstruierte Observablen zur Verfügung, sondern zusätzlich die Eingangswerte aus der Phasenraumsimulation. Dies macht eine direkte Bestimmung der Genauigkeit und der Auflösung der benutzten Rekonstruktionsverfahren möglich (siehe Abschnitt 3.4).

3.3.1 Impulsrekonstruktion mit dem Vorwärtssystem

Da die im Experiment benutzten Rekonstruktionsmethoden zur Bestimmung des Impulses mithilfe der Drahtkammern nicht durch die AVD-Simulation überprüft werden können, ist man bei der Berücksichtigung der Impulsauflösung in der Analyse der simulierten Daten auf andere Hilfsmittel angewiesen.

Zunächst wurden die Originalimpulse der im simulierten Vorwärtssystem nachgewiesenen Teilchen für die weitere Analyse unverändert übernommen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass der Einfluss der Impulsauflösung auf die weitere Analyse essenziell ist und daher nicht vernachlässigt werden kann.

In einem Modell wurde angenommen, dass die Abweichung des rekonstruierten Impulses gemessener Teilchen vom wahren Wert durch zufällige Effekte dominiert wird und durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Die bei der Analyse der simulierten Daten anzunehmende Impulsauflösung wurde deshalb durch eine stochastische Variation für jedes einzelne Ereignis berücksichtigt. Aus dem kinematischen Fit der gemessenen Protonenimpulse aus der Referenzreaktion $pp \rightarrow pp$ ist das Auflösungsvermögen der Impulsrekonstruktion bestimmt worden [Dym01a]. Die relative Breite von $\sigma_G = 0,015$ der in den Simulationen benutzten Gaußverteilung wurde an die experimentellen Erfahrungswerte angepasst.

3.3.2 Rekonstruktion der Impulse der Spectatorprotonen

Für die Rekonstruktion der Impulse der Ejektile, die in der Simulation den Spectatordetektor getroffen haben, wird dieselbe geometrische Spurrekonstruktion wie bei der Analyse der gemessenen Daten verwendet. Die kinetische Energie der Protonen wird wie im Experiment durch Summierung der Energieverluste in den einzelnen Detektorlagen ermittelt (siehe Abschnitt 4.4.2). Durch die Verwendung identischer Analysealgorithmen ist eine direkte Bestimmung des Auflösungsvermögens des Spectatordetektors möglich.

3.4 Rekonstruktion der Anregungsenergie Q

Mithilfe der rekonstruierten Impulse des Spectatorprotons wird für jedes Ereignis die Anregungsenergie Q in Bezug auf die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ berechnet (siehe Formel (3.2)). Die Präzision dieser Rekonstruktion entscheidet über die Breite der Intervalle der Anregungsenergie Q , über die bei der energieabhängigen Missing Mass Analyse gemittelt werden muss. Letztlich wird hierdurch bestimmt, wieviele diskrete Messpunkte aus dem gesamten bei der Messung erfassten Q -Wertbereich (Abbildung 3.3) sinnvoll extrahiert werden können und mit welcher Auflösung die Anregungsfunktion vermessen werden kann.

Bei der Simulation der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ sind die bei der mit PLUTO durchgeführten Ereignisgenerierung erzeugten Impulse aller Teilchen exakt bekannt. Die Anregungsenergie Q für die Produktion eines η -Mesons ergibt sich zu

$$Q = \sqrt{s} - \sqrt{s_0}, \quad (3.1)$$

wobei \sqrt{s} die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Gesamtenergie und $\sqrt{s_0}$ die Schwellenergie zur Erzeugung eines η -Mesons in der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ bezeichnen:

$$Q = |\mathbb{P}_{\text{Targetdeuteron}} + \mathbb{P}_{\text{Protonstrahl}} - \mathbb{P}_{\text{Spectatorproton}}| - m_{\text{Deuteron}} - m_{\eta}. \quad (3.2)$$

Die Viererimpulse $\mathbb{P}_{\text{Targetdeuteron}}$ und $\mathbb{P}_{\text{Protonstrahl}}$ sind in der Simulation exakt vorgegeben und unterliegen daher anders als im realen Experiment keinen Variationen. Auch die Masse des Deuterons m_{Deuteron} und des η -Mesons m_{η} sind fest vorgegeben. Somit ist für die Abweichung $\Delta Q_{\text{rek.}}$ bei der Rekonstruktion des Q -Wertes ausschließlich die Variation des Impulses des rekonstruierten Spectatorprotons $\mathbb{P}_{\text{Spectatorproton}}$ verantwortlich. Durch diese Betrachtung ist es möglich isoliert den Effekt der Impulsrekonstruktion des Spectatorprotons auf die Berechnung der Anregungsenergie zu untersuchen. Für die Gesamtauflösung der experimentell bestimmten Anregungsenergien Q muss zusätzlich die Unschärfe des Impulses des COSY-Protonenstrahls als unvermeidbarer systematischer Fehler berücksichtigt werden (siehe auch Abschnitt 6.3).

Durch den Vergleich der rekonstruierten Anregungsenergie Q der simulierten Ereignisse mit dem durch den Ereignisgenerator exakt vorgegebenen Wert kann die Präzision der Rekonstruktion des Q -Wertes bestimmt werden. In den Rekonstruktionsalgorithmus geht zunächst die Geometrie (Streifenbreite, Abstand der Lagen zueinander etc.) des Spectatordetektors ein. Weitere wesentliche Parameter sind die Position des Vertex sowie die Größe der Wechselwirkungszone, die sich aus der Ausdehnung des Clusterstrahls ergibt. Diese Werte wurden nach der Analyse der experimentellen Daten zur Positionsbestimmung des Vertexpunktes (siehe Abschnitt 4.5) in den Simulationen übernommen. In Abbildung 3.1 ist der rekonstruierte Q -Wert in Abhängigkeit des exakten Wertes dargestellt. Es ist eine Verteilung zu sehen, die eine Breite entlang der Winkelhalbierenden von

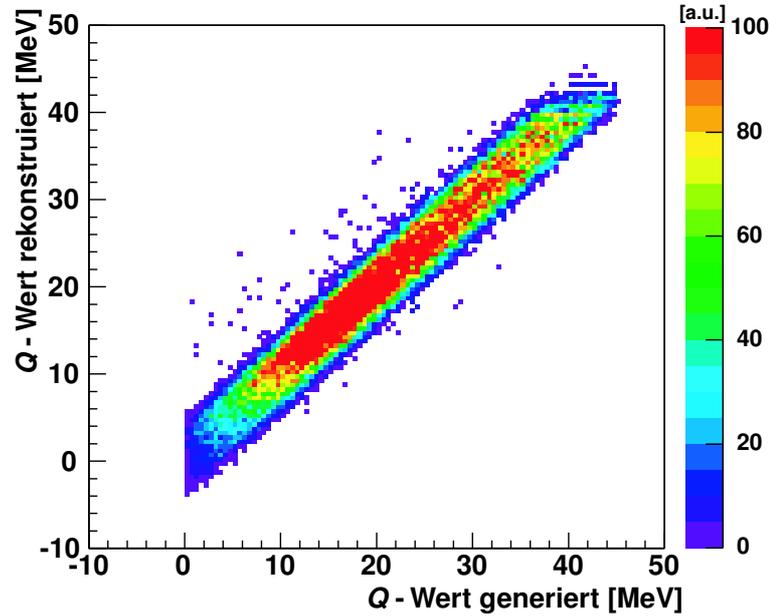


Abbildung 3.1: Korrelation der rekonstruierten Anregungsenergie Q und der mit PLUTO generierten Werte simulierter Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ bei einem Strahlimpuls von $p = 2,095 \text{ GeV}/c$

$\Delta Q_{\text{max}} < 8 \text{ MeV}$ besitzt. Die rekonstruierten Anregungsenergien weichen maximal um $\Delta Q = \pm 4 \text{ MeV}$ von den exakten Werten ab. Aus der maximalen Variation des Q -Wertes ergibt sich die Auflösung der energieabhängigen Akzeptanz- und Missing Mass-Analyse (siehe Abschnitt 3.5.3 und 6.1.1).

3.5 Akzeptanzberechnung

Mit den zuvor beschriebenen Simulationsschritten ist es möglich die Akzeptanz des gesamten Detektionssystems für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ zu bestimmen. Die Akzeptanz \mathcal{A} ist dabei definiert als

$$\mathcal{A} = \frac{N_{\text{akzeptiert}}}{N_{\text{generiert}}}. \quad (3.3)$$

Die Anzahl der Ereignisse, die im simulierten Detektionssystem Treffer erzeugt haben und akzeptiert wurden ($N_{\text{akzeptiert}}$), wird zur Anzahl der mit dem Ereignisgenerator PLUTO generierten Ereignisse $N_{\text{generiert}}$ ins Verhältnis gesetzt. Die Akzeptanzberechnung berücksichtigt durch die Simulation der Wechselwirkung der Ejektile mit dem Detektormaterial bereits detektorspezifische Nachweiswahrscheinlichkeiten, die bei der Bestimmung der Detektionseffizienz ϵ (siehe Abschnitt 6.2) nicht gesondert berücksichtigt werden müssen.

3.5.1 Akzeptierter Phasenraum für Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$

Die mit PLUTO simulierte Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ decken zunächst den kompletten zur Verfügung stehenden Phasenraum ab. In Abbildung 3.2 ist die von den Deuteronen im Endzustand abgedeckte Verteilung der generierten Impuls- und Winkelbereiche im Schwerpunktsystem dargestellt. Durch die Auswahl von

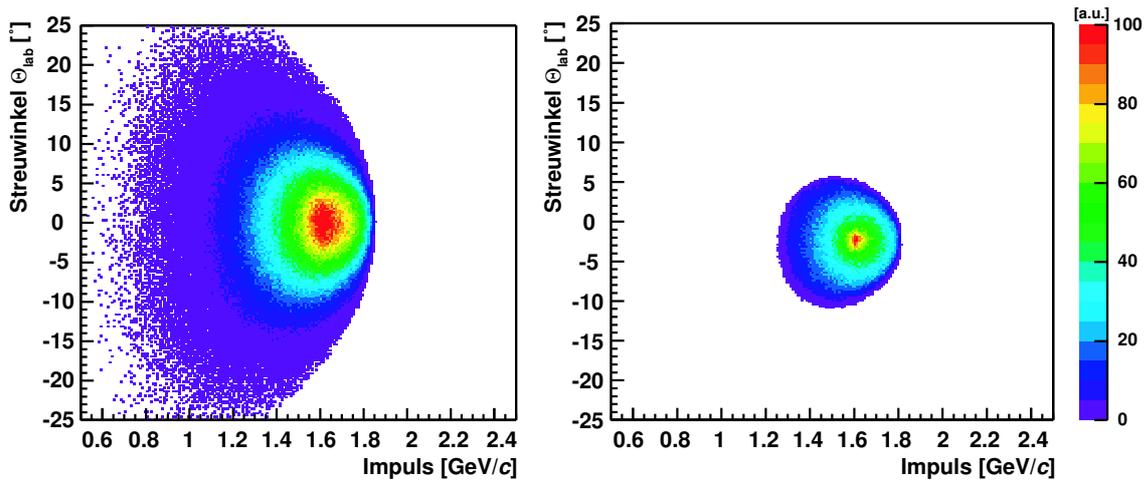


Abbildung 3.2: Simulierte Verteilung der generierten Impuls- und Winkelbereiche der Deuteronen im Vorwärtssystem bei einem Strahlimpuls von $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$. Links ist der komplette abgedeckte Phasenraum zu sehen. Das rechte Bild wurde unter der Bedingung eines zusätzlichen Treffers im Spectatordetektor erzeugt.

Ereignissen, die koinzidente Protonentreffer im Spectatordetektor und Treffer im Vorwärtshodoskop erzeugt haben, werden die möglichen Emissionswinkel und Impulse auf einen schmalen Bereich eingeschränkt.

3.5.2 Energieabhängige Akzeptanz für Spectatorprotonen

Bei der Berechnung der Gesamtakzeptanz wurde die energieabhängige Akzeptanz des Spectatordetektors mit berücksichtigt. Damit eine Spur- und Impulsrekonstruktion mit dem Spectatordetektor stattfinden kann, müssen die Teilchen die zweite segmentierte Detektorlage treffen. Akzeptierte Spectatorprotonen, die diese Lage erreicht haben, müssen eine Mindestenergie von $T_p = 2,5 \text{ MeV}$ besitzen, damit sie nicht schon in der ersten Detektorlage absorbiert werden.

Des Weiteren wurde eine Maximalenergie für Spectatorprotonen festgesetzt, die den Gültigkeitsbereich des Spectatormodells berücksichtigt. Es ist experimentell nicht möglich zu unterscheiden, ob hohe Energien der gemessenen Protonen von Ereignissen mit hohem Fermiimpuls herrühren oder ob das Spectatormodell nicht mehr anzuwenden ist, da ein Impulsübertrag vom Strahlproton auf das

vermeintliche Spectatorproton stattgefunden hat. Daher wurde für den Nachweis von Spectatorprotonen mit den ersten zwei Lagen des Spectatorhodoskops eine Maximalenergie für Protonen von $T_p = 8$ MeV festgelegt [Leh04]. Durch diese Randbedingungen werden also Spectatorprotonen aus dem Energiebereich von $2,5 < T_p < 8$ MeV akzeptiert. Zur Unterscheidung von der reinen geometrischen Akzeptanz kann der hier benutzte Akzeptanzbegriff auch als energieabhängige Akzeptanz bezeichnet werden.

3.5.3 Akzeptanz für verschiedene Intervalle der Anregungsenergie

Für die in der Simulation akzeptierten Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ wird die Anregungsenergie gemäß Formel (3.2) rekonstruiert. Die Häufigkeitsverteilung der berechneten Anregungsenergien Q der akzeptierten Ereignisse entspricht einer energieabhängigen Akzeptanzkurve (siehe Abbildung 3.3). Die Akzeptanzkurve wird in diskrete Bereiche aufgeteilt, wobei die Breite der Q -Wertintervalle von 10 MeV die in Abschnitt 3.4 ermittelte Rekonstruktionsgenauigkeit berücksichtigt.

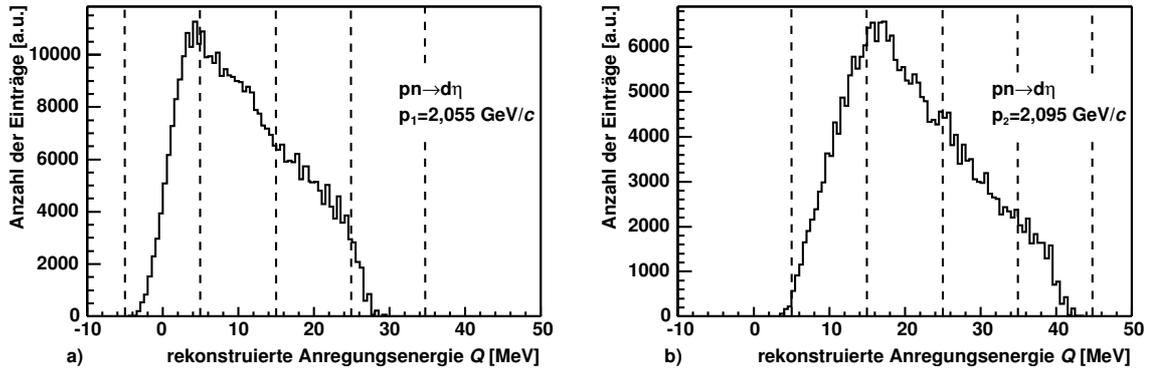


Abbildung 3.3: Zahl der in der Simulation akzeptierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Anregungsenergie Q . Die gestrichelten Linien zeigen die Intervallgrenzen, für die eine separate Akzeptanzberechnung durchgeführt wurde.

Die Ergebnisse der Akzeptanzbestimmung für Spectatorprotonen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ ändern sich deutlich bei nur geringen Variationen der in der Simulation angenommenen Geometrie des Spectatordetektors und der Targetposition. Beide Faktoren beeinflussen die absolute Größe der rekonstruierten Anregungsenergie Q und somit die Position der simulierten Q -Wertverteilungen (siehe auch Abbildung 3.3). Gerade die Akzeptanzen für die Q -Intervalle in den Randbereichen der Verteilungen ändern sich durch eine Verschiebung der Verteilung relativ stark (siehe Tabelle 3.1). Die in Tabelle 3.1 angegebenen Akzeptanzen wurden aus der Zahl der im angegebenen Bereich der Anregungsenergie ΔQ_i akzeptierten Ereignisse $N_{\text{akzeptiert}}(\Delta Q_i)$

Impuls	Intervall ΔQ_i	$\mathcal{A}_{\text{ist}} (\cdot 10^{-4})$	$\kappa_{\mathcal{A}_{Q+0,5\text{MeV}}}$	$\kappa_{\mathcal{A}_{Q-0,5\text{MeV}}}$
2,055 GeV/c	[-5..5] MeV	4,8624	-7,91%	8,34%
	[5..15] MeV	6,1268	2,30%	-2,44%
	[15..25] MeV	3,3782	3,75%	-4,47%
	[25..35] MeV	0,3060	21,44%	-31,76%
2,095 GeV/c	[5..15] MeV	3,3916	-4,65%	4,03%
	[15..25] MeV	3,4376	1,99%	-3,00%
	[25..35] MeV	1,8776	3,38%	-3,26%
	[35..45] MeV	0,6408	10,86%	-11,73%

Tabelle 3.1: Berechnete Akzeptanzen \mathcal{A}_{ist} und ihre Änderung $\kappa_{\mathcal{A}_{Q\pm 0,5\text{MeV}}}$ bei systematischer Verschiebung der absoluten Q-Wert um $\Delta Q = \pm 0,5$ MeV für verschiedenen Q-Wert Intervalle ΔQ_i

gemäß Formel (3.3) berechnet, wobei $N_{\text{generiert}} = 25 \cdot 10^6$ generierte Ereignisse den Simulationen zu Grunde lagen. Die angegebenen Unsicherheiten berücksichtigen die mögliche systematische Verschiebung der Verteilungen um $\Delta Q_{\text{sys.}} = \pm 0,5$ MeV ($\hat{=} \pm 1$ Bin in den gezeigten Verteilungen), die sich aus den in Abschnitt 4.5 bestimmten Unsicherheiten bei der Bestimmung der Targetposition und den Toleranzen der Detektorgeometrie ergibt.

3.6 Simulation der Pionenproduktion

Reaktionen vom Typ $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ sind in diesem Experiment nicht durch den Einsatz von Hardware- oder Softwaretriggern von der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ zu unterscheiden. Das System X kann unter Beachtung von Energie- und Ladungserhaltung aus mehreren geladenen oder neutralen Pionen bestehen (siehe Tabelle 1.5). Diese Reaktionen erzeugen im Missing Mass-Spektrum (Abschnitt 6.1.1) eine breite Massenverteilung, die einen Untergrund unter dem Signal der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ bildet. Um diese Untergrundverteilung zu studieren und ihren Einfluss auf das Signal der η -Produktion zu verstehen wurden umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt. Die berechnete Massenverteilung der Pionenproduktionskanäle wird von der gemessenen Massenverteilung subtrahiert um ein untergrundbereinigtes Signal der η -Produktion zu erhalten.

3.6.1 Mehrpionenkanäle

Neben der elastischen Streuung ist die Pionenproduktion im betrachteten Energiebereich die Reaktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt. Bei der Anregungsenergie, die für die schwelennahe Produktion eines η -Mesons mit der Masse $m_\eta = (547,75 \pm 0,12) \text{ MeV}/c^2$ [PDG03] benötigt wird, ist es möglich bei der Kollision zwischen Strahlproton und Targetneutron maximal bis zu vier Pionen zu erzeugen. Als konkurrierende Prozesse zur Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ kommen die in Tabelle 1.5 dargestellten Kanäle in Frage.

Exemplarisch für die berechneten Missing Mass-Spektren ist die Verteilung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\pi^-\pi^+$ in Abbildung 3.4 dargestellt. Die statistischen Schwankungen in den simulierten Spektren stören beim Vergleich mit der gemessenen Missing Mass-Verteilung. Durch eine Anpassung dieser Spektren mit Polynomfunktionen können diese statistischen Schwankungen eliminiert werden.

3.6.2 Parametrisierung der Untergrundverteilung

Die Missing Mass-Verteilungen der einzelnen Mehrpionenproduktionskanäle i (Tabelle 1.5) wurden für die beiden Strahlimpulse $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ für jeweils vier verschiedene Bereiche der Anregungsenergie Q simuliert und anschließend durch rationale Funktionen $f(x, i)$ der Form

$$f(x, i) = \frac{1}{h_i} \cdot \frac{a_i x^2 + b_i x + c_i}{x^2 + d_i x + e_i} \quad (3.4)$$

angepasst. Die Variable x repräsentiert dabei die Massen im Missing Mass-Spektrum, $f(x, i)$ ist der Funktionswert, der die Höhe des Histogramms i an der Stelle x beschreibt. Die Parameter a_i, b_i, c_i, d_i, e_i und h_i wurden so angepasst, dass die Funktion den Verlauf des Histogramms optimal beschreibt.

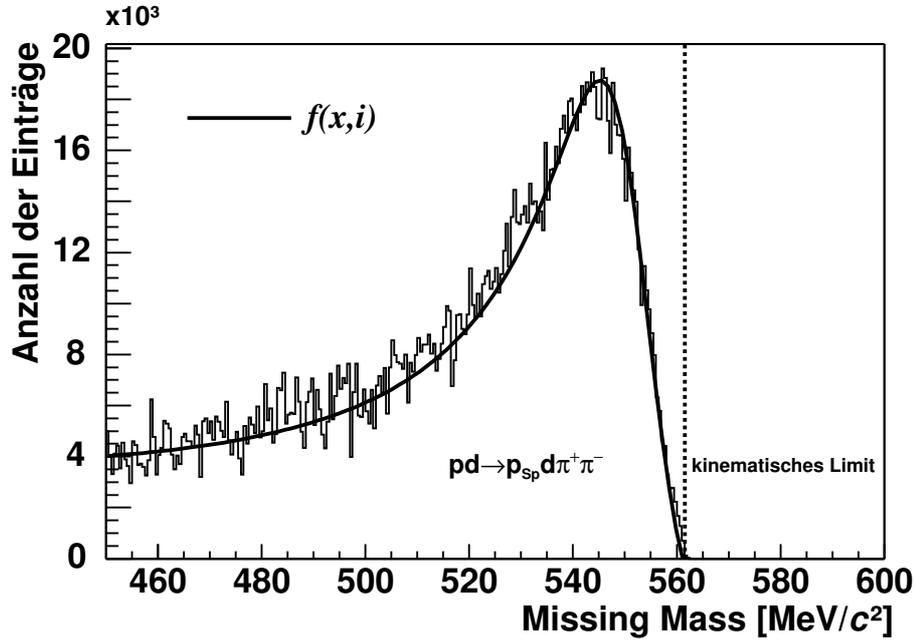


Abbildung 3.4: Simulierte Missing Mass-Verteilung der Reaktion $pd \rightarrow p_{sp} d \pi^+ \pi^-$ bei einem Strahlimpuls von 2,055 MeV/c im Bereich von Anregungsenergien $Q = [5..15]$ MeV. Die durchgezogene Linie repräsentiert den Polynomfit nach Gleichung (3.4).

Man erkennt in Abbildung 3.4, dass der Fit nach Gleichung (3.4) gut die Form der simulierten Missing Mass-Verteilung reproduziert. Insbesondere der Peak und die steil abfallende Flanke in der Nähe des kinematischen Limits stimmen sehr gut überein. Die Polynomfunktion erfüllt also die wesentlichen Anforderungen um mit ihr die Untergrundanpassung zur Extraktion des Signals der η -Produktion im Bereich des kinematischen Limits durchführen zu können.

Die gewichtete Summe $F(x)$ der Funktionen $f(x, i)$

$$F(x) = \sum_i s_i \cdot f(x, i) \quad (3.5)$$

erlaubt schließlich die Beschreibung einer einzigen Untergrundfunktion, die den Gesamteinfluss aller Pionenproduktionskanäle berücksichtigt. Um die Untergrundfunktion $F(x)$ an die Höhe der Verteilung der Messdaten anzupassen werden im letzten Schritt die Skalierungsfaktoren s_i variiert.

Durch dieses Verfahren ist es möglich nur durch Variation der Skalierungsfaktoren s_i den simulierten Pionenuntergrund optimal an die gemessenen Verteilungen anzupassen. Die Parameter a_i, b_i, c_i, d_i, e_i und h_i haben lediglich die Aufgabe die diskreten Histogramme in eine kontinuierlich definierte Funktion zu überführen, die die Form der physikalisch motivierten Verteilungen widerspiegelt, und sind deshalb nicht als freie Parameter in der Anpassung zu verstehen. Die Ergebnisse des hier dargestellten Verfahrens gehen in die in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Missing Mass-Analyse ein.

Kapitel 4

Datenanalyse

4.1 Detektionsprinzip der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$

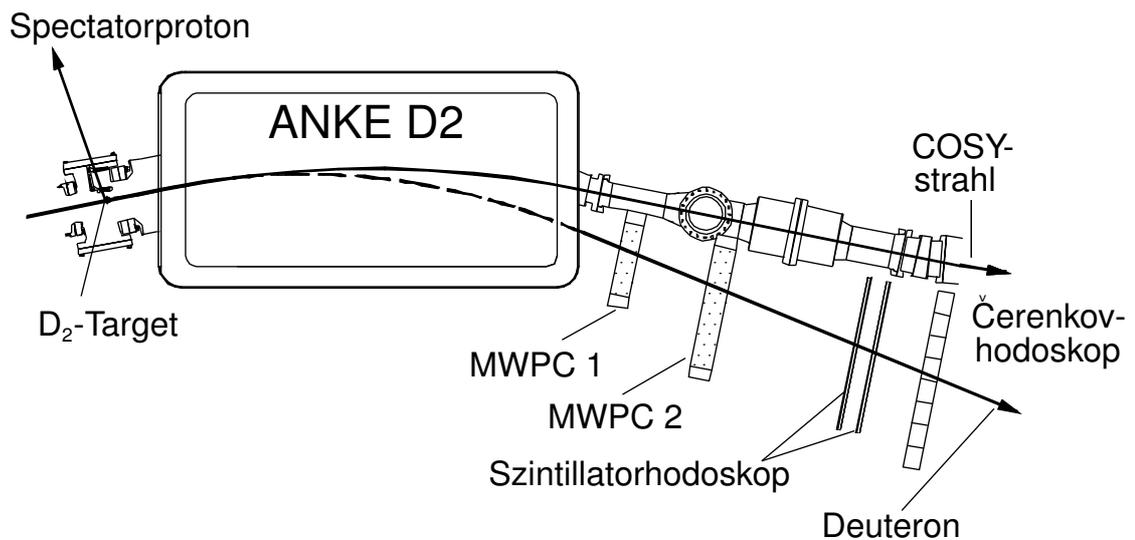


Abbildung 4.1: Detektionsschema der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ im ANKE-Spektrometer

Durch den Nachweis eines Deuterons im Vorwärts-Detektionssystem und eines Spectatorprotons in Targetnähe kann die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ am Experimentaufbau ANKE identifiziert werden (siehe Abbildung 4.1).

Die Streueignisse, die im Detektionssystem Signale erzeugt und den Hardwaretrigger **T1** ausgelöst haben, wurden vom Datenerfassungssystem zu einem Rohereignis zusammengefasst, das für die weitere Datenanalyse gespeichert wurde (siehe Abschnitt 2.7). Im Verlauf der Datenanalyse werden die gespeicherten Detektorinformationen kalibriert und gehen in die in diesem Kapitel erläuterten Algorithmen zur Rekonstruktion der Viererimpulse der gemessenen Teilchen ein. Mithilfe von

Softwaretriggern (siehe Abschnitt 4.4.4) werden dann die Kandidaten für den Kanal $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ aus allen gemessenen Ereignissen selektiert und können der Missing Mass-Analyse (Abschnitt 6.1.1) zugeführt werden.

4.2 Kalibration des Szintillatorrhodoskops

Die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesenen Szintillatorplatten des Vorwärtshodoskops (siehe Abbildung 2.6) liefern Amplituden- und Zeitinformationen für registrierte Rohereignisse. Durch die Kalibration soll der Zusammenhang zwischen den registrierten Amplituden und dem tatsächlichen Energieverlust ΔE im Szintillator hergestellt werden.

In Abhängigkeit von der Höhe des Trefferortes in einer Szintillatorplatte wird das Licht auf dem Weg zum näheren Photomultiplier weniger stark absorbiert als auf dem Weg zum entfernteren. Erst die gemittelte Amplitudeninformation Qm_i

$$Qm_i = \frac{c_{\text{oben},i} \cdot Q_{o_i} \times c_{\text{unten},i} \cdot Q_{u_i}}{2} \quad (4.1)$$

aus den Signalen Q_{o_i} und Q_{u_i} der beiden Photomultiplier ist proportional zur gesamten im i -ten Szintillator deponierten Energie. Die Faktoren c_1 und c_2 werden so bestimmt, dass die unterschiedlichen Verstärkungscharakteristiken der oberen und unteren Photomultiplier ausgeglichen werden.

Dieser Abgleich entspricht einer relativen Kalibration, die jedoch noch keine Aussage über die absoluten Energieverluste zulässt.

