

WESTFÄLISCHE
WILHELMS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Bestimmung von totalen und
differentiellen Wirkungsquerschnitten
der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$
bei 49 und 60 MeV Überschussenergie
am Experimentaufbau
WASA-at-COSY

Diplomarbeit vorgelegt von

Annika Passfeld

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
2010

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Grundbausteine der Materie	3
2.2. Mesonen	5
2.2.1. Das η -Meson	6
2.3. Die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$	7
2.3.1. Die vorhandene Datenbasis	8
2.3.2. Totale Wirkungsquerschnitte	9
2.3.3. Differentielle Wirkungsquerschnitte	14
2.4. Die Missing Mass Methode	18
3. WASA-at-COSY	21
3.1. COSY	21
3.2. Der WASA-Detektor	23
3.2.1. Das Pelletttarget	23
3.2.2. Der Zentraldetektor (CD)	27
3.2.3. Der Vorwärtsdetektor (FD)	30
3.2.4. Das Light Pulser System (LPS)	37
3.3. Das Triggersystem	38
3.4. Die WASA-Software	39
3.4.1. Simulationen	39
3.4.2. Analyse	40
4. Analyse der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$	41
4.1. Die Datenbasis	41
4.2. Die Vorsortierung	41
4.3. Beschreibung der Daten durch Simulationen	46
4.3.1. Die Winkelrekonstruktion	47
4.3.2. Simulation der möglichen Untergrundreaktionen	50
4.3.3. Anwendung der ${}^3\text{He}$ -Selektionsbedingungen auf die Monte Carlo Simulationen	52
4.3.4. Anpassung der Laborimpulse an die Simulationen	57
4.3.5. Bestimmung der η -Anzahl in den einzelnen Winkelbereichen	61
4.3.6. Die Akzeptanzkorrektur	65

4.4. Bestimmung und Interpretation der Wirkungsquerschnitte	67
4.4.1. Die Normierung der Daten und Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	67
4.4.2. Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den vorhandenen Datensätzen	75
4.4.3. Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte	78
5. Zusammenfassung und Ausblick	81
A. Anhang	85
Quellenverzeichnis	86

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den Grundbausteinen der Materie - den Elementarteilchen - und den Wechselwirkungen zwischen ihnen. Das bisherige Wissen über diese Teilchen und ihre Wechselwirkungen wird im Standardmodell der Elementarteilchenphysik zusammengefasst, welches die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung mithilfe von Quantenfeldtheorien beschreibt.

Wie jede Theorie bedarf auch das Standardmodell einer experimentellen Überprüfung. Hierfür eignen sich besonders Streuexperimente an Beschleunigeranlagen, wie sie bereits vielfach durchgeführt wurden und immer noch werden. Die meisten dieser umfassenden experimentellen Überprüfungen liefern Ergebnisse, die sich sehr gut mit den Voraussagen des Standardmodells decken. Es werden jedoch auch immer wieder Erkenntnisse gewonnen, die eine Erweiterung oder Überarbeitung des Standardmodells verlangen. So musste zum Beispiel nach der Entdeckung der Neutrinooszillation das Standardmodell auf eine von null unterschiedliche Neutrinomasse erweitert werden.

Eines der zahlreichen Experimente der Elementarteilchenphysik ist das WASA-at-COSY-Experiment, das am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich zur Mesonenspektroskopie eingesetzt wird. Der WASA-Detektor wurde speziell zur Untersuchung von Produktions- und Zerfallsmechanismen von leichten Mesonen entwickelt, wie den Pionen und dem η -Meson. Diese entstehen durch die Wechselwirkung des COSY-Strahls mit den Teilchen des WASA-Pelletttargets. Sowohl Protonen als auch Deuteronen können dafür als Strahl- und Targetteilchen eingesetzt werden.

Für Untersuchungen von seltenen η -Zerfällen, mit denen unter anderem die Erhaltung der C-Parität überprüft werden soll, wurden während der WASA-at-COSY-Strahlzeiten 2008 und 2009 ungefähr 30 Millionen η -Mesonen über die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ erzeugt. Die Überschussenergie für die η -Produktion betrug dabei 60 MeV. Die genannte Reaktion wurde gewählt, da sie sich durch einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt auszeichnet und somit gezielt eine große Anzahl von η -Mesonen mit geringem Untergrund produziert werden konnte.

Der angesprochene Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ wurde bereits von mehreren Experimenten bei verschiedenen Überschussenergien vermessen. Es zeigt sich eine starke Energieabhängigkeit der Streuamplitude innerhalb der ersten MeV Überschussenergie oberhalb der η -Schwelle, die sich in einem extremen Anstieg des Wirkungsquerschnitts äußert. Dieser Anstieg, der

nicht mit Phasenraumverhalten erklärt werden kann, lässt auf eine starke Endzustandswechselwirkung und einen möglichen gebundenen Zustand zwischen dem η -Meson und dem ^3He -Kern schließen. Ein solcher gebundener Zustand - ein sogenannter mesischer Kern - wäre hervorragend für eine genaue Untersuchung der starken Wechselwirkung geeignet. Anders als bei üblichen Streuexperimenten, bei denen sich die Teilchen nur während eines sehr kurzen Zeitraums am Vertexpunkt eng beieinander befinden und interagieren können, sind die Teilchen in einem mesischen Kern über einen längeren Zeitraum lokal aneinander gebunden. Auf diese Weise ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bedeutend größer und die Wechselwirkung an sich kann genauer studiert werden.

Neben dem starken Anstieg nahe der Schwelle kann auch die absolute Höhe des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ nicht mit herkömmlichen Modellen beschrieben werden. Aus diesem Grund wurde das Zwei-Stufen-Modell entwickelt, welches alle drei Nukleonen bei der Reaktion berücksichtigt. Zusammen mit der Endzustandswechselwirkung kann der Verlauf der gemessenen Wirkungsquerschnitte im schwelennahen Bereich durch dieses Modell gut reproduziert werden, eine Beschreibung der Wirkungsquerschnitte bei höheren Überschussenergien ist allerdings bis jetzt nicht möglich. Da nur durch eine komplette Beschreibung der Wirkungsquerschnitte der vorliegende Produktionsmechanismus verstanden werden kann, ist die Kenntnis des genauen Verlaufs der Wirkungsquerschnitte auch bei höheren Überschussenergien wichtig. An dieser Stelle gibt es allerdings Diskrepanzen zwischen den existierenden Datenpunkten. Während die Messungen des WASA/PROMICE- und des ANKE-Experiments einen konstanten Verlauf des Wirkungsquerschnitts zwischen 40 und 120 MeV ergeben haben, zeigt der vom GEM-Experiment aufgenommene Datenpunkt bei $Q = 49$ MeV eine deutliche Überhöhung des Wirkungsquerschnitts für diese Energie. Sollte an dieser Stelle tatsächlich eine Resonanz vorliegen, hätte das neben der Bedeutung für den Produktionsmechanismus auch Auswirkungen auf das WASA-at-COSY-Experiment. Durch einen Wechsel in der gewählten Überschussenergie von 60 zu 49 MeV könnte die Rate an η -Ereignissen in folgenden Strahlzeiten bedeutend erhöht werden.

Aus diesem Grund wurden in der Strahlzeit 2009 neben den 60 MeV Daten auch parasitär Daten bei $Q = 49$ MeV aufgenommen, die im Rahmen dieser Diplomarbeit ausgewertet werden. Neben dem totalen Wirkungsquerschnitt sollen auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, da diese ebenfalls Aufschluss über den vorliegenden Produktionsmechanismus geben. Zusätzlich wird ein Teil der 60 MeV Daten analysiert, der zur relativen Normierung der 49 MeV Daten genutzt wird. Durch einen Vergleich der Datensätze kann geklärt werden, ob eine tatsächliche Änderung des Produktionsmechanismus und eine daraus resultierende Resonanz bei 49 MeV vorliegt. Über eine Normierung der Daten auf die präzisen 60 MeV ANKE-Daten können dann absolute Werte für die Wirkungsquerschnitte angegeben werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Grundbausteine der Materie

Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die Grundbausteine der Materie zu erforschen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen beschreiben zu können. Dabei gelang es im Laufe der Zeit, zu immer kleineren Längenskalen vorzudringen. Galten am Ende des 19. Jahrhunderts die Atome (von griechisch ατομος = unteilbar) noch als Elementarteilchen, so wurde spätestens durch die Streuversuche von Rutherford und das 1911 aufgestellte Rutherford'sche Atommodell klar, dass sich das Atom in einen Atomkern und ihn umgebende Elektronen unterteilt. Der Atomkern selbst ist ebenfalls kein elementares Teilchen, sondern besteht aus Protonen und Neutronen, wie mit der Entdeckung des Neutrons 1932 deutlich wurde. Doch auch diese Teilchen besitzen eine Substruktur.

Insgesamt zeigt sich, dass für die Untersuchung immer kleinerer Strukturen immer größere Energien bei den Streuexperimenten von Nöten sind. Dies lässt sich anhand der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta p \cdot \Delta l \approx \hbar$ verstehen, nach der das Sonderteilchen mindestens einen Impuls von $p \approx \hbar/\Delta l$ haben muss, um eine Struktur der Größe Δl auflösen zu können.

Mit dem Einsatz von Teilchenbeschleunigern wurde in den 1950er und 1960er Jahren eine Vielzahl von neuen Teilchen entdeckt, die zur Gruppe der Hadronen zusammengefasst wurden, zu der auch das Proton und das Neutron gehören. Ende der 60er Jahre brachte das Quarkmodell Ordnung in den sogenannten „Teilchenzoo“. Die Quarks gelten bis heute als elementar und bilden zusammen mit den Leptonen, deren bekanntester Vertreter das Elektron ist, die Grundbausteine der Materie. Insgesamt werden 24 Teilchen und sechs Austauschteilchen zu den Elementarteilchen gezählt.

Die Elementarteilchen sowie die Wechselwirkungen zwischen ihnen werden durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. Zu diesen Wechselwirkungen gehören die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Photon als Austauschteilchen, die schwache Wechselwirkung mit dem W^+ -, dem W^- - und dem Z^0 -Boson als Austauschteilchen und die starke Wechselwirkung, deren Austauschteilchen die Gluonen sind. Die Gravitation wird durch das Standardmodell nicht beschrieben, da sie auf der Teilchenskala um Größenordnungen schwächer als die übrigen Wechselwirkungen ist und somit in Bezug auf die Teilchenphysik vernachlässigt werden kann.

Neben dem Elektron, das zusammen mit dem Elektron-Neutrino die erste der drei Familien der Leptonen stellt, gehören auch das Myon und das τ -Lepton mit den zugehörigen Neutrinos zu den Leptonen. Die drei Familien - oder auch Generationen - der Leptonen sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

Die sechs verschiedenen Quarks, namentlich up-, down-, strange-, charm, top- und bottom-Quark, werden auch in drei Familien unterteilt, wie der Tabelle 2.2 zu entnehmen ist. Zusätzlich besitzt jedes Lepton und jedes Quark ein Antiteilchen, das sich nur durch ein umgekehrtes Vorzeichen in allen additiven Quantenzahlen, zum Beispiel der Ladung Q , vom zugehörigen Teilchen unterscheidet. Die Antiteilchen bilden ebenfalls drei Familien.

Familie	Teilchen	Spin	Ladung e	Art der Wechselwirkung		
				stark	el.-magn.	schwach
1	Elektron-Neutrino ν_e	$\frac{1}{2}$	0	nein	nein	ja
	Elektron e^-	$\frac{1}{2}$	-1	nein	ja	ja
2	Myon-Neutrino ν_μ	$\frac{1}{2}$	0	nein	nein	ja
	Myon μ^-	$\frac{1}{2}$	-1	nein	ja	ja
3	τ -Neutrino ν_τ	$\frac{1}{2}$	0	nein	nein	ja
	τ -Lepton τ^-	$\frac{1}{2}$	-1	nein	ja	ja

Tabelle 2.1.: Übersicht über die drei Familien der Leptonen.

Familie	Teilchen	Spin	Ladung e	Art der Wechselwirkung		
				stark	el.-magn.	schwach
1	u-Quark (up)	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	ja	ja	ja
	d-Quark (down)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	ja	ja	ja
2	c-Quark (charm)	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	ja	ja	ja
	s-Quark (strange)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	ja	ja	ja
3	t-Quark (top)	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	ja	ja	ja
	b-Quark (bottom)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	ja	ja	ja

Tabelle 2.2.: Übersicht über die drei Familien der Quarks.

2.2. Mesonen

Mesonen sind aus Quarks zusammengesetzte Teilchen und gehören wie die Baryonen zu den Hadronen, das heißt, sie unterliegen der starken Wechselwirkung. Während die Baryonen, zu denen die Protonen und die Neutronen gehören, aus drei Quarks bestehen, sind Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut. Alle Mesonen sind instabil und zerfallen letztendlich in stabile Teilchen, in der Regel Leptonen und/oder Photonen. Dies kann direkt geschehen oder indirekt über leichtere Mesonen. Da Quarks einen halbzahligen Spin besitzen, ist der Spin S der Mesonen ganzzahlig und kann die Werte null für eine antiparallele Spinausrichtung ($\uparrow\downarrow$) und eins für eine parallele Spinausrichtung ($\uparrow\uparrow$) annehmen. Im niedrigsten Zustand mit einem Bahndrehimpuls $l = 0$ und ohne radiale Anregung ergibt sich für den Gesamtdrehimpuls J des Mesons $J = 0$ (pseudoskalares Meson), oder $J = 1$ (Vektormeson). Im Gegensatz zu skalaren Mesonen, für die $J = 0$ und $l = 1$ gilt, besitzen pseudoskalare Mesonen eine negative Parität $P = -1$. Mesonen gleicher Quantenzahlen J und P werden in Multipletts zusammengefasst.

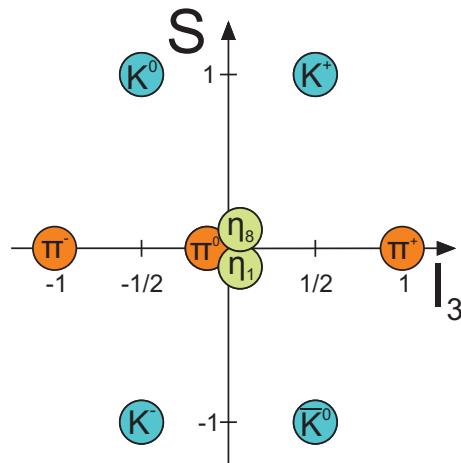


Abbildung 2.1.: Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Aufgetragen ist die Strangeness S gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 .

Da sechs verschiedene Quarks und Antiquarks existieren, ergeben sich daraus $6^2 = 36$ mögliche Kombinationen von Quark-Antiquark-Paaren. Vereinfachend werden im Folgenden nur die drei leichtesten Quarks, nämlich die up-, down- und strange-Quarks, berücksichtigt. Aus ihnen ergeben sich $3^2 = 9$ Kombinationsmöglichkeiten, woraus sich für die leichten Mesonen Nonetts als Multipletts ergeben. Bisher sind allerdings nur die schon erwähnten Nonetts der pseudoskalaren Mesonen und der Vektormesonen vollständig etabliert. Abbildung 2.1 zeigt das Nonett der pseudoskalaren Mesonen in Abhängigkeit von der Strangeness

und der dritten Komponente des Isospins. Die Quarkinhalte der pseudoskalaren Mesonen sind in Tabelle 2.3 aufgelistet.

	I	I_3	S	Meson	Quarkinhalt
Oktett	1	1	0	π^+	$u\bar{d}$
	1	-1	0	π^-	$d\bar{u}$
	1	0	0	π^0	$(d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2}$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	+1	K^+	$u\bar{s}$
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	+1	K^0	$d\bar{s}$
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	K^-	$s\bar{u}$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	\bar{K}^0	$s\bar{d}$
	0	0	0	η_8	$(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$
Singulett	0	0	0	η_1	$(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})/\sqrt{3}$

Tabelle 2.3.: Quarkinhalte der pseudoskalaren Mesonen [Per90].

Wie zu sehen ist, existieren für die pseudoskalaren Mesonen keine reinen $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ - oder $s\bar{s}$ -Zustände. Da diese Zustände gleiche Strangeness S und Isospinkomponente I_3 besitzen und aufgrund der Zugehörigkeit zum selben Nonett auch die Parität und der Gesamtdrehimpuls gleich ist, können sie untereinander mischen. Für weitere Informationen siehe [Per90]. Das pseudoskalare Nonett lässt sich in ein Teilchenoktett und ein Teilchensingulett unterteilen. Die Teilchen des Oktetts können durch Austausch der u -, d - und s -Quarks ineinander transformiert werden. Der Singulettzustand $|\eta_1\rangle$ ist orthogonal zum Zustand $|\eta_8\rangle$ des Oktetts und kann in keinen weiteren Zustand transformiert werden.

Während das π^0 dem physikalischen Teilchen entspricht, existieren keine reinen η_1 - oder η_8 -Zustände. Vielmehr sind die Teilchen η und η' Linearkombinationen dieser Zustände mit einem Mischungswinkel ϑ . Abhängig von der verwendeten Literatur werden für diesen Mischungswinkel Werte zwischen $\vartheta \approx -10^\circ$ und $\vartheta \approx -20^\circ$ angegeben [A⁺08].

2.2.1. Das η -Meson

Wie bereits erwähnt, gehört das η -Meson zu den pseudoskalaren Mesonen. Seine wichtigsten Eigenschaften werden in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Die genaue Masse des η -Mesons ist umstritten, da es sowohl Experimente gibt, die die η -Masse im Bereich der hier aufgeführten $547,9 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt ha-

Masse (m)	$547,853 \pm 0,024 \text{ MeV}/c^2$
Zerfallsbreite (Γ)	$1,30 \pm 0,07 \text{ keV}$
mittlere Lebensdauer (τ)	$(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-19} \text{ s}$
Ladung (Q)	0
Isospin (I)	0
Strangeness (S)	0
Baryonenzahl (B)	0
Leptonenzahl (L)	0
Parität (P)	-1
C-Parität (C)	+1
G-Parität (G)	+1

Tabelle 2.4.: Eigenschaften des η -Mesons [PDG08].

ben, als auch Experimente, die einen Wert im Bereich von $547,3 \text{ MeV}/c^2$ ermittelt haben. Zur η -Massenbestimmung aufgenommene Daten des ANKE-Experiments werden derzeit ausgewertet [Gos08].

Das η -Meson kann über eine Vielzahl von geladenen und ungeladenen Kanälen zerfallen, die ungeladenen Zerfälle dominieren jedoch mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 72 %. Die wichtigsten ungeladenen Zerfälle sind der Zerfall in zwei Photonen $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ mit ca. 39 % Wahrscheinlichkeit und der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ mit ca. 33 % Wahrscheinlichkeit. Von den geladenen Zerfällen ist der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (ca. 23 %) der häufigste [PDG08].

2.3. Die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$

Die Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, die sich nur durch die Vertauschung von Strahl- und Targetteilchen unterscheiden, sind in mehrerer Hinsicht sehr interessant, weshalb sich schon eine Vielzahl von Experimenten mit diesen Reaktionen und den zugehörigen totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten bei verschiedenen Energien befasst hat.

Abbildung 2.2 zeigt die vorhandene Datenbasis an totalen Wirkungsquerschnitten von der Produktionsschwelle bis zu einer Überschussenergie Q von ungefähr 120 MeV.

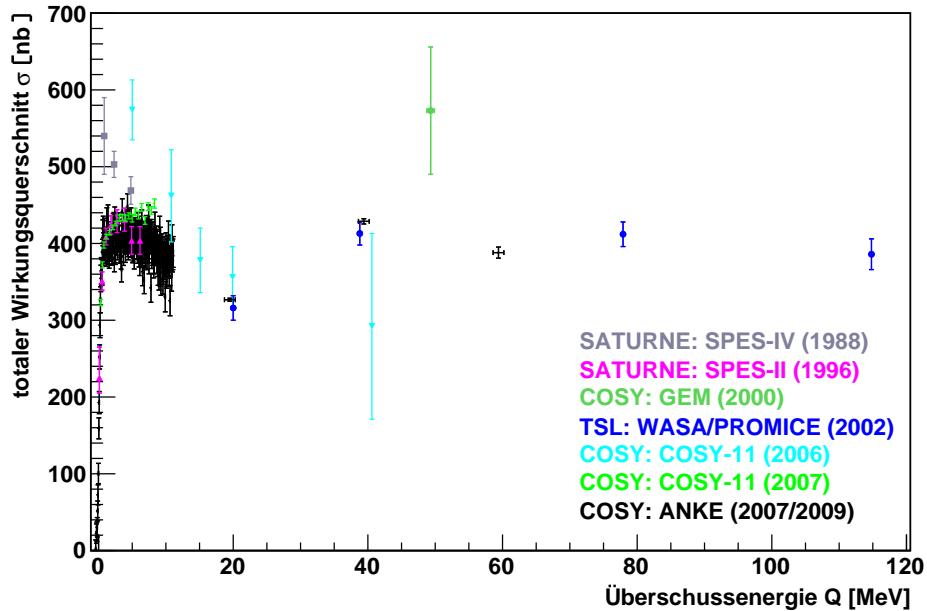


Abbildung 2.2.: Die vorhandenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern eingetragen.

2.3.1. Die vorhandene Datenbasis

Die ersten Wirkungsquerschnitte wurden 1973 von Banaigs et al. veröffentlicht [B⁺73]. Die zugehörigen Daten wurden am Saturne Synchrotron bei vier verschiedenen Überschussenergien aufgenommen. Bei drei Energien wurden differentielle Wirkungsquerschnitte bei $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -1$ aufgenommen, für die vierte Energie wurde bei vier verschiedenen Streuwinkeln gemessen.

Weitere Messungen am SPES-IV-Spektrometer am Saturne Synchrotron folgten, woraufhin erste totale Wirkungsquerschnitte 1988 von Berger et al. angegeben werden konnten [B⁺88]. Es zeigte sich eine unerwartet starke Energieabhängigkeit der Streuamplitude, die mit existierenden theoretischen Modellen nicht beschrieben werden konnte. Das experimentelle und theoretische Interesse an dieser Reaktion stieg an. Zur Beschreibung der Daten wurde unter anderem das Zwei-Stufen-Modell (siehe Kapitel 2.3.2) entwickelt.

1996 wurden weitere schwelennahe Daten vom SPES-II-Experiment publiziert und die starke Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte konnte bestätigt werden [M⁺96]. Zusätzlich zum Zwei-Stufen-Modell wurde eine starke Endzustandswechselwirkung zur Erklärung der Messwerte herangezogen.

Erste differentielle Wirkungsquerschnitte im Bereich um $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \approx 0$ wurden 2000 von Betigeri et al. veröffentlicht [B⁺00]. Die an COSY-GEM aufgenommenen Daten wurden allerdings nicht wie zuvor mit einer starken Endzustands-

wechselwirkung, sondern mit einer Resonanz als dominierenden Produktionsmechanismus interpretiert, da der gemessene Datenpunkt bei einer Überschussenergie von 49 MeV einen Anstieg des Wirkungsquerschnittes zeigt, der als Resonanz in diesem Energiebereich gedeutet wurde.

Widersprüchlich zu dieser Idee sind die Ergebnisse der folgenden Messungen der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ am WASA/PROMICE-Experiment. Bei Überschussenergien von 20, 40, 80 und 115 MeV wurden differentielle und totale Wirkungsquerschnitte aufgenommen und 2002 von Bilger et al. publiziert [B⁺02].

Um einen Übergang zwischen den schwellennahen Daten von SPES-IV und SPES-II und den WASA/PROMICE-Daten herzustellen, wurden bei fünf mittleren Energien Daten am COSY-11-Experiment aufgenommen. Die daraus gewonnenen differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte wurden 2007 von Adam et al. veröffentlicht [A⁺07]. Smyrski et al. veröffentlichten zusätzliche 19 Datenpunkte nahe der η -Schwelle, die ebenfalls am COSY-11-Experiment gemessen wurden [S⁺07].