4.2.1 Absolute Energiekalibration

Die in dieser Arbeit verwendete absolute Energiekalibration [Mac02] erlaubt die Berechnung des Energieverlustes ΔE von Teilchen, die Signale im Szintillator erzeugt haben. Durch Monte-Carlo-Simulationen und durch die Analyse von Referenzreaktionen wurde ein Satz von Kalibrationsfaktoren $c_{1..5,i}$ bestimmt, mit dessen Hilfe sich unter Berücksichtigung der Höhe des Trefferortes y der Energieverlust für jeden einzelnen Photomultiplier i berechnen lässt.

$$\frac{\Delta E_i}{cm} = \frac{f_1(Q_i)}{f_2(y)} = \frac{c_1 \cdot Q_i^2 + c_2 \cdot Q_i}{c_3 \cdot y^2 + c_4 \cdot y + c_5}. \quad (4.2)$$

Dabei stellt die Funktion $f_1(Q_i)$ den Zusammenhang zwischen Amplitudeninformation Q_i und Energieverlust her. Der Absolutbetrag der Energie, die von Teilchen mit unterschiedlichen Impuls zu Masse-Verhältnissen $(\beta\gamma)^1$ im Szintillator deponiert wird, wurde zuvor durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelt [Mac02].

¹ $\beta\gamma = p/m$ ist die relativistische Beziehung zwischen Impuls p und Masse m eines Teilchens [Byc94], wobei γ der relativistische Lorentzfaktor und β die relativistische Geschwindigkeit ist.

Durch die quadratische Funktion $f_2(y)$ wird die Lichtabschwächung im Szintillator in Abhängigkeit vom Trefferort y parametrisiert. Prinzipiell kann aus den Laufzeitunterschieden im Szintillator $\Delta t = t_{\text{oben}} - t_{\text{unten}}$ der Trefferort berechnet werden. Eine genauere Bestimmung ist durch die Analyse der mit den Vieldrahtkammern rekonstruierten Teilchenspur möglich. Hierbei wird der Trefferort in den hinter den Kammern stehenden Szintillatorlatten direkt aus der Flugbahn des Teilchens berechnet.

4.3 Impulskalibration und Effizienzanalyse der Drahtkammern

Die Drahtkammern des Vorwärtssystems werden zur Rekonstruktion der Flugbahnen der in Vorwärtsrichtung gestreuten Ejektile verwendet (Abschnitt 2.4.1). Beim Flug durch das Magnetfeld (mit Flussdichte B) des Spektrometernagnetes D2 werden die Ejektile mit Ladung q in Abhängigkeit von ihrem Impuls \vec{p} auf Kreisbahnen mit Radius r abgelenkt.²

$$r = \frac{|\vec{p}|}{B \cdot q} \quad (4.3)$$

Die mithilfe der Kammern bestimmte Teilchenspur wird bis zu ihrem Ursprung in der Wechselwirkungszone von Target- und Beschleunigerstrahl rekonstruiert. Der dabei ermittelte Krümmungsradius r der Flugbahn ist gemäß Formel 4.3 proportional zum Impuls $|\vec{p}|$ des Teilchens.

Die von den Drahtkammern des Vorwärtssystems akzeptierten Impuls- und Streuwinkelbereiche sind in Abbildung 4.2 dargestellt. In den Rekonstruktionsalgorithmus zur Bestimmung der Impulse \vec{p} der Ejektile geht die genaue Position der Drahtkammern im ANKE- Experimentaufbau sowie ihre Geometrie ein. Die Präzision, die mit konventionellen Messverfahren (Maßband) bei der Vermessung der Kammerpositionen erreicht wurde, ist nicht ausreichend. Deshalb wurde ein Verfahren entwickelt, bei dem die Kammerposition durch die Analyse einer Referenzreaktion bestimmt werden kann [Dym01b]. Die Analyse der am Wasserstofftarget gemessenen elastischen Streuung $pp \rightarrow pp$ erlaubt die Bestimmung von Kalibrationsfaktoren für die Impulsrekonstruktion. Wichtige Informationen sind hierbei neben den Kammerpositionen die effektiven x - und y -Ausdehnungen der sensitiven Flächen sowie die Ermittlung des effektiven Abstandes der sensitiven Drähte, der innerhalb der Kammer nicht konstant ist [Dym01b].

²Dieser Zusammenhang gilt im Spezialfall $\vec{B} \perp \vec{p}$.

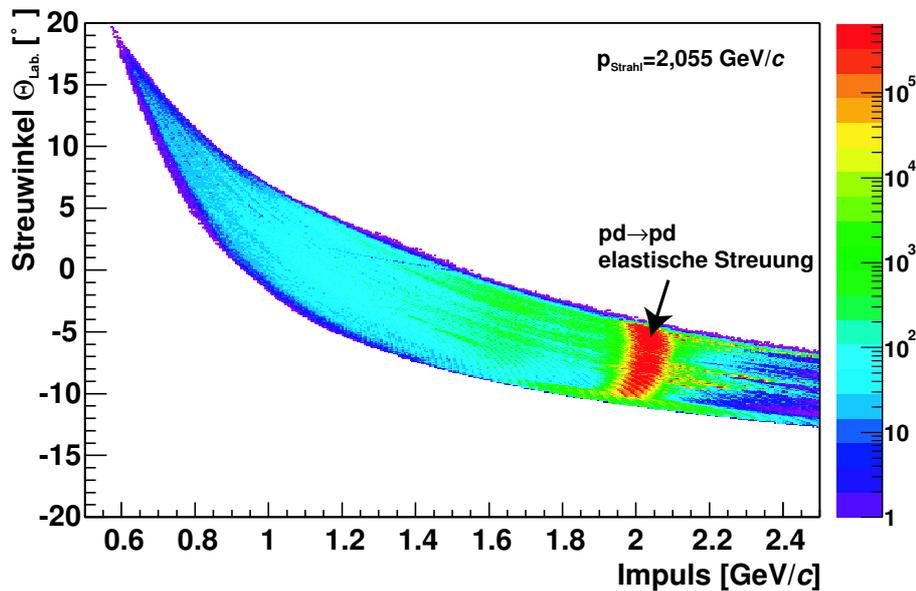


Abbildung 4.2: Vom Vorwärtsdetektionssystem akzeptierte Streuwinkel und Impulse. Negative Winkel beziehen sich auf die Streuung in Richtung des COSY-Ringäußeren.

4.3.1 Bestimmung der Kammereffizienzen

Ohne die Kenntnis der Effizienzen der Drahtkammern ist eine quantitative Analyse der gemessenen Reaktionen nicht möglich. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist es unerlässlich die Anzahl der erzeugten schnellen Deuteronen, die aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ stammen, möglichst genau zu bestimmen. Protonen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ werden ebenfalls im Vorwärtssystem detektiert. Die Bestimmung der Luminosität durch die simultane Messung dieser Referenzreaktion erfordert ebenfalls eine präzise Kenntnis der Kammereffizienzen.

Die Effizienzanalyse wird für jede sensitive Kammerebene (siehe Abschnitt 2.4.1) einzeln durchgeführt. Die zu untersuchende Ebene wird zunächst aus der Datenanalyse ausgeschlossen. Mithilfe der Trefferinformationen aus den verbleibenden Ebenen und aus dem Szintillatorhodoskop wird eine Teilchenspur rekonstruiert (siehe Abbildung 4.3).

Im Fall von nur zwei einsetzbaren Kammern ist eine Spurrekonstruktion bei einer ausgeschalteten Ebene in einer Kammer mithilfe der Trefferinformation aus der segmentierten Streifenebene (siehe Abschnitt 2.4.1) bei etwas verschlechterter Ortsauflösung dennoch möglich. In der Effizienzanalyse wird nun überprüft, ob die anhand der Trefferinformationen aus den verbleibenden Ebenen rekonstruierte Spur ein Signal in der von der Analyse ausgeschlossenen Ebene erzeugt hat. Wenn an den Drähten für die erwartete Trefferposition der untersuchten Ebene ebenfalls ein Signal nachgewiesen wurde, so hatte dieser Draht für das einzelne gemessene Ereignis eine Effizienz von 100 %. Diese Messung wird mit vielen Ereignissen unter Permu-

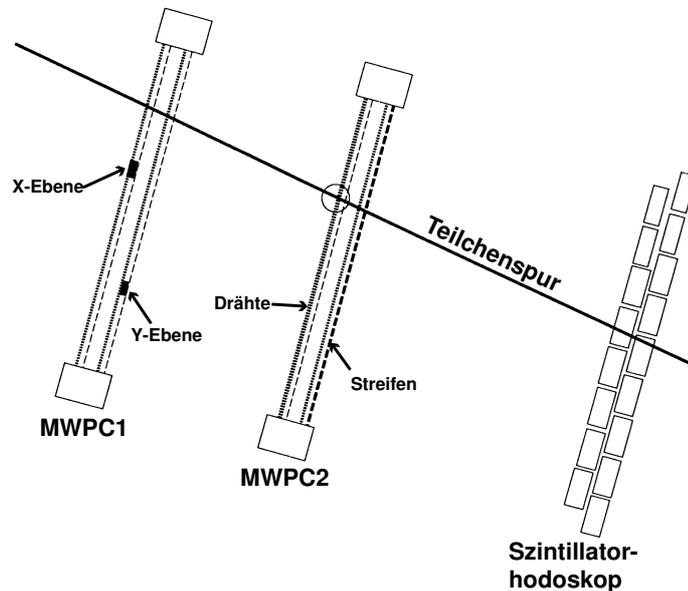


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung einer Teilchenspur im Vorwärtssystem. Jede Kammer besitzt eine ortsauflösende Drahtebene und eine ortsauflösende Streifenebene. Somit ist eine Effizienzanalyse mit drei sensitiven Ebenen möglich.

tation der Ebenen, die aus der Analyse ausgeschlossen werden, solange wiederholt (etwa $50 \cdot 10^6$ Ereignisse werden für eine aussagekräftige Statistik benötigt) bis für jede Kammerebene die Detektionswahrscheinlichkeit angegeben werden kann. Dabei wird die Gesamtwahrscheinlichkeit aus der Summe der Nachweiswahrscheinlichkeiten aller gemessenen Ereignisse berechnet. Da sich gezeigt hat, dass die Effizienzen ortsabhängig sind, wurden so genannte Effizienzmappen konstruiert, die die Ebenen in diskrete Bereiche (20×20 Zellen) aufteilen und so eine vom Trefferort abhängige Effizienzkorrektur erlauben [Dym01b]. Diese Effizienzmappen werden bei der Analyse der Daten der Reaktionen $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und $pd \rightarrow pd$ benutzt um für jedes einzelne Ereignis eine vom Trefferort in der Kammer abhängige Effizienz angeben zu können.

4.3.2 Korrektur der Effizienzen

Die detaillierte Analyse der orts- und impulsabhängigen Effizienzen [Dym01b] ermöglicht die Berechnung von Korrekturgrößen, die in Form von Gewichtungsfaktoren für jedes einzelne gemessene Ereignis in die weitere Analyse eingehen. Die aus der Effizienzmappe berechnete inverse Nachweiswahrscheinlichkeit wird als Gewichtungsfaktor w_i jedem Ereignis i zugeordnet.

Abbildung 4.4 a zeigt eine Statistik über die bei einem Impuls von $p_2 = 2,095$ GeV/c bestimmten Effizienzen, bei denen Spuren mit dem Vorwärtssystem rekons-

truiert werden konnten. Die ermittelten Effizienzen können sehr geringe Werte annehmen, und die Zahl der Einträge zwischen benachbarten Effizienzwerten schwankt stark. Im Mittel wird eine für Drahtkammern typische Effizienz von $\epsilon_{\text{Kammer}} > 95\%$ nicht erreicht. Durch die Gewichtungsfaktoren, die sich aus der inversen Kammereffizienz ergeben, soll dieser Effekt für jedes Ereignis korrigiert werden.

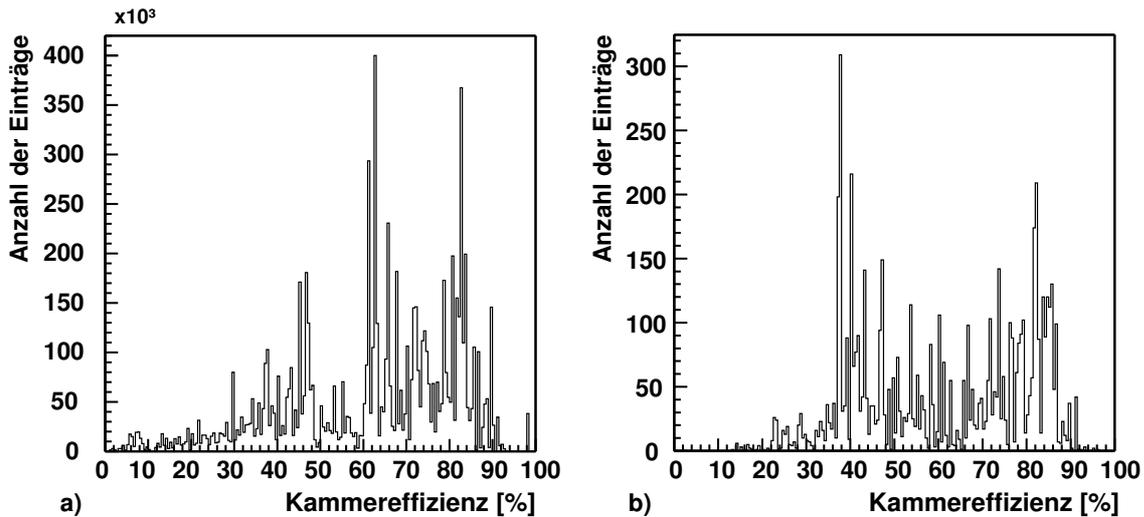


Abbildung 4.4: a) Gesamteffizienz der Drahtkammern bei einem Strahlimpuls von $p = 2.095 \text{ GeV}/c$ für alle im Vorwärtssystem gemessenen Ereignisse. b) Effizienz für selektierte Deuteronen.

Für die selektierten Deuteronen (siehe Abschnitt 4.4.3) ist im Vergleich zur Verteilung aller im Vorwärtsdetektionssystem gemessenen Teilchen eine unterschiedliche Effizienzverteilung zu erkennen (siehe Abbildung 4.4b)). Zur genaueren Untersuchung sind in Abbildung 4.5 die Effizienzen der vier Drahtebenen der beiden Kammern einzeln dargestellt. Vor allem die X-Drahtebene in der zweiten Kammer zeigt teilweise sehr geringe Effizienzen und eine sehr inhomogene Trefferverteilung (Abbildung 4.6). Würde man auf die Trefferinformationen dieser Ebene im Algorithmus zur Spurrekonstruktion verzichten, so könnte die Gesamteffizienz der verbleibenden drei Ebenen deutlich gesteigert werden. Allerdings ist die genaue X-Positionsangabe in der zweiten Kammer zwingend für eine hinreichend genaue Impulsrekonstruktion erforderlich. Die Effizienzkorrektur für jedes Ereignis soll eine vom nachgewiesenen Kanal unabhängige Quantifizierung erlauben, jedoch steigt bei sehr geringen Effizienzen die Unsicherheit in der Berechnung der Korrekturgrößen.

Das beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit geht von der Unabhängigkeit der Effizienzen für jede sensitive Ebene aus. Diese Annahme ist für Effekte, die statistischer Natur sind, gerechtfertigt. Eventuell ist jedoch auch die Ausleseelektronik der Kammern für die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit

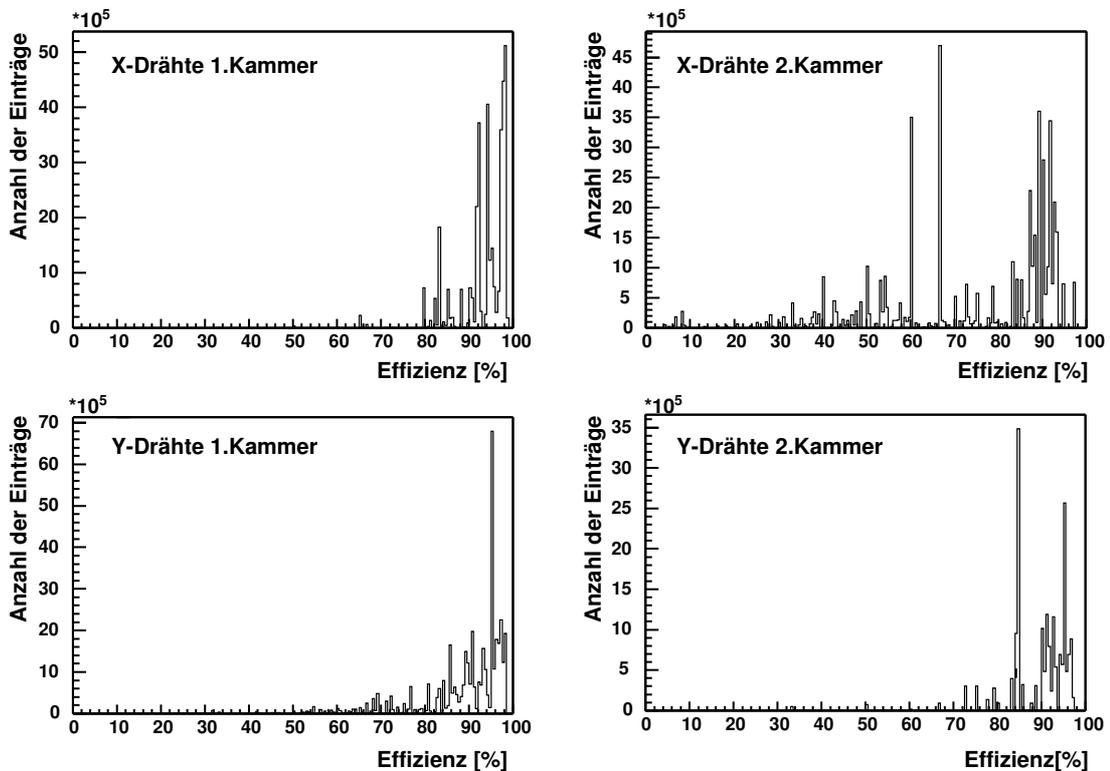


Abbildung 4.5: Effizienzverteilung für die einzelnen Ebenen der Drahtkammern. Die X-Drahtebene der zweiten Kammer zeigt niedrigere Effizienzen und eine im Vergleich zu den anderen Ebenen ungewöhnliche Verteilung.

mitverantwortlich. Die Kanäle aus den Draht- und Streifenebenen einer Kammer werden in jeweils vier Elektronikmodulen zusammengefasst. Sofern Ineffizienzen aufgrund defekter Elektronikmodule in zwei hintereinanderliegenden Ebenen auftreten, können diese mit dem oben dargestellten Verfahren nicht korrekt bestimmt werden und es ist möglich, dass in solchen Bereichen systematisch zu hohe Effizienzen berechnet werden[Dym01b].

Insbesondere die Tatsache, dass die in der Gesamtverteilung dargestellten Effizienzen, die hauptsächlich für den Nachweis von Protonen aus der elastischen Streuung berechnet wurden, von der Verteilung für identifizierte Deuteronen abweichen, ist problematisch, da die gleichzeitige Messung der elastischen Streuung der Bestimmung der Luminosität dient. Eine nicht hinreichend korrigierte Ineffizienz beim Nachweis von Ereignissen der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ führt bei der Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts systematisch zu geringeren Werten. Aufgrund der räumlich stark schwankenden Effizienzverteilung und der teilweise sehr niedrigen Effizienzen in der Kammer und der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Teilchensorten können systematische Unsicherheiten bei der Quantifizierung der gemessenen Ereignisse nicht ausgeschlossen werden.

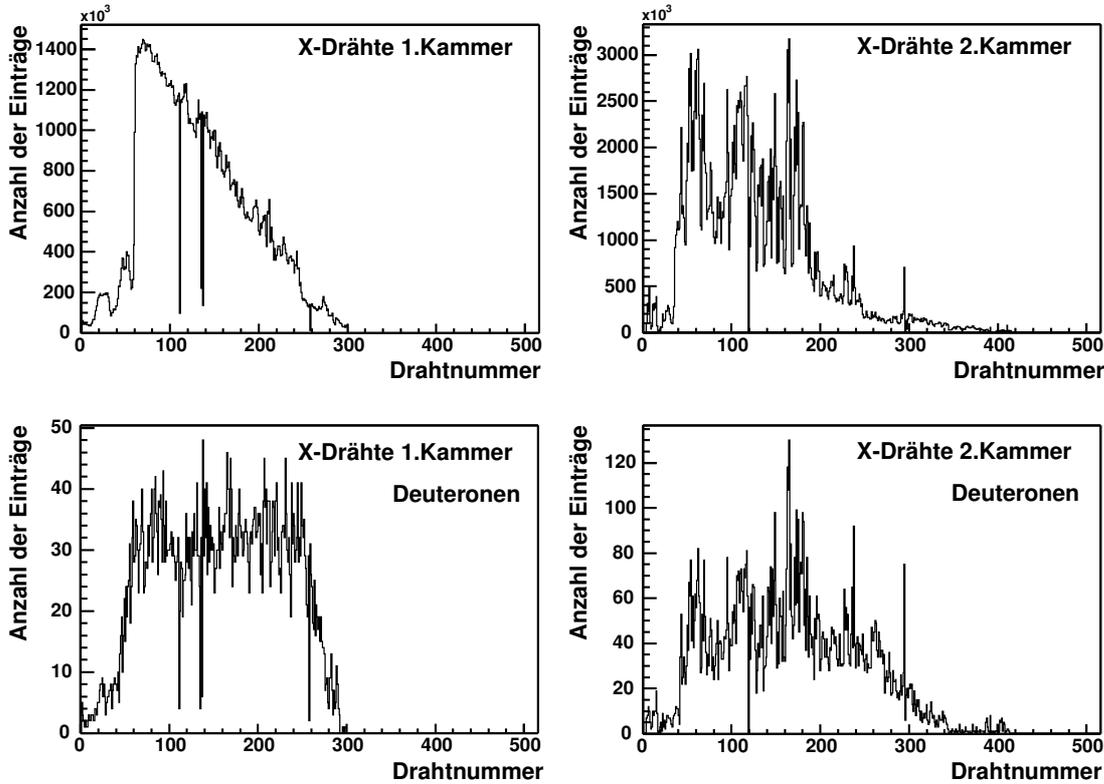


Abbildung 4.6: Trefferverteilungen in den X-Drahtebenen beider Kammern. Oben sind die Verteilungen aller gemessenen Ereignisse, für die eine Spur rekonstruiert werden konnte, dargestellt. In den beiden unteren Spektren sind die Trefferpositionen für selektierte Deuteronen dargestellt.

Kammereffizienzen bei der Messung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\pi^0$

Bei der Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\pi^0$ [Men04] wurden die Drahtkammern unter identischen Betriebsparametern (Hochspannung, Gasversorgung) wie bei den Messungen der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ eingesetzt. Diese Messungen fanden in der gleichen Strahlzeit statt, in der auch die Datennahme zur η -Produktion durchgeführt wurde.

Die Experimentier- und Analysebedingungen wurden bis auf den Impuls des COSY-Strahls nicht verändert. Die erreichten Drahtkammereffizienzen sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Im Unterschied zu den Messungen bei hohen Impulsen wird hier die typische Kammereffizienz von $\epsilon_{\text{Kammer}} > 95\%$ erreicht. Die Diskrepanz der bei beiden Messungen bestimmten Effizienzen kann durch folgende Modelle erklärt werden:

- Energieverlust der Ejektile
Aufgrund des deutlich geringeren Strahlimpulses bei den Messungen der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\pi^0$ ($p = 0,835 \text{ GeV}/c$) sind die Ejektile wesentlich langsamer. Der Energieverlust der Teilchen in Materie ist dadurch höher (siehe Formel

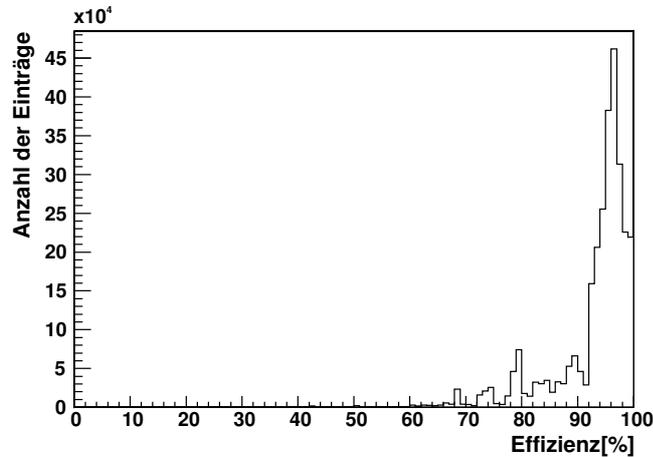


Abbildung 4.7: Effizienzverteilung der Drahtkammern für alle im Vorwärtsdetektions-system bei einem Strahlimpuls von $p = 0,835 \text{ GeV}/c$ gemessenen Ereignisse.

(4.4)) und die Zahl der Ionisationen und der dabei produzierten primären Ladungsträger entlang der Teilchenspur steigt. Es ist möglich, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Teilchenspur in den Drahtkammern durch das stärkere Primärsignal erhöht wird.

- Zählrateneffekte

Die Zählraten im Vorwärtssystem bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ unterscheiden sich ungefähr um einen Faktor 10 von den Raten bei einem Impuls von $p = 0,835 \text{ GeV}/c$. Aufgrund des niedrigeren Strahlimpulses bei den Messungen zur π^0 -Produktion ist die Zahl der produzierten Teilchen deutlich geringer, da die Strahlenergie nicht ausreicht um pro Stoßvorgang mehrere neue Teilchen zu produzieren.

Nachdem in einer Drahtkammer durch einen Schauer geladener Teilchen ein Signal erzeugt wurde, ist der entsprechende Bereich für eine gewisse Zeit insensitiv. Diese Totzeit wird durch die Erholungsphase des ionisierten Gases erzeugt, in der nach Rekombination der Ladungsträger das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode wiederaufgebaut werden muss. Wenn die Teilchenrate in bestimmten Bereichen der Kammer zu hoch wird, können dort beispielsweise Dauerentladungen stattfinden, die so die Signale aus den betroffenen Bereichen der Kammer für eine weitere Analyse unbrauchbar machen. Eventuell ist ein solcher Effekt Ursache für die unbefriedigende Funktion der zweiten X-Drahtebene in der zweiten Kammer.

Beide Effekte können dazu führen, dass bei den zur η -Produktion eingesetzten Impulsen die Kammereffizienzen absinken. Aufgrund der letztlich aber nicht genau verstandenen Inhomogenitäten und atypischen Effizienzen wurden die eingesetzten Kammern nach Abschluss des hier dargestellten Experimentes ersetzt.

4.4 Ereignisselektion

Eine Hauptaufgabe der Datenanalyse besteht in der Selektion von Ereignissen, bei denen ein Deuteron im Vorwärtsdetektionssystem und ein Proton im Spectatordetektor gemessen wird und die daher als Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ in Frage kommen. In den folgenden Abschnitten wird erläutert, wie aus den kalibrierten Detektorinformationen physikalische Auswahlkriterien zur Teilchenidentifikation gewonnen werden.

4.4.1 Parametrisierung des Energieverlustes durch die Bethe-Bloch-Formel

Wesentliches Werkzeug für die Teilchenidentifikation sowohl im Spectatordetektor (siehe Abschnitt 4.4.2) als auch im Szintillatordetektor (siehe Abschnitt 4.4.3) ist die Messung des Energieverlustes, den die Teilchen im Detektormaterial erleiden. Der Energieverlust in Materie kann durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden (siehe z.B. [PDG03]):

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.4)$$

Der Energieverlust $-dE$ eines Teilchens pro im Detektormaterial zurückgelegter Wegstrecke dx ist demnach proportional zum Quadrat der Ladung z des Teilchens sowie antiproportional zum Quadrat der relativistischen Geschwindigkeit $\beta = v/c$. Die Masse des Teilchens geht indirekt über die maximale auf freie Elektronen übertragbare kinetische Energie T_{max} ein, hat aber nur untergeordnete Bedeutung für den Energieverlust. Spezifisch für das absorbierende Material sind das Ladungsverhältnis Z/A , die mittlere Anregungsenergie I , der von der Avogadrokonstante N_A abhängige Energieverlustfaktor $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ und der Dichtekorrektureffizient δ .

Wesentlich ist in den hier betrachteten Energiebereichen die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Quadrat der relativistischen Geschwindigkeit β

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}. \quad (4.5)$$

4.4.2 Messung von Spectatorprotonen und elastisch gestreuten Deuteronen mit dem Siliziumdetektor

Der Spectatordetektor (siehe Abschnitt 2.6) wird zur Messung von langsamen Protonen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und zur Messung von elastisch gestreuten Deuteronen aus dem Kanal $pd \rightarrow pd$ genutzt. Die Energieverlust- und Trefferinformationen des Detektors werden in der Datenanalyse für folgende Aufgaben weiterverarbeitet:

- Direkte Messung der kinetischen Energie T der Teilchen mittels kalibrierter Energieverlustmessung
- Teilchenidentifikation mittels der $\Delta E/E$ -Technik
- Spurrekonstruktion durch Messung der Trefferorte im Detektor und darauf aufbauende Rekonstruktion der Streuwinkel und Impulskomponenten \vec{p} .

Im Unterschied zum Vorwärtsdetektionssystem liefert hier eine kompakte Detektoreinheit alle Information zur Rekonstruktion der Viererimpulse. Systematische Fehler können durch den Einsatz gleicher Analyse- und Detektionstechniken für alle drei Ebenen minimiert werden.