Da die Messwerte der verschiedenen Experimente teilweise starke Diskrepanzen sowohl in Schwellennähe als auch im Bereich höherer Überschussenergien zeigen, wurden im Januar 2005 neue Daten am ANKE-Experiment am COSY-Beschleuniger aufgenommen. Zum einen wurden in einer Rampe 195 Datenpunkte zwischen 0 und 11,2 MeV aufgenommen, um genaue Aussagen über den Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Schwellennähe treffen zu können. Diese Daten wurden von Timo Mersmann im Rahmen seiner Doktorarbeit ausgewertet und 2007 publiziert [M⁺07]. Zum anderen wurden drei zusätzliche Datenpunkte bei $Q = 20, 40$ und 60 MeV aufgenommen. Diese wurden von Tobias Rausmann im Zuge seiner Doktorarbeit analysiert und 2009 veröffentlicht [R⁺09]. Damit sind erstmals Daten über einen weiten Energiebereich von der Schwelle bis $Q = 60$ MeV von einem einzigen Experiment vorhanden, deren Verlauf nicht durch unterschiedliche Normierungen beeinflusst wird.

Tabelle 2.5 gibt einen Überblick über die zu den Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ durchgeführten Experimente.

2.3.2. Totale Wirkungsquerschnitte

Abbildung 2.2 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, die von den in Kapitel 2.3.1 aufgeführten Experimenten ermittelt worden sind. Die Fehlerbalken entsprechen jeweils den statistischen Fehlern. Je nach Experiment kommen noch Normierungsfehler hinzu, die sich auf die absolute Höhe, aber nicht auf den Verlauf der Wirkungsquerschnitte eines einzelnen Experiments auswirken. Die Größen der Normierungsfehler, die hinzugefügt werden müssen, liegen zwischen 7% für die SPES-IV-Wirkungsquerschnitte und 15% für den GEM-Datenpunkt.

Experiment	Winkelbereich	Q [MeV]	Anmerkungen	Referenz
Saturne	$\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -1$	$74 \leq Q \leq 164$	4 Energien 4 Winkel bei 84 MeV	[B ⁺ 73]
SPES-IV	$\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \approx -1$	$16 \leq Q \leq 712$	16 Energien 2-4 Winkel	[B ⁺ 85]
SPES-IV	$\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -1 \& 1$	$0,16 \leq Q \leq 4,8$	4 Energien	[B ⁺ 88]
SPES-II		$0,12 \leq Q \leq 6,2$	8 Energien	[M ⁺ 96]
COSY-GEM	$-0,6 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	49	6 Winkel	[B ⁺ 00]
WASA/PROMICE	$-1 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	$20 \leq Q \leq 115$	4 Energien 16-18 Winkel	[B ⁺ 02]
COSY-11	$-1 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	$5 \leq Q \leq 40$	5 Energien 6 Winkel	[A ⁺ 07]
COSY-11	$-1 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	$0,5 \leq Q \leq 8,5$	19 Energien	[S ⁺ 07]
ANKE	$-1 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	$0 \leq Q \leq 11,2$	195 Energien	[M ⁺ 07]
ANKE	$-1 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1$	$19,5 \leq Q \leq 59,4$	3 Energien	[R ⁺ 09]

Tabelle 2.5.: Übersicht über die bisherigen Experimente zu den Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$.

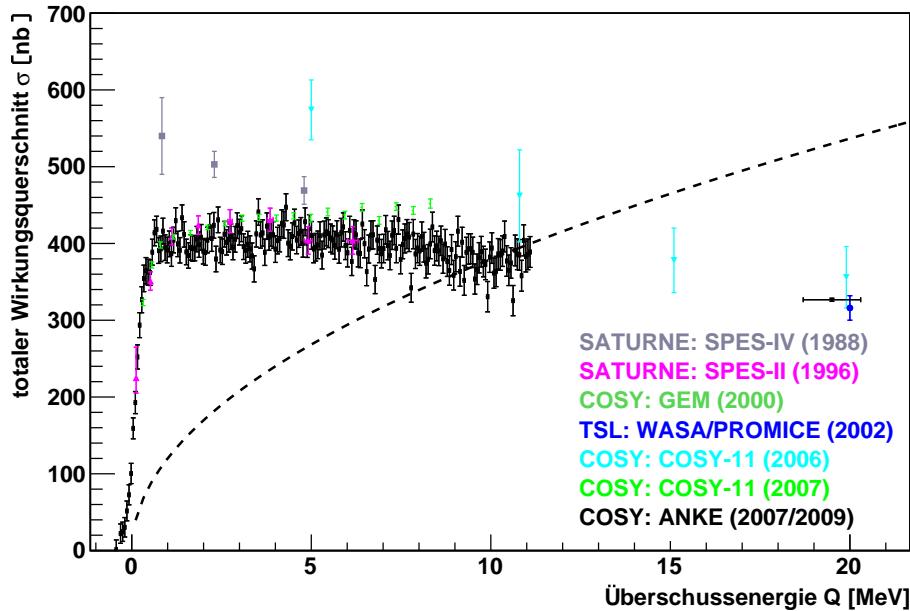


Abbildung 2.3.: Die vorhandenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ im schwellennahen Bereich. Zusätzlich zu den Datenpunkten ist der bei Phasenraumverhalten zu erwartenende Verlauf als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Das Spektrum lässt sich grob in zwei Teile unterteilen: in einen schwellennahen Bereich bis zu einer Überschussenergie von ungefähr 10 MeV und in den anschließenden Bereich mit höherem Q -Wert. Abbildung 2.3 zeigt noch einmal vergrößert den schwellennahen Bereich. Direkt an der Schwelle ist ein sprunghafter Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit steigender Überschussenergie zu verzeichnen. Dieser wird besonders deutlich durch die präzisen ANKE-Daten beschrieben, wird aber auch in den SPES-II- und COSY-11-Daten von 2007 gesehen. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte weicht deutlich von dem für Phasenraumverhalten erwarteten Verlauf ab, der bei kleinen Überschussenergien in guter Näherung proportional zur Wurzel der Überschussenergie ist. Dieses \sqrt{Q} -Verhalten wurde zum Vergleich mit willkürlich gewählter Skalierung als gestrichelte Linie in die Abbildung mit eingezeichnet.

Die starke Energieabhängigkeit deutet auf eine starke Endzustandswechselwirkung zwischen η -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern hin und ist ein Indiz für einen möglichen gebundenen Zustand. Ein solcher sogenannter mesischer Kern wäre hervorragend zur Untersuchung der starken Wechselwirkungen geeignet, weil in einem gebundenen System die Distanz zwischen den Teilchen über einen langen Zeitraum klein und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit dementsprechend groß bleibt. Da ein mesischer Kern bislang noch nicht gefunden wurde, sind die Re-

aktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und der mögliche gebundene $\eta {}^3\text{He}$ -Zustand von besonderem Interesse.

Neben dem steilen Anstieg ist auch die Höhe des Wirkungsquerschnittes unerwartet groß. Bei einem Produktionsprozess mit nur ein oder zwei an der Reaktion beteiligten Nukleonen müsste der Wirkungsquerschnitt je nach angewendetem Modell um eine oder mehrere Größenordnungen kleiner sein als der tatsächlich gemessene [GW89]. Zur Beschreibung der Messwerte wurde deshalb unabhängig voneinander von Laget und Lecolley und von Kilian und Nann das sogenannte Zwei-Stufen-Modell entwickelt [LL88][KN90]. Bei diesem Modell nehmen alle drei Nukleonen von Strahl- und Targetteilchen an der Reaktion teil und das η -Meson wird nicht direkt, sondern in zwei Schritten gebildet. Im ersten Schritt entstehen aus zwei Nukleonen ein Deuteron und ein Pion, welches im zweiten Schritt mit dem dritten Nukleon ein Proton und das η -Meson bildet. Aus dem Proton entsteht abschließend mit dem Deuteron des ersten Schritts der ${}^3\text{He}$ -Kern. Abhängig davon, ob am ersten Schritt zwei Protonen oder ein Proton und ein Neutron beteiligt sind, kann das erzeugte Pion entweder ein π^+ oder ein π^0 sein. Daraus ergeben sich zwei Möglichkeiten für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$:



oder



Mit diesem Modell kann die Größe des Wirkungsquerschnittes an der Schwellle erklärt und unter Einbeziehung der Endzustandswechselwirkung auch der schwelennahe Verlauf reproduziert werden.

Nach dem steilen Anstieg bleibt der Wirkungsquerschnitt ab einem Q -Wert von ca. 1 MeV weitestgehend stabil, wobei die SPES-II- und die schwelennahen ANKE-Daten einen leichten Abwärtstrend zeigen. Die Daten von SPES-IV und COSY-11 (Adam et al.) fallen mit wachsendem Q -Wert steiler ab, während die COSY-11-Daten von 2007 (Smyrski et al.) einem leicht ansteigenden Trend folgen.

Die Kenntnis über den Verlauf des Wirkungsquerschnitts in diesem Bereich ist wichtig, um die Stärke der Endzustandswechselwirkung bestimmen zu können. Für eine detailliertere Diskussion und Interpretation der schwelennahen Daten und genauere Erklärungen des Zwei-Stufen-Modells und der Endzustandswechselwirkung siehe [Mer07] und [Rau09].

Die bei einer höheren Überschussenergie von 20 MeV ermittelten Wirkungsquerschnitte bestätigen den abfallenden Verlauf, da sowohl der ANKE-Datenpunkt, als auch die Messwerte von WASA/PROMICE und COSY-11 innerhalb ihrer statistischen Fehler auf der Verlängerung der schwelennahen ANKE-Daten

liegen. Auch im anschließenden Verlauf zeigen die WASA-PROMICE- und die ANKE-Daten eine gute Übereinstimmung. An ihnen ist ein Wiederanstieg des Wirkungsquerschnittes mit anschließendem Plateau zu erkennen. Dieser Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist bemerkenswert, da etwas Vergleichbares bislang bei keiner anderen Reaktion beobachtet werden konnte und auch mit dem Zweistufen-Modell bislang nicht erklärt werden kann. Ein genaues Studium des gesamten Energiebereichs ist deshalb wichtig, um den Produktionsmechanismus des η -Mesons verstehen zu können.

Interessant ist der vom GEM-Experiment aufgenommene Datenpunkt bei einer Überschussenergie von 49 MeV. Dieser liegt nicht auf dem von den ANKE- und WASA/PROMICE-Daten beschriebenen Plateau, sondern zeigt eine Überhöhung des Wirkungsquerschnittes für diese Überschussenergie. Bislang wurde der Wert von der GEM-Kollaboration als Hinweis auf eine Resonanz im Produktionsmechanismus gedeutet. Es stellt sich jedoch die Frage, ob dieser Datenpunkt dem tatsächlichen Verlauf des Wirkungsquerschnittes entspricht, oder ob er unter Berücksichtigung der großen statistischen Fehler und dem zusätzlichen Normierungsfehler doch auf Höhe der vorhandenen 40 und 60 MeV Daten angesiedelt werden muss.

Neben der Relevanz für den Produktionsmechanismus ist eine Überprüfung dieses Datenpunktes besonders für das WASA-Experiment wie auch für andere Experimente wichtig, die die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion nutzen wollen, um η -Zerfälle zu untersuchen. Diese Reaktion bietet sich insofern an, als gezielt η -Mesonen mit hoher Statistik produziert werden können. Durch die Selektion des ${}^3\text{He}$ -Kerns kann effektiv die gewünschte Reaktion ausgewählt und der Untergrund im hohen Maße unterdrückt werden.

So wurden vom WASA-Experiment 2008 und 2009 mit dieser Reaktion ungefähr 30 Millionen η -Mesonen produziert. Die aufgenommenen Daten werden zur Untersuchung von seltenen und verbotenen η -Zerfällen verwendet, wie zum Beispiel der Suche nach dem C-paritätsverletzendem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ [Win10].

Bislang wurden am WASA-Experiment immer bei einer Überschussenergie von 60 MeV Daten genommen. Sollte sich eine Resonanz bei 49 MeV bestätigen, könnte bei zukünftigen Strahlzeiten die Statistik bei dieser Energie bedeutend erhöht werden.

Aus diesem Grund wurde in der Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ im September 2009 zusätzlich zu den 60 MeV Daten auch ein Datensatz bei 49 MeV aufgenommen, der im Rahmen dieser Diplomarbeit ausgewertet wird.

2.3.3. Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte geben Aufschluss über die am Endzustand beteiligten Partialwellen und sind deshalb ebenso wie die totalen Wirkungsquerschnitte wichtig, um die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ verstehen zu können.

Von der Erzeugungsschwellen bis zu einer Überschussenergie von ca. 2 MeV ist der Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte glatt und zeigt keine Asymmetrie. Dies deutet auf ein reines s-Wellenverhalten im Endzustand für diesen Energiebereich hin. Mit steigendem Q -Wert sind zusätzlich zur s-Welle Beiträge von p-Wellen zu erkennen, was sich durch einen linearen Anstieg in den Wirkungsquerschnitten äußert. Dieser Beitrag wird mit wachsender Überschussenergie stärker und die Asymmetrie dementsprechend ausgeprägter.

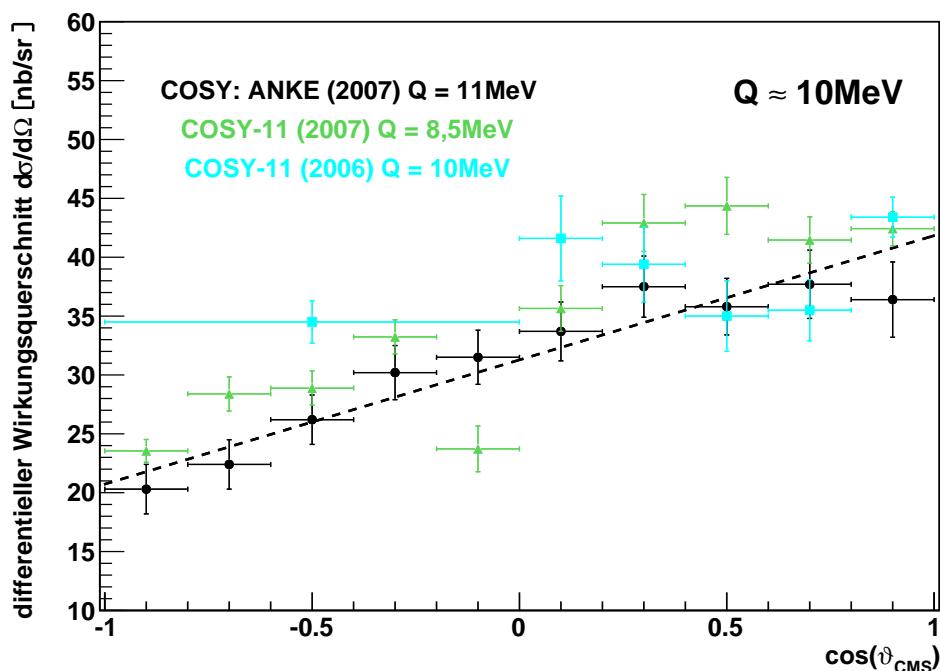


Abbildung 2.4.: Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte bei einer Überschussenergie von ungefähr 10 MeV. Zusätzlich zu den Datenpunkten ist der lineare Fit an die ANKE-Daten als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Abbildung 2.4 zeigt die vorhandenen differentiellen Wirkungsquerschnitte bei ungefähr 10 MeV Überschussenergie. Neben den 11 MeV ANKE-Daten sind auch die 10 MeV Daten von Adam et al. und die neueren COSY-11-Daten bei 8,5 MeV von Smyrski et al. eingezeichnet. Der lineare Fit an die ANKE-Daten bestätigt den ansteigenden Verlauf, der auch den Smyrski-Daten zu entnehmen ist. In den COSY-11-Daten von Adam et al. ist keine Asymmetrie zu erkennen, aller-

dings existiert für diese Messung auch nur ein Datenpunkt in rückwärtiger Streurichtung. Zudem kann ein komplexes Akzeptanzverhalten der Detektoren dazu führen, dass erst sehr große Asymmetrien erkannt werden können.

Die vorhandenen differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einer Überschussenergie von 20 MeV sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Für das WASA/PROMICE-Experiment existieren zwei Sätze von differentiellen Wirkungsquerschnitten, da diese auf zwei verschiedene Arten bestimmt wurden. Zum einen wurde nur der ${}^3\text{He}$ -Kern selektiert und die η -Anzahl über die Missing Mass Methode bestimmt. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind als gefüllte rote Kreise in die Abbildung eingezeichnet. Zum anderen wurden die Wirkungsquerschnitte bestimmt, indem zusätzlich zum ${}^3\text{He}$ -Kern in Vorwärtsrichtung auch zwei Photonen im Zentraldetektor gefordert wurden. In diesem Fall wurde gezielt nach η -Mesonen gesucht, die über den Kanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ zerfallen sind. Die Statistik ist für diese Methode, deren Ergebnisse als offene Kreise eingezeichnet sind, natürlich deutlich geringer, weil nicht alle produzierten η -Mesonen berücksichtigt werden.

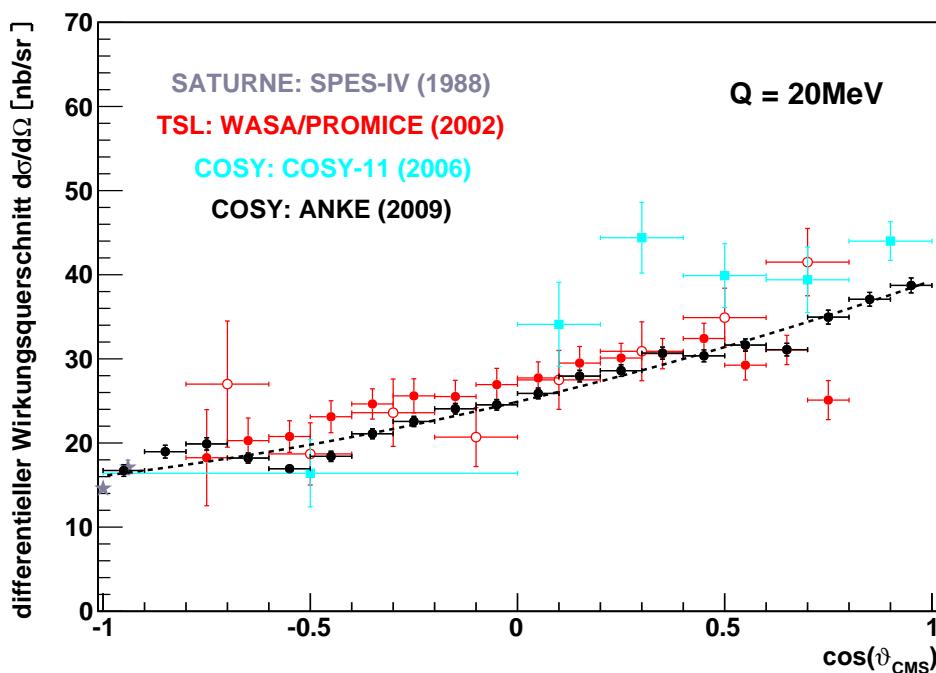


Abbildung 2.5.: Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte bei einer Überschussenergie von 20 MeV. Für das WASA/PROMICE-Experiment stellen die ausgefüllten Kreise die Ergebnisse der ${}^3\text{He}$ -Analyse dar. Die offenen Kreise repräsentieren die Analyse mit zusätzlich zwei geforderten Photonen. Neben den Datenpunkten ist gestrichelt ein Polynom zweiten Grades als Fit an die ANKE-Daten eingezeichnet.

Im Bereich $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 0,5$ zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den ANKE-Daten und den WASA/PROMICE-Daten, die alle η -Mesonen berücksichtigen. Für größere $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ -Werte zeigen die WASA/PROMICE-Daten jedoch ein Absinken des Wirkungsquerschnittes, während die ANKE-Daten ihren weitestgehend linear ansteigenden Trend fortsetzen. Der Abfall in den WASA-Daten ist wahrscheinlich auf eine geringe Akzeptanz des Detektors im Vorwärtsbereich und daraus resultierende Ungenauigkeiten bei der Akzeptanzkorrektur zurückzuführen. Der ANKE-Detektor hingegen besitzt in diesem Bereich eine fast hundertprozentige Akzeptanz. Die Tatsache, dass für zwei geforderte Photonen ebenfalls kein Abfall in den WASA/PROMICE-Daten zu erkennen ist, bestätigt den Verlauf der ANKE-Daten.

Als Fit an die ANKE-Daten, der als gestrichelte Linie in die Abbildung eingezeichnet ist, wurde ein Polynom zweiten Grades gewählt. Bereits ein linearer Fit beschreibt die Daten recht gut, so dass hauptsächlich s- und p-Wellen zum Endzustand beitragen. Noch genauer lassen sich die Daten allerdings durch ein Polynom zweiten Grades beschreiben, was auf einen zusätzlichen kleinen Beitrag von d-Wellen in diesem Energiebereich schließen lässt.

Während der Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen 10 und 20 MeV weitestgehend konstant bleibt, ändert er sich zwischen 20 und 40 MeV deutlich, wie in Abbildung 2.6 zu erkennen ist. Der zunächst linear ansteigende

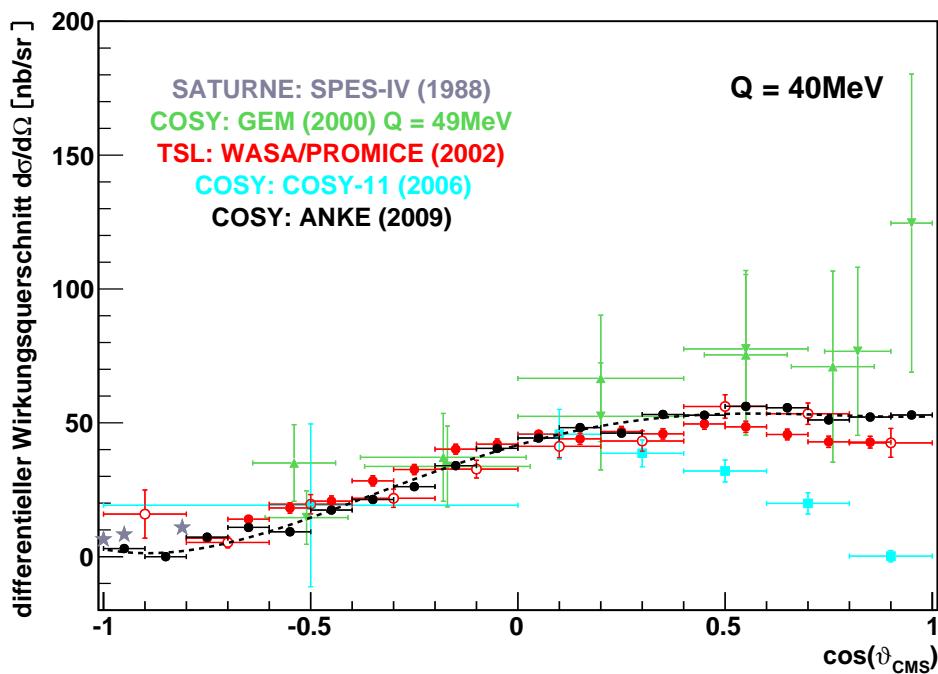


Abbildung 2.6.: Vorhandene differentielle Wirkungsquerschnitte bei einer Überschussenergie von 40 MeV. Der Fit an die ANKE-Daten ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Verlauf im rückwärtigen Streubereich flacht im Vorwärtsbereich deutlich ab. Der Vergleich zwischen ANKE- und WASA/PROMICE-Daten zeigt wieder eine Abweichung für $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \geq 0,5$ und einen fallenden Verlauf für die WASA-Daten. Noch deutlicher ist der Abfall in den COSY-11-Daten. Die Verläufe zeigen deutlich, dass eine reine s- und p-Wellenbeschreibung nicht mehr ausreicht, um die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu erklären. Es muss mindestens Beiträge von d-Wellen geben.

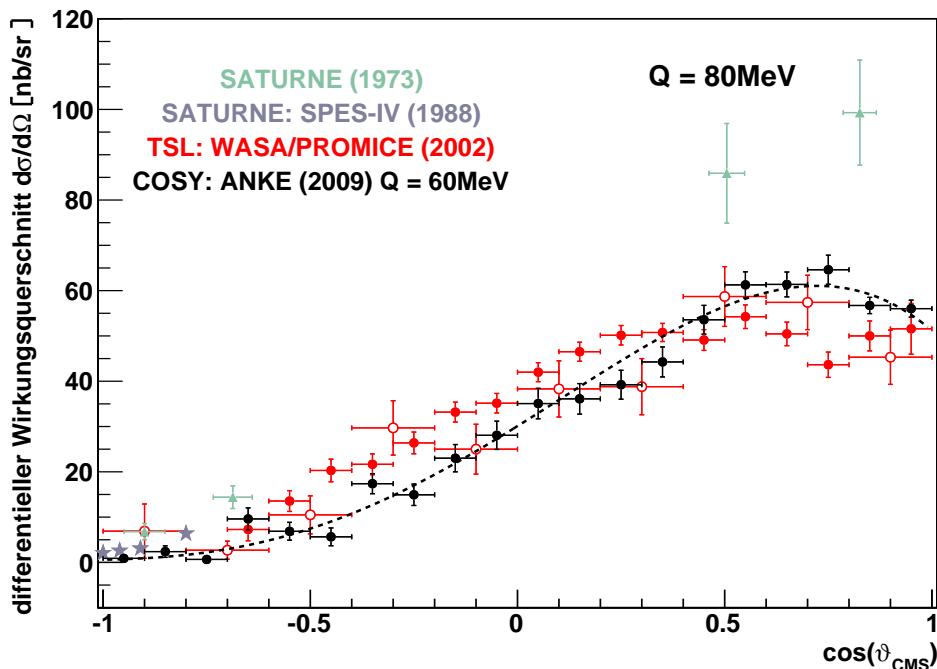


Abbildung 2.7.: Differentielle Wirkungsquerschnitte in einem Überschussenergiebereich um 80 MeV. Zusätzlich sind die 60 MeV ANKE-Daten mit zugehörigem Fit eingezeichnet.

Mit weiterem Ansteigen der Überschussenergie ändert sich der Verlauf nur noch gering. Es bleibt bei einem zuerst fast linearen Anstieg mit anschließendem Plateau für vorwärtsgestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne. Abbildung 2.7 zeigt die vorhandene Datenbasis bei 60 bzw. 80 MeV Überschussenergie. Der eingezeichnete Fit an die ANKE-Daten zeigt einen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts ab $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > 0,8$. Stellt dies den tatsächlichen Verlauf des Wirkungsquerschnitts dar, müssen zur theoretischen Beschreibung mindestens Partialwellen bis zu f-Wellen berücksichtigt werden. Für eine genaue Diskussion der differentiellen Wirkungsquerschnitte im mittleren Energiebereich siehe [Rau09].

Wie auch bei den totalen Wirkungsquerschnitten bilden die GEM-Daten bei 49 MeV eine Ausnahme zu dem von den WASA/PROMICE- und ANKE-Daten aufgezeichneten stabilen Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen 40 und 80 MeV. Innerhalb der großen statistischen Fehler ist ein linea-

rer Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts ohne ein Abflachen im vorwärts gestreuten Bereich verzeichnet. Die GEM-Daten sind zusammen mit den 40 MeV Wirkungsquerschnitten in Abbildung 2.6 eingezeichnet. Befindet sich bei 49 MeV Überschussenergie tatsächlich eine Resonanz im Produktionsmechanismus, sollte diese auch in den differentiellen Wirkungsquerschnitten als Abweichung zu den 40 und 60 MeV Daten erkennbar sein.

Aus diesem Grund werden in dieser Diplomarbeit neben dem totalen Wirkungsquerschnitt auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 49 MeV bestimmt. Für eine entsprechende Normierung werden zusätzlich Daten bei einer Überschussenergie von 60 MeV analysiert. Über den Vergleich der direkten π^0 -Produktion können die 49 MeV Daten relativ zu den 60 MeV Daten normiert werden. Der Quotient der Wirkungsquerschnitte gibt Aufschluss darüber, ob eine tatsächliche Überhöhung des Wirkungsquerschnittes in diesem Überschussenergiebereich vorliegt und der GEM-Datenpunkt bestätigt werden kann. Zusätzlich können die beiden Datensätze in der totalen Höhe an den gut bekannten 60 MeV Datenpunkt der präzisen ANKE-Messung angepasst werden. Auf diese Weise ist ein Vergleich der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte mit den vorhandenen Datensätzen möglich.

2.4. Die Missing Mass Methode

Bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ ist es nicht möglich, das entstandene η -Meson direkt nachzuweisen, weil es mit seiner geringen mittleren Lebensdauer von nur $5,1 \cdot 10^{-19}$ s (siehe Tabelle 2.4) bereits zerfallen ist, bevor es den Detektor erreicht. Es ist aber möglich, die Zerfallsteilchen des η -Mesons im Zentraldetektor des WASA-Experiments nachzuweisen, zum Beispiel zwei Photonen aus dem Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ oder sechs Photonen aus dem Zerfall $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Die Analyse der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion in dieser Diplomarbeit beschränkt sich nicht auf einen speziellen Zerfallskanal, sondern es sollen alle entstandenen η -Mesonen berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wird hier die Missing Mass Methode angewendet.

Da die Viererimpulse von Strahl- und Targetteilchen bekannt sind und der entstehende ${}^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wird, kann durch die Viererimpulserhaltung der Viererimpuls des η -Mesons berechnet werden. Für die Reaktion gilt die Erhaltung der Viererimpulse, nämlich

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d = \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_\eta . \quad (2.1)$$

Daraus folgt für den Viererimpuls des η -Mesons die Gleichung:

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} = \mathbb{P}_\eta . \quad (2.2)$$

Durch Betragsbildung ergibt sich direkt die η -Masse:

$$|\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{^3\text{He}}| = |\mathbb{P}_\eta| = m_\eta . \quad (2.3)$$

Abbildung 2.8 zeigt ein Missing Mass Histogramm von gemessenen Daten. Neben dem breiten Untergrund ist deutlich das η -Signal als Peak bei der η -Masse zu erkennen.

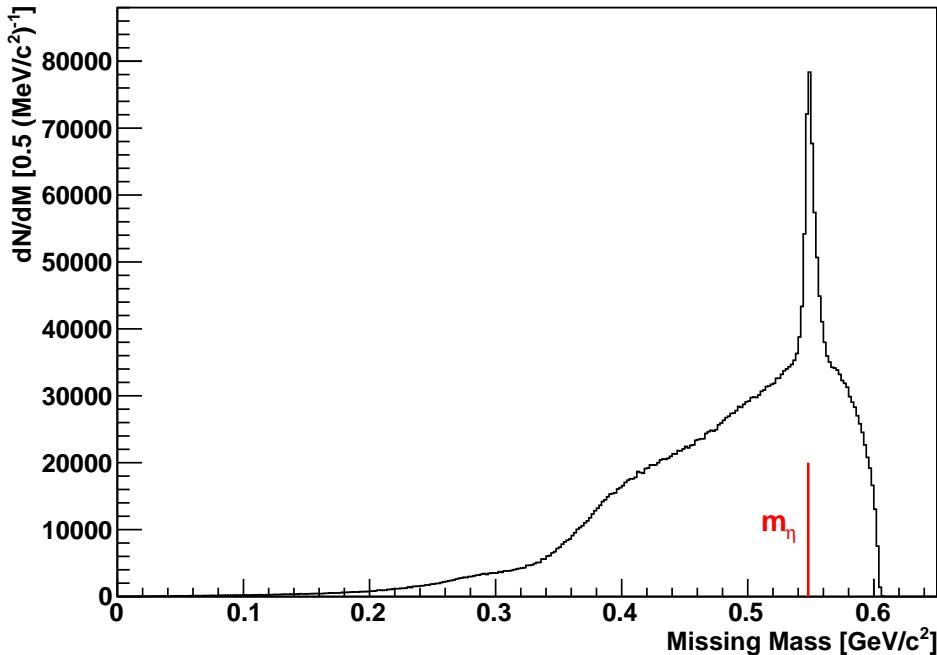


Abbildung 2.8.: Missing Mass Histogramm der bei einer Strahlenergie von 1 GeV aufgenommenen Daten. Das η -Signal ist deutlich als Peak bei der η -Masse erkennbar.

3. WASA-at-COSY

Der WASA-Detektor wurde ursprünglich für Produktions- und Zerfallsstudien von leichten Mesonen am CELSIUS-Beschleuniger in Uppsala (Schweden) entwickelt. Dort wurden vor allem Pionen und η -Mesonen aus Proton-Proton- und Proton-Deuteron-Stößen bei kinetischen Energien der Strahlprotonen von bis zu $1,5 \text{ GeV}/c^2$ untersucht [A⁺04]. Die Geometrie des Wide Angle Shower Apparatus, bestehend aus dem Vorwärtsdetektor (siehe Kapitel 3.2.3) und dem 4π -Zentraldetektor (siehe Kapitel 3.2.2), erlaubt es, alle Reaktions- bzw. Zerfallsteilchen nachzuweisen. Nach dem Abschalten des CELSIUS-Beschleunigers im Jahr 2005 und dem bis dahin zwölfjährigen Betrieb des WASA-Experiments wurde der Detektor inklusive Pelletttarget (siehe Kapitel 3.2.1) an den COSY-Beschleuniger (siehe Kapitel 3.1) im Forschungszentrum Jülich transportiert. Die Möglichkeit, das WASA-Experiment nun unter anderem auch bei höheren Strahlenergien zu betreiben, erlaubt es, Produktions- und Zerfallsmechanismen von schwereren Mesonen, wie dem ρ - oder η' -Meson, zu studieren. Zu diesem Zweck wurden einige Veränderungen am Detektor vorgenommen, die in den folgenden Kapiteln beschrieben werden.

3.1. COSY

Das Cooler Synchrotron COSY ist ein 184 m langer Speicherring am Institut für Kernphysik im Forschungszentrum Jülich. Dieser besteht aus zwei jeweils 40 m langen geraden Teilstücken und zwei Halbkreissegmenten mit einer Länge von jeweils 52 m. Jedes der Halbkreissegmente verfügt über 12 Dipolmagnete, die den Teilchenstrahl um die Kurve lenken. Zudem sorgen 56 Quadrupolmagnete entlang des Speicherrings dafür, dass der Teilchenstrahl fokussiert bleibt.

Das COSY kann sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Protonen und Deuteronen als Strahlteilchen für interne und externe Experimente in einem Impulsbereich zwischen 0,3 und $3,7 \text{ GeV}/c^2$ liefern [A⁺04]. Dazu werden H^- - oder D^- -Ionen mittels einer Ionenquelle erzeugt, mit dem Zyklotron JULIC auf Energien von bis zu 45 MeV/Nukleon vorbeschleunigt und anschließend über ein 100 m langes Strahlrohr in den COSY-Speicherring injiziert. Die Elektronen der negativ geladenen Ionen werden dabei an einer Kohlenstofffolie abgestreift, so dass die Protonen bzw. Deuteronen im Speicherring ungeladen vorliegen und hier auf bis zu 96 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden können [IKP10].

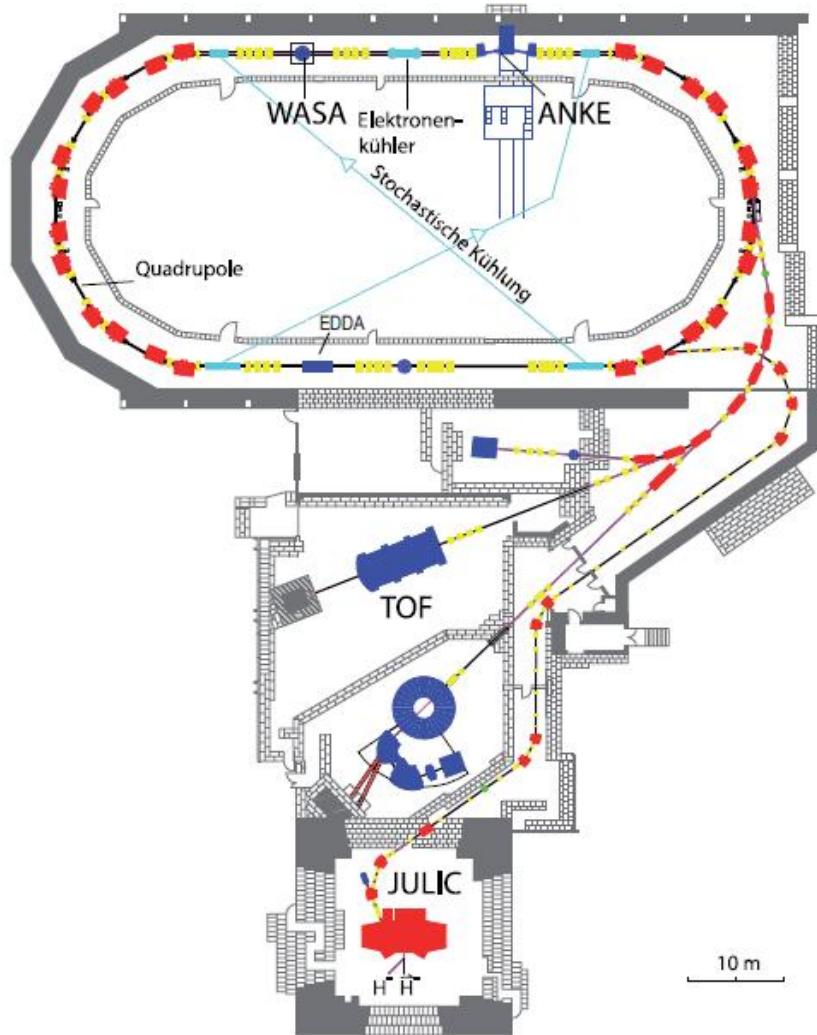


Abbildung 3.1.: Skizze des COSY-Speicherrings und des Zyklotrons JULIC mit den internen und externen Experimenten [A⁺04].

Zur Zeit gibt es zwei interne Experimente an COSY, nämlich WASA und ANKE, die sich auf einem der beiden Geradenstücken des Speicherrings befinden. Zudem befindet sich auf dem gegenüberliegenden geraden Teilstück der EDDA-Detektor, der als Strahlpolarimeter verwendet wird. Für das externe Experiment TOF kann der Teilchenstrahl aus dem Speicherring extrahiert werden.

Um eine zu große Strahlverschmierung zu vermeiden, kann der Strahl mit zwei verschiedenen Mechanismen gekühlt werden. Zum einen verfügt das COSY über eine Elektronenkühlung, die bei niedrigen Strahlimpulsen bis $0,6 \text{ GeV}/c$ zum Einsatz kommt, und zum anderen über eine stochastische Kühlung. Diese kann beim Betrieb mit Protonen ab einem Strahlimpuls von $1,5 \text{ GeV}/c$ und beim Betrieb mit Deuteronen ab $3,0 \text{ GeV}/c$ verwendet werden [Mai97]. Generell sind die Strahlkühlungsmechanismen auf Targetdichten ausgelegt, die der des

Clustertargets des ANKE-Experiments entsprechen, also im Bereich von 10^{14} bis 10^{15} Atomen/cm² [Gos08].

Da die Strahlkühlung bei den höheren Targetdichten des WASA-Pelletttargets mit über 10^{15} Atomen/cm² nicht zu einer Erhöhung der Strahllebensdauer führen würde, wird beim Betrieb des WASA-Experiments keine Strahlkühlung verwendet.

3.2. Der WASA-Detektor

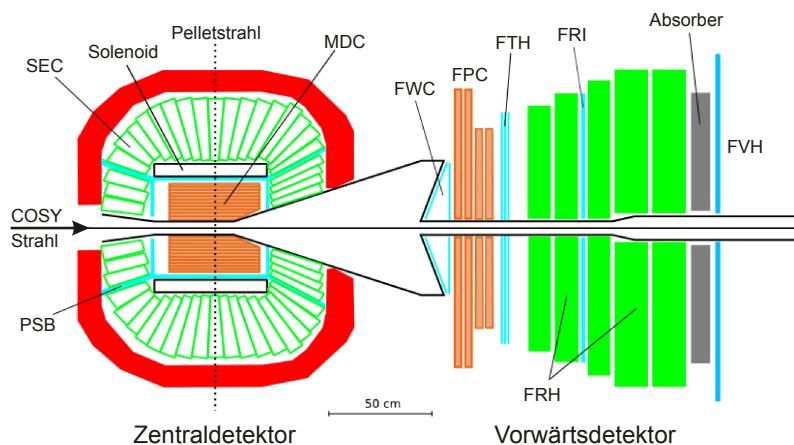


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau des WASA-Detektors [A⁺04].

Der WASA-Experimentaufbau umfasst neben den in Abbildung 3.2 gezeigten Einheiten des Zentral- und des Vorwärtsdetektors das Pelletttarget und das Light Pulser System. Diese vier Komponenten werden in den nachfolgenden Unterkapiteln näher beschrieben.

3.2.1. Das Pelletttarget

Das verwendete Pelletttarget wurde speziell für das WASA-Experiment in Uppsala entwickelt und ist das weltweit einzige interne Pelletttarget, das derzeit an einem Beschleuniger in Betrieb ist. Es kann sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium betrieben werden, so dass bei WASA-at-COSY Untersuchungen von Proton-Proton-, Proton-Deuteron-, Deuteron-Deuteron- und Deuteron-Proton-Stößen möglich sind. Die Hauptkomponenten des Targets, die in Abbildung 3.3 gezeigt sind, sind der Pelletgenerator, die vier Differentialpumpen, die die erforderlichen Vakuumbedingungen erzeugen, das Strahlrohr mit anschließender Streukammer, in der die Pellets mit dem COSY-Strahl interagieren, und der Beadmump. Der in Abbildung 3.4 gezeigte Pelletgenerator ist das Herzstück des Targetsystems. Mithilfe des Kaltkopfes wird zum einen das Helium gekühlt und

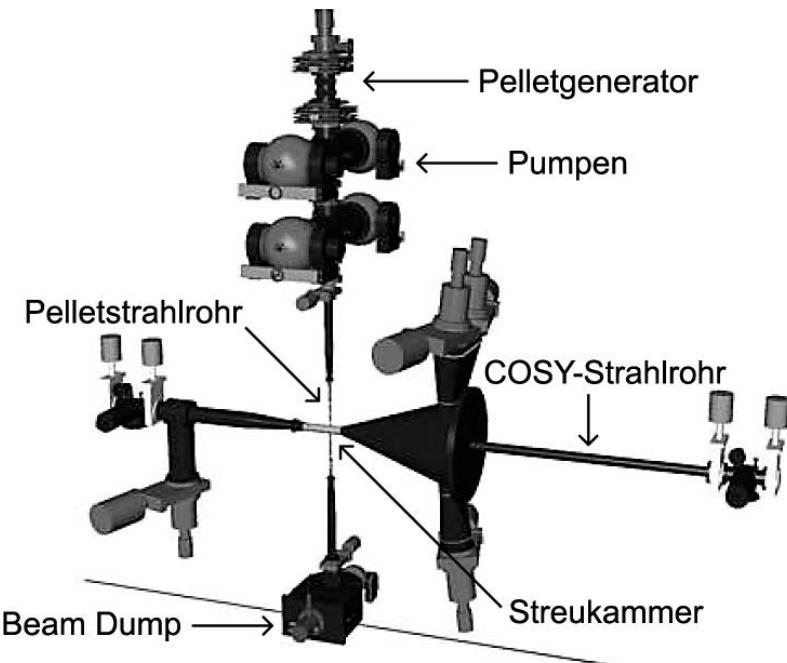


Abbildung 3.3.: Schematischer Aufbau des Pelletttargets [A⁺04].

zum anderen der gasförmige Wasserstoff bzw. das gasförmige Deuterium verflüssigt. Dies geschieht bei einer Betriebstemperatur von ca. 15-17 K im Wasserstoffbetrieb und bei ca. 20 K beim Betrieb mit Deuterium. Das verflüssigte Targetmaterial gelangt durch mehrere Schichten von Papier- und Metallfiltern und einen Sinterfilter in die Düse. Diese besteht aus Glas und besitzt einen Innen-durchmesser von ca. 12 - 14 μm .

Ein in den Düsenhalter eingebautes Piezoelement kann von außen mit einem Frequenzgenerator angesteuert werden und so die Düse in Schwingungen versetzen. Abhängig von den anderen Parametern, wie Temperatur und Gasdruck, liegt die gewählte Frequenz der angelegten Sinusschwingung typischerweise im Bereich von 30 - 80 kHz. Auf diese Weise gelangt das verflüssigte Gas als kleine Mikrotröpfchen, sogenannte Droplets, aus der Düse in die Dropletkammer.

Der Druck in der Dropletkammer wird über das Einleiten des vorgekühlten Heliums eingestellt. Bei Wasserstoffbetrieb liegt der Druck im Bereich von 20 – 30 mbar, bei Deuteriumbetrieb bei etwa 60 – 70 mbar und damit im Bereich des Drucks am Tripelpunkt von Wasserstoff bzw. von Deuterium. Die Dropletkammer wird aus diesem Grund auch Tripelpunktkammer genannt.

Diese Einstellung ist sehr stark abhängig von den anderen eingestellten Parametern, vor allem von der Temperatur der Düse und dem eingestellten Wasserstoff- bzw. Deuteriumdruck. Dieser kann vor der Düse in einem großen Bereich zwischen ca. 400 mbar und 800 mbar variieren. Im Allgemeinen gilt, je niedriger der Wasserstoff- bzw. Deuteriumdruck, desto höher muss der Helium-

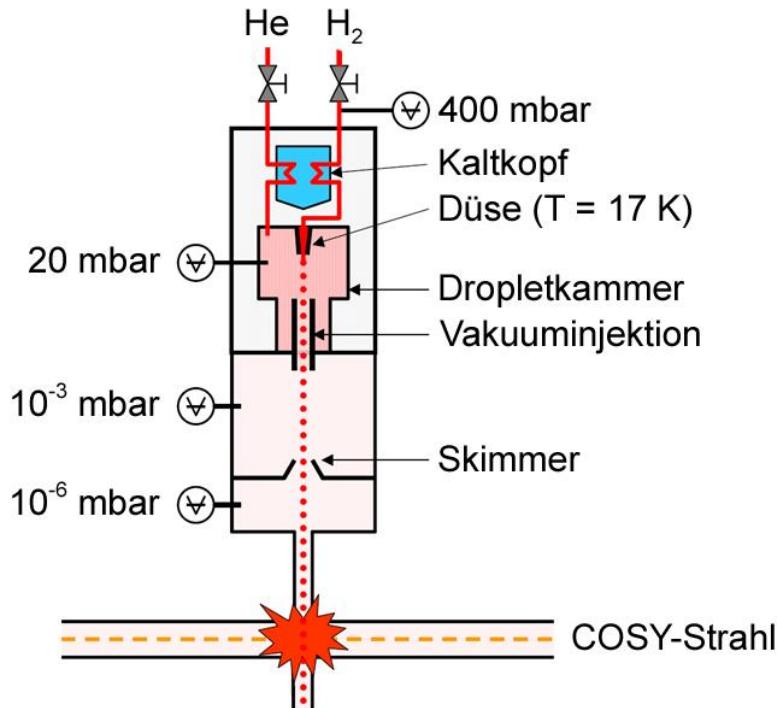


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau des Pelletgenerators mit typischen Arbeitswerten für den Betrieb mit Wasserstoff [A⁺04].

druck sein, um ein Zufrieren der Düse zu vermeiden. Ebenso muss der Heliumdruck bei steigendem Wasserstoff- bzw. Deuteriumdruck heruntergeregt werden, um die Turbulenzen in der Dropletkammer gering zu halten.