Messung der kinetischen Energie

Die Halbleiterdetektoren, aus denen der Spectatordetektor besteht sind für den Nachweis der Spectatorprotonen mit geringen Energien ($T \approx 0 - 30 \text{ MeV}$) gut geeignet, da sie Messungen mit sehr hoher Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{Si} > 99\%$, hoher Energieauflösung und präziser Trefferortbestimmung ermöglichen [Leh04]. Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch den Detektor aufgrund von Ionisationsstößen mit dem Halbleitermaterial Energie (siehe Formel (4.4)). Dabei werden im Halbleiter Elektronen-Loch Paare erzeugt, deren Anzahl proportional zum Energieverlust des Teilchens ist. Die Amplitude des entstehenden elektrischen Signals trägt die Energieverlustinformation. Nach einer Kalibration der gemessenen Amplituden lässt sich der absolute Energieverlust ΔE des detektierten Teilchens im Detektor angeben. Voraussetzung für die Bestimmung der kinetischen Energie ist, dass die Teilchen ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, also in ihm gestoppt werden. Die kinetische Energie T ergibt sich als Summe der in allen penetrierten Lagen i gemessenen Energieverluste ΔE :

$$T = \sum_{i=1}^3 \Delta E_i. \quad (4.6)$$

Das Energieverlustspektrum, das nach Summierung über die Energieverluste in den einzelnen Lagen resultiert, ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Langsame Protonen mit Energien $T < 6,2 \text{ MeV}$ werden bereits in den beiden ersten Lagen des Spectatordetektors gestoppt. Die Deuteronen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ (siehe Abschnitt 5.2) haben im Mittel höhere Energien und erreichen deshalb auch die dritte Detektorlage.

Teilchenidentifikation mit der $\Delta E/E$ -Methode

Die Teilchenidentifikation im Spectatorhodoskop beruht auf der $\Delta E/E$ -Methode. Mithilfe der Energieverlustsignale der Teilchen, die die erste Detektorlage durchdringen (ΔE), und der absoluten Energiemessung der Teilchen, die in der $300 \mu\text{m}$ dicken

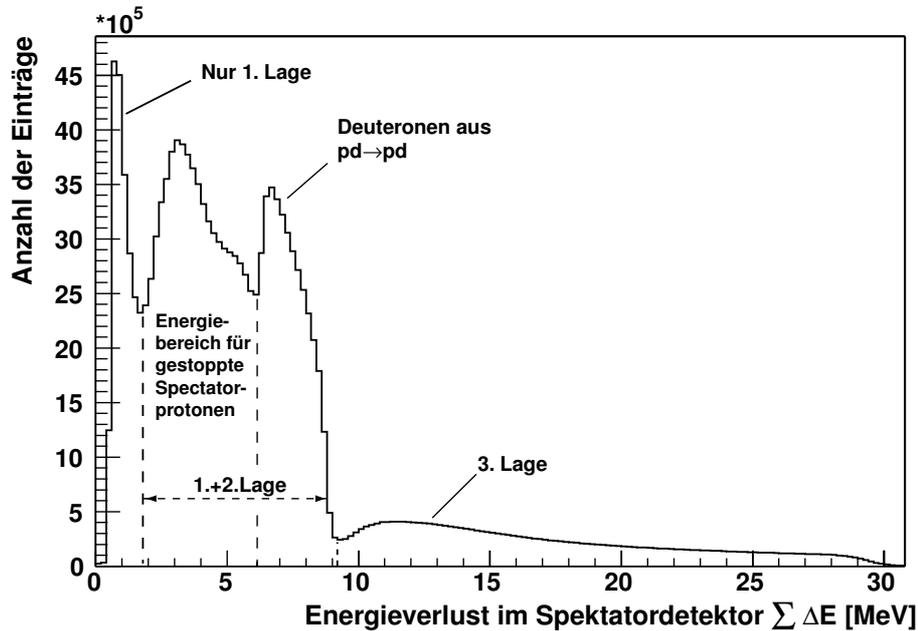


Abbildung 4.8: Verteilung der mit dem Spektatordetektor gemessenen Energieverluste. Die steil abfallenden Flanken bei $\Delta E \approx 2$ MeV und $\Delta E \approx 9$ MeV grenzen den Bereich der Energieverluste, den Teilchen in der 1. und 2. Detektorlage erleiden, ein.

zweiten Detektorlage gestoppt werden (E), können langsame Spectatorprotonen identifiziert werden. Verschiedene Teilchensorten erzeugen in einer solchen Darstellung Bereiche, die aufgrund ihrer Form auch „Energieverlustbanane“ genannt werden (siehe z.B. Abbildung 4.10).

Durch die Energiemessung (E) wird die kinetische Energie T , die von der Geschwindigkeit v und der Masse m des Teilchens abhängt, bestimmt. Der in der ersten Lage gemessene Energieverlust ΔE ist näherungsweise von der Masse unabhängig (Formel (4.5)). Setzt man die Größen ΔE und E zueinander ins Verhältnis, so verbleibt bei bekannter Geschwindigkeit v für die in der zweiten Lage gemessene absolute Energie E nur noch die Proportionalität zur Masse m . Somit ist durch die $\Delta E/E$ -Methode eine Massenseparation und damit Teilchenidentifikation möglich.

In Abbildung 4.9 sind die Energieverluste in der 1. Detektorlage auf der Ordinate und die Energieverluste in der 2. Lage auf der Abszisse aufgetragen. Die Einträge im Bereich der Diagonalen ($\Delta E_{2.\text{Lage}} = [1-6]$ MeV) repräsentieren eine $\Delta E/\Delta E$ -Messung und stammen hauptsächlich von elastisch gestreuten Deuteronen und Protonen. Diese Teilchen haben beide Detektorlagen passiert ohne ihre Energie vollständig abzugeben und werden bei der $\Delta E/E$ -Messung mit der zweiten und dritten Detektorlage in der dritten Detektorlage gestoppt (siehe Abbildung 4.10). Aufgrund der starren Kinematik der Reaktion $pd \rightarrow pd$ sind die kinetischen Energien der Deuteronen

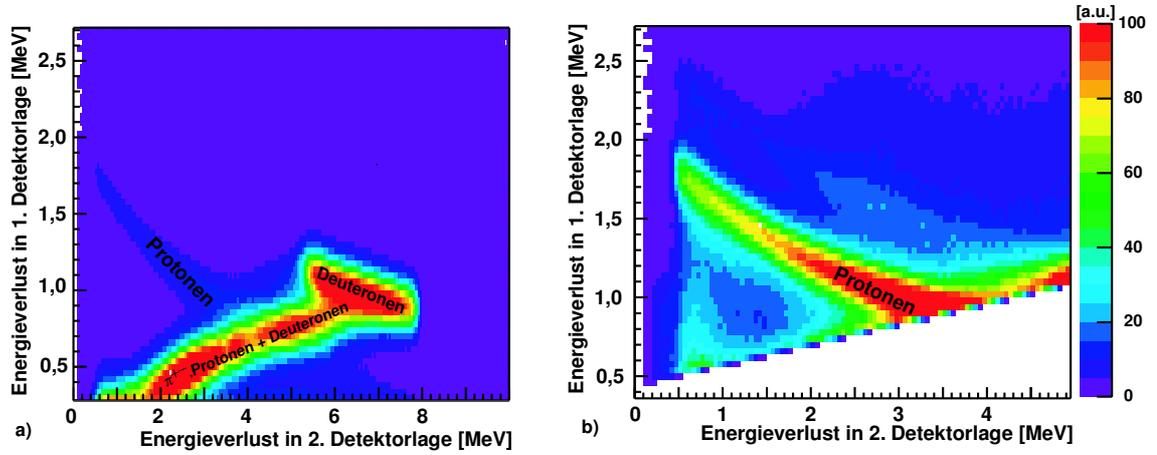


Abbildung 4.9: Energieverluste in der ersten Lage in Abhängigkeit der Energieverluste in der zweiten Lage des Spectatordetektors. Im linken Bild ist der gesamte Energiebereich dargestellt. Im rechten Bild ist der Bereich der Energieverluste von Teilchen, die beide Detektoren durchdringen, herausgeschnitten. Die Protonen mit geringen kinetischen Energien erzeugen ein Band, das deutlich vom Untergrund separiert ist.

festgelegt. Die elastisch gestreuten Deuteronen, die schon in der 2. Detektorlage gestoppt werden sind in Abbildung 4.9a) im Anschluss an den Bereich der nicht gestoppten Teilchen zu erkennen. Der eingeschränkte Bereich der „Deuteronenbanane“ liegt nicht im Bereich der gesuchten Verteilung der Spectatorprotonen. Dadurch ist bei den hier benutzten Strahlimpulsen eine beinahe untergrundfreie Identifikation der Spectatorprotonen möglich.

Mit dem $\Delta E/E$ -Verfahren sollen die elastisch gestreuten Deuteronen von den Protonen mithilfe der zweiten und dritten Detektorlage getrennt werden. Die Überlegungen zur Teilchenidentifikation, die für die beiden ersten Detektorlagen vorgestellt wurden, gelten hier analog. Die in Abbildung 4.10 dargestellten eng beieinander liegenden Regionen von Protonen und Deuteronen können aufgrund der guten Energieauflösung in der 2. und 3. Detektorlage sehr gut getrennt werden (siehe auch [Leh04]).

Impulsrekonstruktion

Durch die Messung der kinetischen Energie kann der Betrag des Dreier-Impulses eines im Spectatordetektor identifizierten Teilchens bestimmt werden. Aus der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung für Teilchen mit der Gesamtenergie E_{ges} , dem Dreierimpuls \vec{p} und der Masse m

$$E_{\text{ges}}^2 = \vec{p}^2 + m^2 \quad (4.7)$$

folgt mit der kinetischen Energie T_{ges} ,

$$T_{\text{ges}} = E_{\text{ges}} - m \quad (4.8)$$

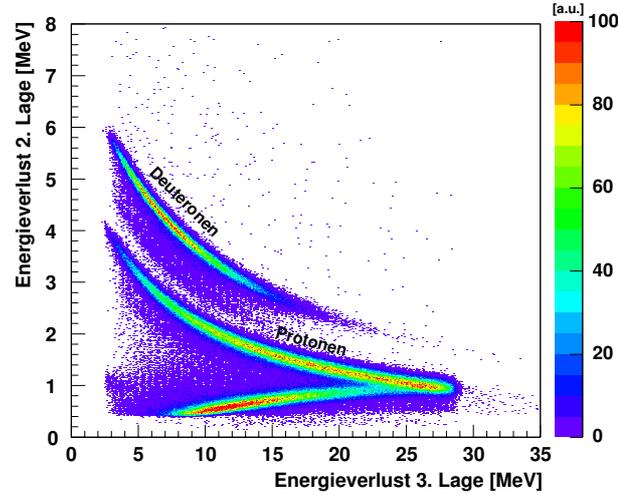


Abbildung 4.10: Energieverluste in der zweiten Lage in Abhängigkeit der Energieverluste in der dritten Lage des Spectatordetektors. Das Deuteronenband kann beinahe untergrundfrei vom Protonenband separiert werden.

die Beziehung zwischen Impulsbetrag und kinetischer Energie:

$$|\vec{p}| = \sqrt{(T_{\text{ges}} + m)^2 - m^2}. \quad (4.9)$$

Für die Bestimmung der Anregungsenergie Q der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ (siehe Formel (3.2)) muss der Viererimpuls des Spectatorprotons bekannt sein. Daher ist nicht nur die Energiemessung, sondern auch die Bestimmung der Flugrichtung der Spectatorprotonen notwendig.

Um die Flugbahnen der im Spectatordetektor nachgewiesenen Teilchen rekonstruieren zu können werden die Trefferinformationen der zwei in horizontaler Richtung segmentierten Detektorlagen benötigt. Diese Segmentierung erlaubt eine Rekonstruktion des polaren Streuwinkels θ der Ejektile. Der Azimutwinkel ϕ kann mit dem Spectatordetektor nicht rekonstruiert werden, da in dieser Richtung konstruktionsbedingt keine Ortsinformationen gemessen werden. Die Vernachlässigung der y -Höhenkomponente hat auf die Genauigkeit der Analysen jedoch wenig Einfluss, da die Relativimpulse in y -Richtung gering und symmetrisch um Null verteilt sind. Im Folgenden werden sich die Algorithmen zur Impulsbestimmung mit dem Spectatordetektor auf den zweidimensionalen Fall beziehen, bei dem alle Streuprozesse in der horizontalen Ebene, die einen Schnittpunkt mit dem Targetstrahl hat, betrachtet werden (siehe Abbildung 4.11).

Die erste Lage des Spectatordetektors liefert keine Ortsinformation, da hier ein nicht-segmentierter Sperrschichtzähler verwendet wird.

Für die langsamen Spectatorprotonen ist aber die genaue Bestimmung des Polarwinkels θ essenziell, da die Impulskomponenten des Protons aus dem Polarwinkel

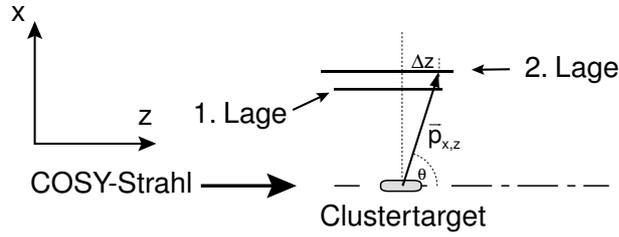


Abbildung 4.11: Skizze zur Impulsrekonstruktion mit dem Spectator-detektor

und der kinetischen Energie T_{ges} (s.o.) rekonstruiert werden können:

$$p_x = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta) \quad (4.10)$$

$$p_y = 0 \quad (4.11)$$

$$p_z = |\vec{p}| \cdot \cos(\theta). \quad (4.12)$$

Für die Bestimmung des Streuwinkels der Spectatorprotonen wird die Spur der Teilchen aus dem Trefferort in der zweiten Detektorlage und den Koordinaten der Vertexposition (siehe Abschnitt 4.5) rekonstruiert. Unter der Voraussetzung eines magnetfeldfreien Raumes bewegen sich die Ejektile zwischen Vertex und Detektor gleichförmig und geradlinig.³ Durch geometrische Überlegungen kann dann die Beziehung zwischen Trefferposition im Detektor und Polarwinkel θ hergeleitet werden:

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{\text{Trefferort im Detektor}}{|\text{Abstand |Detektor - Vertex}|}\right). \quad (4.13)$$

In der Praxis wirkt auf die Ejektile das Streufeld des D2-Magneten, das durch die Targetkammer nicht vollständig abgeschirmt wird. Die resultierende Ablenkung ist vom Krümmungsradius r (Formel (4.3)) abhängig und steigt für Protonen mit geringen Impulsen. Die Ablenkung im Magnetfeld wurde mittels einer impulsabhängigen Korrekturfunktion bei der Berechnung des Trefferortes im Spectator-detektor berücksichtigt.

4.4.3 Deuteronenidentifikation im Vorwärtssystem

Die Messung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ an ANKE erfordert den Nachweis von Deuteronen mit Impulsen im Bereich von $p_{\text{Deut.}} \approx 1,6 \text{ GeV}/c$, die im Laborsystem unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert werden (siehe auch Abbildung 3.2). Es stellt sich die experimentelle Herausforderung unter allen Treffern im Vorwärtssystem die Deuteronentreffer aus dieser Reaktion zu extrahieren. Ein großer Anteil der Treffer stammt von Pionen oder Protonen, die in konkurrierenden Reaktionen erzeugt oder gestreut wurden. Weiterhin treffen aus dem nahen COSY-Strahlrohr gestreute Protonen oder Sekundärteilchen mit hoher Rate die Detektoren des Vorwärtssystems.

³elektrische Felder sowie die Schwerkraft werden hier vernachlässigt

Teilchenidentifikation mit dem $\Delta E/p$ -Verfahren

In einem Diagramm, in dem der Energieverlust in einem Detektor ΔE als Funktion des Impulses p eines Teilchens aufgetragen wird, bilden sich charakteristische Regionen, die unterschiedlichen Teilchensorten zugeordnet werden können. Auf dieser Tatsache beruht das $\Delta E/p$ -Verfahren, mit dem in diesem Experiment Deuteronen identifiziert werden, deren Impuls p mithilfe der Drahtkammern und deren Energieverlust ΔE im Szintillator bestimmt wurde.

In Abbildung 4.12a) sind die Impulse und Energieverluste aller durch den Hardwaretrigger **T1** ausgewählten, im Vorwärtssystem gemessenen Ereignisse dargestellt. Ein großer Teil der Ereignisse hat im Szintillator Energieverluste erlitten, die kleiner als $\Delta E < 1$ MeV sind. Diese Energieverluste können von schnellen, minimal ionisierenden Pionen erzeugt werden. Die Region der elastisch gestreuten Protonen, die den weitaus größten Teil der gemessenen Ereignisse ausmacht, liegt im Bereich des COSY-Strahlimpulses von $p \approx 2,1$ GeV/ c .

In Abbildung 4.12 a) ist neben dem großen Bereich elastisch gestreuter Protonen die Energieverlustbanane zu erkennen, die von Protonen mit unterschiedlichen Impulsen erzeugt wurde. Der Bereich der Deuteronen mit höherem Energieverlust ist nur als vage Überhöhung auf der hochenergetischen Landauflanke der dominierenden Protonen-Verteilung zu erkennen.

Da im $\Delta E/p$ - Bild 4.12 b) die Deuteronenpopulation von der Protonenpopulation zunächst nicht zu trennen ist, wurden weitere Kriterien eingeführt, die letztlich eine präzise Deuteronenidentifikation ermöglichen. Folgende Kriterien kommen bei der weiteren Analyse zur Anwendung:

- Beschränkung der analysierten Ereignisse auf Koinzidenzen mit im Spectator-detektor identifizierten langsamen Protonen (siehe Abbildung 4.12b)). Dadurch werden bis auf zufällige Koinzidenzen nur Reaktionskanäle gemessen, die die Signatur der Spectatorkinematik tragen.
- Beschränkung der Impulse auf $p < 1,8$ GeV/ c zur Eliminierung der Ereignisse aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$.
- Forderung eines Schwellenwertes des Energieverlustes von $\Delta E > 1$ MeV in beiden Szintillatorebenen zur Eliminierung minimal ionisierender Teilchen (hauptsächlich schnelle Pionen).
- Selektion von Ereignissen, die in der ersten Szintillatorlage im angenommenen Bereich der Energieverlustbanane für Deuteronen liegen. Parameter für diesen Schnitt ist das Produkt aus dem Quadrat der relativistischen Geschwindigkeit β und Energieverlust ΔE im Szintillator (siehe auch Abbildung 4.12c)).

Die Energieverlustbanane der gesuchten Deuteronen ist nach Anwendung dieser Schnittkriterien in Bild 4.12c) deutlich zu erkennen.

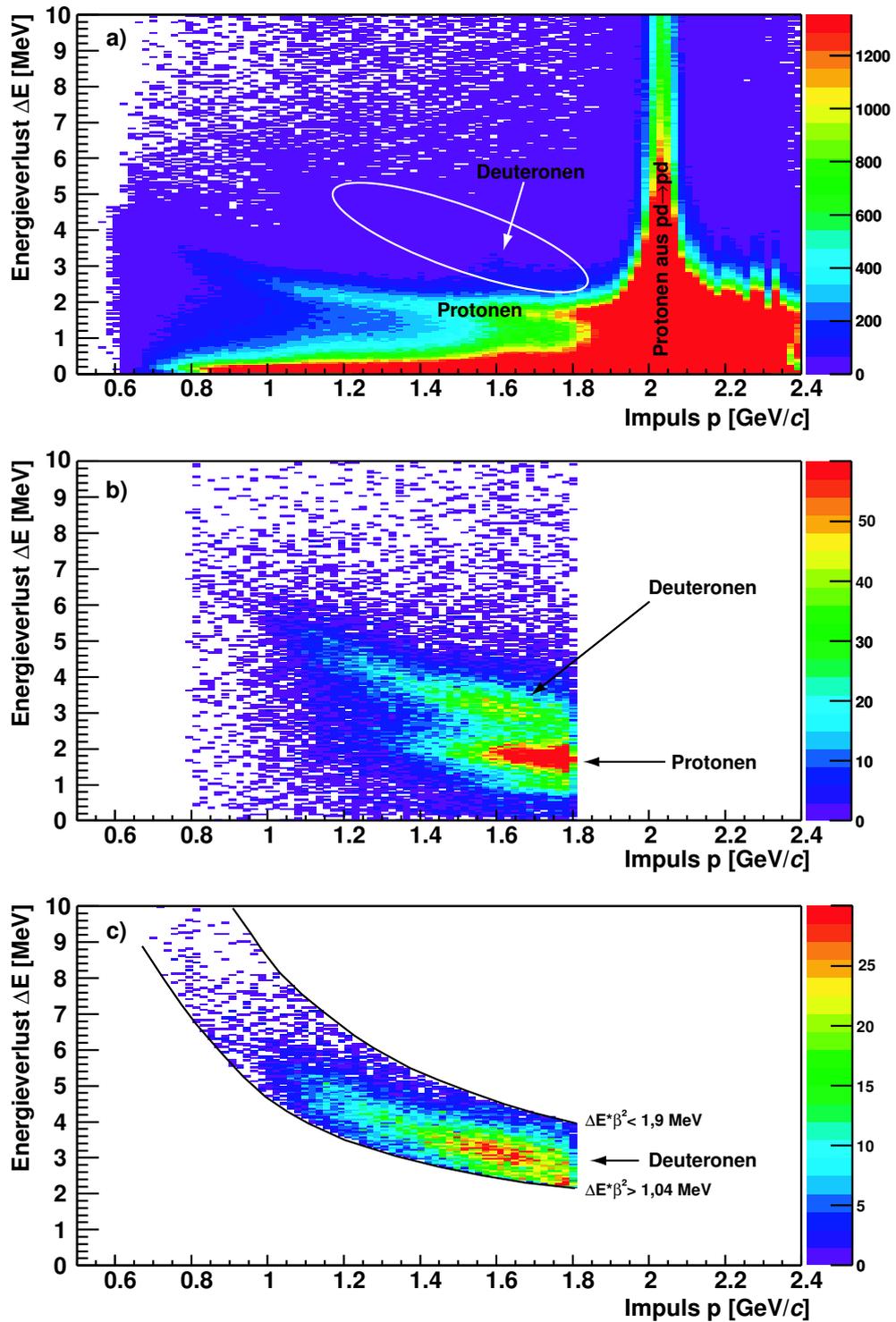


Abbildung 4.12: a) Energieverlust ΔE in der ersten Szintillatorlage in Abhängigkeit vom rekonstruierten Impuls p der in Vorwärtsrichtung gestreuten Ejektile. b) -wie a) mit zusätzlicher Forderung koinzident gemessener Spectatorprotonen und ohne den Impulsbereich der elastische Streuung. c) Schnitt auf das Deuteronenband mittels $\Delta E \cdot \beta^2$ Analyse.

Parametrisierung des Energieverlustes

Die Parametrisierung des für Deuteronen typischen Bereichs in der ΔE - p -Ebene kann durch eine $\Delta E \cdot \beta^2$ -Projektion vorgenommen werden. Dieses Verfahren liefert physikalisch motivierte Schnittparameter und erlaubt die Quantifizierung fehlidentifizierter Protonen unter der Deuteronenregion.

Das Histogramm (siehe Abbildung 4.13) stellt eine eindimensionale Projektion der $\Delta E/p$ -Ebene (Abbildung 4.12) entlang der durch Formel (4.5) beschriebenen geschwindigkeitsabhängigen Energieverluste dar. Diese Projektion ist eine Profildarstellung der für eine Teilchensorte charakteristischen Bereiche. Im beschriebenen

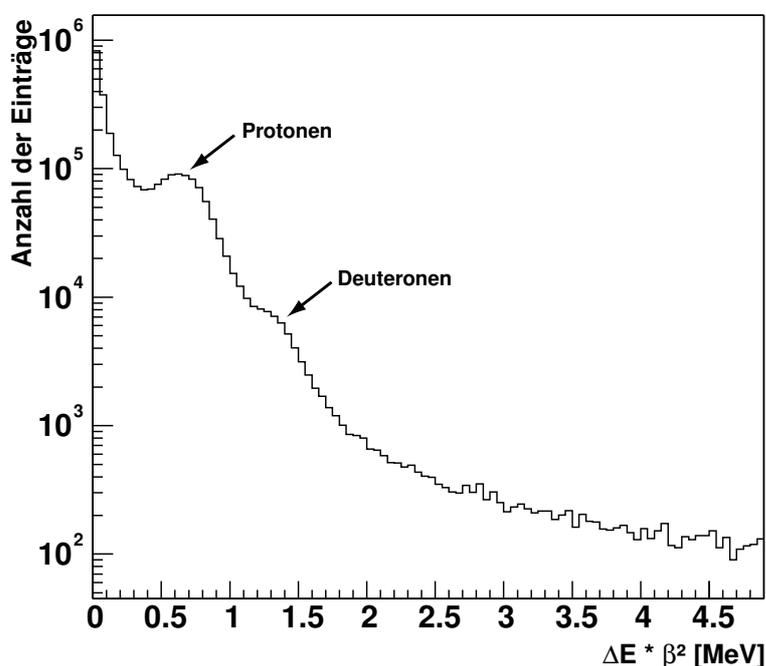


Abbildung 4.13: Verteilung der mit dem Quadrat der relativistischen Geschwindigkeiten multiplizierten Energieverluste $\Delta E \cdot \beta^2$ im Szintillatorrhodoskop. Die gesuchten Deuteronen sind als Schulter auf der abfallenden Flanke der Protonenverteilung zu erkennen. Dieses Spektrum ist eine Projektion von Abbildung 4.12a) entlang $\Delta E \cdot \beta^2$.

$\Delta E \cdot \beta^2$ - Spektrum (Abbildung 4.13) sind zunächst die Minima zwischen den Protonen- und Deuteronenverteilungen ohne Vorselektion nicht stark ausgeprägt. Da zwei Detektorebenen für die Deuteronenselektion zur Verfügung stehen, kann in einem iterativen Verfahren wechselseitig für jede einzelne Lage eine effektive Vorselektion mithilfe der jeweils anderen Lage durchgeführt werden.

Im ersten Schritt wird für das nicht vorselektierte Spektrum der ersten Detektorlage der Schwellenwert $\Delta E \cdot \beta^2$ vorläufig so eingestellt, dass die Pionenpopulation sowie ein Großteil des Protonensignals entfernt werden. Diese Selektion führt dazu, dass aufgrund der Korrelation der gemessenen Energieverluste auch in der zweiten Lage

Pionen- und Protonensignale zwar nicht streng ausgeschlossen werden, aber stark unterdrückt sind, obwohl für diese Lage kein Schnittkriterium gefordert wird. In dem Spektrum der zweiten Lage erkennt man nun die gewünschte deutliche Trennung zwischen Protonen und Deuteronen anhand eines Minimums (siehe Abbildung 4.14). Im nächsten Schritt wird in der zweiten Lage ein Schnittkriterium an der Stelle dieses Minimums gefordert und das Spektrum der ersten Lage ohne eigene Schwelle betrachtet. Nun ist auch hier ein ausgeprägtes Minimum zwischen den Protonen- und Deuteronenverteilungen zu erkennen. Durch wenige Iterationsschritte kann man für beide Szintillationsebenen physikalisch motivierte Schnittparameter zur Identifikation der Deuteronen erhalten.

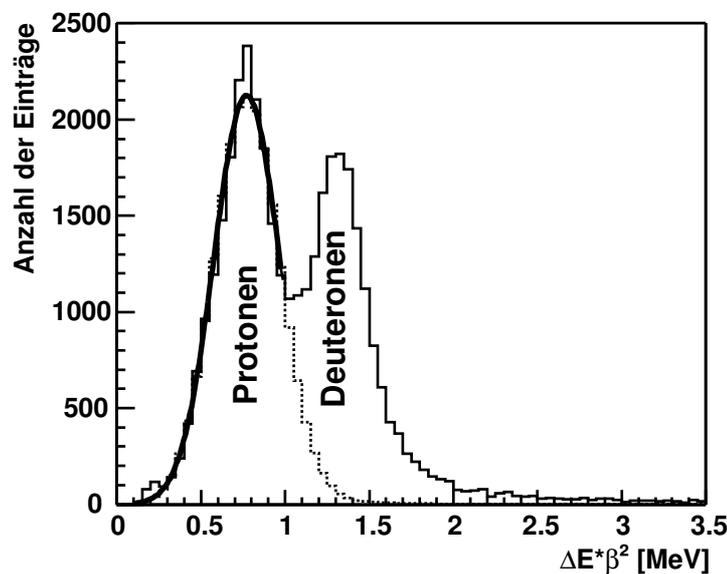


Abbildung 4.14: Verteilung der $\Delta E \cdot \beta^2$ -Werte für Deuteronen und Protonen in der 2. Lage des Szintillatorrhodoskops nach Vorselektion von Deuteronen in der 1. Detektorlage. Die durchgezogene Linie entspricht einer Parametrisierung der Protonenverteilung durch eine Kombination aus einer Landau- und einer Gauß-Funktion.

Anteil der fehlidentifizierten Protonen

Der Anteil der fehlidentifizierten Protonen kann durch eine Entfaltung der $\Delta E \cdot \beta^2$ Projektion (Abbildung 4.14) ermittelt werden. Zu diesem Zweck wird die Protonenverteilung durch eine physikalische Modellverteilung angepasst und von der Gesamtverteilung abgezogen.