Dies ist wichtig, damit die Droplets durch die nur 800 µm breite, zum Ende auf ca. 600 µm verjüngte und 74 – 75 mm lange Glaskapillare in die Skimmerkammer injiziert werden können. Für die gezielte Vakuuminjektion kann die x - und y -Position sowie die Inklination zwischen Düse und Kapillare mithilfe von Schiebetischen angepasst werden. Gelangen die flüssigen Droplets durch die Vakuuminjektion in die Skimmerkammer, frieren sie dort aufgrund des niedrigeren Drucks von 10^{-3} mbar zu 20 - 25 µm großen Pellets aus, die mit einer Geschwindigkeit von etwa 80 m/s die Skimmerkammer durchfliegen [B⁺08]. Turbulenzen in der Kapillare, die aus dem Druckunterschied zwischen Droplet- und Skimmerkammer resultieren, sorgen für eine Aufweitung des Pelletstrahls. Da diese unerwünscht ist, wird nach 70 cm ein Großteil des Pelletstrahls durch den Skimmer weggeschnitten, bevor der Rest des Pelletstrahls in der Streukammer mit dem COSY-Strahl interagiert, um ein gut lokalisiertes Target zu haben. Für eine optimale Positionierung des Pelletstrahls über dem Skimmer können auch hier mithilfe von Schiebetischen die Positionen und die Winkel zwischen dem Gesamt- system Düse und Kapillare und dem Skimmer verändert werden. Die Pellets, die den Skimmer nicht passieren, zerplatzen nach einigen Stößen in der Skimmer-

kammer, werden wieder gasförmig und werden von zwei Differentialpumpen abgepumpt. Hinter dem Skimmer sorgen die übrigen zwei Differentialpumpen für ein Vakuum im Bereich von 10^{-6} mbar.

Ursprünglich betrug der Durchmesser des eingebauten Skimmers 0,7 mm. 2009 wurde die Skimmerkappe entfernt und somit der Innendurchmesser auf 1,0 mm vergrößert. Der Targetdurchmesser am Interaktionspunkt wurde auf diese Weise von 2,5 mm auf 3,5 mm erhöht und die Pelletraten ungefähr verdoppelt [B⁺08].

Die Pelletraten liegen bei ungefähr 8000 Pellets/s bei Wasserstoffbetrieb und bei ca. 20000 Pellets/s bei Deuteriumbetrieb. Der Abstand zwischen den einzelnen Pellets beträgt ungefähr 5 mm, so dass ein Durchmesser des COSY-Strahls von ebenfalls 5 mm wünschenswert ist, damit sich zu jeder Zeit genau ein Pellet im Strahl befindet. Die Flächendichte des Targets beträgt $4 \cdot 10^{15}$ Atome/cm² für ein Wasserstofftarget und $8 \cdot 10^{15}$ Atome/cm² für ein Deuteriumtarget.

Nach der Interaktion mit dem COSY-Strahl gelangen die Pellets in den Beadmump, wo sie abgelenkt werden und verdampfen. Das entstehende Gas wird von zwei Turbopumpen abgesaugt. Auf diese Weise wird vermieden, dass zurückgestreute Pellets oder entstehendes Restgas erneut mit dem COSY-Strahl interagieren und es zu Sekundärreaktionen kommt. Deswegen ist bei der Justage stets darauf zu achten, dass neben einer möglicherweise hohen Rate, die an einem möglichst hohen Druck im Beadmump ($>1 \cdot 10^{-4}$ mbar) abzulesen ist, ein möglichst niedriger Druck (im Bereich $5 \cdot 10^{-7}$ mbar) in der Streukammer eingestellt wird.

Insgesamt ist das WASA-Pelletttarget darauf ausgelegt, eine genaue Rekonstruktion der Ereignisse zu ermöglichen. Neben dem Vertexpunkt der zu untersuchenden Reaktionen konnte auch das Pelletstrahlrohr klein gehalten werden, so dass die geometrische Akzeptanz des Zentraldetektors dadurch kaum verringert wird. Darüber hinaus folgt aus der hohen Targetdichte eine hohe Luminosität im Bereich von über 10^{31} cm⁻²s⁻¹, so dass es möglich ist, Daten mit hoher Statistik aufzunehmen, wie sie vor allem bei der Suche nach seltenen oder verbotenen Zerfällen benötigt werden.

Um einen stabilen Betrieb des Targets zu gewährleisten, ist neben einer genauen Einstellung der bereits oben aufgeführten, voneinander abhängigen Parameter Düsentemperatur, Düsenfrequenz, Wasserstoff-/Deuteriumdruck, Heliumdruck und den acht verschiedenen Schiebetischeinstellungen eine hohe Reinheit im Gassystem besonders wichtig. Verunreinigungen können in den Gasleitungen und besonders in der Düse ausfrieren oder sich festsetzen, was ein Aufwärmen des Targets oder bei groben Verschmutzungen einen Düsenwechsel nötig macht. Abbildung 3.5 zeigt die Fotografie einer blockierten Düse.

Um die Reinheit der verwendeten Gase zu erhöhen, gelangt sowohl der Wasserstoff aus Gasflaschen als auch das Deuteriumgas, das mittels Elektrolyse aus schwerem Wasser erzeugt wird, erst über einen Palladiumreiniger in das WASA-Gassystem.



Abbildung 3.5.: Fotografie einer blockierten Düse. Der minimale Innendurchmesser beträgt $12 \mu\text{m}$ [W⁺07].

3.2.2. Der Zentraldetektor (CD)

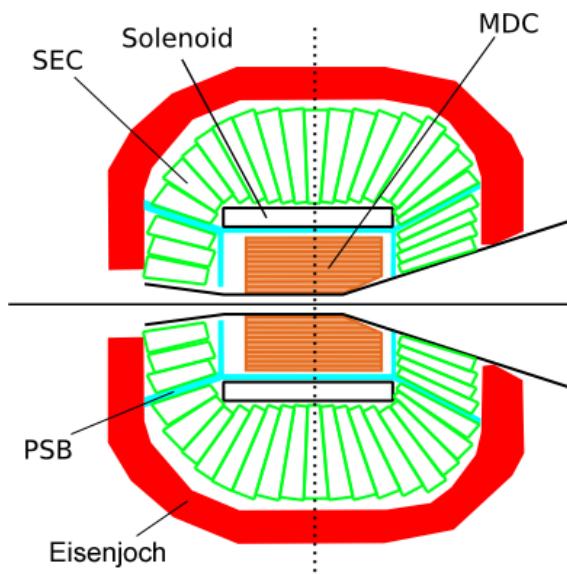


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau des 4π -Zentraldetektors [A⁺04].

Der in Abbildung 3.6 dargestellte Zentraldetektor ist direkt um den Interaktionspunkt herumgebaut, mit der Aufgabe, vor allem die Zerfallsteilchen des π^0 - und des η -Mesons zu detektieren. Hierbei handelt es sich vorwiegend um Photonen, Elektronen und Positronen sowie um geladene Pionen. Die einzelnen Komponenten des Zentraldetektors sind die Mini Drift Chamber (MDC), das Plastic Scintillator Barrel (PSB), der Superconducting Solenoid (SCS) und das Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC). Beim Detektordesign wurde vor allem darauf geachtet kein unnötiges Material zu verbauen, um Wechselwirkungen der zu detektierenden Teilchen mit inaktivem Material zu vermeiden. Aus diesem Grund besteht zum Beispiel das Strahlrohr aus 1,2 mm dickem Beryllium, welches sich einerseits durch seine Festigkeit, andererseits durch seine geringe Atomgröße auszeichnet. Die totale Dicke des Solenoiden beschränkt sich auf 0,18 Strahlungslängen. Der gesamte Zentraldetektor ist außen von einem 5 t schweren Eisenjoch umgeben.

Superconducting Solenoid (SCS)

Der supraleitende Solenoid liefert das axiale Magnetfeld, das für die Impulsbestimmung der geladenen Zerfallsteilchen in der Mini Drift Chamber benötigt wird. Durch das Magnetfeld werden die Teilchenbahnen gekrümmmt, so dass aus dem Krümmungsradius auf den Impuls zurückgeschlossen werden kann. Der Solenoid besteht aus NbTi/Cu mit Aluminium als Stabilisator und wird mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4,5 K heruntergekühlt, bei der er supraleitend wird. Die maximal mögliche magnetische Flussdichte beträgt 1,3 T. Das bereits erwähnte Eisenjoch, das den Zentraldetektor umgibt, leitet das Magnetfeld zurück und schützt auf diese Weise die außenliegende Ausleseelektronik. Außerdem dient das Joch als Stütze für die Kalorimeterkristalle. Weitere Details können unter [Rub99] nachgelesen werden.

Mini Drift Chamber (MDC)

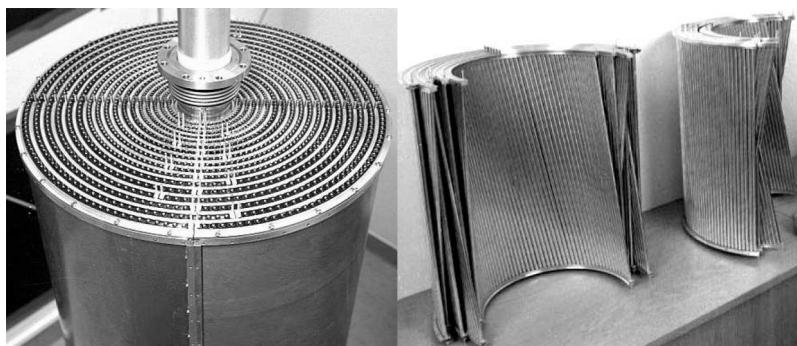


Abbildung 3.7.: Fotografien der Minidriftkammer. Links: Die komplette Driftkammer im Al-Be Zylinder. Rechts: Einzelne Lagen der noch nicht zusammengesetzten Kammer [A⁺04].

Die Minidriftkammer ist zylindersymmetrisch um das Strahlrohr herumgebaut und deckt einen Streuwinkelbereich zwischen 24° und 159° ab. Benutzt wird die Driftkammer zur Bestimmung des Vertexpunktes und zur Impulsrekonstruktion. Sie besteht aus 1738 Driftröhren, die in 17 zylindrischen Lagen angeordnet sind. Die Röhrendurchmesser betragen 4 mm für die inneren fünf Lagen und 6 mm bzw. 8 mm für die mittleren bzw. äußeren sechs Lagen. Die Radien der einzelnen Lagen liegen zwischen 41 mm und 203 mm. Während die inneren neun Lagen parallel zur z-Achse angeordnet sind, sind die äußeren acht Lagen leicht um 6° - 9° bezüglich der Strahlachse geneigt. Dies ist gut auf der rechten Seite der Abbildung 3.7 zu erkennen, die einzelne Lagen der Minidriftkammer vor dem Zusammenbau zeigt.

Die gesamte MDC ist in einen 1 mm dicken Al-Be Zylinder eingebettet und liegt innerhalb des Solenoiden. Eine detaillierte Beschreibung der MDC kann der Doktorarbeit von Marek Jacewicz entnommen werden [Jac04].

Plastic Scintillator Barrel (PSB)

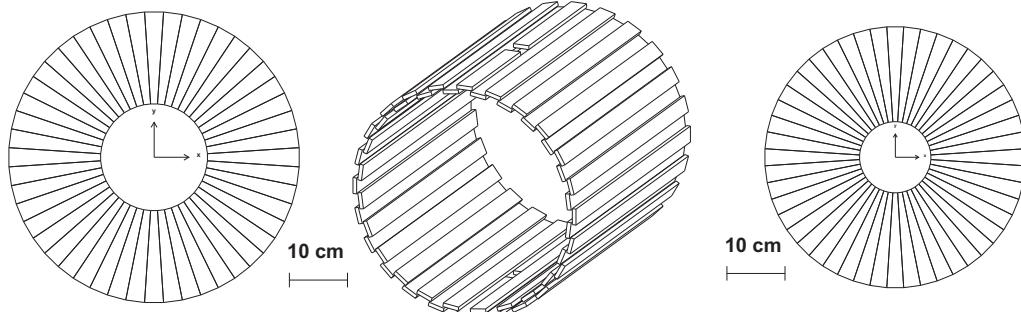


Abbildung 3.8.: Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsteil des Plastic Scintillator Barrels. Im Zentralteil sind die Lücken für das Pelletttargetstrahlrohr erkennbar [A⁺04].

Das Plastic Scintillator Barrel ist fassförmig um die MDC herumgebaut und befindet sich ebenfalls innerhalb des Solenoiden. Es liefert schnelle Triggersignale und wird zusammen mit der MDC und dem CsI-Kalorimeter zur Identifizierung geladener Teilchen genutzt. Dies geschieht mit der $\Delta E - p$ - sowie der $\Delta E - E$ -Methode. Zudem dient das PSB als Veto für die γ -Identifizierung.

Wie der Abbildung 3.8 zu entnehmen ist, besteht das PSB aus einem zylindrischen Zentralteil mit Durchführung für das Pelletttargetstrahlrohr und zwei Endkappen mit Durchführungen für das COSY-Strahlrohr. Insgesamt wurden 146 streifenförmige Szintillatorelemente mit einer Dicke von je 8 mm verbaut. Während die vordere Endkappe aus 48 Kuchenstückelementen zu einer flachen Scheibe mit einem Außendurchmesser von 51 cm zusammengesetzt ist, formen die 48 rückwärtigen Teile eine konische Endkappe mit 41 cm Durchmesser. Der Zentralteil besteht aus 48 Teilstücken von je 550 mm Länge und 38 mm Breite. Zwei dieser Stücke sind für die Durchführung des Pelletttargetstrahlrohrs unterbrochen. Um zu vermeiden, dass Teilchen ohne Wechselwirkung das Plastic Scintillator Barrel passieren, sind die einzelnen Teilstücke in zwei Lagen mit einem durchschnittlichen Überlapp von 6 mm angeordnet. Jedes Szintillatormodul ist über einen etwa 50 cm langen Acryllichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden. Diese befinden sich zum Schutz vor dem Magnetfeld außerhalb des Eisenjochs.

Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC)

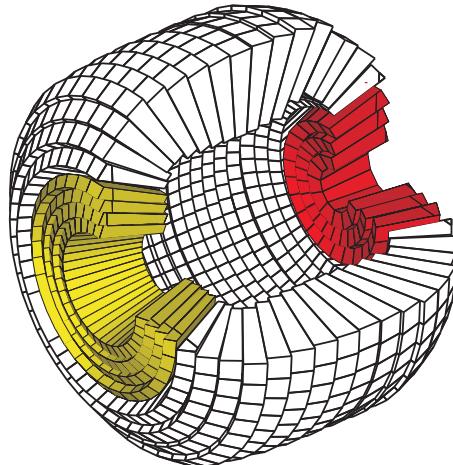


Abbildung 3.9.: Schematischer Aufbau des Scintillator Electromagnetic Calorimeters. Der Vorwärtsteil ist in gelb, der Zentralteil in weiß und der hintere Teil in rot dargestellt [A⁺04].

Das Kalorimeter des Zentraldetektors ist zur Messung von Photonen, Elektronen und Positronen mit Energien von bis zu 800 MeV in einem Streuwinkelbereich von 20° bis 169° bestimmt. Die untere Energieschwelle für den Nachweis von Photonen liegt bei 2 MeV. Das SEC besteht aus 1012 natriumdotierten CsI-Szintillatorkristallen, die in 24 Lagen entlang der Strahlachse angeordnet sind. Die Kristalle besitzen die Form einer abgeschnittenen schmalen Pyramide mit einer Länge von 30 cm im Zentralteil, 25 cm im Vorwärtsteil und 20 cm im hinteren Teil. Die einzelnen Teile und die Anordnung der Kristalle des Kalorimeters sind in Abbildung 3.9 dargestellt.

Der Zentralteil besteht aus 17 Lagen zu je 48 Elementen, der Vorwärtsteil aus vier Lagen mit je 36 Elementen und der hintere Teil besitzt zwei Lagen mit je 24 Elementen sowie eine Lage mit nur zwölf Elementen. Diese ist dem Strahlrohr am nächsten. Die schmalen Lücken zwischen den einzelnen Teilen werden durch die Lichtleiter des PSB und Halterungen für den Solenoiden gefüllt. Die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters beträgt 96 %. Eine genauere Beschreibung des Scintillator Electromagnetic Calorimeters ist unter [Koc04] zu finden.

3.2.3. Der Vorwärtendetektor (FD)

Der in Abbildung 3.10 dargestellte Vorwärtendetektor dient hauptsächlich der Detektion und Identifikation von gestreuten Projektilen und schweren geladenen Rückstoßteilchen wie Protonen, Deuteronen und Heliumkernen aus π - und η -Produktionsreaktionen. Aber auch andere Teilchen mit großem Vorwärtsimpuls und einem Streuwinkel zwischen 3° und 17° , wie beispielsweise Neutronen und

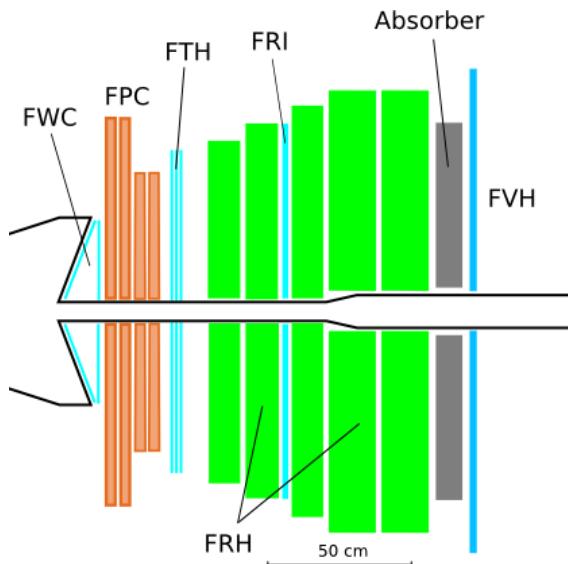


Abbildung 3.10.: Schematischer Aufbau des Vorwärtsdetektors [A⁺04].

Pionen, können im Vorwärtssystem detektiert werden. Zudem können alle FD-Plastiksintillatoren Triggersignale erster Stufe (First Level Trigger) liefern. Der Vorwärtsdetektor wurde bereits am CELSIUS-Beschleuniger für das WASA/PRO-MICE-Experiment eingesetzt und für den Einsatz bei WASA-at-COSY optimiert und an die höheren Energien angepasst. Daraufhin konnte die Energieauflösung bedeutend verbessert werden. So beträgt diese Verbesserung für Protonen mit einer Energie im Bereich von 1 GeV etwa 25 % und im Bereich von 300 MeV bis 400 MeV sogar 35 % [FRH10]. In Tabelle 3.1 sind einige Eigenschaften des Vorwärtsdetektors aufgelistet, allerdings ohne Berücksichtigung der für den Betrieb an COSY vorgenommenen Modifikationen.

Die einzelnen Detektorlagen des Vorwärtssystems werden in den folgenden Unterkapiteln näher beschrieben.

Forward Window Counter (FWC)

Der FWC ist in Strahlrichtung der erste Detektor des Vorwärtsdetektors. Die Signale werden als Trigger erster Stufe zur Reduzierung des Untergrundes und zur Selektion von Heliumkernen auf Triggerebene verwendet.

Der ehemals einlagige Forward Window Counter wurde im August 2007 durch ein neues zweilagiges Forward Window Hodoscope ersetzt. Anstelle der vorher zwölf je 5 mm dicken Plastiksintillatoren besitzt der neue FWC 48 je 3 mm dicke Szintillatoren, 24 pro Lage. Die erste Lage ist wie der frühere Detektor konisch um 10° geneigt und so dicht wie möglich an das Vakuumaustrittsfenster herangebaut. Die zweite Lage hingegen ist planar eingebaut, wie in Abbildung 3.10 schematisch zu erkennen ist. Um den gesamten Vorwärtsbereich abzudecken, sind

Vorwärtsdetektor	
Anzahl aller Szintillatorelemente	280
Streuwinkelbereich	$3^\circ - 17^\circ$
Streuwinkelauflösung	$0,2^\circ$
Maximale kinetische Energie (T_{stop}) zum Stoppen:	
π^\pm /Proton/Deuteron/Alpha [MeV]	170/300/400/900
Zeitauflösung	$< 3 \text{ ns}$
Energieauflösung für:	
gestoppte Teilchen	$\approx 3 \%$
Teilchen mit $T_{\text{stop}} < T < 2T_{\text{stop}}$	4 – 8 %
Teilchenidentifikation	$\Delta E - E$

Tabelle 3.1.: Übersicht einiger Eigenschaften des Vorwärtsdetektors ohne die für den Betrieb an COSY vorgenommenen Veränderungen [A⁺04].

die beiden Lagen in φ -Richtung um ein halbes Element zueinander verschoben. Diese 48-fache Unterteilung deckt sich mit der des Forward Trigger Hodoscopes.

Die geringere Dicke der Lagen und die gesteigerte Segmentierung ermöglichen den Einsatz kleinerer 1"-Photomultiplier vom Typ XP 3112. Zuvor konnten die größeren 2"-Photomultiplier aus Platzgründen nur in großem Abstand zum Detektor positioniert werden und mussten über lange Lichtleiter verbunden werden. Dies hatte eine geringe und sehr positionsabhängige Lichtausbeute zur Folge. Die gesteigerte, nun über den gesamten Detektor homogene Effizienz ermöglicht es, den FWC auch als Startsignalgeber für Flugzeitmessungen zu verwenden und zudem den Ursprung der detektierten Teilchen genauer zu bestimmen. Auf diese Weise können zum Beispiel kosmische Teilchen, die nicht aus dem Vertex stammen, besser aussortiert werden.

Es werden nur Ereignisse weggeschrieben, die einen Eintrag im Forward Window Counter haben. Weitere Informationen zum neuen FWC stehen unter [P⁺07].

Forward Proportional Chamber (FPC)

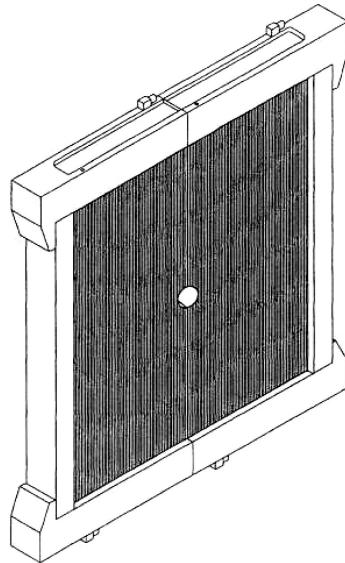


Abbildung 3.11.: Schematischer Aufbau einer Lage der Forward Proportional Chamber [A⁺04].

Die Forward Proportional Chamber schließt direkt an das Forward Window Hodoscope an. Sie ist aus vier Lagen aufgebaut, von denen jede aus 122 Proportionaldriftröhren mit einem Durchmesser von 8 mm besteht. Der Aufbau eines dieser Module ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Die Driftröhren in den einzelnen Lagen sind senkrecht zur Strahlachse jeweils um 45° zueinander gedreht, wodurch eine genaue Rekonstruktion der Teilchenspuren möglich ist. Die FPC liefert auf

diese Weise präzise Winkelinformationen der aus dem Vertex stammenden Teilchen bezüglich φ - und ϑ -Winkel.