Die im Vorwärtssystem eingesetzten Szintillatoren sind im Bezug auf die Messung hochenergetischer Protonen und Deuteronen dünn, da diese nicht gestoppt werden und nur einen Bruchteil ihrer kinetischen Energie im Material deponieren. Daher lassen sich die im $\Delta E \cdot \beta^2$ -Spektrum zu erkennenden Verteilungen durch Landau-

Funktionen beschreiben. Die Parametrisierung der Protonen und Deuteronenverteilung durch reine Landaufunktionen vernachlässigt allerdings die Fehler, die bei der Messung der Energieverluste gemacht werden und setzt eine exakte Energiemessung voraus. Um die Messungenauigkeiten zu berücksichtigen wurde eine Modellverteilung konstruiert, die die gemessenen Energieverlustwerte $\Delta E \cdot \beta^2$ durch eine mit einer Gaußfunktion gefalteten Landauverteilung beschreibt.

Die Protonenverteilung wird durch eine angepasste Landau-Gaußverteilung parametrisiert (dicke durchgezogene Linie in Bild 4.14) und in den Bereich, in dem der Einfluss der Deuteronen zu erkennen ist, extrapoliert (durchbrochene Linie in Bild 4.14). Nach Abzug der erwarteten Protonenverteilung vom Gesamtspektrum verbleibt die Deuteronenverteilung, die von Untergrundereignissen aufgrund fehlidentifizierter Protonen befreit ist (Abbildung 4.15).

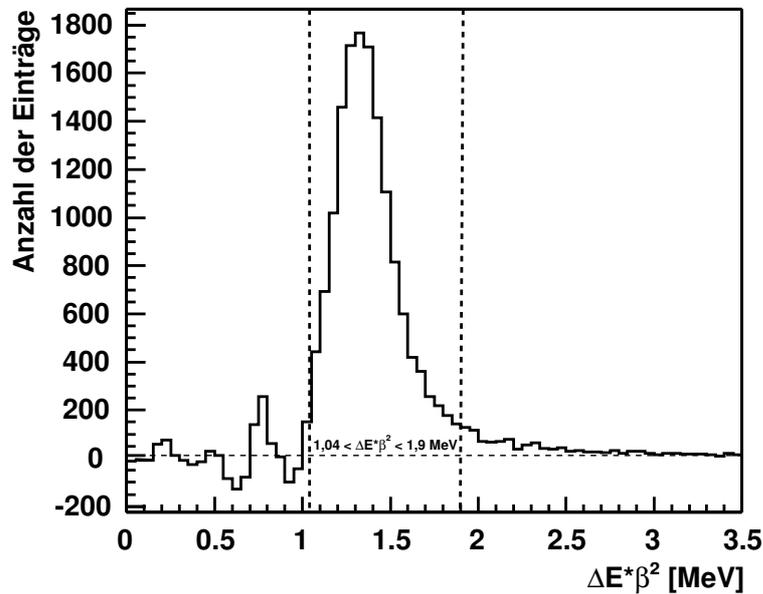


Abbildung 4.15: Verteilung der $\Delta E \cdot \beta^2$ -Werte für Deuteronen, bestimmt aus dem Gesamtspektrum abzüglich der Protonenverteilung.

Die Anzahl $N_{\text{Deuteronen}}$ der tatsächlich gemessenen Deuteronen berechnet sich gemäß

$$N_{\text{Deuteronen}} = \sum_{i=0}^{\infty} \text{Bin } i_{\text{Gesamtverteilung}} - \sum_{i=0}^{\infty} \text{Bin } i_{\text{Protonenverteilung}} \quad (4.14)$$

und entspricht dem Integral der Verteilung in Abbildung 4.15. In die Missing Mass-Analyse gehen alle Teilchen ein, die im Intervall von

$$1,04 < \Delta E \cdot \beta^2 < 1,9 \text{ MeV} \quad (4.15)$$

liegen. Die obere Schnittgrenze wurde gesetzt um den Anteil zufälliger hochenergetischer Treffer zu eliminieren, die nicht eindeutig der Deuteronenverteilung zugeordnet

werden können. Die Zahl der analysierten Ereignisse $N_{\text{Deuteronenkandidaten}}$ berechnet sich aus der Summe der Einträge aus Abbildung 4.14 im Intervall (4.15)

$$N_{\text{Deuteronenkandidaten}} = \sum_{i=1,04}^{1,9} \text{Bin } i_{\text{Gesamtverteilung}} \cdot \quad (4.16)$$

Die Anzahl der fehlidentifizierten Protonen $\Delta N_{\text{Protonen}}$ wird schließlich durch Differenzbildung bestimmt:

$$\Delta N_{\text{Protonen}} = N_{\text{Deuteronenkandidaten}} - N_{\text{Deuteronen}} \cdot \quad (4.17)$$

Die quantitative Auswertung der Spektren 4.14 und 4.15 erlaubt die Bestimmung des Anteils der fehlidentifizierten Protonen $\Delta N_{\text{Protonen}}$ von 11% der analysierten Ereignisse.

Der Anteil der Deuteronenverteilung (Abbildung 4.15) außerhalb der Schnittgrenzen von $1,04 < \Delta E \cdot \beta^2 < 1,9$ MeV, der nicht in die Missing Mass-Analyse (Abschnitt 4.7) der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ eingeht, wurde durch Simulationsrechnungen ermittelt und beträgt $\approx 1,5\% \pm 1\%$.

4.4.4 Softwaretrigger

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Selektionskriterien für Spectatorprotonen und für schnelle Deuteronen werden verwendet um im Analyseprogramm einen Softwaretrigger einsetzen zu können, der aus allen Rohereignissen Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ auswählt. Die für diesen Softwaretrigger benutzten Bedingungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Trigger	Detektorkomponente	Triggerbedingung
ST1 ST2 ST3	Spectatordetektor	genau ein Treffer in 1. und 2. Lage kein Treffer in 3. Lage Energieverlust in 1. und 2. Lage in gültiger Region (Proton gestoppt)
ST4 ST5	Drahtkammern	eindeutige Rekonstruktion eines Einspurevents Impuls $p < 1,8$ GeV/c
ST6 ST7 ST8	Vorwärtsszintillator	genau ein Treffer in 1. und 2. Lage ΔE 1. und 2. Lage > 2 MeV $1,04 < \Delta E \cdot \beta^2 < 1,9$ MeV

Tabelle 4.1: Softwaretriggerbedingungen, die in der Datenanalyse erfüllt sein müssen, um Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ auszuwählen.

Ereignisse, die alle aufgeführten Triggerbedingungen erfüllen, gehen in die Missing Mass-Analyse ein. Neben Ereignissen der gesuchten Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ erfüllen auch Ereignisse aus Pionenproduktionskanälen $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ sowie Ereignisse, bei denen im Vorwärtsdetektionssystem Pionen, Protonen oder andere geladene Teilchen als Deuteronen fehlidentifiziert wurden, diese Softwaretriggerbedingungen und erzeugen im Missing Mass-Spektrum einen Untergrund.

4.5 Bestimmung der Vertexposition

In den Algorithmen zur Impulsrekonstruktion der Spectatorprotonen ist die Kenntnis des Wechselwirkungspunktes, in dem die Streureaktionen stattgefunden haben, essenziell. Die in dieser Arbeit vorgestellte Luminositätsbestimmung mithilfe der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ kann nur bei genauer Kenntnis der Vertexposition ($\Delta z < 1$ mm) richtige Ergebnisse liefern.

4.5.1 Mechanische Vermessung

Die Vertexbestimmung bei Messungen mit dem Clustertarget ist mit mechanischen Messmethoden nicht direkt durchführbar, da keine starre Verbindung zwischen Targetstrahl und einem mechanischem Positioniergerät besteht. Es kann jedoch eine indirekte mechanische Messung erfolgen, indem man mit einem beweglichen Justagestab (siehe Abbildung 2.3) den Clusterstrahl sondiert. Die Cluster werden an dem in den Strahl geschobenen Stab zerstört und erzeugen eine Gaslast, die proportional zur Menge des aufgestauten Clusterstrahls ist. Die Messung des Druckes p_{Stau} in Abhängigkeit von der Position des Messtabes erlaubt es ein Profil des Targetstrahls zu erstellen. Durch Messungen in verschiedenen Richtungen kann die Position des Clusterstrahls bestimmt werden [Mer03].

Diese Messung ist zeitaufwändig und erfordert die Unterbrechung des Experiments, so dass eine kontinuierliche Kontrolle der Vertexposition nicht möglich ist. Des Weiteren kann diese Messung nur bei verminderter Targetdichte durchgeführt werden, da andernfalls die Ultrahochvakuumbedingungen im Beschleuniger gestört würden.

4.5.2 Vertexrekonstruktion mit dem Spectatordetektor

Ein wesentlich effektiveres Verfahren zur Bestimmung des Vertex besteht in der Rückprojektion der mit dem Spectatordetektor rekonstruierten Teilchenspuren auf die Wechselwirkungszone. Die Vertexrekonstruktion mit der so genannten Lochkammermethode [Mer03] besitzt eine Auflösung in Strahlrichtung von $\Delta_z = \pm 0,2$ mm und ermöglicht die Rekonstruktion des wahrscheinlichsten Vertexpunktes für jeden Datensatz.

Die Vertexbestimmung für jeden Datensatz erlaubt es einerseits den zeitlichen Verlaufs der Position des Vertex zu dokumentieren⁴, andererseits kann bei konstantem Wechselwirkungspunkt durch die Bestimmung eines Mittelwertes über viele Datensätze die Messgenauigkeit weiter minimiert werden.

⁴Änderungen der Position des COSY-Strahls können zu Verschiebungen des Vertex führen.

Das Messprinzip

In Abbildung 4.16 ist der Verlauf von ausgewählten, aus dem Target stammenden Teilchenspuren im Spectatordetektor abgebildet. Bei der Lochkameramethode werden zunächst alle Teilchenspuren, die durch ein Segment der zweiten Detektorlage verlaufen, betrachtet. Die Auswahl nur eines Streifens der zweiten Detektorlage führt zu einem ähnlichen Strahlengang für die Spuren der aus dem Target stammenden Teilchen wie bei der Bildentstehung einer Lochkamera. Das durch die Spuren er-

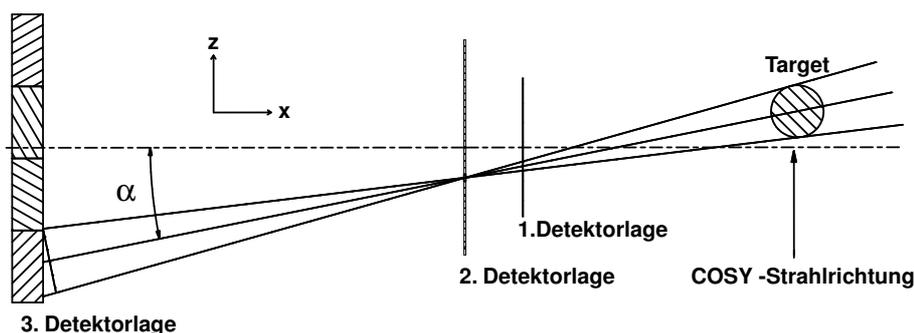


Abbildung 4.16: Prinzip der Vertexpunktbestimmung mit der Lochkameramethode.

zeugte Bild des Targets wird somit von der dritten Lage des Spectatordetektors aufgezeichnet. Der Schwerpunkt des entstehenden Targetbildes liefert die Information über die Mitte der Wechselwirkungszone (siehe Abbildung 4.17) und erlaubt die Festlegung der wahrscheinlichsten Spur vom Targetmittelpunkt zur dritten Lage des Spectatordetektors.

Mit den Streifen der zweiten Spectatordetektorlage, in denen Treffer von Ereignissen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ registriert wurden, findet eine solche Spur-Rekonstruktion statt. Man erhält eine Abbildung der Wechselwirkungszone unter verschiedenen Betrachtungswinkeln. Der Schnittpunkt der wahrscheinlichsten Verbindungslinien fixiert den rekonstruierten Wechselwirkungspunkt.

Ergebnisse

Die Ergebnisse aller in der Strahlzeit aufgenommenen Datensätze liefern eine Datenbasis rekonstruierter Wechselwirkungspunkte, die eine weitere statistische Auswertung erlaubt. In Abbildung 4.18 sind alle gemessenen Wechselwirkungspunkte in der (x, z) -Ebene aufgetragen.

Die Projektion dieses Bildes auf die x - bzw. z -Achse zeigt das Profil, um dessen Mittelwert die gemessenen Wechselwirkungspunkte schwanken. Unter der Annahme, dass die einzelnen Messwerte unabhängig voneinander aufgenommen wurden und keine Korrelation der Daten vorliegt, die eine systematische Verschiebung oder einen Trend verursacht, kann dieser Datensatz mit einer Gaußkurve beschrieben werden. Aus der Standardabweichung vom Mittelwert der gemessenen Daten wurde

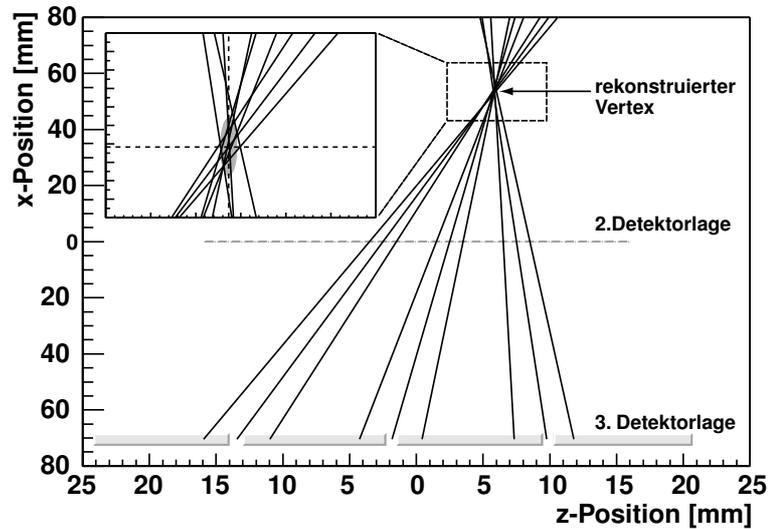


Abbildung 4.17: Ausgewählte rekonstruierte Spuren und der daraus resultierende Vertex (Vergrößerung)

die Unsicherheit Δ_{Fit} bestimmt. Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Vertexposition $\Delta_{\text{sys.}}$ dominiert den Gesamtfehler Δ_{gesamt} (siehe Tabelle 4.2). Um zu überprüfen, ob sich die Wechselwirkungszone während der Strahlzeit systematisch verschoben hat, wurde in Abbildung 4.18 die ermittelte z -Komponente der Vertexposition für jeden einzelnen Datensatz aufgetragen. Die Analyse ergab jedoch keinen Trend und zeigt vielmehr eine Variation der Position mit der Zeit, die auf zufällige Effekte zurückgeführt werden kann. Diese Annahme wird auch durch die Verteilung der Gesamtheit aller Datenpunkte gestützt, die sich durch eine Gaußkurve beschreiben lässt.

	Position [mm]	Δ_{gesamt} [mm]	$\Delta_{\text{sys.}}$ [mm]	Δ_{Fit} [mm]
x-Komponente	53,7	$\pm 2,0$	$\pm 2,0$	$\pm 0,1$
z-Komponente	6,65	$\pm 0,21$	$\pm 0,21$	$\pm 0,01$

Tabelle 4.2: Mit der Lochkammermethode bestimmte Vertexposition. Der Gesamtfehler wird praktisch vollständig vom systematischen Fehler bestimmt.

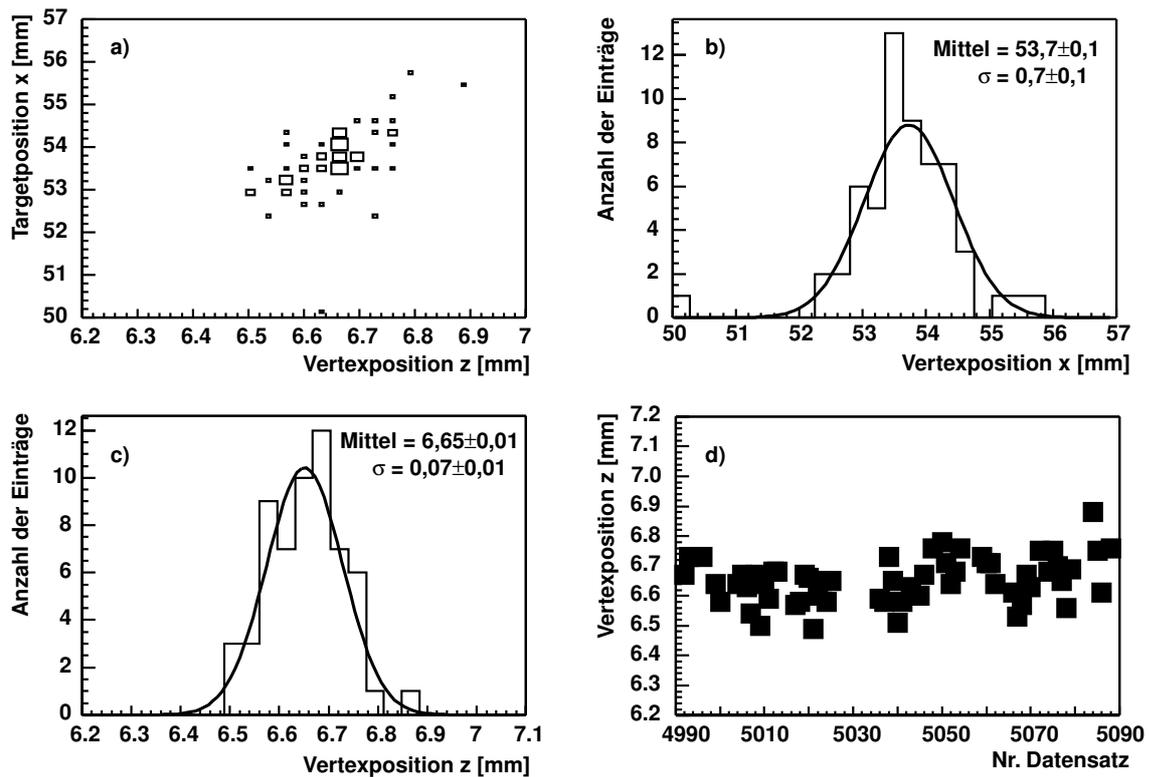


Abbildung 4.18: Ergebnisse der Vertexbestimmung mit der Lochkammermethode für alle in dieser Arbeit analysierten Datensätze. In Abbildung a) sind die rekonstruierten x - und z -Positionen in einer Ebene dargestellt. Die Größe der eingezeichneten Rechtecke entspricht der Häufigkeit der Einträge an der entsprechenden Position. c) und d) zeigen die Verteilungen der jeweiligen Projektionen, die mit einer Gaußkurve angepasst wurden. In Bild d) ist die Variation der z -Komponente während der gesamten Messperiode zu sehen.

4.6 Rekonstruierte Anregungsenergien

Für die Ereignisse, die aufgrund der erfüllten Softwaretriggerbedingungen (Abschnitt 4.4.4) als Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ in Betracht kommen, wird die Anregungsenergie Q rekonstruiert. Dabei bezieht sich der Q -Wert auf die Schwellenenergie für die Produktion eines η -Mesons (siehe Formel (3.2)).

4.6.1 Vergleich der simulierten Anregungsenergien mit den gemessenen Werten

In Abbildung 4.19 sind die simulierten und gemessenen Anregungsenergien für beide im Experiment genutzten Strahlimpulse dargestellt. Die simulierten Verteilungen sind Grundlage für die Akzeptanzberechnung, die in Abschnitt 3.5 vorgestellt wurde. Um die Unsicherheit bei der Akzeptanzberechnung zu ermitteln ist der Vergleich von simulierten und gemessenen Anregungsenergien hilfreich.

Die Simulation der Anregungsenergien für den Kanal $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ allein (siehe Abbildung 4.19 a) und d)) kann die Form der gemessenen Verteilungen nicht reproduzieren. Durch die zusätzlich Simulation der Pionenproduktion (siehe Abbildung 4.19 b) und e)) konnten Verteilungen erzeugt werden, die insbesondere den steilen Abfall bei hohen gemessenen Anregungsenergien erklären können. Die Überlagerung der Verteilungen führt zu einer sehr guten Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den physikalisch motivierten, simulierten Q -Wertverteilungen.

Es ist wichtig, dass die Modelle, die Grundlage für die Simulationen sind, zu Ergebnissen führen, die die experimentellen Verteilungen gut reproduzieren. Die Simulationsergebnisse gehen in die Datenanalyse an wesentlichen Stellen ein:

- Akzeptanzberechnung

Die hier vorgestellte energieabhängige Akzeptanzberechnung für Ereignisse aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ führt nur dann zu korrekten Wirkungsquerschnitten, wenn die Verteilung der simulierten Anregungsenergien Q durch realistische Impuls- und Streuwinkelverteilungen der Spectatorprotonen erzeugt wird. Grundlage für die Akzeptanzberechnung sind die Spektren 4.19 a) und d). Aufgrund der steilen Flanke der Verteilung 4.19 a) an der Reaktionsschwelle würden sich die Akzeptanzen stark ändern, sofern der Nullpunkt der Anregungsenergien nur unzureichend bekannt wäre.

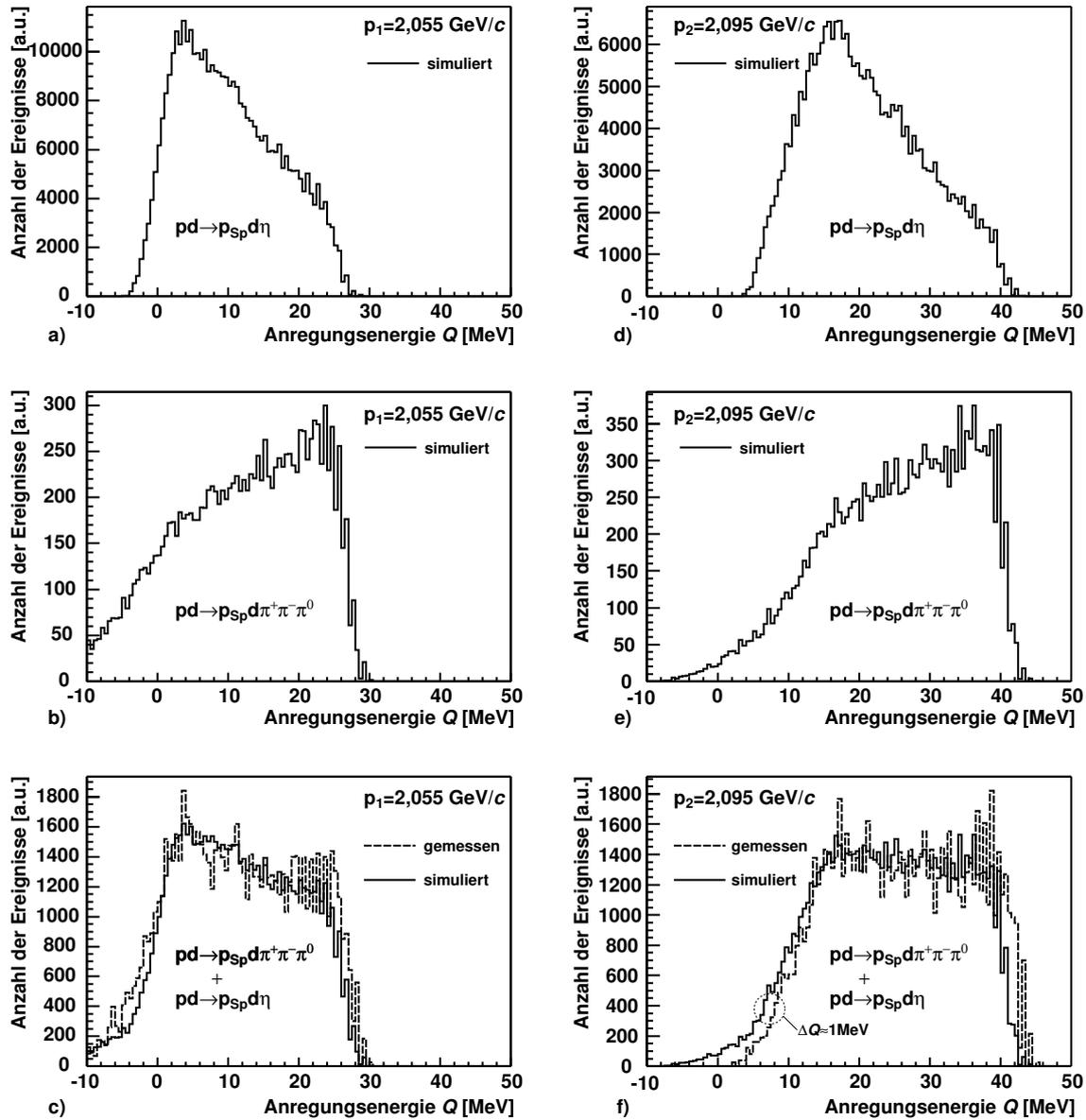


Abbildung 4.19: Gemessene und simulierte Anregungsenergien bei einem Strahlimpuls von $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ (links) und bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ (rechts). In den Abbildungen a) und d) sind die simulierten Verteilungen für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Sp}}d\eta$ zu sehen, b) und e) zeigen die entsprechenden Bilder für die Akzeptanz der simulierten Pionenproduktion. In den Bildern c) und f) wurde zunächst die gewichtete Summe aus den Verteilungen der η -Produktion und der Pionenproduktion gebildet. Zum Vergleich ist die jeweilige Verteilung der Ereignisse, die als Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Sp}}d\eta$ gemessen wurden eingezeichnet. In Bild f) ist eine systematische Verschiebung von gemessener und simulierter Verteilung um $\Delta Q \approx 1 \text{ MeV}$ zu sehen.

- Beschreibung des Untergrundes
Die Beschreibung der Untergrundverteilung durch die konkurrierende Mehrpionenproduktion wird zur Anpassung und Auszählung der Missing Mass-Spektren berücksichtigt. Die Tatsache, dass die Verteilung der Anregungsenergien nur durch eine Kombination der Ereignisse aus dem Kanal $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ reproduziert werden kann, ist ein weiteres Indiz für die korrekte Beschreibung des Untergrundes.
- Rekonstruktion der Anregungsenergie
Neben dem Impuls des Spectatorprotons geht in die Berechnung der Anregungsenergie auch der Strahlimpuls des Protonenstrahls ein (siehe Formel (3.2)). Die systematische Abweichung der gemessenen Verteilung in Bild 4.19 f) zu höheren Q -Werten kann zum Teil auf die Diskrepanz zwischen nominellem und tatsächlichem COSY Strahlimpuls zurückgeführt werden.
Die Algorithmen zur Rekonstruktion des Impulses der Spectatorprotonen reagieren jedoch auch sehr sensibel auf Änderungen der Position des Spectatordetektors oder Vertexpunktes. Ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der Vertexposition sollte durch eine gleichsinnige Verschiebung der Spektren bei beiden Strahlimpulsen zu erkennen sein. Eine systematische Abweichung der simulierten und gemessenen Verteilungen ist nur beim hohen Strahlimpuls p_2 eindeutig zu erkennen. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass eine mögliche Abweichung der Vertexposition, die über die ermittelte Unsicherheit der Vertexpunktbestimmung (siehe Abschnitt 4.5.2) hinausgeht, eine Verschiebung der Anregungsenergie hervorruft. Wahrscheinlich führt jedoch eine Kombination aus der Abweichung des Vertexpunktes und einer Differenz zwischen nominalem und tatsächlichem COSY-Strahlimpuls (siehe auch Abschnitt 6.3) im Rahmen der angegebenen Ungenauigkeiten zur Verschiebung der Spektren.
Aufgrund der guten Übereinstimmung der Form der simulierten und gemessenen Q -Wertverteilungen konnte bei der Akzeptanzberechnung (Abschnitt 3.5) die simulierte Verteilung der Anregungsenergie für den Strahlimpuls $p_2 = 2,095 \text{ MeV}/c$ zu geringeren Q -Werten verschoben werden um den experimentell bestimmten Bereich genau zu überdecken.

4.7 Das Missing Mass-Verfahren

Die endgültige Identifikation des Kanals $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ erfolgt mithilfe des „Missing Mass-Verfahrens“. Die geladenen Teilchen in der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ werden durch die in dieser Arbeit beschriebenen Verfahren direkt identifiziert und es werden ihre Impulse bestimmt. Die Identifikation des η -Mesons erfolgt jedoch indirekt, da mit den zur Verfügung stehenden Detektoren keine direkte Messung möglich ist. Durch die in diesem Kapitel vorgestellten Hard- und Softwaretrigger wurde die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ selektiert. Durch die Missing Mass-Analyse kann der Anteil der Ereignisse aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ ermittelt werden, indem Ereignisse gezählt werden, bei denen die rekonstruierte fehlende Masse des Systems X im Bereich der bekannten η -Masse liegt.