Forward Trigger Hodoscope (FTH)

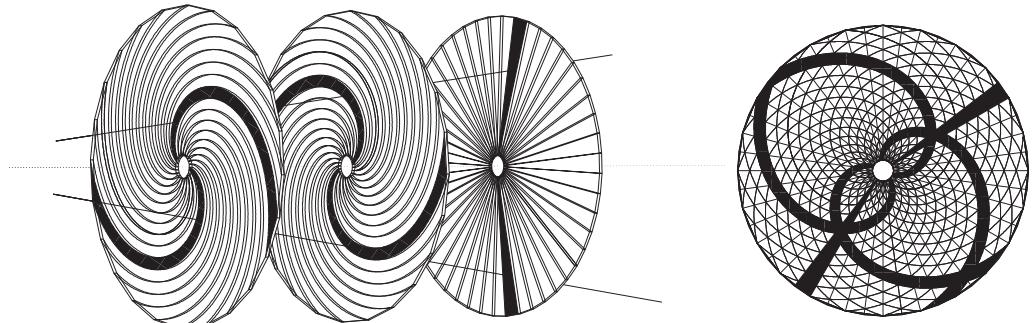


Abbildung 3.12.: Schematischer Aufbau des Forward Trigger Hodoscopes. Links: Anordnung der Elemente in den drei Lagen mit zwei eingezeichneten Teilchenspuren. Rechts: Aufsicht auf die drei Lagen mit der sich ergebenden Pixelstruktur [A⁺⁰⁴].

Die dritte Detektoreinheit des Vorwärtssystems bildet das Forward Trigger Hodoscope. Es ist aus drei je 5 mm dicken Lagen von Plastiksintillatoren zusammengesetzt und wird hauptsächlich als Trigger erster Stufe eingesetzt. Die ersten beiden Lagen bestehen aus je 24 Elementen in der Form Archimedischer Spiralen. Die Drehrichtungen in den Lagen sind dabei entgegengesetzt. Die dritte Lage hingegen besteht aus 48 tortenstückförmigen Elementen. Die drei Lagen hintereinander ergeben eine besondere, in Abbildung 3.12 dargestellte Pixelstruktur, die eine Unterscheidung von Mehrfachtreffern ermöglicht und zusätzlich zur Winkelrekonstruktion genutzt wird. Darüber hinaus kann der Energieverlust im FTH bestimmt werden, wodurch eine Teilchenidentifikation über die $\Delta E - E$ -Methode ermöglicht wird.

Forward Range Hodoscope (FRH)

Die Energierekonstruktion der vorwärtsgestreuten Teilchen geschieht hauptsächlich über den gemessenen Energieverlust im Forward Range Hodoscope. Zusammen mit dem im FTH bestimmten Energieverlust können Teilchen über die $\Delta E - E$ -Methode identifiziert werden. Während des Betriebs am CELSIUS-Beschleuniger besaß das FRH vier je 11 cm dicke Plastiksintillatorlagen mit 24 Elementen pro Lage. Diese Dicke war optimal auf die Messung von Protonen aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ mit einer kinetischen Energie im Bereich von 100 – 550 MeV ausgelegt, wobei sich bereits ab 300 MeV die Energieauflösung signifikant verschlechterte. Bei COSY-Energien besitzen die nach vorne gestreuten Protonen bei der Untersuchung von η' -Zerfällen jedoch kinetische Energien von bis

zu 800 MeV. Um auch in diesem Energiebereich eine ausreichende Energieauflösung zu erhalten, musste die effektive Dicke des sensitiven Materials vergrößert werden. Zu diesem Zweck wurde 2006 die erste FRH-Lage durch zwei neue hintere Lagen von je 15 cm Dicke ersetzt. Damit wurde die effektive Dicke des Forward Range Hodoscopes um insgesamt 19 cm vergrößert und die Energieauflösung um rund 25 % gesteigert [FRH10]. Ein Vergleich zwischen der alten und der neuen Anordnung der Lagen ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

Abbildung 3.14 zeigt den schematischen Aufbau des neuen FRH. Die Entfernung der ersten Lage bietet Platz für eine zusätzliche Lage der FPC, mit der die Winkelauflösung gesteigert werden kann.

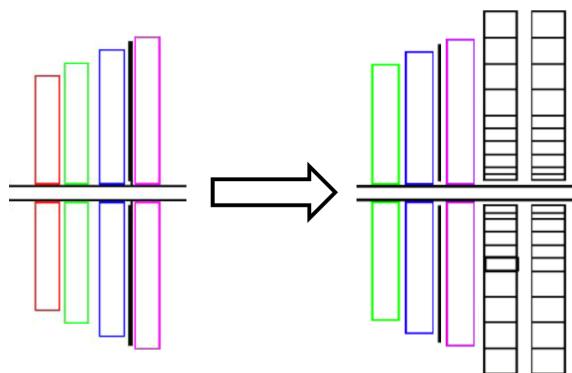


Abbildung 3.13.: Vergleich des Aufbaus des Forward Range Hodoscopes vor dem Umbau (links) und mit den für den Betrieb an COSY vorgenommenen Änderungen (rechts) [FRH10].

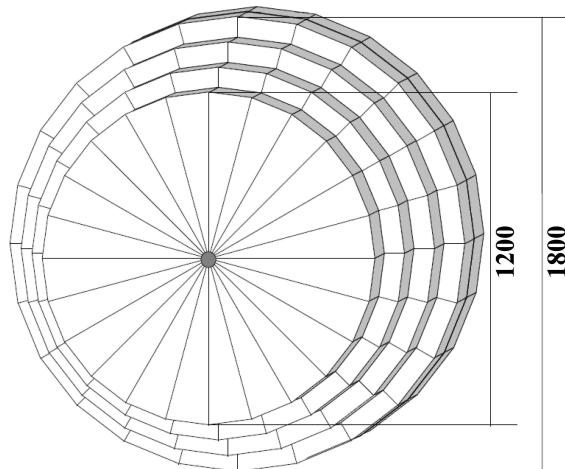


Abbildung 3.14.: Schematischer Aufbau des Forward Range Hodoscopes. Die Größen sind in mm angegeben [C⁺06].

Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI)

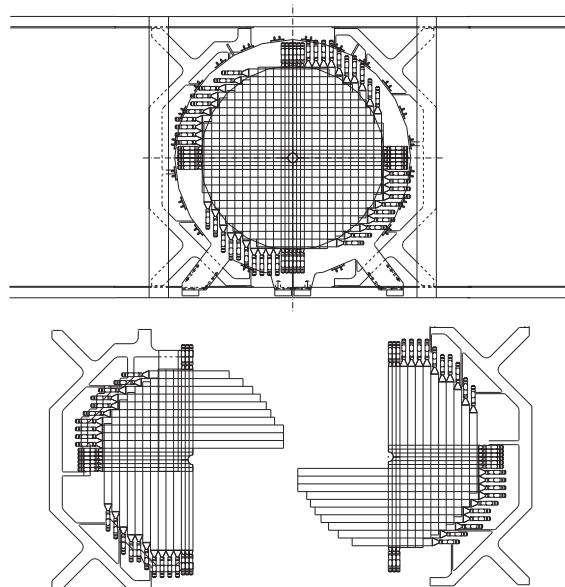


Abbildung 3.15.: Oben: Schematischer Aufbau des Forward Range Interleaving Hodoscopes. Unten: Die horizontale und vertikale Anordnung der einzelnen Szintillatorstäbe in den zwei Lagen [A⁺04].

Das in Abbildung 3.15 dargestellte Forward Range Interleaving Hodoscope ist zwischen der zweiten und der dritten Lage des FRH eingebaut. Es besteht aus zwei Lagen von je 5,2 mm dicken Plasiksintillatorstäben, die in einer Lage horizontal und in der anderen Lage vertikal angeordnet sind. Jede Lage besteht aus 32 Stäben dieser Art.

Das FRI ermöglicht eine zweidimensionale Positionsbestimmung innerhalb des Forward Range Hodoscopes. Auf diese Weise können Streuwinkel von Neutronen bestimmt werden, die mit einer Effizienz von 35 % im FRH nachgewiesen werden können. Zudem ist mit dem FRI eine Vertexbestimmung der Teilchenspuren im FRH möglich, so dass der Untergrund, der zum Beispiel durch Sekundärreaktionen mit dem Strahlrohr verursacht wird, unterdrückt werden kann. Nähere Details zum FRI finden sich unter [Pau06].

Forward Veto Hodoscope (FVH)

Das Forward Veto Hodoscope bildet die letzte Lage des Vorwärtsdetektors. Es besteht aus zwölf horizontal angeordneten Plastiksintillatorstreifen, die an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden. Über die Zeitdifferenz der Signale an den beiden Enden kann die Trefferposition entlang des Szintillators bestimmt werden. Abbildung 3.16 zeigt den schematischen Aufbau des FVH. Die

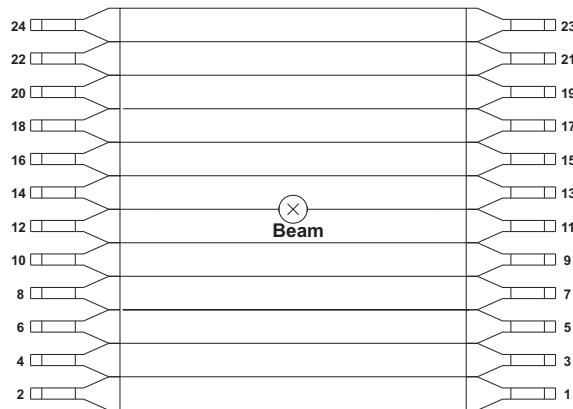


Abbildung 3.16.: Schematischer Aufbau des Forward Veto Hodoscopes [A⁺04].

Signale des FVH werden als Trigger erster Stufe verwendet und dienen zur Selektion oder Verwerfung der Teilchen, die das FRH passiert haben.

Forward Absorber (FRA)

Zusätzlich zu den Detektorlagen des Vorwärtssystems kann optional der Forward Absorber zwischen der letzten Lage des FRH und dem FVH eingebracht werden. Hierbei handelt es sich um eine Absorberlage aus Eisen, deren Dicke zwischen 5 mm und 100 mm variiert werden kann. Der Absorber ist ein passives Element, das heißt, er dient nicht der Ereignisrekonstruktion und wird dementsprechend nicht von Photomultipliern ausgelesen. Er wird zum Beispiel dazu genutzt, Protonen aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ zu stoppen. Protonen hingegen, die nicht aus der gesuchten Reaktion, sondern aus der Pionenproduktion oder der elastischen Streuung resultieren, gelangen durch den Absorber bis ins Forward Veto Hodoscope, wo sie ein Vetsignal auslösen. Auf diese Weise kann gezielt Untergrund unterdrückt werden.

3.2.4. Das Light Pulser System (LPS)

Um den Verstärkungsgrad der einzelnen Szintillationszähler während des Betriebs ermitteln zu können, werden Referenzlichtpulse vom Light Pulser System über Lichtleiter zu den Szintillatoren geleitet. Für die anorganischen CsI-Szintillatoren des Kalorimeters dient eine Xenon-Blitzröhre als Lichtquelle. Die Lichtpulse für die organischen Plastiksintillatoren stammen von drei LED-basierten Lichtquellen. Weitere Informationen stehen unter [ZR09] zur Verfügung. Für den in dieser Diplomarbeit verwendeten Datensatz werden die Korrekturen des LPS nicht berücksichtigt.

3.3. Das Triggersystem

Die bei WASA-at-COSY erreichten Luminositäten von bis zu $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ führen zu Ereignisraten im Bereich von 5 Millionen/s [Fra02]. Diese Vielzahl an Daten ist ohne eine Vorsortierung nicht speicherbar. Zu diesem Zweck sorgt das WASA-Triggersystem für eine Selektion der gewünschten Ereignisse und für eine sofortige Reduzierung des Untergrundes.

Das Triggersystem ist in zwei Stufen gegliedert, in die Trigger erster Stufe (First Level Trigger) und in die Trigger zweiter Stufe (Second Level Trigger). Nur durch eine hardwaremäßige Implementierung der Trigger können die geringen Verzögerungszeiten von etwa 100 ns für die erste Stufe bzw. 500 ns für die zweite Stufe erreicht werden. Als Trigger erster Stufe werden die schnellen Plastiksintillatoren des Vorwärtsdetektors sowie die des Plastic Scintillator Barrels im Zentraldetektor genutzt. Die Triggerentscheidung basiert auf Mehrspurereignissen, Koinzidenzen und der Spurrekonstruktion mittels der Signale der Szintillatoren. Dabei werden die Daten über mehrere Stufen verarbeitet, was innerhalb von 200 ns geschieht. Die erste Stufe wird durch Module, die speziell auf Mehrspurereignisse ausgelegt sind, gebildet. Auf dieser Stufe werden die Informationen von 374 Inputsignalen zu 40 Mehrspursignalen zusammengefasst, bevor sie weiterverarbeitet werden. Die Anzahl der sogenannten Hits entspricht nicht der Anzahl der tatsächlich in den Detektor eingefallen Teilchen, da parasitäre Hits durch elektromagnetische Schauer, durch Wechselwirkungen mit dem Detektor- und Umgebungsmaterial sowie durch den geometrischen Überlapp des PSB entstehen. Dieser Überlapp von ca. 7 % ist jedoch wichtig, um eine maximale geometrische Akzeptanz zu gewährleisten. Die tatsächliche Teilchenanzahl wird ermittelt, indem Treffer in benachbarten Detektorelementen zu sogenannten Clustern zusammengefasst werden, die für ein eingetroffenes Teilchen stehen.

Die Mehrspurmodule im PSB besitzen jeweils 48 Eingänge, was der Unterteilung des WASA-Detektors in φ -Richtung entspricht. Pro Detektorlage können so bis zu vier Cluster detektiert werden. Durch Koinzidenzforderungen mit anderen Detektoren können Cluster, die aus weißem Rauschen resultieren, verworfen werden. Im Vorwärtssystem wird durch ein Modul mit 96 Eingängen die Spurrekonstruktion zwischen FTH und FRH überprüft und die Cluster in Vorwärtsrichtung berechnet.

Der Trigger zweiter Stufe sammelt zusätzliche Informationen über die gefundenen Cluster. Hierfür wird die deponierte Energie der Cluster in den im Vergleich zu den Plastiksintillatoren langsamen CsI-Kristallen des Kalorimeters genutzt.

Eine detaillierte Beschreibung des WASA-Triggersystems kann [Fra02] entnommen werden.

3.4. Die WASA-Software

Für die Auswertung der Daten wird eine spezielle Analysesoftware verwendet, mit der sowohl die mit dem WASA-Experiment aufgenommenen sogenannten echten Daten als auch die simulierten Daten analysiert werden können. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist die Simulation von Daten vor allem wichtig, um den existierenden Untergrund in den echten Daten richtig beschreiben zu können und somit die Anzahl der gesuchten η -Ereignisse zu erhalten.

3.4.1. Simulationen

Für die Simulation von Zerfällen und Untergrundreaktionen stehen zwei verschiedene Monte Carlo Ereignisgeneratoren zur Verfügung: GIN (Geant INput) und Pluto. Da die für diese Arbeit verwendeten Simulationen ausschließlich mit Pluto Version 5.31.1 simuliert wurden, wird an dieser Stelle nicht näher auf GIN eingegangen.

Die Simulationssoftware Pluto wurde ursprünglich für das HADES-Programm entwickelt [F⁺07]. Es basiert ausschließlich auf dem Programm paket ROOT und benötigt keine Installation von zusätzlichen Paketen, da es den in ROOT eingebauten C++-Interpreter benutzt. Das Programm ROOT seinerseits wurde am CERN entwickelt und basiert auf C++, besitzt allerdings zusätzliche, speziell für die Kern- und Teilchenphysik entwickelte Klassen und Tools. So ist zum Beispiel die für die Beschreibung der gesamten Kinematik wichtige Klasse der Lorentzvektoren nur in ROOT, aber nicht in C++ implementiert. Die verwendete Pluto-Version wurde speziell an WASA-at-COSY angepasst.

Die Generierung der simulierten Ereignisse geschieht in einem ROOT-Makro, das mit dem ROOT-Compiler kompiliert wird. In diesem Makro werden die Namen der Strahl-, Target- und Zerfallsteilchen sowie der Strahlimpuls angegeben. Ausgegeben werden die mit dem Makro generierten Teilchen als sogenannte PParticles. Hierbei handelt es sich um Lorentzvektoren, die zusätzlich eine Kennnummer, die Particle ID (PID), und ein Gewicht besitzen. Die Kennnummern entsprechen den PIDs aus GEANT 3, außer für einige instabile Teilchen, die speziell zu Pluto hinzugefügt wurden. GEANT 3 steht für GEometry ANd Tracking und wurde ebenfalls am CERN entwickelt [GEA93].

Da unter Pluto die simulierten Zerfälle bereits phasenraumverteilt erzeugt werden, sind alle Ereignisse einer Simulation gleich gewichtet. Neben einzelnen Zerfällen können in Pluto auch sogenannte Monte Carlo Cocktails erzeugt werden. Dabei werden mehrere Zerfälle unter Berücksichtigung der jeweiligen Häufigkeit in eine Ausgabedatei geschrieben.

Die Simulation des WASA-Detektors geschieht mit dem WASA Monte Carlo Softwarepaket (WMC), welches auf GEANT 3 basiert. Aus den von Pluto ausgegebenen Vierervektoren werden Teilchenspuren im Detektor simuliert und die

Wechselwirkungen der Teilchen sowohl mit aktivem als auch passivem Detektormaterial berücksichtigt. In der Ausgabedatei werden die Energieverluste, Trefferpositionen sowie Trefferzeitpunkte aller simulierten Teilchen gespeichert. Die Speicherung erfolgt im gleichen Dateiformat wie die der echten Daten, so dass diese mit der Analysesoftware gleich behandelt werden können.

3.4.2. Analyse

Die Analyse der gemessenen und der simulierten Daten erfolgt mit dem WASA-RootSorter. Der RootSorter wurde ursprünglich für das ebenfalls an COSY betriebene ANKE-Experiment entwickelt [HHM04] und nutzt die Programmbibliotheken von ROOT.

Die Analyse der Daten wird in einer C++-Klasse geschrieben. Darüber hinaus werden aber auch andere Klassen, wie zum Beispiel der Trackfinder, genutzt. Dieser rekonstruiert die Teilchenspuren aus den Trefferpositionen in den einzelnen Detektorlagen, die in der zu analysierenden Datei gespeichert sind.

Informationen wie Energieverluste in einzelnen Lagen, Treffer in einzelnen Detektorelementen, Laborwinkel oder Gesamtenergieverluste der Teilchen können aus den verschiedenen Banken wie der WTrackBank oder der WClusterBank ausgelesen werden. Darüber lassen sich dann auch Winkel im Center of Mass-System (CMS), invariante Massen oder Missing Masses berechnen, und Histogramme können gefüllt werden. Die Histogramme werden als ROOT-Dateien gespeichert und können mit dem ROOT-Browser betrachtet werden. Zusätzlich können sie in Makros eingelesen und dort weiter verarbeitet werden. So können zum Beispiel mehrere Histogramme addiert, subtrahiert oder angefittet werden.

Da die WASA-Software einer ständigen Weiterentwicklung unterliegt, kann es zu versionsbedingten Abweichungen von Analyseergebnissen kommen, die nicht mit derselben RootSorter-Version erzielt worden sind. In dieser Diplomarbeit wurden die Analysen der echten und der simulierten Daten mit der RootSorter-Version 3376 und der WMC-Version 284 durchgeführt.

4. Analyse der Reaktion

$$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$$

4.1. Die Datenbasis

Der für diese Diplomarbeit verwendete Datensatz wurde während der WASA-at-COSY Strahlzeit zur Untersuchung von η -Zerfällen bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ im August und September 2009 aufgenommen. Während dieser Strahlzeit wurden über 1800 Runs bei einer kinetischen Energie der Strahlprotonen von $1\text{ GeV}/c^2$ gespeichert. Dies entspricht einer Überschussenergie für die η -Produktion von $Q = 59,8\text{ MeV}$. Die Zahl der produzierten η -Mesonen beträgt ca. 19 Millionen [For10]. Zusätzlich wurde ein weiterer Datensatz von 15 Runs bei einer Strahlenergie von 980 MeV aufgenommen, was einem Q -Wert von $48,8\text{ MeV}$ entspricht. Abgesehen von der unterschiedlichen Strahlenergie wurden beide Datensätze unter gleichen Voraussetzungen erfasst, zum Beispiel bei einer Magnetflussdichte von $0,85\text{ T}$. In den folgenden Kapiteln werden die beiden Datensätze als 49 MeV und 60 MeV Daten gekennzeichnet.

4.2. Die Vorsortierung

Da eine Analyse der aufgenommenen Rohdaten wegen der hohen Datenmenge (ungefähr 20 GB pro Run) sowohl zeittechnisch als auch speicherplatztechnisch kaum zu realisieren ist, werden die Daten der Strahlzeit auf die gewünschten ${}^3\text{He}$ -Ereignisse vorsortiert und auf diese Weise der benötigte Speicherplatz um 90 % reduziert. Außerdem wird der Untergrund gezielt reduziert. Gefordert wird mindestens ein in Vorwärtsrichtung gestreutes geladenes Teilchen pro Ereignis, welches einen Treffer in beiden Lagen des FWC, in den drei Lagen des FTH und einen Treffer in der ersten Lage des FRH ausgelöst hat. Zuätzlich wird ein Bereich um das Heliumband im Histogramm „deponierte Energie FTH1 gegen deponierte Energie FRH1“ ausgewählt, in dem das Teilchen liegen muss, um als ${}^3\text{He}$ -Kern identifiziert zu werden. Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich zwischen Rohdaten und vorsortierten Daten, für den dieselben 22 Runs mit derselben Analyse analysiert werden. Der exakte Schnitt in den vorsortierten Daten ist nicht zu erkennen, da zum einen bei mehr als einem geladenen Teilchen im Vorwärtsdetektor weitere Teilchen außerhalb des Heliumbandes liegen können. Zum anderen wurde

die Vorsortierung unter Windows mit dem Softwarepaket Odin durchgeführt, so dass es zu geringfügigen, an dieser Stelle jedoch unkritischen Abweichungen bei der Analyse mit dem RootSorter aufgrund unterschiedlicher Kalibrierungen kommen kann. Dennoch ist der Unterschied zwischen den Rohdaten und den vorsortierten Daten deutlich und ein ungefährer Verlauf des selektierten Bereiches zu erkennen.

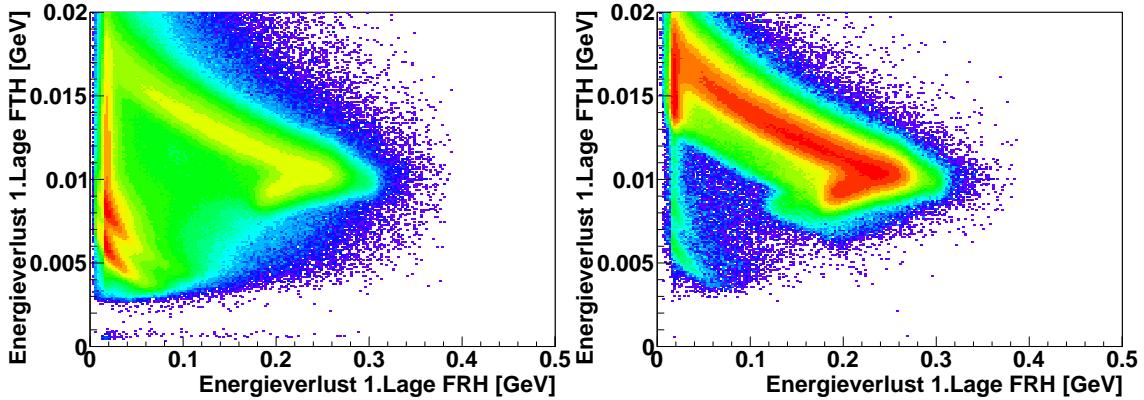


Abbildung 4.1.: Vergleich zwischen Rohdaten (links) und vorsortierten Daten (rechts). Aufgetragen ist jeweils die deponierte Energie in der ersten Lage des Forward Trigger Hodoscopes gegen die deponierte Energie in der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes.