4.7.1 Berechnung der Missing Mass

Die Missing Mass einer gemessenen Reaktion kann ausgehend vom Energie- und Impulserhaltungssatz berechnet werden. Durch die Rekonstruktion der Vierervektoren der an einem Stoßprozess beteiligten Teilchen ist es möglich den Energie- und Impulserhaltungssatz für das gemessene Streueignis zu formulieren. Ein eventuell nicht gemessenes Teilchen muss aufgrund der beiden genannten fundamentalen Erhaltungssätze die verbleibende Energie beziehungsweise die in der Bilanz fehlende Masse besitzen. Die Gesamtenergie E und die Impulskomponenten p_x, p_y, p_z eines Teilchens werden im Folgenden in Vierervektorschreibweise

$$\mathbb{P} = (E, ip_x, ip_y, ip_z), \quad (4.18)$$

zusammengefasst, wobei für den Betrag des Vierervektors die Konvention

$$|\mathbb{P}| = \sqrt{E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}. \quad (4.19)$$

benutzt wird. Die Energie- und Impusbilanz für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ lässt sich in dieser Notation folgendermaßen schreiben:

$$\left| (\mathbb{P}_{\text{Target}} + \mathbb{P}_{\text{Strahl}}) - (\mathbb{P}_{p_{\text{Spec}}} + \mathbb{P}_d + \mathbb{P}_X) \right| = 0. \quad (4.20)$$

Die Missing Mass (MM) des nicht detektierten Systems oder Teilchens X entspricht dem Betrag des Vektors \mathbb{P}_X und kann gemäß

$$MM = \left| (\mathbb{P}_{\text{Target}} + \mathbb{P}_{\text{Strahl}}) - (\mathbb{P}_{p_{\text{Spec}}} + \mathbb{P}_d) \right| \quad (4.21)$$

berechnet werden. Die Komponenten der Vierervektoren sind für das Strahlproton sowie das Targetdeuteron bekannt. Die Komponenten des Vierervektors des Spectatorprotons und des Deuterons im Endzustand werden für jedes Ereignis rekonstruiert. In die Gleichung zur Berechnung der Missing Mass gehen die Komponenten

der Vierervektoren folgendermaßen ein:

$$MM = |\mathbb{P}_{\text{Target}} + \mathbb{P}_{\text{Strahl}} - \mathbb{P}_{p_{\text{Spec}}} - \mathbb{P}_{\text{Deut.}}| \quad (4.22)$$

$$= \left| \begin{pmatrix} E_{\text{Target}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\text{Strahl}} \\ 0 \\ 0 \\ ip_{z\text{Strahl}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} E_{p_{\text{Spec}}} \\ ip_{xp_{\text{Spec}}} \\ 0 \\ ip_{zp_{\text{Spec}}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} E_{\text{Deut.}} \\ ip_{x\text{Deut.}} \\ ip_{y\text{Deut.}} \\ ip_{z\text{Deut.}} \end{pmatrix} \right| \quad (4.23)$$

$$= \left| \begin{pmatrix} m_{\text{Deut.}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_{\text{Strahl}}^2} \\ 0 \\ 0 \\ ip_{z\text{Strahl}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_{p_{\text{Spec}}}^2} \\ ip_{xp_{\text{Spec}}} \\ 0 \\ ip_{zp_{\text{Spec}}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \sqrt{m_{\text{Deut.}}^2 + \vec{p}_{\text{Deut.}}^2} \\ ip_{x\text{Deut.}} \\ ip_{y\text{Deut.}} \\ ip_{z\text{Deut.}} \end{pmatrix} \right| \quad (4.24)$$

Die in den Vierervektoren angegebene Gesamtenergie E berechnet sich aus den angegebenen Massen und Impulskomponenten gemäß der relativistischen Energie-Impulsbeziehung

$$E = \sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}. \quad (4.25)$$

Zum Viererimpuls $\mathbb{P}_{\text{Target}}$ des ruhenden Targetdeuterons trägt nur seine Ruhemasse $m_{\text{Deut.}}$ bei. Der Viererimpuls $\mathbb{P}_{\text{Strahl}}$ des Strahlprotons setzt sich aus der Protonenmasse m_p sowie der Impulskomponente $p_{z\text{Strahl}}$ zusammen, da definitionsgemäß die z -Komponente des ANKE-Koordinatensystems die COSY-Strahlrichtung ist. Bei der Detektion des Spectatorprotons konnte nur eine zweidimensionale Impulsrekonstruktion der Komponenten $p_{xp_{\text{Spec}}}$ und $p_{zp_{\text{Spec}}}$ durchgeführt werden; die y -Komponente wurde $p_{y_{\text{Spec}}} = 0$ gesetzt. Eventuelle Massendefekte, die durch Off-Shell-Effekte des Spectatormodells zustande kommen können, werden hier nicht berücksichtigt. Für das abgestrahlte Deuteron gehen alle drei rekonstruierten Impulskomponenten $p_{x\text{Deut.}}, p_{y\text{Deut.}}, p_{z\text{Deut.}}$ sowie die Deuteronenmasse $m_{\text{Deut.}}$ in die Berechnung der Missing Mass ein.

Die Verteilungen der anhand Formel (4.22) berechneten Missing Mass-Werte werden in Abschnitt 6.1.1 ausführlich diskutiert. Die Rekonstruktion der Anregungsenergie Q ermöglicht die Analyse verschiedener Energiebereiche. In Abbildung 3.3 ist die Einteilung in diskrete Q -Wert Intervalle gezeigt, für die eine separate Missing Mass-Analyse durchgeführt wird.

Kapitel 5

Bestimmung der Luminosität

Die während einer Messzeit t integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} ist neben der Akzeptanz \mathcal{A} die wesentliche Normierungsgröße um aus der Anzahl N der gemessenen Ereignisse einer Reaktion ihren Wirkungsquerschnitt berechnen zu können. Im Folgenden wird die integrierte Luminosität, die in der Strahlzeit zur Produktion von η -Mesonen in der Reaktion $pd \rightarrow p_{Spec}d\eta$ erzielt werden konnte, aus der Zählrate der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$, die als Referenzreaktion mit hinreichend genau bekanntem Wirkungsquerschnitt gemessen wurde, bestimmt.

Für den Nachweis der Reaktion $pd \rightarrow pd$ werden dieselben Detektoren und Triggereinstellungen benutzt, die auch für die Messung der Reaktion $pd \rightarrow p_{Spec}d\eta$ verwendet werden. Somit können systematische Fehler beim Vergleich der beiden simultan gemessenen Kanäle reduziert werden. Insbesondere kann auf eine Totzeitanalyse verzichtet werden, da die Totzeit des Detektionssystems für die Registrierung von Ereignissen aus beiden Reaktionen unter Verwendung von Trigger **T1** (Abschnitt 2.7) in guter Näherung gleich ist.

5.1 Definition

Die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} kann definiert werden als:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N_{pd \rightarrow pd}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) \cdot \Delta\Omega} \cdot \frac{1}{\epsilon}, \quad (5.1)$$

wobei folgende Bezeichnungen verwendet werden:

- $N_{pd \rightarrow pd}$ = gemessene Zahl der Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow pd$,
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pd \rightarrow pd}(\theta_{CM})$ = differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow pd$ in [mb/sr] im betrachteten Winkelbereich im Schwerpunktsystem,
- $\Delta\Omega = 4\pi \cdot \frac{N_{akzeptiert}}{N_{simuliert}}$ = abgedeckter Raumwinkelbereich der akzeptierten Ereignisse, berechnet aus Simulationen,
- ϵ = Effizienz der Detektion der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$.

5.2 Die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$

Beim Stoß zwischen Proton und Deuteron ist die elastische Streuung $pd \rightarrow pd$ neben den quasielastischen Kanälen $pp \rightarrow pp$ und $pn \rightarrow pn$ in den betrachteten Energiebereichen die Reaktion mit dem größten Wirkungsquerschnitt und kann in den zum Nachweis der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ verwendeten Detektoren mit hoher Zählrate nachgewiesen werden. Untersuchungen zur elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ an ANKE wurden im Rahmen der Diplomarbeit von T. Mersmann [Mer03] durchgeführt. In der zitierten Arbeit wurde das in einer ähnlichen Form bereits bei [Leh03] und [Yas01] angewendete Verfahren weiterentwickelt und wird im Folgenden kurz dargestellt.

5.2.1 Bekannte Wirkungsquerschnitte

Der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ im Bereich der hier benutzten Strahlimpulse und Streuwinkel wird anhand einer Parametrisierung [Uzi01] bestimmt. Basierend auf den bei einem Strahlimpuls von $p = 1,714 \text{ GeV}/c$ experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten der Reaktion $pd \rightarrow pd$ [Ben67] können mit dem Modell [Uzi01] die Querschnitte im Streuwinkelbereich von $\theta_{CM} = 0^\circ - 100^\circ$ für Strahlimpulse von $1,2 \text{ GeV}/c$ bis $3,4 \text{ GeV}/c$ berechnet werden. Da die in diesem Experiment eingesetzten Strahlimpulse $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ um $\approx 300 \text{ MeV}/c$ vom Strahlimpuls der Referenzdaten abweichen, können die Literaturdaten [Ben67] nicht direkt zur Beschreibung der elastischen Streuung bei beiden Impulsen verwendet werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow pd$ ist vom Streuwinkel θ_{CM} abhängig, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Innerhalb des in diesem Experiment akzeptierten Streuwinkelbereichs von ($10^\circ < \theta_{CM} < 15^\circ$) ist die Variation so groß, dass eine streuwinkelabhängige Luminositätsbestimmung durchgeführt werden muss [Mer03].

$$\frac{d\sigma_{pd \rightarrow pd}}{d\Omega_{(10^\circ < \theta_{CM} < 15^\circ)}} \approx [20 - 100] \frac{\text{mb}}{\text{sr}}. \quad (5.2)$$

Der dort verwendete Wirkungsquerschnitt im Bereich des jeweils betrachteten Streuwinkels wurde mithilfe der Parametrisierung von [Uzi01] bestimmt. Die systematische Unsicherheit des mit diesem Verfahren extrahierten Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pd \rightarrow pd$ wird mit $\kappa_{WQ} = 10\%$ angegeben [Yas01].

In Abbildung 5.2 sind die differenziellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow pd$ [Ben67, Gül91, Vel88a,b, Uzi01] in Abhängigkeit des Impulsübertrages $|t|$ dargestellt. Diese Darstellung erlaubt einen vom Strahlimpuls unabhängigen Vergleich der Daten (siehe auch [Ste02]). Die in den zitierten Quellen angegebenen Wirkungsquerschnitte zeigen bei geringen Impulsüberträgen einen exponentiellen Anstieg, der im Rahmen der Datenbasis mit einer einheitlichen Steigung beschrieben werden kann. Die in dieser Arbeit benutzte Parametrisierung fügt sich in den Trend der gezeigten Messdaten gut ein. Die Vergrößerung 5.2 b) zeigt, dass die Wirkungsquerschnitte der Parametrisierung etwas höher liegen als die dargestellten Messdaten.

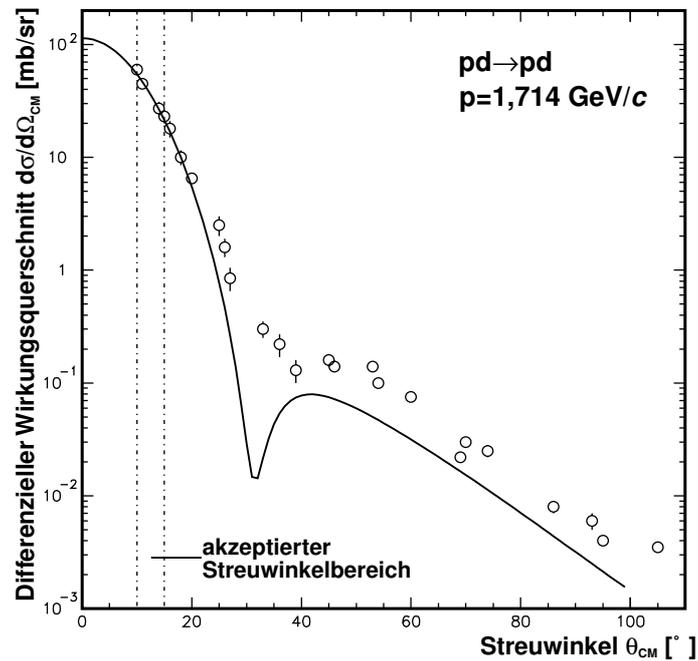


Abbildung 5.1: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ bei einem Strahlimpuls von $p = 1,714 \text{ GeV}/c$. Die Kreise entsprechen den Messdaten aus [Ben67], die eingezeichnete Linie entspricht der verwendeten Parametrisierung [Uzi01].

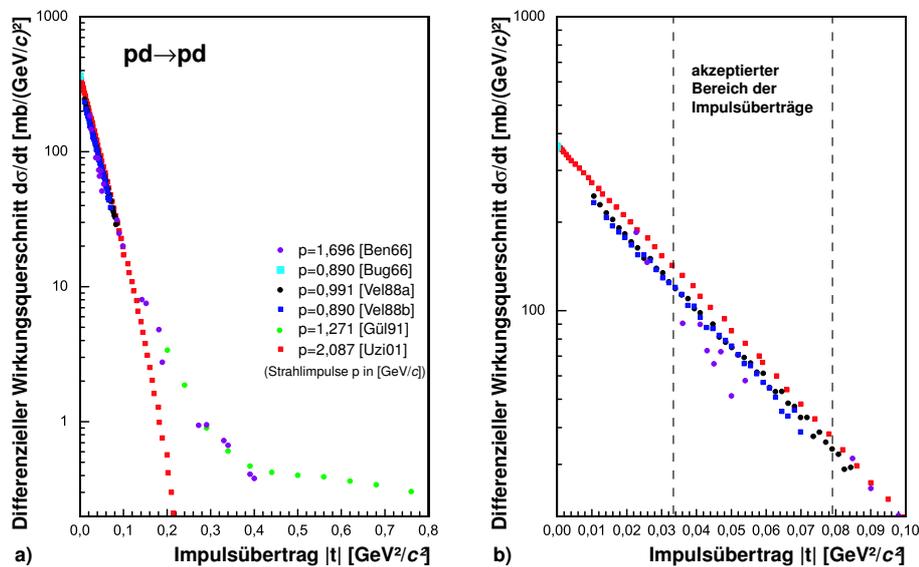


Abbildung 5.2: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow pd$ für verschiedene Impulsüberträge. Die Daten wurden den in Abbildung a) zitierten Veröffentlichungen entnommen. Abbildung b) zeigt eine Vergrößerung des Bereichs der akzeptierten Impulsüberträge.

5.2.2 Identifikation des Kanals $pd \rightarrow pd$

Ereignisse der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ können durch den Nachweis eines Deuterons im Spectatordetektor sowie eines Protons im Vorwärtssystem identifiziert werden. Aufgrund des Impulsübertrages zwischen Strahlproton und Targetdeuteron erhalten die elastisch gestreuten Deuteronen aus dem Target kinetische Energien die ausreichen um die ersten beiden Lagen des Spectatorsystems zu durchdringen. In der 5 mm dicken dritten Lage des Spectatordetektors werden die Deuteronen gestoppt und mithilfe des $\Delta E/E$ -Verfahrens identifiziert (vgl. Abschnitt 4.4.2).

Die Protonen aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ werden im Vorwärtssystem mit der $\Delta E/p$ -Technik nachgewiesen (Abschnitt 4.4.3). Das senkrechte Band elastisch gestreuter Protonen ist in Abbildung 4.12 a) deutlich zu erkennen.

Kinematik

Der koinzidente Nachweis von Protonen im Vorwärtssystem und Deuteronen im Spectatordetektor alleine erlaubt noch nicht die Zuordnung der gemessenen Ereignisse zur elastischen Streuung. Erst durch eine zusätzliche kinematische Analyse kann der Kanal $pd \rightarrow pd$ identifiziert werden.

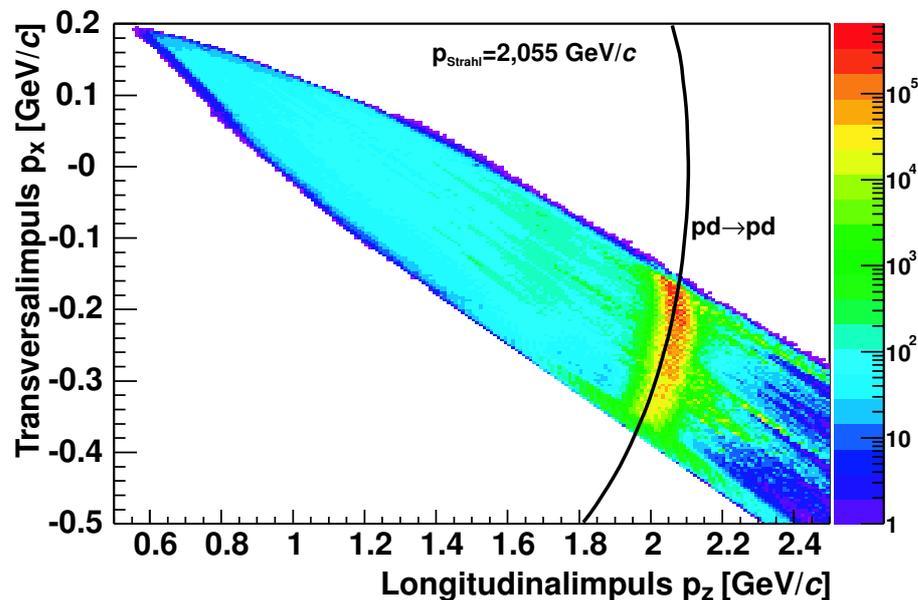


Abbildung 5.3: Impulse der im Vorwärtssystem gemessenen Teilchen bei einem Strahlimpuls von $p_{\text{COSY}} = 2,055 \text{ GeV}/c$. Die meisten gemessenen Ereignisse befinden sich im Bereich der berechneten Impulsellipse der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ (schwarze Linie).

Die Kinematik der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ lässt sich durch die Zweikörperstreuung beschreiben (siehe auch [Byc94]). Es bietet sich an als Bezugssystem das

Schwerpunktsystem oder CM-System¹ zu wählen, das sich durch einen ruhenden Massenmittelpunkt auszeichnet. Für ein Zweiteilchensystem ergibt sich unmittelbar, dass im Schwerpunktsystem alle Ejektile im Endzustand den gleichen Impulsbetrag $|\vec{p}_{CM}|$ besitzen. Die Impulsvektoren \vec{p} liegen in einer dreidimensionalen Darstellung alle auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius $r = |p|$. Im Laborsystem beschreiben die Impulsvektoren durch den Lorentzboost der in Strahlrichtung liegenden Impulskomponente einen Ellipsoid. In einer zweidimensionalen Projektion der longitudinalen Impulskomponente p_z und der transversalen Impulskomponenten p_x müssen Ereignisse aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ in Bereichen zu finden sein, die im Rahmen der Messgenauigkeit mit der berechneten Impulsellipse übereinstimmen (siehe Abbildung 5.3).

5.2.3 Akzeptanz des Spectatordetektors

Der vom Spectatordetektor akzeptierte Raumwinkelbereich

$$\Delta\Omega = 4\pi \cdot \frac{N_{\text{akzeptiert}}}{N_{\text{simuliert}}} \quad (5.3)$$

für Deuteronen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ wird in Abhängigkeit des Streuwinkels θ_{CM} durch Simulationen berechnet. Die Akzeptanz für Protonen aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ im Vorwärtssystem im durch den Spectatordetektor abgedeckten Streuwinkelbereich beträgt 100%. Das Spektrum der vom Detektionssystem erfassten Ereignisse wird in diskrete Streuwinkelbereiche aufgeteilt, für die jeweils eine separate Akzeptanz- und Luminositätsanalyse durchgeführt wird (Abbildung 5.5 und 5.6).

In Abbildung 5.4 ist zu sehen, dass die Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ nicht die gesamte Detektorfläche ausleuchten, sondern nur einen schmalen Randbereich der dritten Spectatordetektorlage treffen. Die Akzeptanzlücken in der dritten Lage des Spectatordetektors werden durch das Ausleseverfahren mit einer Widerstandskette erzeugt.

Da geringfügige Abweichungen in der Targetposition zu großen Änderungen in der Akzeptanz führen, ist es wichtig, die relative Targetposition mit einer Genauigkeit von $\Delta z < 1 \text{ mm}$ zu bestimmen um den akzeptanzbedingten systematischen Fehler der Luminositätsberechnung auf $\epsilon_{\text{Akzeptanz}} < 10\%$ zu begrenzen.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Streuwinkelbereiche (siehe Abbildung 5.5) ist eine genaue Akzeptanzbestimmung für den Nachweis der Deuteronen aus der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ trotz des eingeschränkt nutzbaren Winkelbereichs möglich. Die Zahl $N_{pd \rightarrow pd}$ der gemessenen Ereignisse kann für jeden Winkelbereich direkt aus der Abbildung 5.5 a) abgelesen werden.

¹englisch: Center of Mass

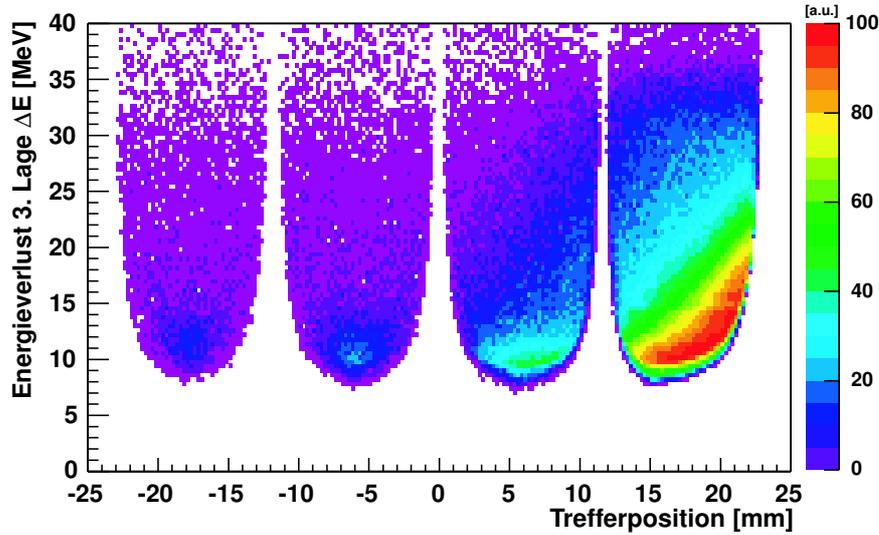


Abbildung 5.4: Energieabhängige Trefferverteilung in der dritten Lage des Spectatordetektors. Die Ereignisse aus der elastischen Streuung treffen fast ausschließlich den äußeren Rand des vierten Segmentes. Die Akzeptanzlücken zwischen den vier Segmenten werden durch die Auslese des Detektors über eine Widerstandskette erzeugt.

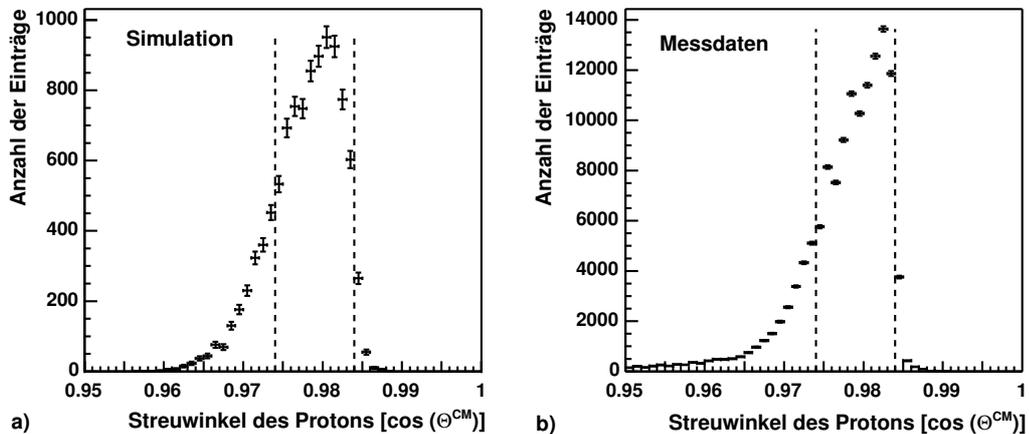


Abbildung 5.5: Streuwinkel der Protonen von akzeptierten Ereignissen der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ im Schwerpunktsystem. In a) ist das Ergebnis einer Geant4-Simulation zu sehen. b) zeigt die Verteilung für einen analysierten Messdatensatz. Der durch die gestrichelten Linien gekennzeichnete Winkelbereich wird in der Luminositätsanalyse ausgewertet.

5.3 Ergebnisse der Luminositätsanalyse

Die Luminositätsanalyse wurde für jeden Datensatz, der auch in die Analyse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ eingeht, durchgeführt. Durch die Analyse mehrerer Winkelbereiche (Abbildung 5.6) ist es möglich die systematischen Unsicherheiten der Einzelmessungen zu reduzieren.

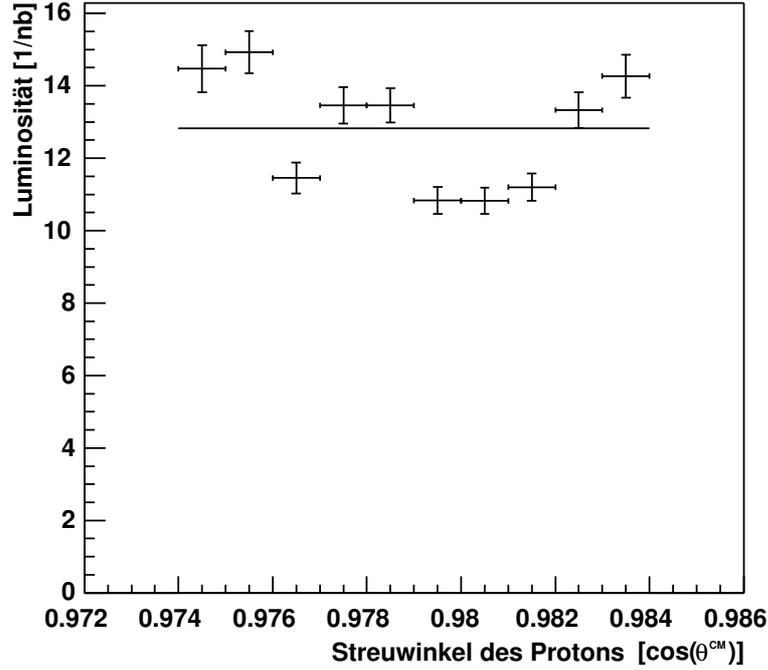


Abbildung 5.6: Ergebnis der Luminositätsanalyse eines Datensatzes. Die Luminosität wird als Mittelwert der Ergebnisse für einzelne Streuwinkel berechnet (waagerechte Ausgleichsgerade).

Die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} , die sich aus der Summe der Ergebnisse aller analysierten Datensätze ergibt, ist in Tabelle 5.1 für beide Strahlimpulse getrennt aufgeführt.

Der relative Fehler der Luminositätsbestimmung $\kappa_{\mathcal{L}}$ berechnet sich nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus der quadratischen Summe der relativen Einzelfehler aller Größen, die in die Luminositätsberechnung miteingehen.

$$\kappa_{\mathcal{L}} = \frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}_{\text{Integriert}}} = \sqrt{\kappa_{\text{Stat.}}^2 + \kappa_{\text{WQ}}^2 + \kappa_{\text{Analyse}}^2 + \kappa_{\text{VertexPos.}}^2} \quad (5.4)$$

Die einzelnen Beiträge berücksichtigen folgende Effekte:

- $\kappa_{\text{Stat.}}$:
In diesen Wert geht der statistische Fehler aus der Analyse der $pd \rightarrow pd$ Ereignisse ein.

Strahlimpuls	$\mathcal{L}_{\text{Int.}} [\text{nb}^{-1}]$	$\kappa_{\mathcal{L}}$	$\kappa_{\text{Stat.}}$	κ_{WQ}	κ_{Analyse}	$\kappa_{\text{VertexPos.}}$
$p = 2,055 \text{ GeV}/c$	$463 \pm_{93}^{102}$	$+22\%$ -20%	$< 1\%$	10%	17%	$+10\%$ -5%
$p = 2,095 \text{ GeV}/c$	$367 \pm_{81}^{88}$	$+24\%$ -22%	$< 1\%$	10%	19,5%	$+10\%$ -5%

Tabelle 5.1: Integrierte Luminositäten $\mathcal{L}_{\text{Int.}}$ und die zugehörigen Unsicherheiten. Es bedeuten: $\kappa_{\mathcal{L}}$: Gesamtunsicherheit, $\kappa_{\text{Stat.}}$: statistischer Fehler der Analyse der elastischen Streuung, κ_{WQ} : Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pd \rightarrow pd$, κ_{Analyse} : systematische Unsicherheit des Analyseverfahrens, $\kappa_{\text{VertexPos.}}$: Unsicherheit aufgrund der ungenau bekannten Vertexposition.

- κ_{Analyse} :
Die systematischen Unsicherheiten der Effizienzbestimmung der Drahtkammerrekonstruktion² sowie die Unsicherheit in der Anpassung der Ausgleichsgeraden bei der Analyse der Winkelverteilung (siehe Abbildung 5.6) werden in diesem Wert zusammengefasst.
- κ_{WQ} :
Die systematischen Unsicherheiten, die durch die Parametrisierung der Referenzdaten (Abschnitt 5.2.1) der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ entstehen, werden mit $\kappa_{\text{WQ}} = 10\%$ angegeben [Yas01].
- $\kappa_{\text{VertexPos.}}$:
Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ wurden in der dritten Lage des Spectatordetektors nur in einem schmalen Randbereich des Detektors nachgewiesen (siehe Abbildung 5.4). Deshalb erzeugen geringe Änderungen der Vertexposition relativ zum Spectatordetektor große Änderungen bei der Akzeptanzberechnung und der Luminositätsanalyse.
Die resultierende Abweichung wurde ermittelt, indem unter Variation der Vertexposition die Luminositätsanalyse mehrfach durchgeführt wurde. Aus einer Abweichung der Position des Vertex in COSY-Strahlrichtung von $\Delta z = \pm 0,2 \text{ mm}$ resultiert eine Änderung der berechneten Luminosität von $\kappa_{\text{VertexPos.}} = \begin{matrix} +10\% \\ -5\% \end{matrix}$.

²Die Unsicherheit der Effizienzbestimmung wird in Abschnitt 7.2 nochmals gesondert diskutiert.

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Berechnung totaler Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_T der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ wird bei bekannter

- integrierter Luminosität \mathcal{L}_{int} ,
- Akzeptanz des Detektionssystems \mathcal{A} ,
- Zahl der gemessenen Ereignisse N_η der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$,
- effektiver Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ

gemäß der Formel

$$\sigma_T = \frac{N_\eta}{\mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \mathcal{A}} \cdot \frac{1}{\epsilon} \quad (6.1)$$

berechnet.

Die Anzahl N_η der identifizierten $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ - Ereignisse wird aus den untergrundbereinigten Missing Mass-Spektren entnommen. Zur Bestimmung der Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ wurden Messungen bei zwei Strahlimpulsen $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Die erreichte experimentelle Auflösung bei der Rekonstruktion der variablen Anregungsenergie Q erlaubt es bei einem festen Strahlimpuls den Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(Q)$ für jeweils vier Energieintervalle zu berechnen.

6.1.1 Auswertung der Missing Mass-Spektren

Die Missing Mass-Verteilungen aller Ereignisse, die als Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ ausgewählt wurden, sind getrennt nach Strahlimpulsen p_1 und p_2 in den Abbildungen 6.1 a) und 6.1 b) dargestellt.

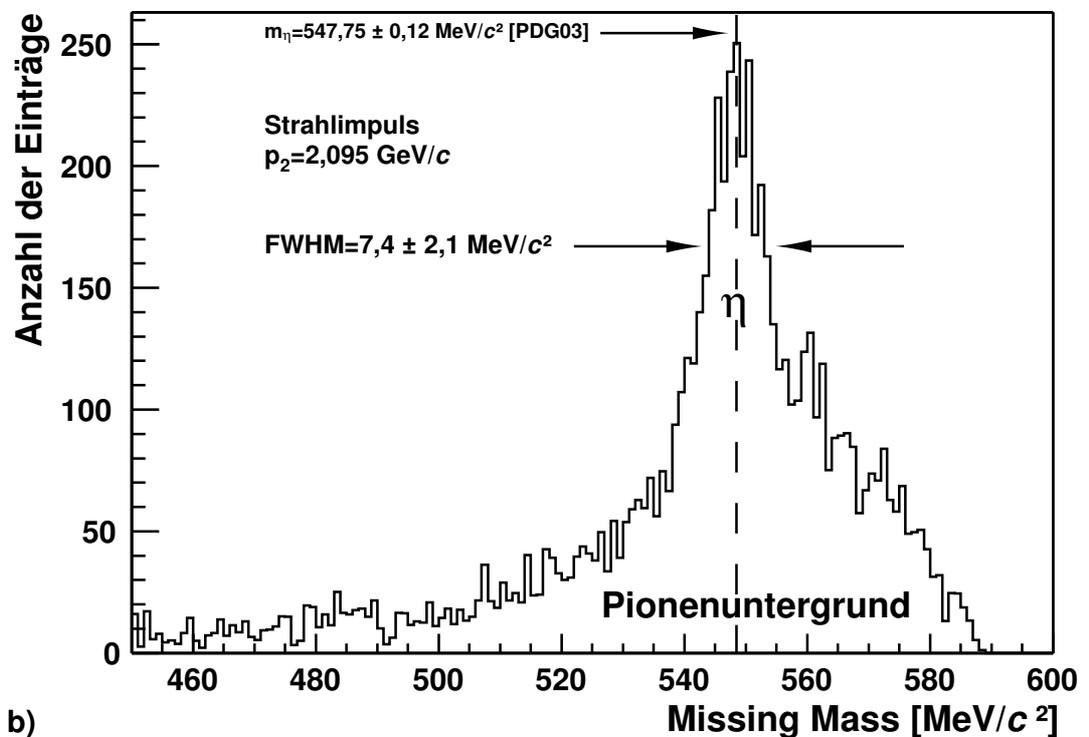
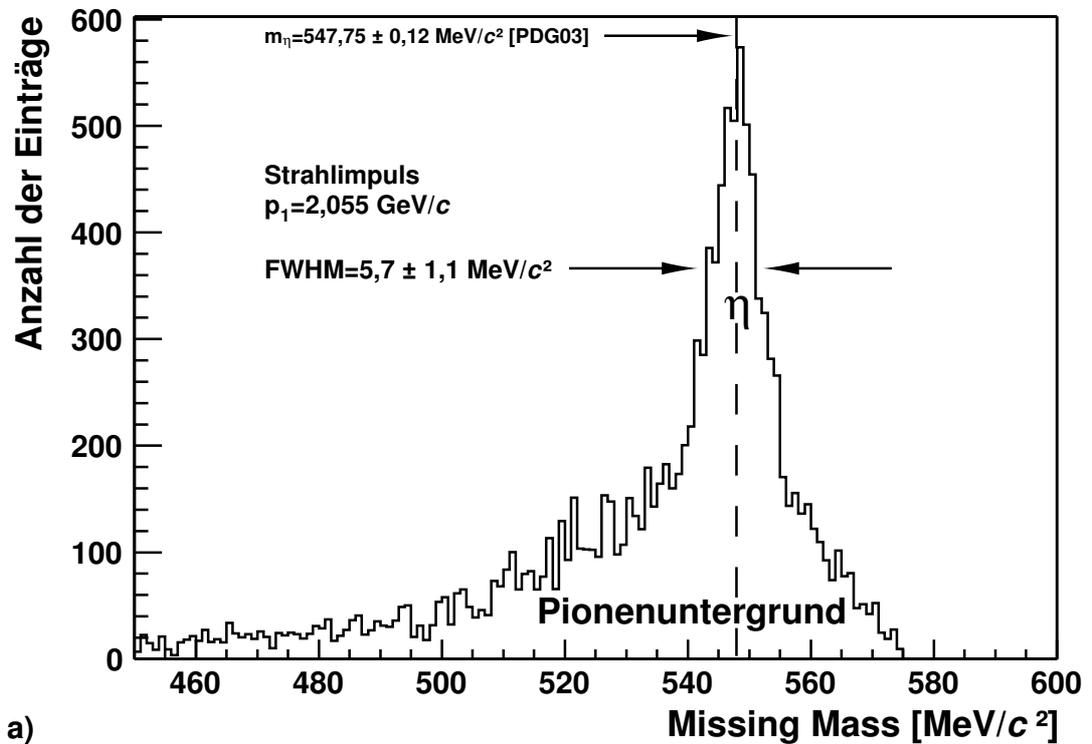


Abbildung 6.1: Missing Mass-Spektrum der beim Strahlimpuls p_1 a) und p_2 b) durch den in Abschnitt 4.4.4 beschriebenen Softwaretrigger ausgewählten $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}dX$ Ereignisse. In dieser Darstellung sind alle Ereignisse ohne Berücksichtigung der rekonstruierten Anregungsenergie Q zusammengefasst. Auf dem breiten, flach ansteigenden Untergrund ist ein deutliches Signal im Bereich der Masse des η -Mesons zu erkennen.

Die η -Produktion im Kanal $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ manifestiert sich durch die gute Übereinstimmung des Schwerpunktes des Signals in den Abbildungen 6.1 a) und b) mit dem Literaturwert der η -Masse¹. Die breite Untergrundverteilung ist auf Ereignisse aus konkurrierenden Prozessen zurückzuführen und kann durch Simulation der Mehrpionenproduktion (Abschnitt 3.6.1) gut reproduziert werden.

Die quantitative Auswertung der Missing Mass-Spektren erfolgt getrennt nach Strahlimpuls für jeweils vier ausgewählte Intervalle der Anregungsenergie Q .

In den in Abbildungen 6.2 und 6.4 dargestellten Missing Mass-Spektren wurde die Untergrundverteilung unter dem Signal der η -Produktion durch die simulierte Missing Mass-Verteilung der Mehrpionenproduktion angepasst (siehe auch Abschnitt 3.6). Auffallend ist der Beitrag der Vierpionenproduktion, der gestrichelt in den Spektren dargestellt ist. Die Ergebnisse der Simulationen zeigen, dass der Beitrag des Vierpionensystems erst bei höheren Anregungsenergien $Q > 15 \text{ MeV}$ berücksichtigt werden muss um die Form der Gesamtverteilung vor Allem im Bereich des kinematischen Limits optimal reproduzieren zu können.

Im Bereich der η -Masse kann die Untergrundverteilung allein durch die Zwei- und Dreipionenproduktion beschrieben werden. Dadurch ist sichergestellt, dass das Signal der η -Produktion, welches bei sehr geringen Anregungsenergien direkt am kinematischen Limit liegt, nicht durch einen Untergrund aus der Vierpionenproduktion kontaminiert ist.

Von den Q -Wert abhängigen Missing Mass-Spektren wird die durch Simulationen reproduzierte Untergrundverteilung subtrahiert um das Signal der η -Produktion zu extrahieren (siehe Abbildungen 6.3 und 6.5). Die Differenzspektren zeigen die untergrundbereinigten Verteilungen und werden im Bereich der angepassten Gaußkurve integriert. Die Ergebnisse der Analysen der Missing Mass-Spektren sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

¹ $m_\eta = 547,75 \pm 0,12 \text{ MeV}/c^2$ [PDG03]

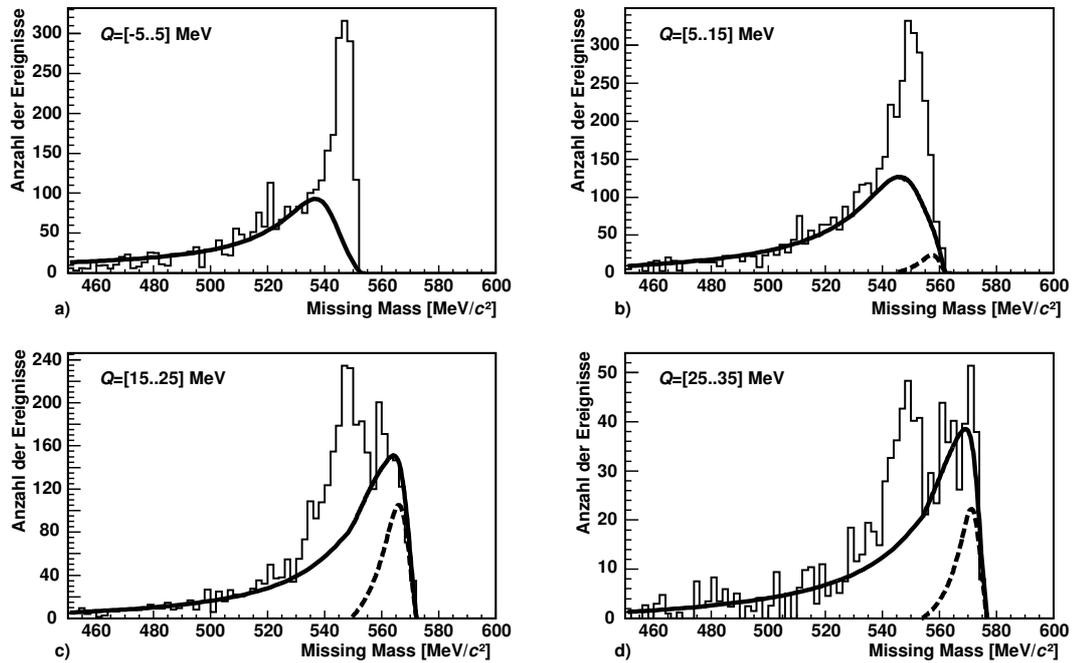


Abbildung 6.2: Missing Mass-Spektren für verschiedene Intervalle der Anregungsenergie Q bei einem Strahlimpuls von $p_1 = 2,055$ GeV/c. Die durchgezogenen Linien entsprechen den simulierten Untergrundverteilungen. Der Anteil der Vierpionenproduktion ist gestrichelt eingezeichnet.

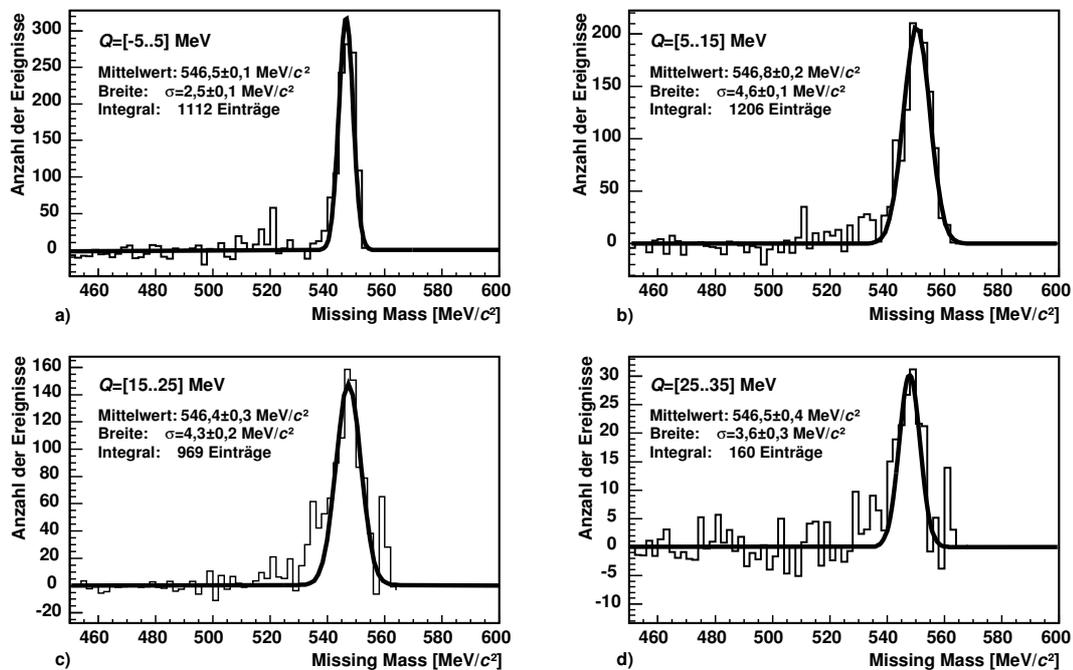


Abbildung 6.3: Missing Mass-Spektren nach Abzug der Untergrundkurven aus Abbildung 6.2 bei einem Strahlimpuls von $p_1 = 2,055$ GeV/c. Die durchgezogenen Linien sind an die entsprechenden Verteilungen angepasste Gaußkurven.

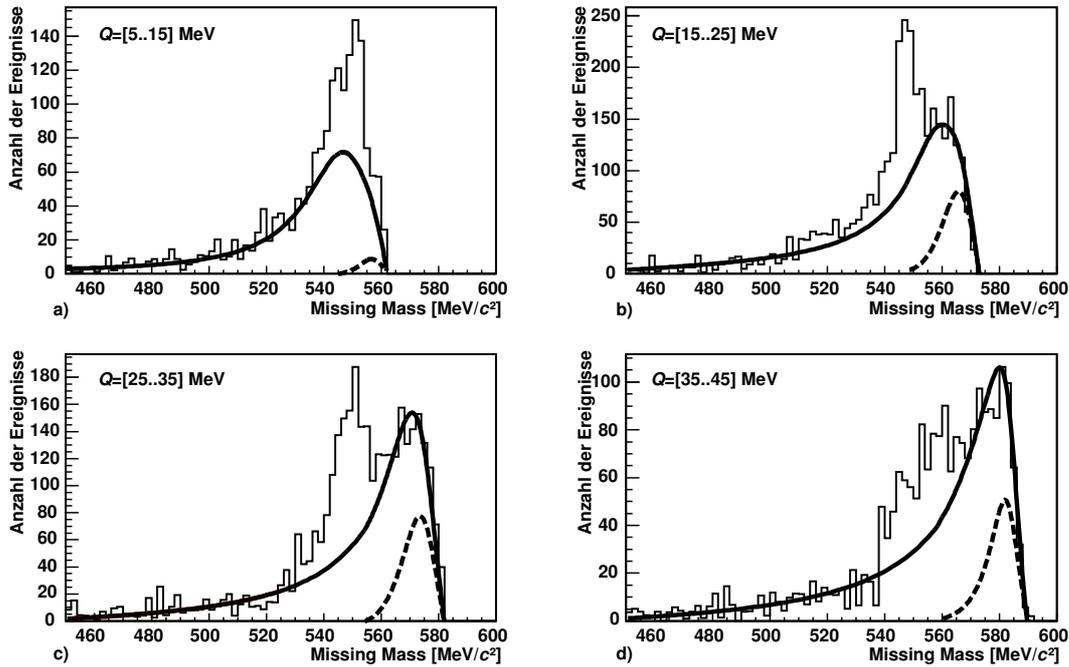


Abbildung 6.4: Missing Mass-Spektren für verschiedene Intervalle der Anregungsenergie Q bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$. Die durchgezogenen Linien entsprechen den simulierten Untergrundverteilungen. Der Anteil der Vierpionenproduktion ist gestrichelt eingezeichnet.

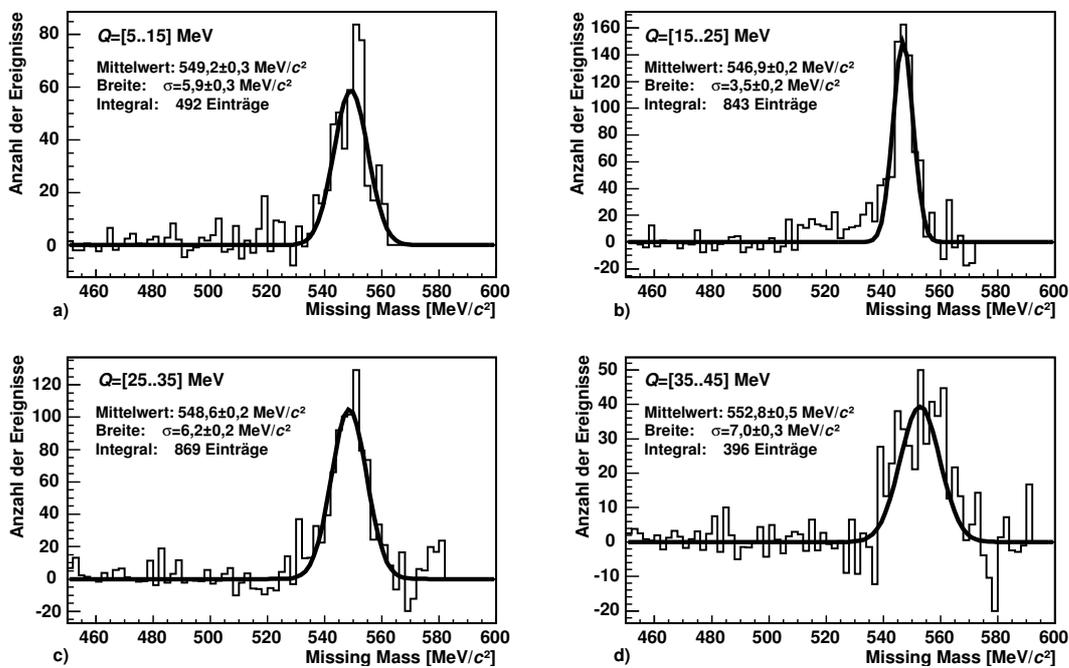


Abbildung 6.5: Missing Mass-Spektren nach Abzug der Untergrundkurven aus Abbildung 6.4 bei einem Strahlimpuls von $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$. Die durchgezogenen Linien sind an die entsprechenden Verteilungen angepasste Gaußkurven.

Strahlimpuls $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$

Q-Wert-Intervall [MeV]	[-5..5]	[5..15]	[15..25]	[25..35]
Schwerpunkt [MeV/c^2]	$546,5 \pm 0,1$	$546,8 \pm 0,2$	$546,4 \pm 0,3$	$546,5 \pm 0,4$
Breite σ_G [MeV/c^2]	$2,5 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,3$
Zahl der η -Ereignisse N_η	1112 ± 68	1206 ± 82	969 ± 68	160 ± 28

Strahlimpuls $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$

Q-Wert-Intervall [MeV]	[5..15]	[15..25]	[25..35]	[35..45]
Schwerpunkt [MeV/c^2]	$549,2 \pm 0,3$	$546,9 \pm 0,2$	$548,6 \pm 0,2$	$552,8 \pm 0,5$
Breite σ_G [MeV/c^2]	$5,9 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,2$	$7,0 \pm 0,3$
Zahl der η -Ereignisse N_η	492 ± 57	843 ± 77	869 ± 70	396 ± 48

Tabelle 6.1: Extrahiertes Signal der η -Produktion bei einem Strahlimpuls von $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ (oben) und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ (unten). Die angegebenen Schwerpunkte und die Breiten der Verteilungen entsprechen den Parametern der in Abbildung 6.3 und 6.5 eingezeichneten Gaußkurven. Die Anzahl der η -Ereignisse wurde direkt aus den einzelnen Histogrammen entnommen, wobei der statistische Fehler gemäß Formel (6.5) berechnet wurde.

Bei der Auswertung der Missing Mass-Verteilungen der acht Energieintervalle konnte in allen Fällen ein eindeutiges Signal im Bereich der η -Masse identifiziert werden, das bei den Messungen mit dem Strahlimpuls p_1 durchschnittlich um $\Delta m_\eta \approx 0,7 \text{ MeV}/c^2$ und bei p_2 um $\Delta m_\eta \approx 0,9 \text{ MeV}/c^2$ vom Literaturwert abweicht. Die ermittelte Breite des Signals der η -Produktion stimmt mit den Ergebnissen aus den Monte-Carlo-Simulationen überein. Das in den Abbildungen 6.3 und 6.5 dargestellte η -Signal ändert seinen Schwerpunkt nicht systematisch in Abhängigkeit der Anregungsenergie Q . Wie erwartet ändert sich jedoch die Form und Position der Untergrundverteilungen bei der Variation von Q (Abbildungen 6.2 und 6.4). Die für alle analysierten Intervalle der Anregungsenergie eindeutige Identifikation des η -Signals und die gelungene Beschreibung des Untergrundes erlauben die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ mithilfe der aus dem Signal extrahierten Anzahl N_η .

6.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Zur Bestimmung des Totalen Wirkungsquerschnitts σ_T der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ gemäß Formel (6.1) muss die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ bestimmt werden. Der Faktor ϵ setzt sich multiplikativ aus den Effizienzen ϵ_i der Detektorkomponenten und Analyseverfahren bei der Messung von Spectatorprotonen und schnellen Deuteronen zusammen

$$\epsilon = \prod_i \epsilon_i. \quad (6.2)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten, die sowohl für die Luminositätsanalyse über die Reaktion $pd \rightarrow pd$ als auch für die Messung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ identisch sind, heben sich bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts auf und müssen daher nicht berücksichtigt werden. Bereits in der Akzeptanzberechnung \mathcal{A} der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ simulierte Effizienzen (siehe Abschnitt 3.5) gehen nicht in den Faktor ϵ ein.

Mit dem Korrekturfaktor ϵ wird nicht die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ angegeben, sondern nur der Anteil der in der bisherigen Analyse noch nicht berücksichtigten Effizienzen.

6.2.1 Effizienz des Vorwärtssystems

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für im Vorwärtssystem gemessene Ejektile setzt sich aus der Effizienz der Deuteronenidentifikation im Szintillatorhodoskop sowie der Effizienz des Drahtkammersystems zusammen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der benutzten Szintillatoren für geladene Teilchen von nahezu 100 % wird in der Simulation anhand physikalischer Modelle berechnet. Ineffizienzen ergeben sich hier aus den benutzten Trigger- und Teilchenidentifikationsverfahren.

- **Doppeltreffer im Szintillatorhodoskop**
In der Datenanalyse werden ausschließlich Ereignisse weiterverarbeitet, die nur einen Treffer in jeder Lage des Vorwärtssystems erzeugt haben. Ereignisse mit mehreren Treffern werden verworfen, da diese nicht der Signatur der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ entsprechen.
Es ist möglich, dass zwei benachbarte Szintillatorlatten das Signal eines Deuterons aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ oder eines Protons aus der Reaktion $pd \rightarrow pd$ gleichzeitig registrieren. Dies kann vorkommen, wenn ein Teilchen beim Stoß mit dem Szintillatormaterial aufgrund der Kleinwinkelstreuung in einen benachbarten Szintillator gestreut wird. Obwohl dieses Ereignis ein Kandidat für die gesuchte Reaktion ist, wird es aufgrund des Veto-Triggers für Doppeltreffer (siehe Abschnitt 2.4.2) verworfen.
Beim Stoß mit dem Szintillatormaterial oder mit dem Austrittsfenster der Vakuumkammer brechen die nur schwach gebundenen Deuteronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auf. Durch den Aufbruch im Szintillator können wiederum Doppeltreffer im Hodoskop entstehen, da das freigewordene Proton

eine andere Flugrichtung als das Deuteron hat. Der Deuteronenaufbruch wird in der Geant4-Anwendung mithilfe des Fermi-Aufbruchmodells [Fer50, Gea04] simuliert.

Die Ineffizienz des Szintillatorhodoskops aufgrund verworfener Doppeltreffer wird in den Akzeptanzberechnungen berücksichtigt und geht daher nicht in den Faktor ϵ ein.

- Effizienz der Deuteronenselektion mit dem $\Delta E \cdot \beta^2$ -Verfahren

Die Effizienz der Deuteronenselektion mit dem $\Delta E \cdot \beta^2$ -Verfahren wird durch den Schnitt zwischen den beiden in Abbildung 4.14 dargestellten Landauverteilungen beeinflusst.

Die Ereignisse, für die Werte außerhalb des Intervalls von $1,04 < \Delta E \cdot \beta^2 < 1,9$ MeV berechnet wurden, gehen nicht als Kandidaten für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ in die weitere Analyse ein. In Abschnitt 4.4.3 wurde gezeigt, dass der Anteil der durch diesen Schnitt verworfenen Deuteronen aus der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ bei den genutzten Strahlimpulsen $\approx 1,5\%$ beträgt. Die mögliche Variation der Schnittgrenzen führt auf eine Unsicherheit von $\kappa_{\epsilon_{\text{Deuteron}}} = 1\%$, woraus $\epsilon_{\text{Deuteron}} = 0,985 \pm 1\%$ folgt.

- Drahtkammereffizienzen

Im hier vorgestellten Experiment kamen an ANKE zwei der drei Drahtkammern des Vorwärtssystems zum Einsatz.

Das bei [Dym01b] beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Unsicherheiten der berechneten Effizienzen wurde bei der Analyse jedes einzelnen Ereignisses angewendet und liefert für alle analysierten Ereignisse eine mittlere Unsicherheit von $\kappa_{\epsilon_{\text{MWPC}}} < \pm 1\%$. Aufgrund der bereits in der Datenanalyse durchgeführten Effizienzkorrektur werden die Effizienzen der Drahtkammern nicht nochmals berücksichtigt und es kann $\epsilon_{\text{MWPC}} = 1 \pm 1\%$ gesetzt werden.²

6.2.2 Effizienz des Spectatordetektors

Die Effizienz der Identifikation der Spectatorprotonen hängt von der Qualität der Trennung der Energieverlustbänder von Protonen und Deuteronen sowie von der Detektionseffizienz der einzelnen Detektorlagen ab [Leh04]. Die Detektionseffizienz von Halbleiterdetektoren für geladene Teilchen wird durch physikalische Modelle in den Simulationen berücksichtigt.

Die Ineffizienzen beim Nachweis von Protonen und Deuteronen, die durch Doppeltreffer in den Detektorlagen oder andere geometrische Effekte entstehen, sind aufgrund der identisch programmierten Rekonstruktionsalgorithmen in Simulationen und Datenanalyse in guter Näherung gleich groß und heben sich daher auf.

²Die Unsicherheit der Effizienzbestimmung wird in Abschnitt 7.2 nochmals gesondert diskutiert.

6.2.3 Totzeitkorrektur

Nicht alle Ereignisse, die in den Detektoren Signale erzeugen, werden mit dem Datenerfassungssystem registriert. Die Verarbeitungszeit für die Digitalisierung der Detektorsignale, die Weiterverarbeitung aller Detektorsignale zu einem zusammenhängenden Rohereignis und das Speichern der Information führt dazu, dass innerhalb dieses Zeitraums keine weiteren Signale verarbeitet werden können. Die Totzeit τ des Datenerfassungssystems bei der durch den Trigger ausgelösten Verarbeitung der Signale beträgt typischerweise $\tau \approx 180\mu\text{s}$ [Bar00].

Die Messung der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ zur Bestimmung der Luminosität findet mit dem gleichen Koinzidenztrigger **T1** unter gleichen Einstellungen des Datenerfassungssystems und der Detektoren statt wie die Messung der Reaktion $pd \rightarrow d\eta$. Die totzeitbedingte Ineffizienz bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ muss nicht gesondert berücksichtigt werden, da sie für beide Reaktionen gleich ist (siehe auch Kapitel 5).

6.2.4 Gesamteffizienz

In den Effizienzfaktor ϵ geht als einzige Größe die Effizienz der Deuteronenselektion $\epsilon_{\text{Deuteron}}$ und die Kammereffizienz $\epsilon_{\text{MWPC}} = 1 \pm 1\%$ ein, da alle anderen betrachteten Ineffizienzen und ihre Unsicherheiten bei der Bestimmung von N_η entweder in der Akzeptanz- oder Luminositätsberechnung bereits berücksichtigt wurden.

$$\epsilon = \epsilon_{\text{Deuteron}} \cdot \epsilon_{\text{MWPC}} \quad (6.3)$$

Daher wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach Formel (6.1) der Wert $\epsilon = 0,985 \pm 0,014$ benutzt.