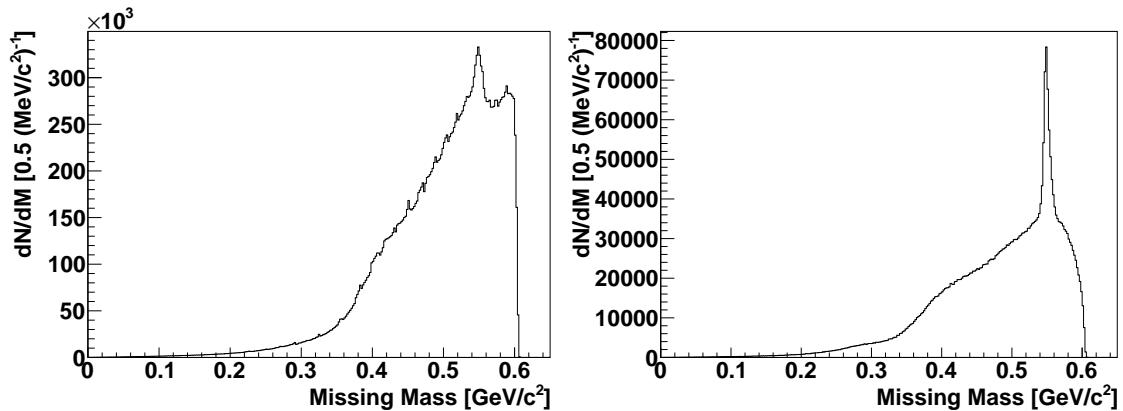


Abbildung 4.2.: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns der Rohdaten (links) und der vorsortierten Daten (rechts).

Die aus der Vorsortierung resultierende Verringerung des Untergrundes wird in Abbildung 4.2 deutlich. Während in den Rohdaten Untergrundereignisse dominieren, ist in den vorsortierten Daten das η -Signal deutlich als Peak bei der η -Masse erkennbar. Eine weitere Reduktion des Untergrundes ist durch schärfere

Selektionsbedingungen für den ${}^3\text{He}$ -Kern erreichbar, jedoch steigt dadurch auch das Risiko, echte η -Ereignisse zu verwerfen. Deren Anzahl soll nach Möglichkeit nicht durch die Vorsortierung verändert werden.

Zur Überprüfung, ob alle in den Rohdaten aufgezeichneten η -Mesonen auch in den vorsortierten Daten zu finden sind, oder ob durch die Selektionsbedingungen η -Ereignisse verloren gehen, wird für die bereits erwähnten 22 Runs von Rohdaten und vorsortierten Daten die Anzahl der η -Mesonen bestimmt. Eine Auszählung des η -Peaks ist wegen des großen Untergrundes in den Rohdaten nicht direkt möglich. Deshalb werden zur Untergrundreduktion zusätzlich zu einem geladenen Teilchen im Vorwärtsdetektor sechs neutrale Teilchen im Zentraldetektor gefordert, um gezielt den Zerfall $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ auszuwählen. Das π^0 zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 99 % in zwei Photonen [PDG08].

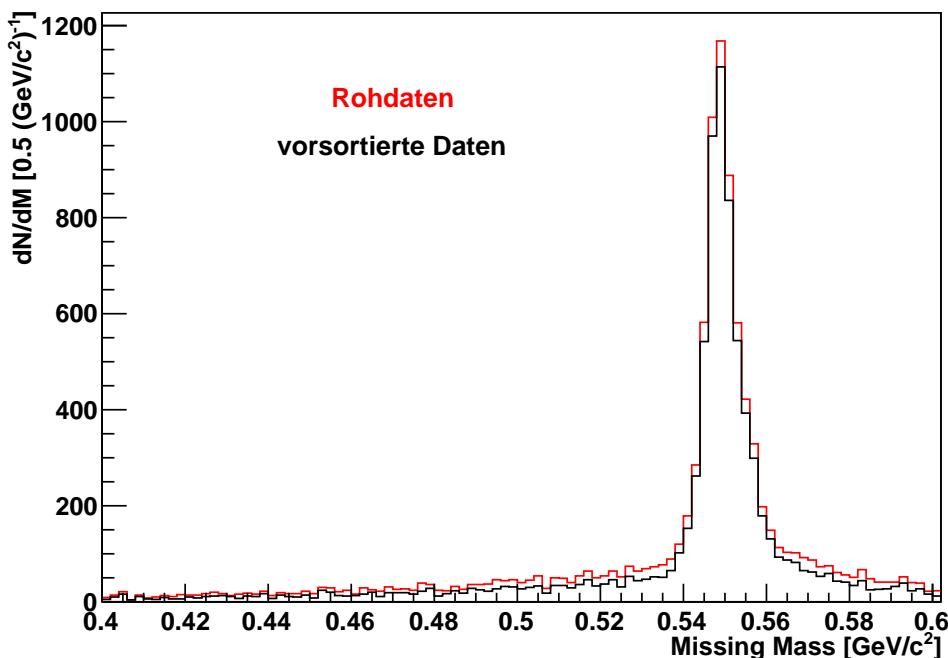


Abbildung 4.3.: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns für 22 ausgewählte Runs von Rohdaten und vorsortierten Daten. Gefordert ist ein geladenes Teilchen im FD und sechs neutrale Teilchen im CD.

Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der so erhaltenen Missing Mass Histogramme. Der verbliebene Untergrund stammt von der direkten $3\pi^0$ -Produktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 3\pi^0$. Bereits in diesem Histogramm ist erkennbar, dass durch die Vorsortierung kein wesentlicher Anteil an η -Mesonen verloren gegangen ist. Um genauere Aussagen treffen zu können, werden die beiden Missing Mass Kurven durch eine Fitfunktion, bestehend aus einem Polynom dritten Grades zur Untergrundbeschreibung und einer Gaußkurve zur Beschreibung des η -Peaks, angefittet. Abbildung 4.4 (links) zeigt den Fit an die vorsortierten Daten für einen

gewählten Fitbereich zwischen $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$. Der Gesamtfit ist als durchgezogene schwarze Linie und der reine Polynomanteil des Fits als gestrichelte Linie eingezeichnet. Nach Abzug des Polynoms von den gemessenen Daten wird der η -Peak ein weiteres Mal durch eine Gaußkurve angefittet und aus Erwartungswert und Standardabweichung σ des Fits die 3σ -Umgebung bestimmt, die in Abbildung 4.4 (rechts) durch senkrechte blaue Linien dargestellt ist. Innerhalb dieser Grenzen wird der untergrundbereinigte η -Peak ausgezählt.

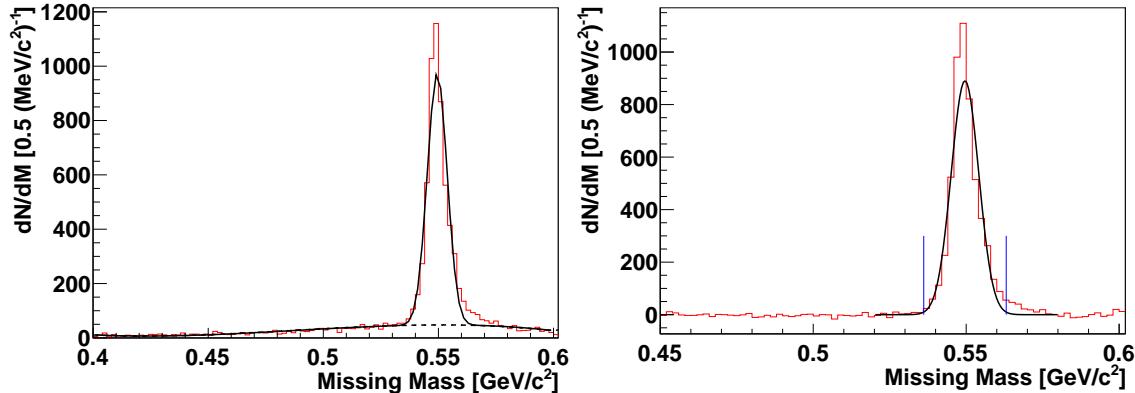


Abbildung 4.4.: Auszählung des η -Peaks. Links: Anfitten der gesamten Missing Mass Kurve zwischen $0,4 - 0,6 \text{ GeV}/c^2$ durch ein Polynom dritten Grades und eine Gaußkurve. Rechts: Gaußfit an den untergrundbereinigten η -Peak und Festlegung der 3σ -Umgebung.

Bei der Anwendung dieser Methode zeigt sich, dass sich die errechnete η -Anzahl mit unterschiedlicher Wahl des Fitbereichs ändert. Abbildung 4.5 zeigt die ermittelten Peakinhalte mit statistischen Fehlern für Rohdaten und vorsortierte Daten in Abhängigkeit von dem gewählten Anfang des Fitbereichs. Das Ende des Fitbereichs bleibt fest bei $0,6 \text{ GeV}/c^2$. Zusätzlich ist für jeden Fit das zugehörige χ^2 pro Freiheitsgrad mit angegeben.

Es ist eine Systematik erkennbar, nach der die ermittelte Anzahl der η -Mesonen abnimmt, je größer der Startwert für den Fitbereich gewählt wird, also je kleiner der Fitbereich um den η -Peak ist. Dies ist dadurch erklärbar, dass bei einem engen Fitbereich die rechte Schulter des Peaks stärker ins Gewicht fällt als bei einem breiten Fitbereich, bei dem das Polynom möglichst glatt über den gesamten Bereich gelegt wird. Auf diese Weise werden bei einem hohen Startwert des Fitbereichs mehr Ereignisse in der Peakregion zum Untergrund gezählt als bei einem niedrigen Startwert, und die ermittelte η -Anzahl sinkt. Ob die Ereignisse in dieser rechten Schulter, die in den Abbildungen 4.3 und 4.4 zu erkennen ist, zum η -Signal oder zum Untergrund gehört, kann den Daten nicht entnommen werden. Bei der Auszählung des Peaks werden sie jedoch kaum berücksichtigt, da sie größtenteils außerhalb der 3σ -Region liegen.

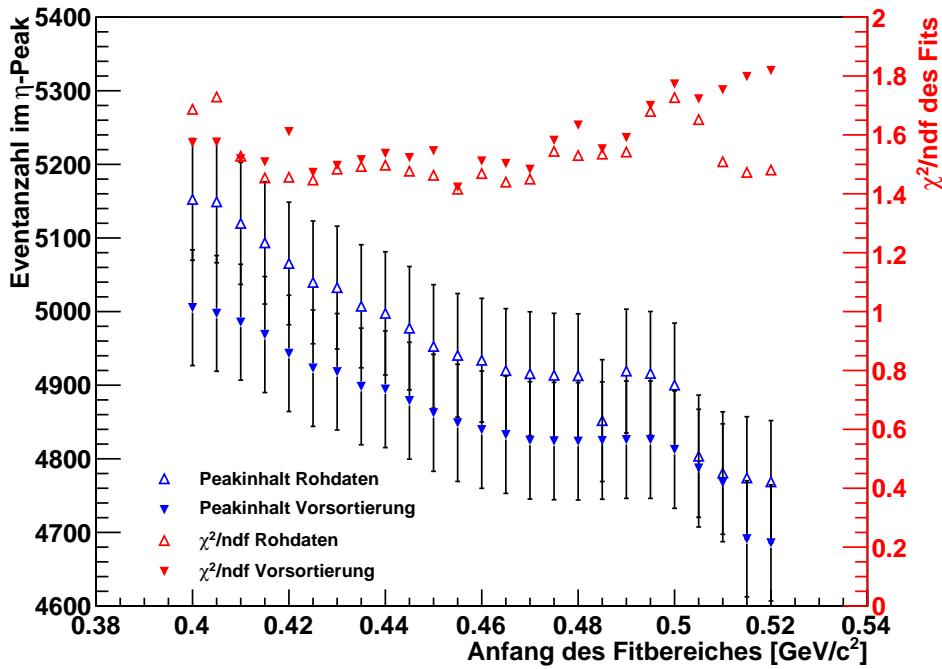


Abbildung 4.5.: Ermittelte η -Anzahl für vorsortierte Daten und Rohdaten in Abhängigkeit vom gewählten Fitbereich. Das reduzierte χ^2 des jeweiligen Polynomfits ist auf der rechten Ordinate aufgetragen.

Ebenfalls wird in Abbildung 4.5 deutlich, dass die Systematik für die Auszählung des η -Peaks sowohl für Rohdaten, als auch für vorsortierte Daten gültig ist und beide Kurven einen ähnlichen Verlauf nehmen. Um die Auswirkung des gewählten Fitbereichs auf das Verhältnis zwischen Rohdaten und vorsortierten Daten untersuchen zu können, wird in Abbildung 4.6 der Quotient der Peakinhalte in Abhängigkeit des Fitfangs aufgetragen.

Wie zu erkennen ist, steigt der Quotient zunächst leicht mit größer werdendem Fitfang an und geht dann bei einem Wert von 0,98 in Sättigung. Ausnahmen bilden die drei ausreißenden Datenpunkte bei einem Fitfang von $0,485 \text{ GeV}/c^2$, $0,505 \text{ GeV}/c^2$ und $0,510 \text{ GeV}/c^2$, die wiederum die Empfindlichkeit auf den Fitbereich demonstrieren. Zu den zunächst sehr groß erscheinenden statistischen Fehlern sei angemerkt, dass alle Datenpunkte auf demselben Datensatz nur für unterschiedliche Fitbereiche beruhen und deshalb nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden können. Würde für jeden Fitbereich ein neuer Datensatz gleicher Größe ausgewertet, würden die Schwankungen zwischen den einzelnen Datenpunkten deutlich größer ausfallen und die Größe der statistischen Fehler rechtfertigen.

Der Vergleich zwischen den vorsortierten Daten und den Rohdaten zeigt, dass $(98 \pm 2)\%$ der in den Rohdaten gespeicherten η -Ereignisse auch nach der Vorsortierung für die Auswertung der Daten zur Verfügung stehen. Die gewählten

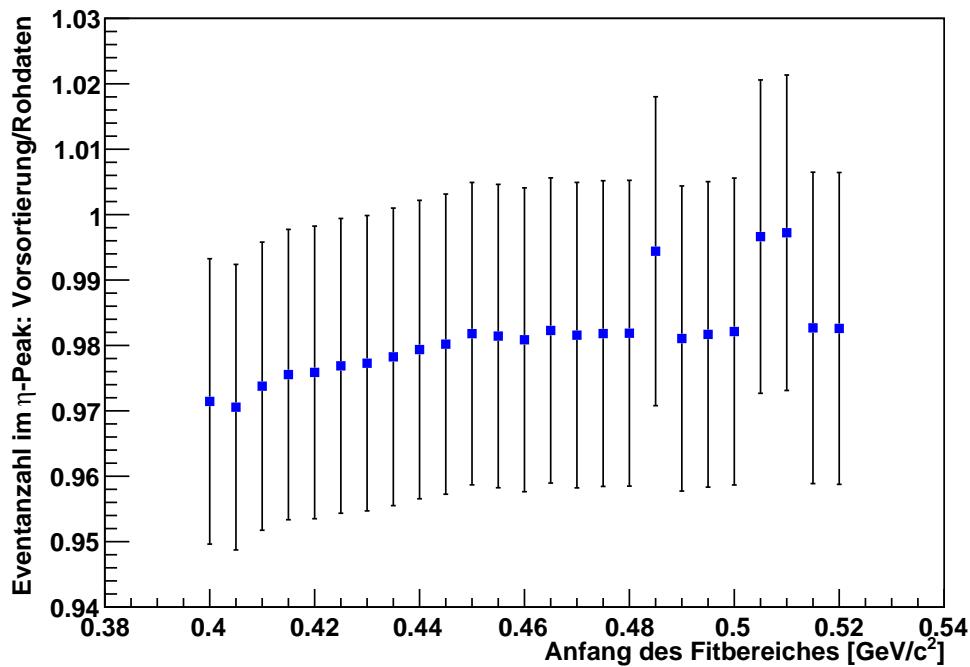


Abbildung 4.6.: Quotient der Peakinhale für Rohdaten und vorsortierte Daten in Abhängigkeit des Fitbereichs.

Selektionsbedingungen für den ${}^3\text{He}$ -Kern sind somit angemessen gewählt, da einerseits gezielt Untergrund unterdrückt wird und die Datenmenge bedeutend reduziert werden kann, andererseits der Verlust von gewünschten η -Ereignissen fast vollständig vermieden wird.

4.3. Beschreibung der Daten durch Simulationen

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, differentielle und totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei einer Überschussenergie von 49 MeV und 60 MeV zu bestimmen. Dazu muss die Anzahl der produzierten η -Mesonen in verschiedenen Winkelbereichen im Schwerpunktsystem (center-of-mass system, CMS) bekannt sein. Die Anzahl wird durch Auszählung des η -Peaks in den einzelnen Missing Mass Histogrammen bestimmt, nachdem der Untergrund durch einen Monte Carlo Cocktail möglicher Untergrundreaktionen angefittet und subtrahiert worden ist. Neben den Untergrundreaktionen wird auch die gesuchte Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit Pluto simuliert (siehe Kapitel 3.4.1), um die gesamten Daten mit Monte Carlo Simulationen beschreiben zu können. Die genaue Vorgehensweise und die nötigen Voruntersuchungen werden in den folgenden Unterkapiteln erläutert.

4.3.1. Die Winkelrekonstruktion

Wie schon in Kapitel 3.2.3 beschrieben, geschieht die Winkelrekonstruktion im Vorwärtsdetektor mithilfe der Forward Proportional Chamber und des Forward Trigger Hodoscopes. Die Teilchenspur wird dabei als aus dem Vertexpunkt stammende Gerade angenommen und die Winkel in φ - und ϑ -Richtung aus den Treffерpositionen in FPC und FTH berechnet. Auswirkungen des durch den Solenoiden erzeugten Magnetfeldes auf die Teilchenbahn werden nicht berücksichtigt, der resultierende Fehler liegt jedoch in der gleichen Größenordnung wie die Positionsauflösung der einzelnen Detektorlagen und kann vernachlässigt werden [WAS10].

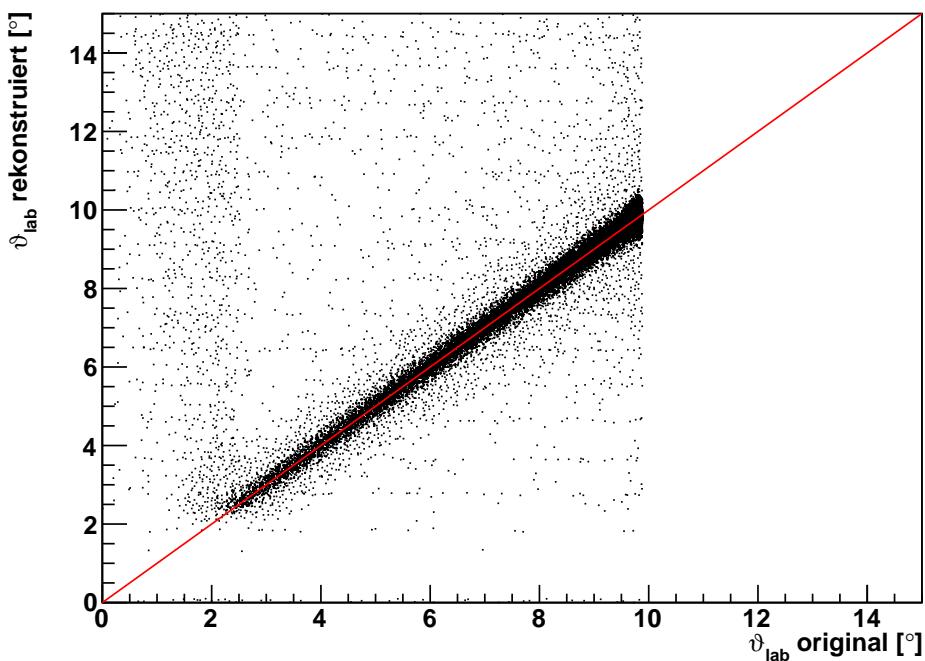


Abbildung 4.7.: Aufgetragen ist der rekonstruierte Laborwinkel ϑ des ${}^3\text{He}$ -Kerns gegen den bei der Simulation generierten Laborwinkel. Die Winkelhalbierende ist als rote Linie eingezeichnet.

Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion kann mit Simulationen getestet werden, da in der Analyse neben den rekonstruierten Werten auch die original von Pluto generierten Laborwinkel, Impulse und kinetischen Energien der einzelnen Teilchen ausgegeben werden können. Simuliert wurden eine Million Ereignisse der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Abbildung 4.7 zeigt den rekonstruierten ϑ -Winkel des ${}^3\text{He}$ -Kerns im Laborsystem aufgetragen gegen den original generierten ϑ -Winkel. ${}^3\text{He}$ -Kerne mit einem Laborwinkel unter 2° können nicht detektiert werden, da sie im Strahlrohr und nicht im Vorwärtsdetektor landen. Der maximale Laborwinkel wird durch die jeweilige Strahlenergie festgelegt. Zusätz-

lich zu den Winkeln ist die Winkelhalbierende in rot eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass es durch die Rekonstruktion zwar zu einer leichten Verschmierung des Laborwinkels kommt, die rekonstruierten Werte dennoch gut mit den originalen Winkeln übereinstimmen.

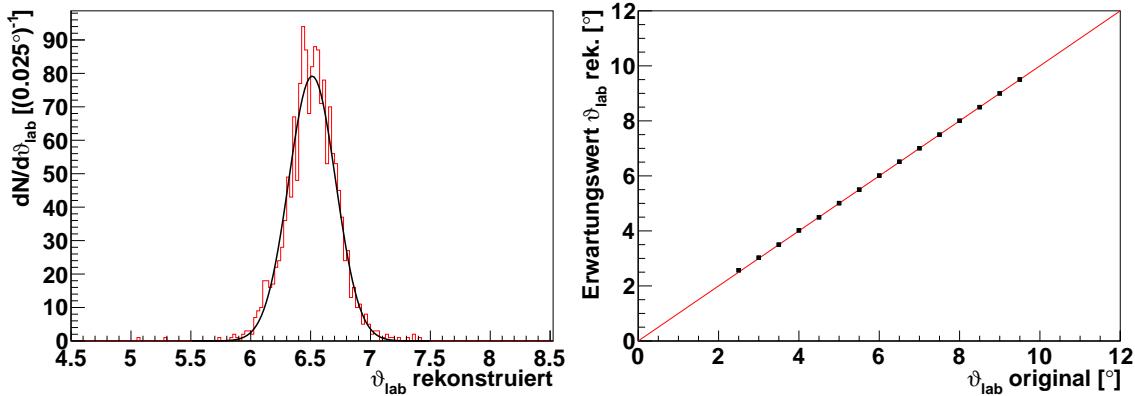


Abbildung 4.8.: Links: Projektion der rekonstruierten Laborwinkel der ${}^3\text{He}$ -Kerne auf das Originalwinkelintervall $6,49^\circ \leq \vartheta \leq 6,51^\circ$. Der Gaußfit an die Daten ist in schwarz eingezeichnet. Rechts: Die Erwartungswerte der Gaußfits sind gegen die zugehörigen Originalwinkelbereiche aufgetragen. Zusätzlich ist die Winkelhalbierende eingezeichnet.

Dies ist besonders gut in Abbildung 4.8 (rechts) zu erkennen. Für dieses Histogramm wird die Projektion der rekonstruierten ϑ -Werte auf zehn jeweils $0,02^\circ$ schmale Intervalle des Originalwinkels gebildet (siehe Abbildung 4.8 (links)). Die so erhaltenen Histogramme werden mit einer Gaußkurve angefittet und der Erwartungswert gegen das geforderte Originalwinkelintervall aufgetragen. Da die Erwartungswerte genau auf der eingezeichneten Winkelhalbierenden liegen, wird deutlich, dass keine systematische Verschiebung der Laborwinkel durch die Rekonstruktion vorliegt. Auch die Unsicherheiten, mit denen die Erwartungswerte behaftet sind, sind so gering, dass die entsprechenden eingezeichneten Fehlerbalken durch die Datenpunkte überdeckt werden. Die durch die Gaußfits ermittelten Standardabweichungen σ sind in Abbildung 4.9 gegen den Originalwinkel aufgetragen. Hieraus geht hervor, dass der ϑ -Winkel des ${}^3\text{He}$ -Kerns im Laborsystem mit einer Genauigkeit von unter $\pm 0,2^\circ$ rekonstruiert wird.