6.3 Unsicherheiten bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Die Unsicherheiten bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts setzen sich aus statistischen Unsicherheiten, die sich aus der Auswertung von Häufigkeitsverteilungen ergeben, sowie aus systematischen Unsicherheiten, die sich aus der begrenzten Genauigkeit der benutzten Mess- und Analyseverfahren ergeben, zusammen. Im Folgenden werden die Quellen systematischer und statistischer Unsicherheiten diskutiert und quantifiziert.

6.3.1 Systematische Unsicherheiten

- **Akzeptanzberechnung**

Die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz hängt in entscheidender Weise von der Qualität der Simulation ab, die den realen Experimentaufbau nachbildet. Bei der Vermessung der benutzten Detektoren wird von einer Messtoleranz von 0,2 mm ausgegangen. Die in der Simulation angenommene Geometrie des Detektoraufbaus kann also in diesem Unsicherheitsbereich von dem tatsächlich verwendeten Detektoraufbau abweichen. Um die Größenordnung des daraus resultierenden Fehlers $\kappa_{\mathcal{A}}$ bei der Akzeptanzbestimmung abzuschätzen wurde die Detektorgeometrie in den Simulationen im Rahmen der Messgenauigkeit variiert.

Es hat sich gezeigt, dass die ermittelte Änderung der Akzeptanz des Vorwärtssystems vernachlässigbar ist.

Die Akzeptanz des Spectatordetektors wird durch die Variation der Geometrie im Bereich der Toleranzen stärker beeinflusst. Die mögliche Variation der Detektorgeometrie kann sich hierbei genauso auswirken, wie eine Verschiebung des Wechselwirkungspunktes (siehe Abschnitt 4.5.2). Die daraus resultierenden Unsicherheiten bei der Berechnung der Luminosität (siehe Abschnitt 5.3) wurden dort bereits berücksichtigt. Die Auswirkungen auf die Akzeptanzbestimmung für die Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ sind teilweise erheblich und wurden bereits in Abschnitt 3.5.3 dargestellt.

- **Strahlimpuls**

Die für die schwellennahe Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ genutzten COSY-Protonenstrahlen mit Impulsen $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ wurden zur Optimierung des Strahlstroms nicht unter Verwendung der stochastischen Kühlung [Pra03] präpariert. Ohne dieses Kühlverfahren liefert COSY Protonenstrahlen mit einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 1\%$. Aus der Unschärfe und der maximalen Abweichung vom Sollimpuls resultiert im hier dargestellten Experiment eine Abweichung von der Anregungsenergie von $\Delta Q_p \approx 0,2 \text{ MeV}$. Die Gesamtunsicherheit $\Delta Q_{\text{Ges.}}$ bei der Bestimmung

des absoluten Q -Wertes wird mit $\Delta Q_{\text{Ges.}} \approx \pm 0,5$ MeV abgeschätzt.

Die in Abbildung (siehe Abbildung 4.19) dargestellte Verschiebung kann also nicht allein auf die Unsicherheit des Strahlimpulses zurückgeführt werden, sondern beruht zum Teil auch auf der systematischen Verschiebung der Vertexposition.

- **Untergrundanpassung**

Durch die Simulation der konkurrierenden Mehrpionen-Produktionsprozesse konnte die Form der Untergrundverteilung im Missing Mass-Spektrum bestimmt werden. Aus der Unsicherheit bei der Anpassung des Untergrundbeitrages an die gemessenen Verteilungen resultiert zwangsläufig eine Ungenauigkeit bei der Zählung der untergrundkorrigierten Ereignisse. Die Höhe der Untergrundverteilung wurde im Rahmen des ermittelten Toleranzbereichs des Skalierungsfaktors der Untergrundkurve variiert um den Einfluss auf das resultierende Signal der η -Produktion zu studieren.

Grundlage für die Untergrundanpassung ist die Übereinstimmung des Gesamtspektrums außerhalb der Peakregion des η -Signals mit der simulierten Verteilung. Das Differenzspektrum muss also eine um Null schwankende Verteilung außerhalb des Peakbereichs ergeben (siehe Bilder 6.3 und 6.5). Die entsprechenden Verteilungen wurden durch Horizontalen mit Achsenabschnitt Null angepasst. Aus der Unsicherheit dieser Anpassung ergibt sich der maximal erlaubte Toleranzbereich innerhalb dessen die Untergrundanpassung $F(x)$ (Formel (3.5)) variiert werden kann. Die resultierende Unsicherheit κ_U ist in Tabelle 6.2 zu finden.

- **Effizienz der Identifikation der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$**

Die Unsicherheit κ_ϵ des Effizienzkorrekturwertes ϵ berechnet sich aus der quadratischen Summe der Unsicherheit der Effizienz der Deuteronenidentifikation $\kappa_{\epsilon_{\text{Deuteron}}}$ und der Unsicherheit der Effizienzbestimmung der Drahtkammern $\kappa_{\epsilon_{\text{MWPC}}}$:

$$\kappa_\epsilon = \sqrt{\kappa_{\epsilon_{\text{Deuteron}}}^2 + \kappa_{\epsilon_{\text{MWPC}}}^2} = 1,4\%. \quad (6.4)$$

Die Unsicherheiten, die durch Simulationen zu den Reaktionen $pd \rightarrow pd$ und $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten gehen bereits in den Gesamtfehler der Akzeptanz κ_A (Abschnitt 3.5.3) bzw. der Luminosität κ_L (Abschnitt 5.3) ein.

6.3.2 Statistische Unsicherheiten

Die statistische Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus der Anzahl N_η der gemessenen Ereignisse der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ und der Anzahl $N_{\text{Untergrund}}$ der Untergrundeignisse im Bereich des Signals. Da N_η aus dem Integral des Missing Mass-Peaks der η -Produktion bestimmt wurde, der sich auf

einem Untergrund von fehlidentifizierten Ereignissen befindet, muss die statistische Fluktuation des Untergrundbeitrages mitberücksichtigt werden.

Die statistische Unsicherheit κ_{N_η} bei der Bestimmung der Anzahl N_η berechnet sich gemäß [Lyo86]

$$\kappa_{N_\eta} = \sqrt{N_\eta + 2 \cdot N_{\text{Untergrund}}}. \quad (6.5)$$

6.4 Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$

Nach Abschluss der Datenanalyse und Korrektur der oben beschriebenen Effizienzen kann der totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ für fünf unterschiedliche Energiebereiche angegeben werden. Die Wirkungsquerschnitte im Energiebereich von $5 < Q < 35$ MeV konnten durch den Überlapp der Q -Wertverteilung bei den beiden genutzten Strahlimpulsen p_1 und p_2 in zwei unabhängigen Messungen bestimmt werden. Die gemessene Anregungsfunktion ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Die numerischen Werte finden sich in Tabelle 6.2.

Die Ergebnisse der beiden Messungen im Bereich von $5 < Q < 35$ MeV können zu Bestwerten a

$$a = \frac{\sum_i \left(\frac{a_i}{\sigma_i^2} \right)}{\sum_i \left(\frac{1}{\sigma_i^2} \right)} \quad (6.6)$$

zusammengefasst werden, wobei mit dem Index i über die Ergebnisse bei beiden Strahlimpulsen p_1 und p_2 summiert wird und die Unsicherheit σ des Wertes a durch $\frac{1}{\sigma^2} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}$ gegeben ist [Lyo86].

Strahlimpuls $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$

Q-Wert [MeV]	[-5..5]	[5..15]	[15..25]	[25..35]
σ_T [μb]	$4,9^{+1,2}_{-1,1}$	$4,2^{+1,0}_{-0,9}$	$6,1^{+1,4}_{-1,3}$	$11,2^{+3,6}_{-4,3}$
κ_{N_η} (stat.)	$\pm 3,0\%$	$\pm 2,8\%$	$\pm 3,2\%$	$\pm 8,0\%$
κ_U	$\pm 4,5\%$	$\pm 4,0\%$	$\pm 3,1\%$	$\pm 3,1\%$
κ_A	+8,3% -7,9%	+2,3% -2,4%	+3,8% -4,5%	+21,4% -31,8%
$\kappa_{\mathcal{L}}$	+22% -20%	+22% -20%	+22% -20%	+22% -20%
κ_ϵ	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$
$\kappa_{\text{Var}} = \sqrt{\kappa_{N_\eta}^2 + \kappa_U^2 + \kappa_A^2}$	+9,9% -9,6%	+5,4% -5,5%	+5,8% -6,3%	+23% -32%
$\kappa_{\sigma_T} = \sqrt{\kappa_{\text{Var}}^2 + \kappa_{\mathcal{L}}^2 + \kappa_\epsilon^2}$	+24% -22%	+23% -21%	+23% -21%	+32% -39%

Strahlimpuls $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$

Q-Wert [MeV]	[5..15]	[15..25]	[25..35]	[35..45]
σ_T [μb]	$3,9^{+1,0}_{-0,9}$	$6,6^{+1,6}_{-1,5}$	$11,7^{+2,9}_{-2,7}$	$16,6^{+4,8}_{-4,6}$
κ_{N_η} (stat.)	$\pm 4,5\%$	$\pm 3,4\%$	$\pm 3,4\%$	$\pm 5,0\%$
κ_U	$\pm 7,1\%$	$\pm 4,7\%$	$\pm 3,5\%$	$\pm 7,5\%$
κ_A	+4,0% -4,7%	+2,0% -3,0%	+3,4% -3,3%	+10,9% -11,7%
$\kappa_{\mathcal{L}}$	+24% -22%	+24% -22%	+24% -22%	+24% -22%
κ_ϵ	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$	$\pm 1,4\%$
$\kappa_{\text{Var}} = \sqrt{\kappa_{N_\eta}^2 + \kappa_U^2 + \kappa_A^2}$	+9,3% -9,6%	+6,1% -6,5%	+5,9% -5,9%	+14% -15%
$\kappa_{\sigma_T} = \sqrt{\kappa_{\text{Var}}^2 + \kappa_{\mathcal{L}}^2 + \kappa_\epsilon^2}$	+26% -24%	+25% -23%	+25% -23%	+29% -27%

Tabelle 6.2: Totale Wirkungsquerschnitte σ_T der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ bei einem Impuls von $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$. Bei der Summe der angegebenen Unsicherheiten wird zwischen den für jeden Q-Wertbereich variablen Unsicherheiten κ_{Var} und den globalen systematischen Unsicherheiten $\kappa_{\mathcal{L}}$ und κ_ϵ unterschieden. Die Werte für $\kappa_{\mathcal{L}}$ wurden bereits in Tabelle 5.1 berechnet. κ_{N_η} , κ_U , κ_A und κ_ϵ wurden in Abschnitt 6.3 erläutert.

Q-Wert [MeV]	[-5..5]	[5..15]	[15..25]	[25..35]	[35..45]
σ_T [μb]	$4,9^{+0,5}_{-0,5}$	$4,1^{+0,2}_{-0,2}$	$6,3^{+0,3}_{-0,3}$	$11,5^{+0,7}_{-0,7}$	$16,6^{+2,3}_{-2,5}$

Tabelle 6.3: Extrahierte Wirkungsquerschnitte und Unsicherheiten der Bestwerte a . Die angegebenen Unsicherheiten berücksichtigen nicht den globalen Einfluss von κ_ϵ und $\kappa_{\mathcal{L}}$.

6.4.1 Gemessene Anregungsfunktion

Die aus den Messungen bei den Strahlimpulsen $p_1 = 2,055 \text{ GeV}/c$ und $p_2 = 2,095 \text{ GeV}/c$ extrahierten Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 6.2) sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Querschnitte, die in dem bei beiden Strahlimpulsen überlappenden Energiebereich bestimmt werden konnten, stimmen im Rahmen der Messungenauigkeiten gut überein. Aufgrund der vergleichsweise niedrigen Statistik und der systematischen Unsicherheit bei der Akzeptanzbestimmung bei hohen Q -Werten sind die Unsicherheiten der bei $Q(p_1) = [25..35] \text{ MeV}$ und $Q(p_2) = [35..45] \text{ MeV}$ bestimmten Querschnitte größer als bei den geringeren Anregungsenergien.

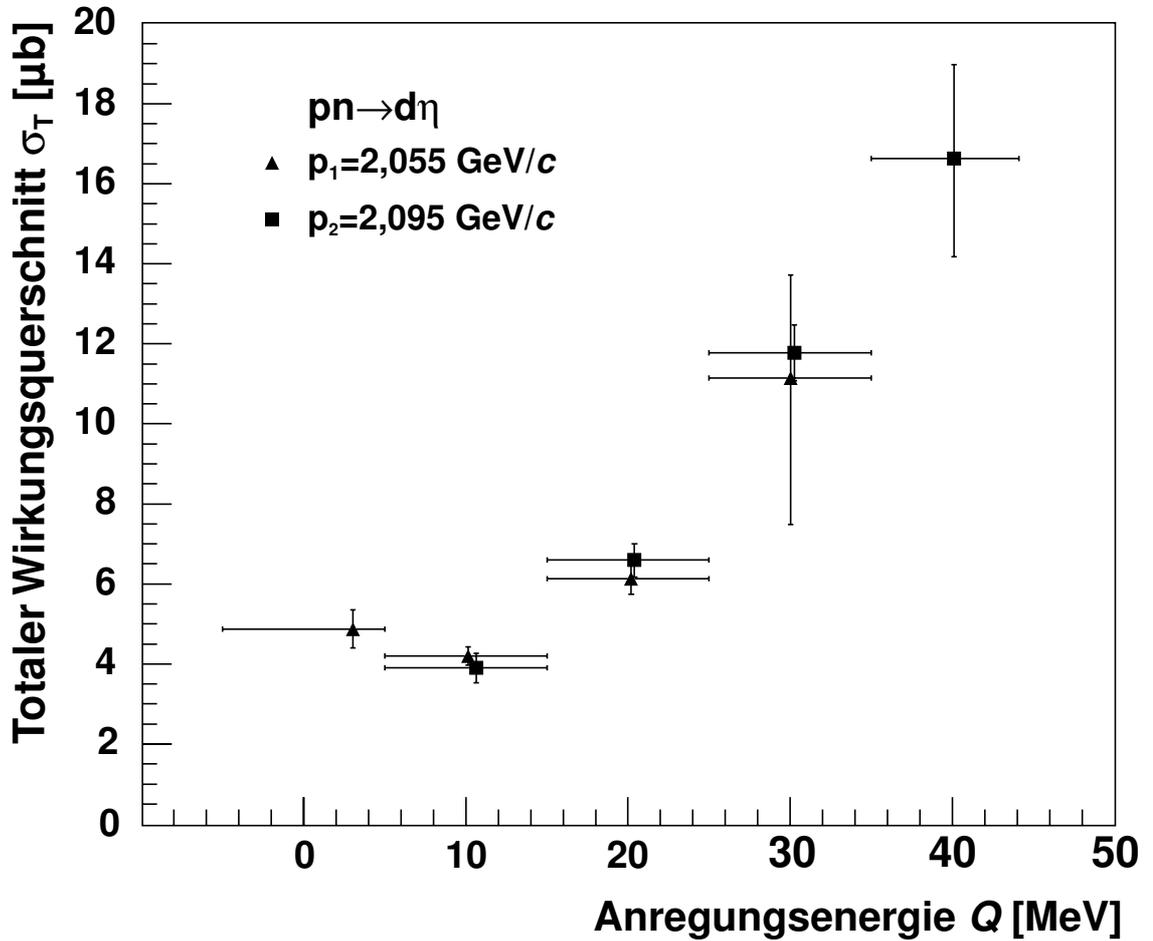


Abbildung 6.6: In dieser Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ im Anregungsenergiebereich von $-5 < Q < 45 \text{ MeV}$. Die systematischen Unsicherheiten aus der Luminositäts- und der Effizienzbestimmung $\kappa_{\mathcal{L}}$ und κ_{ϵ} gehen nicht in die Darstellung ein. Die horizontalen Fehlerbalken stellen das Messintervall der Anregungsenergie dar und sind nicht als Unsicherheit bei der Bestimmung der absoluten Anregungsenergie zu verstehen.

Vergleich mit früheren Messungen

Die absoluten Werte der in dieser Arbeit bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ weichen von den Ergebnissen früherer Messungen [Cal97, Cal98b] ab. Zur besseren Vergleichbarkeit des Verlaufs der gemessenen Anregungsfunktionen werden die hier berechneten Wirkungsquerschnitte (Tabelle 6.3) mit einem Skalierungsfaktor $s = 5,8$ multipliziert und zusammen mit den Ergebnissen aus [Cal97, Cal98b] in Abbildung 6.7 dargestellt.

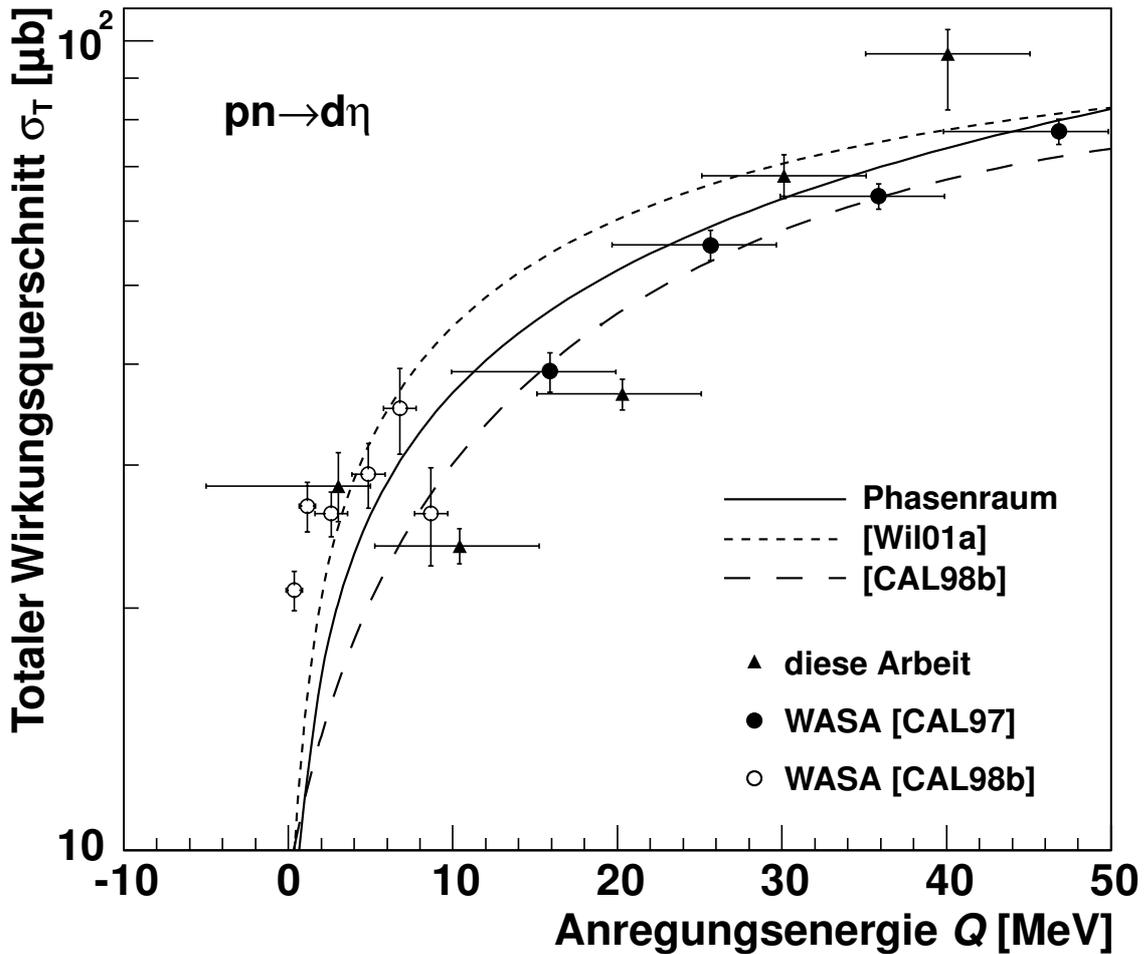


Abbildung 6.7: Anregungsfunktion für die Reaktion $pn \rightarrow d\eta$. Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mit einem Faktor $s = 5,8$ skaliert. Die durchgezogene Linie entspricht einer Zweikörper-Phasenraumkurve die gemäß $\sigma_T \sim \sqrt{Q}$ an die Daten angepasst wurde. Die gestrichelten Kurven entsprechen einem Modell, das den Einfluss der η -Produktion über die $S_{11}N^*(1535)$ -Resonanz berücksichtigt [Cal98b] und einer Anpassung gemäß Formel (1.12) [Wil01a], die die vom Phasenraum abweichende Endzustandswechselwirkung berücksichtigt.

Die Form der in dieser Arbeit gemessenen Anregungsfunktion ist mit dem Verlauf der Daten aus [Cal97, Cal98b] im Rahmen der Messungenauigkeiten weitgehend vereinbar.

Die drei eingezeichneten Modellfunktionen beschreiben jedoch den Verlauf der experimentellen Daten nur unzureichend. Die dargestellten Messpunkte im Bereich $Q < 8$ MeV liegen deutlich über der Phasenraumkurve. Die Anpassung gemäß $\sigma_T \sim a\sqrt{Q}(1 + bQ)$ [Wil01a] (siehe Formel (1.12)) beschreibt den Verlauf der Anregungsfunktion im Bereich kleiner Energien besser, überschätzt jedoch die gemessenen Werte bei Anregungsenergien $10 < Q < 30$ MeV. Das in [Cal98b] verwendete Resonanzmodell kann den Verlauf für Energien $Q > 8$ MeV besser beschreiben, liefert aber im Bereich von $Q < 8$ MeV zu niedrige Voraussagen.

Aus dieser Diskussion wird deutlich, dass die dargestellten Modelle bislang keine zusammenhängende Beschreibung der gemessenen Anregungsfunktion im gesamten gezeigten Energiebereich liefern. Sowohl das Mesonenaustauschmodell [Wil01a], das die FSI durch eine Modifikation des Phasenraumes berücksichtigt, als auch das Zweistufenmodell [Gri99], in dem der Einfluss der FSI durch Rückstreumodelle berechnet wird, unterschätzen die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte im Bereich von $Q < 8$ MeV (vgl. Abschnitt 1.2).

Die im Vergleich zum Phasenraummodell und den vorgestellten FSI Abschätzungen signifikante Überhöhung der Wirkungsquerschnitte im Bereich $Q < 8$ MeV wird durch die Ergebnisse der hier vorgestellten Messungen bestätigt. Diese Abweichung kann als Effekt einer besonders starken η -Kern Endzustandswechselwirkung, die mit einer großen Streulänge $a_{\eta d}$ verknüpft ist, interpretiert werden (siehe Abschnitt 1.5.2).

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Analysen zur schwelennahen Produktion von η -Mesonen in der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$, die am Magnetspektrometer ANKE gemessen wurde, vorgestellt.

Der Reaktionskanal $pn \rightarrow d\eta$ konnte durch den Nachweis und die Impulsrekonstruktion von Spectatorprotonen sowie die Identifikation von schnellen Deuteronen im Vorwärtssystem mithilfe des Missing Mass-Verfahrens isoliert werden. Der indirekte Nachweis produzierter η -Mesonen konnte durch die gute Übereinstimmung der rekonstruierten Masse der η -Mesonen mit dem Literaturwert erbracht werden. Die Beschreibung des Untergrundes durch die Ergebnisse physikalisch motivierter Monte-Carlo-Simulationen von konkurrierenden Pionen-Produktionskanälen lieferte Voraussagen, die in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen sind. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Extraktion des Signals der η -Produktion in direkter Schwellennähe. Die Rekonstruktion der Anregungsenergie Q mithilfe des Spectatordetektors ermöglichte erstmalig die Messung von Wirkungsquerschnitten der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ über einen großen Bereich der Anregungskurve bei nur einem festen Strahlimpuls.

Die Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ konnte durch die Bestimmung des Fermi-Impulses der Spectatorprotonen in einem weiten Bereich von Anregungsenergien $-5 < Q < 45$ MeV bei nur zwei unterschiedlichen Strahlimpulsen bestimmt werden. Der Vergleich des Verlaufs der Anregungskurve der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ mit Ergebnissen früherer Messungen [Cal97, Cal98b] bestätigt qualitativ eine deutliche Überhöhung des Wirkungsquerschnitts direkt an der Produktionsschwelle des η -Mesons. Diese Überhöhung wurde auch in Messungen zur kohärenten η -Produktion in der Reaktion $pd \rightarrow pd\eta$ gefunden, die bei den dort verwendeten Anregungsenergien durch die quasifreie Produktion im Kanal $pn \rightarrow d\eta$ dominiert wird [Bil04].

Insbesondere die Untersuchung des leichten ηd -Systems hilft bei der Suche nach dem leichtesten gebundenen η -Kern, da der aus diesen Messungen extrahierbare Anteil der FSI Voraussagen für schwerere Systeme ermöglicht. Die gezeigten Modellvoraussagen zum Einfluss der Endzustandswechselwirkung unterschätzen die experimentell bestimmten schwelennahen Wirkungsquerschnitte. Die Ergebnisse des hier dargestellten Experiments zur Untersuchung der Endzustandswechselwirkung von η -Mesonen mit Kernmaterie erfordern eine weitergehende theoretische Interpretation, die letztlich zu einem tieferen Verständnis des Produktionsprozesses von η -Mesonen und ihrer Wechselwirkung mit Kernmaterie führen wird.

Im Rahmen der in dieser Arbeit und in der Literatur [Bat96, Gar00, Gar02, Gre97, Rak96, She00, Sva00, Wil01a] geführten Diskussion kann die hier bestätigte besonders starke Endzustandswechselwirkung des ηd -Systems als weiterer Hinweis auf ein attraktives ηd -Potenzial mit einer großen Streulänge $a_{\eta d}$, die Voraussetzung für die Bildung leichter gebundener η -mesischer Kerne ist, interpretiert werden.

7.2 Diskussion der Wirkungsquerschnitte

Die absolute Höhe der in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ weicht von den in [Cal97, Cal98b] veröffentlichten Daten signifikant ab. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte könnten Effekte, die nicht durch die dargestellten Methoden zu quantifizieren sind, zu Fehlern bei der Effizienz- und Luminositätsbestimmung und somit zu Abweichungen bei den berechneten Wirkungsquerschnitten führen. Die resultierenden Fehler κ_ϵ und $\kappa_{\mathcal{L}}$ sind jedoch systematischer Natur und für alle hier berechneten Wirkungsquerschnitte gleich. Auf die Form der Anregungsfunktion, die für die Interpretation der ηN -Wechselwirkung entscheidend ist, haben sie deshalb keinen Einfluss. Unsicherheiten, die eventuell mit in die Faktoren κ_ϵ und $\kappa_{\mathcal{L}}$ einfließen, für die aber eine genaue Quantifizierung zum jetzigen Zeitpunkt unmöglich ist, werden im Folgenden diskutiert.

- Nachweiswahrscheinlichkeit

Die in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit hängt wesentlich von der korrekten Funktion der Drahtkammern und Ausleseelektronik ab. Aufgrund der ungewöhnlich stark schwankenden und teilweise sehr niedrigen Effizienz in der für die Impulsrekonstruktion unverzichtbaren X-Ebene der zweiten Kammer kann nicht ausgeschlossen werden, dass hier Fehler in der Effizienzkorrektur gemacht werden, die nicht durch die angegebenen Unsicherheiten beschrieben werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern wurde mit dem in [Dym01b] beschriebenen Verfahren für Protonentreffer bestimmt. Die Effizienzverteilungen werden jedoch unter der Annahme gleicher Nachweiswahrscheinlichkeiten für Protonen und Deuteronentreffer auch für den Deuteronennachweis benutzt, da eine separate Effizienzbestimmung für Deuteronen aufgrund der begrenzten Statistik nicht möglich ist. Die Annahme gleicher Nachweiswahrscheinlichkeiten für Protonen und Deuteronen konnte daher experimentell nicht überprüft werden.

- Luminosität

Für die Luminositätsberechnung wurde auf eine Parametrisierung [Uzi01] von Referenzdaten [Ben67] zurückgegriffen, die den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ im betrachteten Energie- und Streuwinkelbereich beschreibt. Der Vergleich der Ergebnisse der Parametrisierung mit den Literaturdaten (siehe Abschnitt 5.2.1) hat gezeigt, dass die absoluten Werte im Rahmen der zur Verfügung stehenden Datenbasis vertrauenswürdig sind. Aufgrund der starken Änderung der Wirkungsquerschnitte im Bereich geringer Impulsüberträge (Streuwinkel) und der systematischen Abweichung der Referenzdatenpunkte von der Parametrisierung kann nicht ausgeschlossen werden, dass der aufgrund der vorliegenden Informationen berechnete Fehler $\kappa_{\mathcal{L}}$ die mögliche Abweichung des benutzten Wirkungsquerschnitts vom wahren Wert unterschätzt.