Da für die späteren Winkelverteilungen nicht der Laborwinkel des ${}^3\text{He}$, sondern der Kosinus des Winkels im Schwerpunktssystem (CMS) betrachtet werden soll, wird in der Analyse eine Lorentztransformation durchgeführt, um den entsprechenden CMS-Winkel zu erhalten. Neben den gut bekannten Laborwinkeln gehen zusätzliche Informationen wie die Strahlenergie, die Massen von Strahl- und Targetteilchen sowie Masse und Impuls der ${}^3\text{He}$ -Kerne in die Transfor-

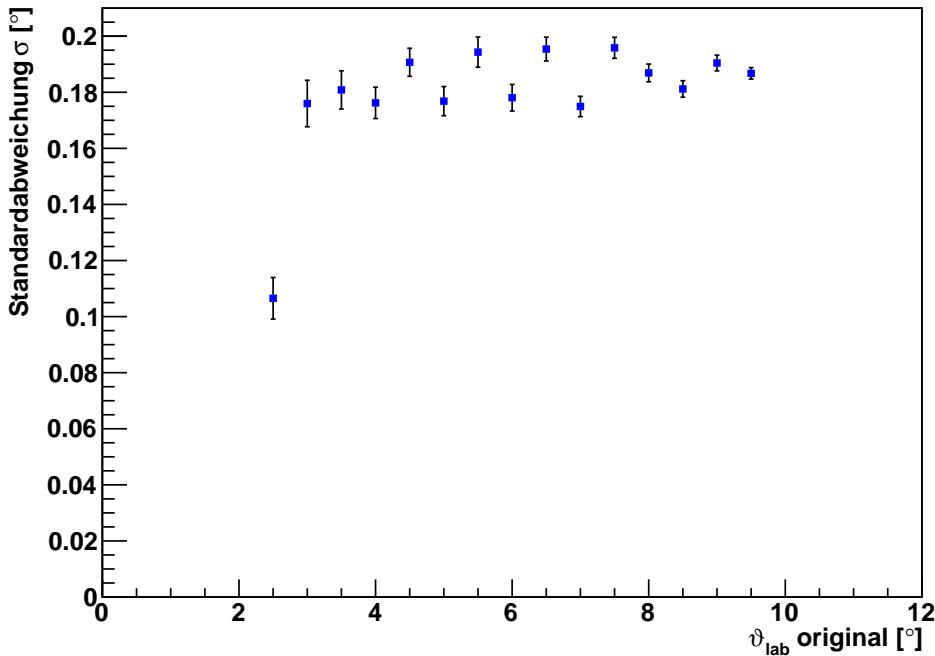


Abbildung 4.9.: Die Standardabweichung σ der Gaußfits in Abhängigkeit vom geforderten Originalwinkelintervall.

tion ein. Da der ${}^3\text{He}$ -Impuls nicht fest vorgegeben ist, sondern ebenfalls durch die Analysesoftware rekonstruiert werden muss, können die Winkel im Schwerpunktssystem nicht mit derselben Genauigkeit wie die Laborwinkel rekonstruiert werden. Um die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion im Schwerpunktssystem zu überprüfen, ist in Abbildung 4.10 der Kosinus der rekonstruierten CMS-Winkel der ${}^3\text{He}$ -Kerne gegen den Kosinus der originalen CMS-Winkel aufgetragen.

Wie schon für die Laborwinkel ist eine Verschmierung der rekonstruierten Werte um die original erzeugten Werte zu erkennen. Diese ist für in rückwärtiger Richtung gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne mit $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \approx -1$ und für vorwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne mit $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \approx 1$ am kleinsten. In diesen Bereichen funktioniert die Winkelrekonstruktion am genauesten. Dies ist auch aus Abbildung 4.11 ersichtlich. Analog zur Untersuchung der Laborwinkelrekonstruktion werden schmale Bereiche für den Kosinus des Originalwinkels ausgewählt und die entsprechenden Verteilungen der rekonstruierten Werte gebildet. Diese werden dann einzeln mit einer Gaußkurve angefittet und die Standardabweichungen σ mit entsprechenden Fehlern gegen den Kosinus des geforderten originalen CMS-Winkels aufgetragen.

Die Standardabweichung steigt mit größer werdendem $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ zunächst bis auf einen Wert von ungefähr 0,065 an und wird dann für vorwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne immer kleiner bis zu einem Wert von $\sigma \approx 0,012$ bei $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = 0,9 \pm 0,01$. Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion variiert dementsprechend über den

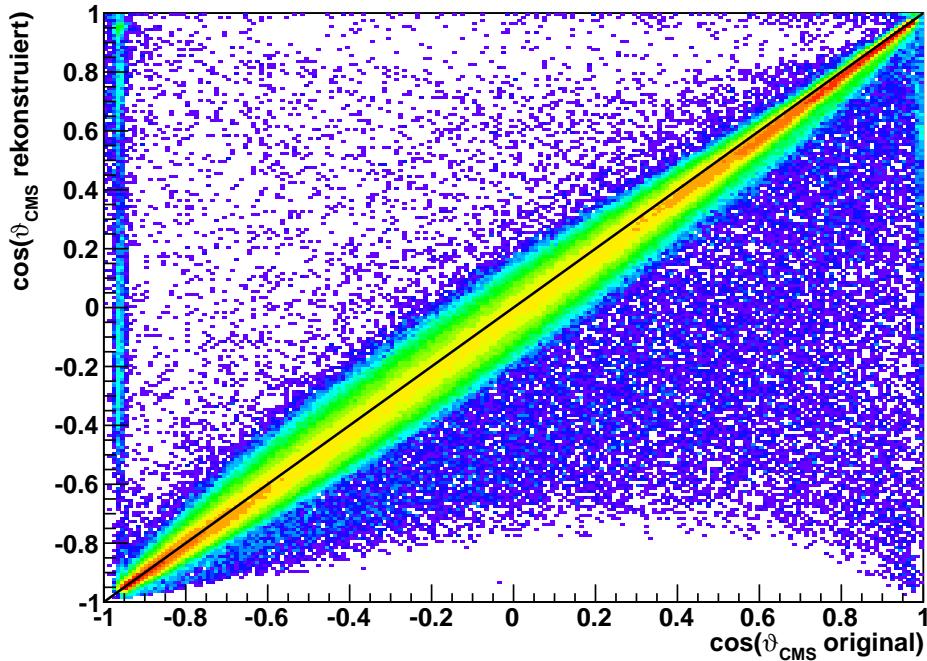


Abbildung 4.10.: Aufgetragen ist der Kosinus des rekonstruierten CMS-Winkels des ${}^3\text{He}$ -Kerns gegen den Kosinus des generierten CMS-Winkels. Die Winkelhalbierende ist als schwarze Gerade eingezeichnet.

gesamten Winkelbereich, so dass für die äußeren Bereiche mit geringer Standardabweichung ein feineres Winkelbinning für die spätere Winkelverteilung vertretbar ist als für Bereiche nahe $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = 0$. Da aber gerade in den Bereichen mit höchster Winkelauflösung die Akzeptanz des Detektors am geringsten (siehe Kapitel 4.3.6) und somit die Statistik der Daten am kleinsten ist, wird auf ein variables Binning verzichtet. Um dennoch sowohl Winkelbereichen mit hoher Winkelauflösung als auch Bereichen mit niedrigerer Auflösung gerecht zu werden, wird als Kompromiss eine Binbreite von 0,1 gewählt. Diese ist als gestrichelte Linie bei einem entsprechenden σ -Wert von 0,05 in das Histogramm eingezeichnet. Dementsprechend werden für die Winkelverteilungen 20 Winkelbins beginnend mit $-1,0 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0,9$ bis $0,9 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1,0$ ausgewertet.

4.3.2. Simulation der möglichen Untergrundreaktionen

Wie bereits erwähnt, soll der Untergrund in den Missing Mass Histogrammen der gemessenen Daten durch Monte Carlo Simulationen verschiedener Untergrundreaktionen, einen sogenannten Monte Carlo Cocktail, angefittet und abgezogen werden, um die Anzahl der η -Ereignisse bestimmen zu können. Da die verwendeten Daten bereits auf den ${}^3\text{He}$ -Kern vorsortiert sind, müssen nur Unter-

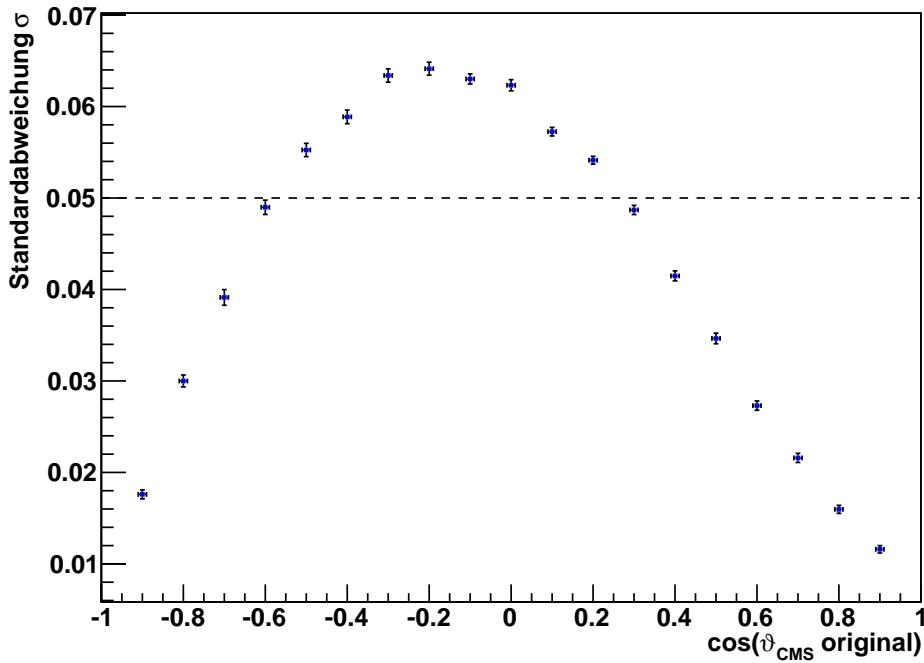


Abbildung 4.11.: Für einzelne $\cos(\theta_{\text{CMS}} \text{ original})$ -Bereiche der Breite 0,02 werden die entsprechenden rekonstruierten Werte mit einer Gaußkurve angefittet. Die Standardabweichungen der einzelnen Fits sind mit Fehlern gegen den Kosinus des original CMS-Winkels aufgetragen. Die gestrichelte Linie repräsentiert die daraufhin gewählte Binbreite von 0,1 bzw. $\sigma = 0,05$.

grundreaktionen mit ebenfalls einem ${}^3\text{He}$ -Kern unter den Ejektilen berücksichtigt werden. Die wichtigsten Reaktionen, die bei einer Strahlenergie von 1 GeV bzw. 980 MeV zum Untergrund beitragen, sind die direkte Zweipionenproduktion und die direkte Dreipionenproduktion. Da sowohl geladene als auch ungeladene Pionen produziert werden können, werden die Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^0$, $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$, $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ mit zunächst jeweils einer Million Ereignisse simuliert. Zusätzlich werden mit derselben Ereignisanzahl die direkte π^0 -Produktion und die drei verschiedenen Möglichkeiten für die Vierpionenproduktion simuliert. Da für die Produktion von mehr als vier Pionen die Strahlenergie nicht ausreicht, werden keine weiteren Pionenuntergründe berücksichtigt.

Beim Vergleich der Spektren der Reaktionen mit gleicher Anzahl an produzierten Pionen zeigt sich, dass der Verlauf der ${}^3\text{He}$ Missing Mass für geladene und ungeladene Pionen ähnlich ist. Abbildung 4.12 (links) zeigt die Missing Mass Histogramme für die geladenen und ungeladenen Kanäle der Zwei-, Drei- und Vierpionenproduktion. Kurven mit gleicher Anzahl an produzierten Pionen sind aufeinander skaliert. Während sich im Fall der Zweipionenproduktion die Spek-

tren kaum unterscheiden, wird der Unterschied zwischen der ungeladenen und der geladenen Pionenproduktion mit steigender Pionenzahl immer größer. Dies wird besonders durch die Bildung der jeweiligen Quotienten im späteren Fitbereich zwischen 0,45 GeV und 0,6 GeV deutlich (rechts). Als Referenz ist die blaue horizontale Linie bei der Höhe eins eingezeichnet, die dem Quotienten zweier identischer Spektren entspricht.

Der Quotient für die Zweipionenproduktion verläuft, von statistischen Schwankungen abgesehen, genau entlang dieser blauen Linie. Es wäre möglich, den gesamten Zweipionenuntergrund durch nur einen der beiden Produktionskanäle zu beschreiben, ohne einen größeren Fehler als den statistischen hinzunehmen. Der Dreipionenuntergrund hingegen kann mit einer Reduzierung auf einen einzigen Produktionskanal nicht genau beschrieben werden. Dies wird besonders an der Abweichung des Quotienten von der erwarteten Linie im Bereich zwischen 0,4 und 0,5 GeV/c^2 deutlich. Der Unterschied zwischen den einzelnen Produktionskanälen wird bei der Vierpionenproduktion besonders groß und zeigt sich am deutlichsten am Verlauf der linken Flanke des Spektrums. Je mehr ungeladene Pionen produziert werden, desto eher steigt die Missing Mass Kurve an. Dieses Verhalten resultiert aus den unterschiedlichen Massen der verschiedenen Pionen. Mit ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ ist das π^0 rund $4 \text{ MeV}/c^2$ leichter als die beiden geladenen Pionen π^+ und π^- [PDG08]. Für den Fall der Vierpionenproduktion sei angemerkt, dass nur für die Bins der Quotient in das Histogramm eingetragen ist, in denen alle Spektren über mindestens zehn Einträge verfügen. Auf diese Weise wird der Teil der Spektren, in denen nur zufällige Einträge zu finden sind, nicht berücksichtigt. Es wird klar, dass für eine genaue Beschreibung des Vierpionenuntergrundes nicht alle drei Produktionskanäle durch einen einzigen ersetzt werden können.

Da dieser Vergleich gezeigt hat, dass sich der Untergrund in den Missing Mass Spektren mit einer reduzierten Auswahl an Untergrundkanälen nicht genau beschreiben lässt, werden alle oben aufgeführten Untergrundreaktionen für die weitere Analyse verwendet. Um auch den statistischen Fehler der Simulationen besonders in Winkelbereichen mit geringer Akzeptanz klein zu halten, wurde die Zahl der simulierten Ereignisse nachträglich auf zehn Millionen pro Untergrundreaktion erhöht.

4.3.3. Anwendung der ${}^3\text{He}$ -Selektionsbedingungen auf die Monte Carlo Simulationen

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, werden die aufgenommenen Daten auf die ${}^3\text{He}$ -Kerne vorsortiert. Bei der Vorsortierung wird ein großer Teil des Untergrundes weggescchnitten und dabei auch der Verlauf der einzelnen Untergrundreaktionen in den Missing Mass Histogrammen verändert. Um dennoch die echten Daten

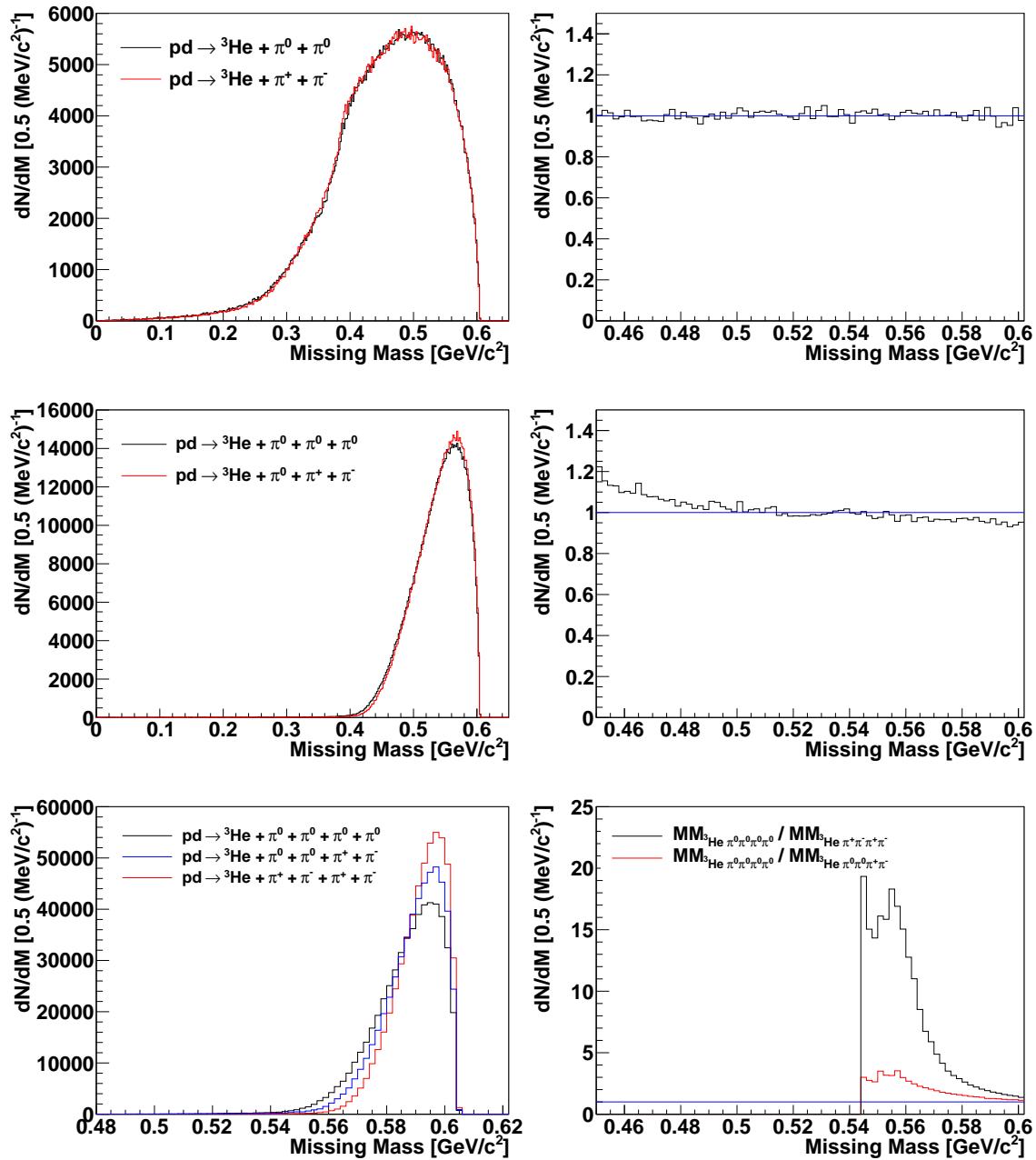


Abbildung 4.12.: Links: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ -Kerns für die geladene und ungeladene Zwei-, Drei- und Vierpionenproduktion. Rechts: Quotient der jeweiligen Missing Mass Spektren.

mit den Simulationen richtig beschreiben zu können, müssen die in der Vorsortierung angewendeten Selektionsbedingungen ebenfalls auf die Monte Carlo Simulationen übertragen werden.

Hier kommt es zu der Schwierigkeit, dass der genaue Schnitt im Histogramm „deponierte Energie in der ersten Lage des FTH gegen die deponierte Energie in der ersten Lage des FRH“ durch die unterschiedliche Kalibrierung beim Benutzen von Odin oder dem RootSorter nicht genau nachzuvollziehen ist. Deshalb muss eine zusätzliche Selektionsbedingung ausgewählt werden, die die ursprüngliche Bedingung enthält und die gleichermaßen auf die gemessenen und die simulierten Daten angewendet werden kann.

Als erster Schritt muss dafür die Kalibrierung überprüft werden, um sicherzustellen, dass der später ausgewählte zugelassene Bereich für beide gemessenen Datensätze und die Simulationen übereinstimmt. Die Kalibrierung der Daten wurde anhand von 20 Runs (Run 14450 - Run 14469) durchgeführt und auf alle Daten der Strahlzeit angewendet. Abbildung 4.13 (links) zeigt das Histogramm der deponierten Energien für die zur Kalibrierung verwendeten Runs. Als Vergleich ist die Simulation der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ -Reaktion in rot mit eingezeichnet.

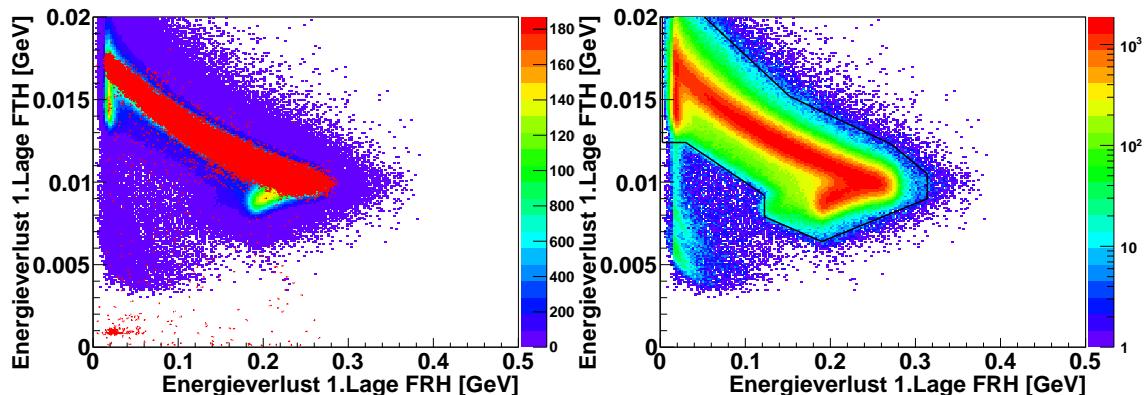


Abbildung 4.13.: Deponierte Energie in der ersten Lage des FTH gegen die deponierte Energie in der ersten Lage des FRH. Links: Die zur Kalibrierung genutzten Runs mit Monte Carlo Daten zum Vergleich. Rechts: Dieselben echten Daten logarithmisch aufgetragen. Zusätzlich ist der gewählte Cut auf das ${}^3\text{He}$ -Band eingetragen.

Eine gute Übereinstimmung der Lage des ${}^3\text{He}$ -Bandes für die echten Daten und die simulierten Daten ist erkennbar. Daher werden anhand dieser Daten die Selektionsbedingungen für den ${}^3\text{He}$ -Kern festgelegt, die dann sowohl auf die gemessenen als auch auf die simulierten Daten angewendet werden können. Der gewählte Cut ist als schwarze Linie in Abbildung 4.13 eingezeichnet. Die Daten

sind in diesem Histogramm mit logarithmischer z-Achse eingezeichnet, um den Verlauf des ^3He -Bandes deutlicher darzustellen.

Wie zu sehen ist, werden durch diese großzügig gewählten Selektionsbedingungen nur Bereiche mit einer geringen Anzahl von Einträgen weggescchnitten. Ausnahmen bilden die Anhäufungen bei deponierten Energien unter 0,05 GeV im FRH und unter 0,01 GeV im FTH. Diese stammen von vorwärts gestreuten Protonen, Deuteronen und geladenen Pionen und werden deshalb ebenfalls verworfen. Zusätzlich zu der Beschränkung auf das ^3He -Band wird in der Analyse genau ein geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor und ein Energieverlust größer als 1 MeV in den beiden Lagen des FWC, den drei Lagen des FTH und der ersten Lage des FRH gefordert. Diese Bedingungen gelten gleichermaßen für die simulierten Daten und die gemessenen Daten.