7.3 Ausblick

Die offenen Fragen bei der Bestimmung der Messungenauigkeiten κ_ϵ und $\kappa_{\mathcal{L}}$ lassen sich zum derzeitigen Zeitpunkt nicht ohne weitere Experimente klären. Die aus den geringen Drahtkammereffizienzen resultierende Unsicherheit würde bei der Weiterführung des hier dargestellten Experimentes mit einwandfrei funktionierenden Drahtkammern entfallen. Die Weiterführung der in dieser Arbeit dargestellten erfolgreichen Messung der Anregungsfunktion der Reaktion $pn \rightarrow d\eta$ an ANKE mit einem verbesserten Experimentaufbau ist vielversprechend, da mit einem weiter optimierten Spectator-detektor eine präzisere Vermessung der Anregungsfunktion möglich ist. Auch wenn der Energiebereich in direkter Schwellennähe $Q < 10$ MeV mit dem vorgestellten Messaufbau erfasst werden konnte, könnte die erreichte Auflösung bei der Bestimmung der Anregungsfunktion noch verbessert werden. Im Bereich der Produktionsschwelle wäre eine Breite der analysierten Energieintervalle von $\Delta Q=1$ MeV wünschenswert um den Verlauf der Anregungsfunktion in direkter Schwellennähe extrahieren zu können. Die Winkelauflösung bei der Messung der Spectatorprotonen und damit die Präzision der Bestimmung der Anregungsenergie Q kann durch einen modifizierten Aufbau des Spectator-detektors [Bar01] erhöht werden.

In einer erneuten Messung der Reaktion $pd \rightarrow p_{\text{Spec}}d\eta$ mit bereits neu konstruierten Drahtkammern und einem verbesserten Spectator-detektor könnte die Anregungskurve in direkter Schwellennähe $Q < 10$ MeV vermessen werden, woraus sich weitere Erkenntnisse über die Endzustandswechselwirkung und somit über das Potenzial und die Streulänge des ηN -Systems ableiten lassen würden.

Literaturverzeichnis

- [Aba96] V. V. Abaev und B. M. K. Nefkens, *S-wave resonance coupled-channel approach to the reactions $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ and $K^- + p \rightarrow \eta + \Lambda$ and a determination of the ηn and $\eta \Lambda$ scattering lengths*, Phys. Rev. C **53**, 385 (1996)
- [Ago03] S. Agostinelli et al., *Geant4 - A Simulation Toolkit*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250-303 (2003)
- [Ari92] M. Arima, K. Shimizu und K. Yazaki, *A study of π -nucleon S-wave resonances and the η -nucleon interaction*, Nucl. Phys. A **543**, 613 (1992)
- [ARM99a] H.-H. Adam, A. Khoukaz, N. Lang, T. Lister, C. Quentmeier, R. Santo, W. Verheoven *Deuterium Recuperation System for Cluster Targets at COSY*, Annual Report 1998/1999 IKP der Westfälischen Wilhelms-Universität, Münster (2000)
- [ARM99b] H.-H. Adam, A. Khoukaz, N. Lang, T. Lister, C. Quentmeier, R. Santo, *The Cluster Target for the ANKE-Experiment at COSY*, Annual Report 1998/1999 IKP der Westfälischen Wilhelms-Universität, Münster (2000)
- [Bar00] S. Barsov et al., *ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich*, Nucl. Instr. Meth. A **462**, 364 (2001)
- [Bar01] S. Barsov et al., *The ANKE Silicon Spectator Tracker ASiST*, IKP Annual Report, Forschungszentrum Jülich (2001)
- [Bar04] S. Barsov et al., *Near-threshold production of ω mesons in the $pn \rightarrow d\omega$ reaction*, EPJ **A**, im Druck (2004)
- [Bat95a] M. Batinić, I. Šlaus, A. Švarc und B. M. K. Nefkens, *$\pi N \rightarrow \eta N$ and $\eta N \rightarrow \eta N$ partial-wave T matrices in a coupled, three channel model*, Phys. Rev. C **51**, 2310 (1995)
- [Bat95b] M. Batinić, I. Šlaus, und A. Švarc, *ηN S-wave scattering length in a three-coupled-channel, multiresonance, unitary model*, Phys. Rev. C **52**, 2188 (1995)
- [Bat96] M. Batinić und A. Švarc, *Complete Analysis of the ηN S-Wave Scattering-Length Values and Its Natural Limitations in Any Single-Resonance Model, Few-Body Systems* **20**, 69-79 (1996)

- [Bat97] M. Batinić, I. Dadić und A. Švarc, *Cusp Effect and the Analytical Continuation of the Channel Propagators in the Two Body Multichannel Cutkosky Formalism*, *Fizika B* **6**, 1 53-62 (1997)
- [Ben67] G. W. Bennet et al., *Proton-Deuteron Scattering at 1BeV*, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 387 (1967)
- [Ben91] C. Bennhold und H. Tanabe, *Coherent and Incoherent η -Photoproduction From Nuclei*, *Nucl. Phys. A* **530**, 625 (1991)
- [Ber93] A. M. Bergdolt et al., *Total cross section of the $pp \rightarrow pp\eta$ reaction near threshold*, *Phys. Rev. D* **48**, 7 R2969 (1993)
- [Bha85] R. S. Bhalerao und L. C. Liu, *Off-Shell Model for Threshold Pionic η Production on a Nucleon and for ηN Scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 865 (1985)
- [Bil04] R. Bilger et al., *Measurement of the $pd \rightarrow pd\eta$ cross section in complete kinematics*, *Phys. Rev. C* **69**, 014003 (2004)
- [Bra98] W. Bräutigam et al., *H^- Operation of the Cyclotron JULIC as Injector for the Cooler Synchrotron COSY-Jülich*, CYCLOTRONS'98, Caen, Juni (1998)
- [Bru03] R. Brun et al., *ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, Users Guide 3.10*, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html> (2003)
- [Bug66] D. V. Bugg, et al., *Nucleon-Nucleon Total Cross Sections from 1.1 to 8 GeV/c*, *Phys. Rev.* **146**, 980 (1966)
- [Byc94] E. Byckling und K. Kajantie, *Particle kinematics*, John Wiley and Sons, London (1994)
- [Cal98a] H. Calén et al., *Measurement of the quasifree $pn \rightarrow pn\eta$ reaction*, *Phys. Rev. C* **58**, 2667 (1998)
- [Cal98b] H. Calén et al., *Threshold Structure of the Quasifree $p+n \rightarrow d+\eta$ Reaction*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2069 (1998)
- [Cal97] H. Calén et al., *Measurement of the Quasifree $p+n \rightarrow d+\eta$ Reaction near Threshold*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2642 (1997)
- [Can04] Canberra Industries, *Pad Detectors series PF/CD*, <http://www.canberra.com/products/501.asp> (2004)
- [Chi94] E. Chiavassa et al., *η -meson production in pd and pp collisions*, *Phys. Lett. B* **337**, 192 (1994)
- [Die88] B. Diekmann, *Spectroscopy of Mesons Containing Light Quarks (u, d, s) or Gluons*, *Phys. Rep.* **159**, 3 99-199 (1988)

- [Dom97a] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for the COSY-11 experiment*, Nucl. Phys. A **626**, 427 (1997)
- [Dom97b] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for internal storage ring experiments*, Nucl. Inst. Meth. A **386**, 228-234 (1997)
- [Dym01a] S. Dymov et al. *The forward detector of the ANKE spectrometer. Tracking system and its use in data analysis*, ANKE interner Bericht, Jülich (2001)
- [Dym01b] S. Dymov, *Determination of the FD MWPC efficiency*, ANKE interner Bericht, Jülich (2001)
- [Dym01c] S. Dymov, *Current FD sorter interface*, ANKE interner Bericht, Jülich (2001)
- [Fal02] G. Fäldt, T. Johansson und C. Wilkin, *Near-Threshold Production of η and η' Mesons in pp and pd Collisions*, Phys. Scripta **T99**, 146-158 (2002)
- [Fel02] Th. Feldmann und P. Kroll, *Mixing of Pseudoscalar Mesons*, Phys. Scripta **T99**, 13-22 (2002)
- [Fer86] R. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press (1986)
- [Fer50] E. Fermi, *High Energy Nuclear Events*, Prog. Theor. Phys. **5**, 570 (1950)
- [Gas00] W. Garske, *Untersuchung der π^0 und π^+ Produktion in der Proton-Proton und Proton-Deuteron Wechselwirkung bei 850 MeV/c.*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2000)
- [Gar00] H. Garcilazo und M. T. Peña, *ηd scattering in the region of the S_{11} resonance*, Phys. Rev. C **61**, 064010 (2000)
- [Gar02] H. Garcilazo und M. T. Peña, *The reaction $np \rightarrow \eta d$ near threshold*, Phys. Rev. C **66**, 034606 (2002)
- [Gea93] *Geant4- a Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup, CERN (1993)
- [Gea04] *Geant4- Physics Reference Manual*, <http://geant4.cern.ch>, CERN (2004)
- [Gel64] Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)
- [Gre97] A. M. Green, *η -nucleon scattering length and effective range*, Phys. Rev. C **55**, 5 R2167 (1997)

- [Gre98] J. Kulpa, S. Wychech und A. M. Green, *On quasi-bound states in η -nucleus systems*, arXiv:nucl-th/9807020 v1 (1998)
- [Gre99] A. M. Green, *Coupled K-matrix description of the reactions $\pi N \rightarrow \pi N$, $\pi N \rightarrow \eta N$, $\gamma N \rightarrow \pi N$, and $\gamma N \rightarrow \eta N$* , Phys. Rev. C **60**, 035208 (1999)
- [Gri99] V. Yu. Grishina et al., *η - and η' -meson production in the reaction $pn \rightarrow dM$ near threshold*, Phys. Lett. B **475**, 9-16 (2000)
- [Gül91] E. Gülmez et al., *Absolute differential cross section measurements for proton-deuteron elastic scattering at 641.3 and 792.7 MeV*, Phys. Rev. C **43**, 2067 (1991)
- [Han99] C. Hanhart, K. Nakayama, *On the treatment of NN interaction effects in meson production in NN collisions*, Phys. Lett. C **454**, 176-180 (1999)
- [Hai86b] Q. Haider und L. C. Liu, *Signature for the existence of eta-mesic nucleus*, Phys. Rev. C **5**, 5 1845 (1986)
- [Hai86] Q. Haider und L. C. Liu, *Formation of an eta-mesic nucleus*, Phys. Lett. B **172**, 2 257-260 (1986)
- [Hai02] Q. Haider und L. C. Liu, *Dependence of calculated binding energies and widths of η -mesic nuclei on treatment of subthreshold η -nucleon interaction*, Phys. Rev. C **66**, 4 045208 (2002)
- [Hej02a] V. Hejny et al., *Threshold enhancement in η photoproduction from 2H and 3He* , Eur. Phys. J. A **13**, 493-499 (2002)
- [Hej02b] V. Hejny, M. Hartmann und A. Mussgiller, *Users Guide ANKE RootSorter*, interner Bericht Forschungszentrum Jülich (2002)
- [Hej02c] V. Hejny, *Installation of the Simulation Toolkit AnkeRoot*, interner Bericht Forschungszentrum Jülich (2002)
- [Hib00] F. Hibou et al., *Near-threshold η production in the $pd \rightarrow pd\eta$ reaction*, Eur. Phys. J. A **7**, 537-541 (2000)
- [Hut90] D. A. Hutcheon et al., *Measurement of $np \rightarrow d\pi^0$ Cross Sections Very Near Threshold*, Phys. Rev. Lett. **64**, 2 176 (1990)
- [Joh00] T. Johansson et al., *Spectator tagging in quasi-free proton-neutron interactions in deuterium using an internal cluster-jet target at a storage ring*, Report Series ISSN 0284-2769, The Svedberg Laboratory, Uppsala (2000)
- [Kag00] M. A. Kagarlis, *Pluto⁺⁺ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, GSI Report 3. Juli (2000)

- [Kai95] N. Kaiser, P. B. Siegel und W. Weise, *Chiral dynamics and the S_{11} (1535) nucleon resonance*, Phys. Lett. B **362**, 23 (1995)
- [Kir96] M. Kirchbach, L. Tiator, *On the coupling of the η meson to the nucleon*, Nucl. Phys. A **604**, 385-394 (1996)
- [Kho99] A. Khoukaz et al., *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*, Eur. Phys. J. D **5**, 275-281 (1999)
- [Kom96] V. Komarov et al., *First Module of the Forward Detector Proportional Chambers of the ANKE Spectrometer*, IKP Annual Report 1996, Forschungszentrum Jülich, 67 (1996)
- [Kru95] B. Krusche et al., *Near Threshold Photoproduction of η Mesons off the Proton*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3736 (1995)
- [Lac80] M. Lacombe et al., *Parametrization of the Paris $N - N$ Potential*, Phys. Rev. C **21**, 861 (1980)
- [Lac81] M. Lacombe et al., *Parametrization of the Deuteron Wave Function of the Paris $N - N$ Potential*, Phys. Lett. B **101**, 3 139 (1981)
- [Lan00] N. Lang, *Pionenproduktion am Magnetspektrometer ANKE mit dem Wasserstoff-Clustertarget*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2000)
- [Leh00] I. Lehmann, *Studies on a Detection System for Spectator Protons at ANKE*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Forschungszentrum Jülich (2000)
- [Leh03] I. Lehmann, *ω Meson Production in the $pn \rightarrow d\omega$ Reaction at ANKE*, Dissertation, IKP Universität zu Köln (2003)
- [Leh04] I. Lehmann et al., *Spectator Detection for the Measurement of Proton-Neutron Interactions at ANKE*, NIM A im Druck (2004)
- [Lyo86] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press ISBN 0-521-37934-2 (1986)
- [Mac02] G. Macharashvili, *Scintillation Counter Response Calibration*, ANKE interner Bericht, Jülich (2002)
- [Mac87] R. Machleidt et al., *The Bonn Meson-Exchange Model for The Nucleon-Nucleon Interaction*, Phys. Rep. **149**, 1 (1987)
- [May97] R. Mayer et al., *Cooler Synchrotron COSY*, Nucl. Phys. A **626**, 395c-403c (1997)
- [May94] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, ISBN 3-519-03223-6, Teubner (1994)

- [Men04] R. Menke, π^0 - und η -Mesonenproduktion am Magnetspektrometer ANKE, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2004)
- [Mer03] T. Mersmann, *Untersuchungen zur Proton-Deuteron-Streuung an einem Deuterium Clusterstrahl am Magnetspektrometer ANKE*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2003)
- [Mos98] P. Moskal, η' meson production in the $pp \rightarrow pp\eta'$ reaction near threshold, Dissertation, Jagellonische Universität Krakau (1998)
- [Mus00] A. Mussgiller, Private Mitteilungen, Forschungszentrum Jülich (2000)
- [NNO03] NN-OnLine Database, <http://nn-online.sci.kun.nl>, University of Nijmegen, the Netherlands (2003)
- [Nis93] H. O. Meyer und J. A. Niskanen, *Quasifree pion production in the three-nucleon system*, Phys. Rev C **47**, 6 2474 (1993)
- [PDG03] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002) (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [Per87] Donald H. Perkins, *Hochenergiephysik*, ISBN 3-89319-111-9, Addison-Wesley (1991)
- [Plo78] F. Plouin et al., *Observation of the ABC effect in the reaction $n + p \rightarrow d + (mm)^0$ with a 1.88 GeV/c neutron beam*, Nucl. Phys. A **302**, 413 (1978)
- [Plo90] F. Plouin et al., *Identification and Analysis of the $np \rightarrow d\eta$ Cross Section near Threshold*, Phys. Rev. Lett. **65**, 6 690 (1990)
- [Pra03] D. Prasuhn et al., *Status of the Cooler Sychrotron COSY-Juelich*, Proc. of the 2003 Particle Accelerator Conference, 0-7803-7739-9, 3428 (2003)
- [Que97] C. Quentmeier, *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (1997)
- [Rak96] S. A. Rakityansky et al., *Quasibound states of η -nucleus systems*, Phys. Rev. C **53**, 5 R2043 (1996)
- [Sau95] Ch. Saueremann, B. L. Friman und W. Nörenberg, *Resonance model for πN scattering and η -meson production in the S_{11} channel*, Phys. Lett. B **341**, 261 (1995)
- [Sau97] Ch. Deutsch-Saueremann, B. L. Friman und W. Nörenberg, *η -meson photo-production off protons and deuterons*, Phys. Lett. B **409**, 51 (1997)

- [She98] N. V. Shevchenko et al., *Faddeev-type calculation of ηd threshold scattering*, Phys. Rev. C **58**, R3055- R3059 (1998)
- [She00] N. V. Shevchenko et al., *Low-energy ηd resonance*, Eur. Phys. J. A **9**, 143-146 (2000)
- [Ste98] H. J. Stein, *Magnetische Eigenschaften der ANKE-Dipole D1, D2 und D3*, Arbeitspapier IKP FZ-Jülich (1998)
- [Ste02] S. Steltenkamp, *Luminositätsberechnung für Proton-Deuteron-Streureaktionen am Experiment COSY-11*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2002)
- [Sto94] V. G. J. Stoks et al., *Construction of high-quality NN Potential models*, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994)
- [Sva00] A. Švarc und S. Ceci, *η Production in Hadronic Interactions*, arXiv:nucl-th/0009024v1 (2000)
- [Tay88] J. R. Taylor *Fehleranalyse*, ISBN 3-527-26878-2 VCH (1988)
- [Tia94] L. Tiator et al., *The ηNN coupling in eta photoproduction*, Nucl. Phys. A **580**, 455 (1994)
- [Tia96] M. Kirchbach und L. Tiator et al., *On the coupling of the η meson to the nucleon*, Nucl. Phys. A **604**, 385-394 (1996)
- [Ued91] T. Ueda, *$I = 0, J^P = 1^-$ Quasibound State in the $\eta NN - \pi NN$ Coupled System*, Phys. Rev. Lett. **66**, 3 297 (1991)
- [Uzi01] Y. Uzikov, *Diffraction pd -scattering at COSY energies*, IKP Annual Report Forschungszentrum Jülich, (2001)
- [Vel88a,b] G. N. Velichko et al., *Elastic $P D$ Scattering at Small Angles in The Energy Range of 700 MeV-1000-MeV*, Yad. Fiz. **47**, 1185, (1988)
- [Wil93] C. Wilkin, *Near-threshold production of η mesons*, Phys. Rev. C **47**, R938 (1993)
- [Wil95] C. Wilkin und G. Fäldt, *The reaction $pd \rightarrow {}^3He\eta$ near threshold*, Nucl. Phys. A **587**, 769 (1995)
- [Wil96] G. Fäldt und C. Wilkin, *A comparison of $np \rightarrow d\eta$ and $np \rightarrow np\eta$ production rates*, Nucl. Phys. A **604**, 441-454 (1996)
- [Wil00] C. Wilkin et al., *Near-threshold η production in the $pd \rightarrow pd\eta$ reaction*, arXiv:nucl-ex/0001009 v1 (2000)

-
- [Wil01a] G. Fäldt und C. Wilkin, *The production of η -mesons in nucleon-nucleon collisions near threshold*, Phys. Scripta **64**, 427-438 (2001)
- [Wil01b] C. Wilkin, *Nuclear reactions on the neutron. What should be measured?*, Vortrag beim ANKE-Kollaborationstreffen (2001)
- [Wis97] N. Willis, *η -helium quasi-bound states*, Phys. Lett. B **406**, 14 (1997)
- [Wue03] P. Wüstner et al., *System Development for COSY Experiments*, Proc. of IEEE 2003 Real Time conference (2003)
- [Yas01] S. Yashenko et al., *Luminosity determination for the deuteron breakup experiment*, IKP Annual Report Forschungszentrum Jülich, (2001)
- [Yuk35] Hideki Yukawa, *On the Interaction of Elementary Particles*, Proc. Roy. Soc. Jpn., A **17**, 48 (1935)

Anhang A

Der T-Matrix Formalismus

Im Folgenden wird der sogenannte T -Matrix Formalismus skizziert, mit dem in der Literatur häufig Streulängen und Wirkungsquerschnitte für die ηN - Wechselwirkung berechnet werden. Durch den T -Matrix Formalismus ist es möglich alle offenen Streukanäle eines resonanten Produktionsmodells bzw. Wechselwirkungsmodells simultan zu behandeln und dabei Korrelationen zwischen den einzelnen Kanälen auszunutzen um die Zahl freier Parameter zu reduzieren.

Die im Folgenden benutzte Nomenklatur ist dabei eng an die Formulierung im Artikel [Bat96] angelehnt. In der T -Matrix können Streuamplituden beliebig vieler Zweikörper-Streuprozesse zusammengefasst werden. Die T -Matrix $T_\alpha(W)$ ist in Abhängigkeit von der Gesamtenergie W im Schwerpunktsystem wie folgt definiert:

$$T_\alpha(W) = (T_{ab,\alpha}(W)) = \begin{pmatrix} T_{11,\alpha}(W) & T_{12,\alpha}(W) & \cdot & T_{1N,\alpha}(W) \\ T_{21,\alpha}(W) & T_{22,\alpha}(W) & \cdot & T_{2N,\alpha}(W) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ T_{N1,\alpha}(W) & T_{N2,\alpha}(W) & \cdot & T_{NN,\alpha}(W) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

wobei die Indices jeweils die einzelnen Streukanäle nummerieren und α die möglichen Quantenzahlen wie Isospin, Drehimpuls etc. repräsentiert. Im konkreten Fall sind die Matrixelemente mit den Streuamplituden bestimmter Zweikörper-Streukanäle verknüpft, wobei die Indizierung beispielsweise folgendermaßen benutzt werden kann:

$$T_{11} = T_{\pi N \pi N} = T_{\pi\pi}$$

$$T_{22} = T_{\eta N \eta N} = T_{\eta\eta}$$

$$T_{12} = T_{\pi N \eta N} = T_{\pi\eta}$$

$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot$$

Die Streuamplitude $f_{ab,\alpha}$ ist mit den T -Matrixelementen wie folgt verknüpft:

$$f_{ab,\alpha}(W) = \frac{T_{ab,\alpha}(W)}{\sqrt{p_a p_b}} \quad (a, b = 1, 2, \dots, N). \quad (\text{A.2})$$

In den Normierungsfaktor $\sqrt{p_a p_b}$ gehen hierbei die Impulse im Schwerpunktsystem der Teilchen im Kanal a bzw. b ein.

$$p_{a,b} = \sqrt{\frac{[W^2 - (M_{a,b} + m_{a,b})^2][W^2 - (M_{a,b} - m_{a,b})^2]}{4W^2}} \quad (a, b = 1, 2, \dots, N). \quad (\text{A.3})$$

Dabei bezeichnen M und m die jeweiligen Massen der Teilchen im betrachteten Kanal. Der totale Streuquerschnitt einer Zweikörperreaktion $a \rightarrow b$ kann in T -Matrix Schreibweise in Analogie zum optischen Theorem gemäß

$$\sigma_{a \rightarrow b, \alpha}^{tot}(W) = 4\pi F_\alpha \frac{|T_{ab, \alpha}(W)|^2}{p_a^2} \quad (\text{A.4})$$

berechnet werden. Der Faktor F_α berücksichtigt die Normierung für unterschiedliche Quantenzahlen α , wobei der gesamte Wirkungsquerschnitt sich aus der Summe über alle α berechnet:

$$\sigma_{a \rightarrow b}^{tot}(W) = \sum_{\alpha} \sigma_{a \rightarrow b, \alpha}^{tot}(W). \quad (\text{A.5})$$

Anhang B

Die Streulänge

Betrachtet man einen elastischen Streuprozess $a \rightarrow a$, so kann die Streuamplitude $f_{aa,l}(p_a)$ in Abhängigkeit des Impulses p_a (siehe Formel (A.3)), der effektiven Potenzialreichweite $r_{a,l}$ und der Streulänge $a_{a,l}$ (l bezeichnet die Drehimpulsquantenzahl) näherungsweise durch

$$f_{aa,l}(p_a) \approx \frac{a_{a,l} p_a^{2l}}{1 - i a_{a,l} p_a^{2l+1} + \frac{1}{2} a_{a,l} r_{a,l} p_a^2} \quad (\text{B.1})$$

berechnet werden [Bat96].

Der Ausdruck für die Streulänge ergibt sich hieraus zu

$$a_{a,l} = \lim_{p_a \rightarrow 0} \frac{f_{aa,l}(p_a)}{p_a^{2l} + i f_{aa,l}(p_a) p_a^{2l+1} - \frac{1}{2} r_{a,l} f_{aa,l}(p_a) p_a^2}, \quad (\text{B.2})$$

wobei aufgrund der Proportionalität $f_{aa,l} \sim p_a^{2l}$ in Schwellennähe der Ausdruck zu

$$a_{a,l} \approx \frac{f_{aa,l}(p_a)}{p_a^{2l}} = \frac{T_{aa,l}(W_a)}{p_a^{2l+1}} \quad (\text{B.3})$$

vereinfacht werden kann, wobei $T_{aa,l}$ die T-Matrix der elastischen Streukanäle darstellt (siehe Anhang A). Berücksichtigt man die Tatsache, dass direkt an der Schwelle nur S -Wellen-Streuung einen Beitrag zur Streuamplitude liefern kann, vereinfacht sich der Ausdruck mit $l = 0$ zu

$$a_{a,0} \approx f_{aa,0}(p_a) = \frac{f_{aa,0}(p_a)}{p_a^{2l}} = \frac{T_{aa,0}(W_a)}{p_a}. \quad (\text{B.4})$$

Somit kann die Streulänge in diesem Spezialfall direkt durch die Streuamplitude ausgedrückt werden.

Solange man nur elastische Streukanäle betrachtet, ist die Streulänge eine reelle Zahl. Sobald am Streuprozess ein oder mehrere inelastische Kanäle beteiligt sind, ist die Streuamplitude und somit auch die Streulänge eine komplexe Zahl, wobei der

Imaginärteil der Streuamplitude $\text{Im}f_{aa}$ aufgrund des optischen Theorems mit den Wirkungsquerschnitten dieser inelastischen Kanäle $a \rightarrow x$ verknüpft ist:

$$\text{Im}f_{aa}(p_a, 0) = \frac{p_a}{4\pi} \sum_x \sigma_{a \rightarrow x}^{\text{tot}}(W). \quad (\text{B.5})$$

Berechnete Streulängen des ηN -Systems

Autor	$a_{\eta N}$ [fm]	Reaktion / Formalismus
Bennhold-Tanabe [Ben91]	(0,38 + i0,31)	
Bhalerao and Liu [Bha85]	(0,27 + i0,22)	Isobarenmodell
Bhalerao and Liu [Bha85]	(0,28 + i0,19)	Isobarenmodell
Krusche [Kru95]	(0,28 + i0,36)	η -Photoproduktion
Krusche [Kru95]	(0,43 + i0,39)	η -Photoproduktion
Krusche [Kru95]	(0,58 + i0,40)	η -Photoproduktion
Tiator et al. [Tia94]	(0,48 + i0,28)	η -Elektroproduktion
Wilkin [Wil93]	(0,50 + i0,33)	$pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$
Sauermann et al. [Sau95]	(0,51 + i0,21)	Isobarenmodell
Sauermann et al. [Sau97]	(0,55 + i0,30)	Isobarenmodell
Abaev and Nefkens [Aba96]	(0,62 + i0,30)	T-Matrix
Kaiser et al. [Kai95]	(0,68 + i0,24)	Effektiver Lagrangian
Green and Wycech [Gre97]	(0,75 + i0,27)	K-Matrix
Green and Wycech [Gre99]	(0,87 + i0,27)	K-Matrix
Green and Wycech [Gre99]	(1,05 + i0,27)	K-Matrix
Batinić et al. [Bat95a]	(0,40 + i0,34)	T-Matrix
Batinić and Švarc [Bat96]	(0,88 + i0,27)	T-Matrix
Batinić and Švarc [Bat96]	(0,89 + i0,27)	T-Matrix
Batinić et al. [Bat95b]	(0,97 + i0,28)	T-Matrix
Arima et al. [Ari92]	(0,98 + i0,37)	T-Matrix

Tabelle B.1: Berechnete Streulängen des ηN -Systems

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung und für die Unterstützung während meiner Arbeit im Institut für Kernphysik, auf die ich mich immer verlassen konnte.

Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz danke ich für die Betreuung und die intensive Zusammenarbeit, während der ich von vielen nützlichen physikalischen Anregungen profitieren konnte.

Herrn Prof. Dr. H. Ströher und Dr. M. Büscher danke ich für die Unterstützung meiner Arbeit in der ANKE Kollaboration und für die Ermutigungen meine wissenschaftlichen Ergebnisse auf internationalen Tagungen vorzustellen.

Frau Dipl.-Phys. R. Menke und Herrn Dipl.-Phys. T. Mersmann danke ich für die effektive gemeinsame Arbeit am „Projekt ANKE“. Der tägliche Austausch und der gemeinsam geleistete Targetdienst während der ANKE-Strahlzeiten haben mir das Gefühl gegeben nicht als Einzelkämpfer sondern im Team zu arbeiten.

Der Kollegin Dipl.-Phys. M. Hoppe und den Kollegen Dipl.-Phys. H.-H.Adam, Dr. S. Bathe, C. Baumann, Dr. D. Bucher, Dr. H. Büsching, Dr. R. Glasow, H. Gottschlag, Dipl.-Phys. C. Klein-Bösing, Dipl.-Phys. T. Korfsmeier, T. Rausmann, Dr. K. Reygers, B. Sahlmüller, Dipl.-Phys. A. Täschner, Dipl.-Phys. A. Wilk und Dipl.-Phys. O. Zaudtke danke ich für das hervorragende Arbeitsklima im Institut für Kernphysik.

Den ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Dr. T. Lister und besonders Dr. C. Quentmeier, danke ich für ihre guten Ratschläge auch nach ihrer Zeit im Institut.

Meinen Freunden danke ich für ihr stetes Bemühen mich auch auf andere Gedanken zu bringen.

Kristine danke ich an dieser Stelle –um Worthülsen zu vermeiden, die nicht den Kern treffen– für die geduldige Korrektur der Orthografie.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern und der Familie.