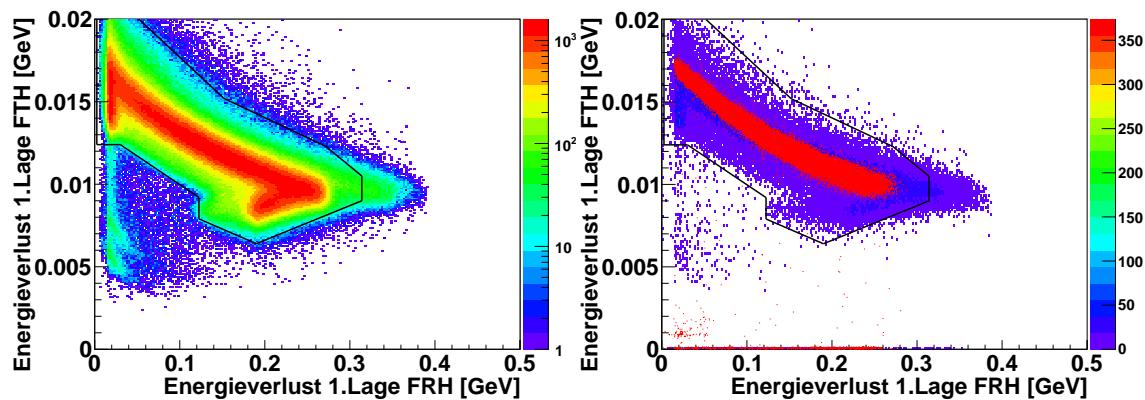


Abbildung 4.14.: Deponierte Energie in der ersten Lage des FTH gegen die deponierte Energie in der ersten Lage des FRH. Links: Die 20 ersten Runs aus der Liste der empfohlenen 10 %. Rechts: Für dieselben Daten wurde ein Treffer im Element 20 der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes gefordert. Zum Vergleich ist das ^3He -Band für simulierte Daten in rot eingezeichnet.

Da die 60 MeV Daten lediglich als Referenz zur Normierung der 49 MeV Daten dienen sollen und diese mit nur 15 Runs eine bedeutend geringere Statistik aufweisen, ist es nicht nötig, alle 1800 bei 60 MeV aufgenommenen Runs in die Analyse mit einzubeziehen. Dies wäre aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit auch nicht möglich. Deshalb wurden nur die Runs analysiert, die zu der Liste der empfohlenen 10 % gehören (siehe [WAS10]) und einen Querschnitt über die gesamte Strahlzeit bilden. Auch für diese Runs muss die Kalibrierung überprüft werden, da ansonsten der angewendete Cut falsche Bereiche wegschneidet. Abbildung 4.14 (links) zeigt das entsprechende Histogramm für die ersten 20 Runs der Liste, die Runnummern im Bereich zwischen 13985 und 14191 besitzen. Wie zu erkennen ist, stimmen die gewählten Grenzen nicht genau mit dem

Verlauf des ${}^3\text{He}$ -Bandes für diese Daten überein. Es existiert ein Ausläufer bei hohen deponierten Energien im FRH, der deutlich über den gewählten Bereich hinausgeht.

Für eine genauere Untersuchung wird dasselbe Histogramm für jedes Element der ersten Lage des FTH einzeln aufgenommen. Dabei zeigt sich, dass nicht alle Elemente gleich gut kalibriert sind und es teilweise Abweichungen zum simulierten ${}^3\text{He}$ -Band gibt. Für die meisten Elemente sind die Abweichungen der deponierten Energie im FTH allerdings so gering, dass sie bei den großzügig gewählten Selektionsbedingungen nicht ins Gewicht fallen. Für einige Elemente ist jedoch eine größere Abweichung zu den Simulationen im Energieverlust im FRH zu erkennen. Aus diesem Grund werden dieselben Histogramme für jedes Element des FRH aufgenommen. Abbildung 4.14 (rechts) zeigt beispielhaft dafür das Histogramm für die ersten 20 Runs mit der Forderung, dass es einen Treffer im Element 20 der ersten Lage des FRH gibt. Es ist deutlich erkennbar, dass das ${}^3\text{He}$ -Band in den echten Daten im Vergleich zu den Simulationen zu höheren Werten für die deponierte Energie im FRH verschoben ist. Dieses Element scheint also für die entsprechenden Runs nicht genau kalibriert zu sein. Ähnliches lässt sich auch für Element 17 des FRH feststellen.

Zu dieser fehlerhaften Energierekonstruktion kommt es, weil die Kalibrierung nicht für jeden Run einzeln, sondern beispielhaft an 20 Runs durchgeführt worden ist, die zu einem späteren Zeitpunkt in der Strahlzeit aufgenommen wurden sind. Über den langen Zeitraum der Strahlzeit kann es zu Schwankungen in der Photomultiplierverstärkung gekommen sein, die die Energierekonstruktion beeinflussen. Idealerweise müsste jeder Run, oder zumindest einzelne Runbereiche und jedes Element einzeln kalibriert werden. Damit wäre auch ein engerer Schnitt um das ${}^3\text{He}$ -Band möglich, wodurch der Untergrund noch weiter reduziert werden könnte. Da eine Neukalibrierung der Daten im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist, wird die existierende Kalibrierung verwendet und Runs mit einer fehlerhaften Kalibrierung nicht berücksichtigt.

Aus diesem Grund werden erst die Runs der Liste ab der Runnummer 14403 für die weitere Analyse verwendet. Zusätzlich werden die für die Kalibrierung verwendeten Runs genutzt. Eine Übersicht über die Runnummern kann dem Anhang dieser Arbeit entnommen werden.

Abbildung 4.15 zeigt das Energieverlust-Histogramm der für die Analyse verwendeten 60 MeV Daten (links) und 49 MeV Daten (rechts) mit dem entsprechenden Cut auf das ${}^3\text{He}$ -Band. Da die 49 MeV Daten gut mit den Simulationen übereinstimmen, können hier alle 15 vorhandenen Runs ohne eine Nachkalibrierung genutzt werden.

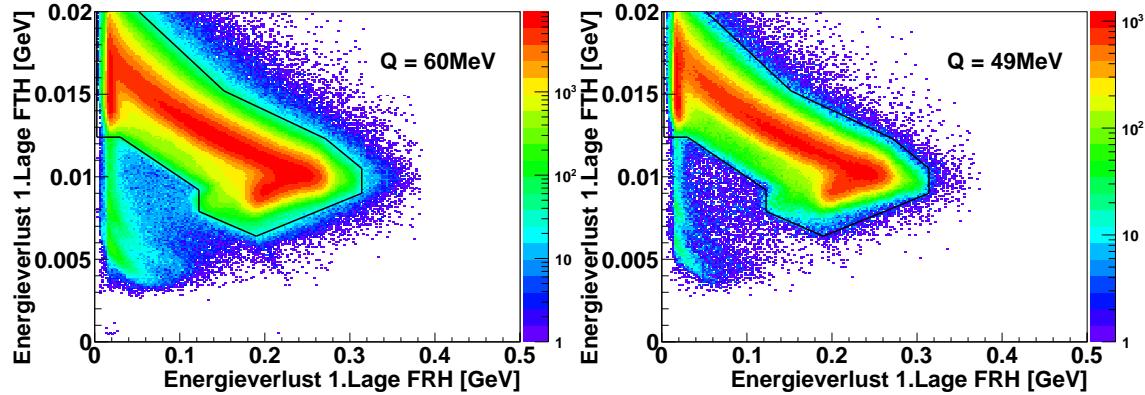


Abbildung 4.15.: Deponierte Energie in der ersten Lage des FTH gegen die deponierte Energie in der ersten Lage des FRH. Links: Die für die Analyse genutzten 60 MeV Daten. Rechts: Die verwendeten 49 MeV Daten. Der eingezeichnete Cut auf das ^3He -Band ist für beide Datensätze identisch.

4.3.4. Anpassung der Laborimpulse an die Simulationen

Bei den ersten Versuchen, die Missing Mass Histogramme der aufgenommenen Daten mit den Monte Carlo Simulationen zu beschreiben, fiel auf, dass sich die Lage des η -Peaks in den echten Daten nicht für alle Winkelbereiche mit der Lage des simulierten η -Peaks deckt. Für in rückwärtiger Richtung gestreute ^3He -Kerne und für den Bereich nahe $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = 1$ ist eine Verschiebung der echten Daten zu größeren Missing Masses besonders deutlich. Abbildung 4.16 zeigt den Vergleich der Missing Mass Peaks für echte und simulierte Daten für einen $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ Bereich zwischen -0,4 und -0,5 (links) und für den Bereich zwischen 0,9 und 1,0 (rechts).

Um den Peak möglichst untergrundfrei darzustellen, werden in diesem Fall sechs neutrale Teilchen im Zentraldetektor gefordert und somit auf den η -Zerfall in drei neutrale Pionen selektiert. Der gewählte Zerfallskanal hat keinen Einfluss auf die Missing Mass, dennoch wurde ebenfalls die Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ ($\rightarrow 3\pi^0$) für den Vergleich simuliert.

Die Ursache für die beobachtete Verschiebung liegt in einer von den Simulationen abweichenden Impulsrekonstruktion der echten Daten. Da eine richtige Beschreibung des Untergrundes nur möglich ist, wenn auch die Lage des η -Peaks mit den Simulationen übereinstimmt, müssen die Laborimpulse angepasst werden. Da die simulierten Ereignisse präziser rekonstruiert werden als die gemessenen Daten und zudem die Position des η -Peaks für die Simulationen mit der richtigen η -Masse übereinstimmt, sollen die Impulse der echten Daten angepasst werden.

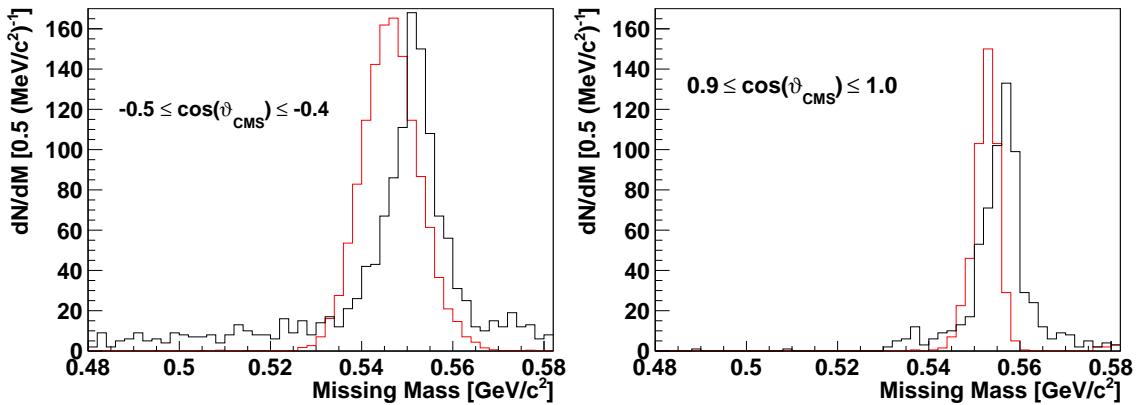


Abbildung 4.16.: Missing Mass Histogramm der gemessenen 60 MeV Daten. Gefordert sind sechs neutrale Teilchen im Zentraldetektor und $-0.5 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq -0.4$ (links) bzw. $0.9 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \leq 1.0$ (rechts). Zum Vergleich ist die Simulation der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta (\rightarrow 3\pi^0)$ mit denselben Forderungen in rot eingetragen.

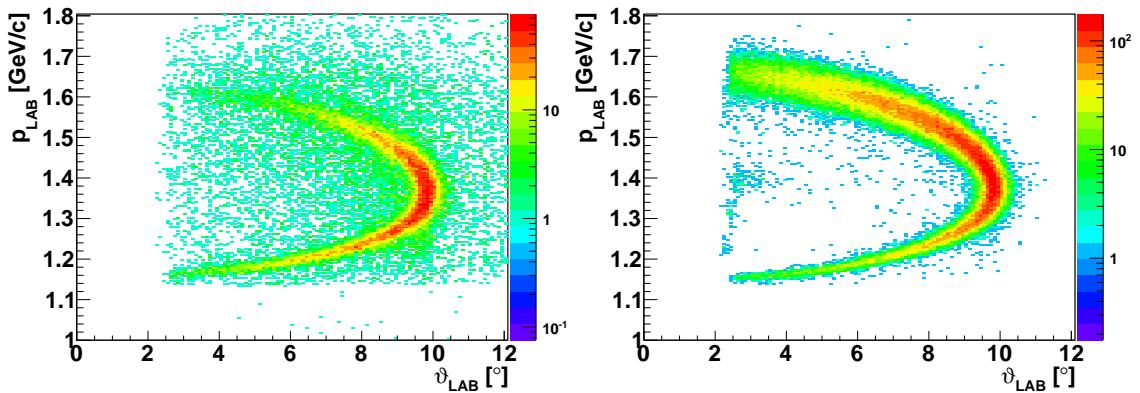


Abbildung 4.17.: Aufgetragen ist der Laborimpuls p_{LAB} des ${}^3\text{He}$ -Kerns gegen den Laborwinkel ϑ_{LAB} . Gefordert sind neben dem ${}^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtsdetektor 6 Photonen im Zentraldetektor. Links: Die gemessenen 60 MeV Daten. Rechts: Die 60 MeV Monte Carlo Daten.

Abbildung 4.17 zeigt links für die gemessenen 60 MeV Daten den Laborimpuls der ${}^3\text{He}$ -Kerne gegen den Laborwinkel ϑ aufgetragen. Rechts ist das entsprechende Bild für die simulierten Daten gezeigt. Um den Verlauf der Impulsellipse deutlicher darstellen zu können, werden für diese Analyse wieder sechs Photonen im Zentraldetektor gefordert und eine logarithmische z-Achse gewählt.

Die Impulsellipse, bzw. deren sichtbarer Teil scheint für die echten Daten im Vergleich zu den Simulationen in y -Richtung gestaucht zu sein, das heißt, die Impulse nehmen zu große Werte für den unteren Zweig der Ellipse an und zu kleine Impulswerte für den oberen Zweig. Da die Überprüfung der Winkelrekonstruktion in Kapitel 4.3.1 gezeigt hat, dass die Laborwinkel sehr genau rekonstruiert werden, werden diese als sicher bekannt angesehen.

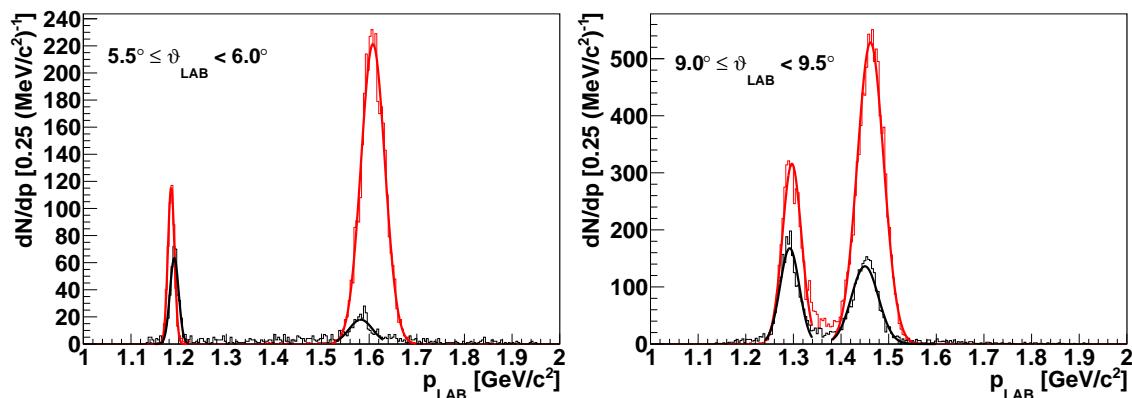


Abbildung 4.18.: Impulse der ${}^3\text{He}$ -Kerne für einen Laborwinkelbereich von $5,5^\circ \leq \vartheta_{\text{LAB}} < 6,0^\circ$ (links) und einen Bereich von $9,0^\circ \leq \vartheta_{\text{LAB}} < 9,5^\circ$ (rechts). Die echten Daten sind in schwarz und die simulierten Daten in rot eingezeichnet. Die Peaks wurden jeweils mit Gaußkurven angefittet.

Um die Verschiebung der Impulse genauer zu untersuchen, wird die x -Achse in $0,5^\circ$ breite Intervalle unterteilt und die Projektion der Impulse auf die jeweiligen Laborwinkelbereiche gebildet. Abbildung 4.18 zeigt als Beispiel die Impulsverteilung der ${}^3\text{He}$ -Kerne für einen gewählten Laborwinkelbereich zwischen $5,5^\circ$ und $6,0^\circ$ (links) und zwischen $9,0^\circ$ und $9,5^\circ$ (rechts). Die echten Daten sind in schwarz und die simulierten Daten in rot dargestellt. Die zwei Peaks, die sich für die beiden Verteilungen ergeben, werden jeweils mit einer Gaußkurve angefittet. Durch diese Darstellung wird die Abweichung der rekonstruierten Impulse speziell für die höheren Impulswerte deutlich.

Die Systematik dieser Verschiebung ist anhand der Abbildung 4.19 gut zu erkennen. Für diese Darstellung wird für jedes Laborwinkelintervall der Erwartungswert des Gaußfits an die Monte Carlo Daten mit Fehlern gegen den entsprechenden Erwartungswert mit Fehlern für die echten Daten aufgetragen. Im

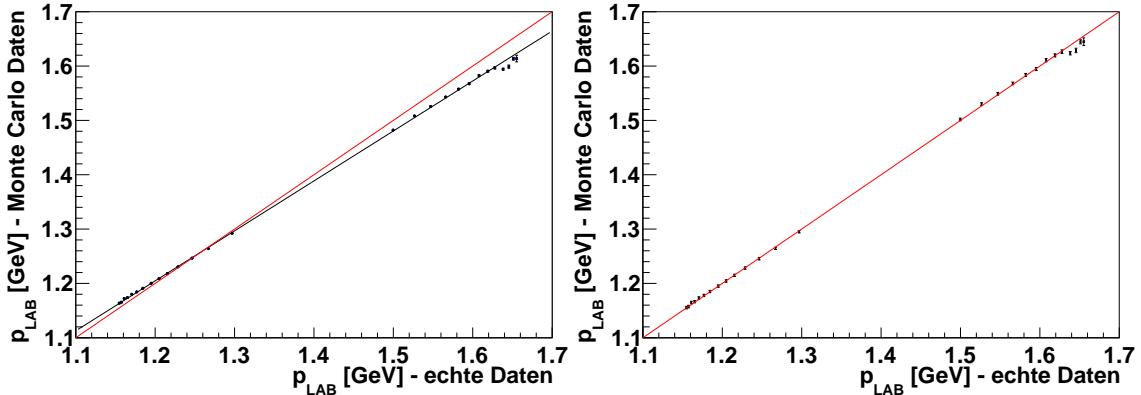


Abbildung 4.19.: Die Erwartungswerte der Gaußfits an die simulierten Laborimpulse sind gegen die entsprechenden Erwartungswerte für die echten Daten aufgetragen. Als Vergleich ist die Winkelhalbierende in rot eingezeichnet, auf der im Falle einer exakten Kalibrierung die Datenpunkte liegen. Links: Lage der Datenpunkte vor der Verschiebung. In schwarz ist ein linearer Fit eingezeichnet. Rechts: Lage der Datenpunkte nach Anwendung der Korrekturfunktion.

Falle einer perfekten Kalibrierung lägen die Datenpunkte auf der in rot eingezeichneten Winkelhalbierenden. Der in schwarz eingezeichnete lineare Fit, der die Daten bis auf wenige Ausnahmen sehr gut beschreibt, zeigt eine deutliche Abweichung zum erwarteten Verlauf. Die Abweichungen der Erwartungswerte vom Fit für hohe Laborimpulse sind der geringen Statistik in diesem Bereich und den daraus resultierenden Schwierigkeiten beim Anfitten der Daten mit der Gaußkurve geschuldet.

Wie zu sehen ist, sind die Laborimpulse der gemessenen Daten nicht um einen konstanten Faktor verschoben, sondern müssen sowohl verschoben als auch skaliert werden, um mit den simulierten Daten übereinzustimmen. Eine entsprechende Korrekturfunktion, die für die weitere Analyse auf die echten Daten angewendet wird, wird aus dem linearen Fit berechnet. Nach der Korrektur stimmen die Laborimpulse für simulierte und echte Daten gut überein, wie Abbildung 4.19 (rechts) zu entnehmen ist. Durch diese Anpassung decken sich die Positionen der η -Peaks in den Missing Mass Histogrammen in allen Winkelbereichen für echte Daten und Simulationen. Entsprechende Abbildungen können Kapitel 4.3.5 entnommen werden.

Nach der erfolgreichen Anpassung der Laborimpulse für die 60 MeV Daten wird versucht, eine entsprechende Korrekturfunktion für den 49 MeV Datensatz zu finden. Aufgrund der viel geringeren Statistik in den einzelnen Laborwinkelbereichen ist es jedoch nicht möglich, die vorhandenen Daten mit Gaußkurven

präzise anzufitten und eine geeignete Korrekturfunktion zu extrahieren. Bei der Anwendung der 60 MeV Korrekturfunktion auf die 49 MeV Daten zeigt sich jedoch auch hier eine deutliche Verbesserung und eine anschließende gute Übereinstimmung der Missing Mass Peaks mit den Simulationen. Deshalb wird in der weiteren Analyse für beide Datensätze dieselbe Korrekturfunktion verwendet.

4.3.5. Bestimmung der η -Anzahl in den einzelnen Winkelbereichen

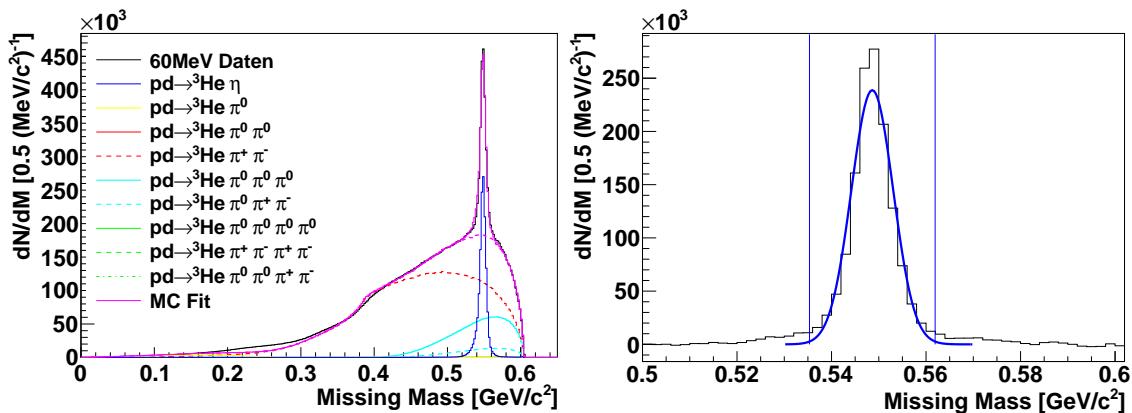


Abbildung 4.20.: Missing Mass Spektrum der 60 MeV Daten für den gesamten Winkelbereich. Links: Monte Carlo Fit an die echten Daten. Rechts: Spektrum abzüglich des Untergrundes. Der η -Peak wird mit einer Gaußkurve angefittet, um den 3σ -Bereich bestimmen zu können.

Nachdem die Voruntersuchungen zu der Analyse abgeschlossen sind und sichergestellt ist, dass für die beiden gemessenen Datensätze und die Monte Carlo Simulationen dieselben Voraussetzungen für die Selektionsbedingungen und die Impulsrekonstruktion herrschen, kann die Anzahl der η -Ereignisse in den festgelegten 20 Winkelbins bestimmt werden. Dazu werden die Missing Mass Spektren der gemessenen Daten mit den Simulationen angefittet. Dies geschieht, indem für jedes Winkelbin und für jede Überschussenergie die simulierten Untergrundreaktionen und die simulierte $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion so skaliert und aufaddiert werden, dass das beste χ^2 für den Fit erreicht wird. Da es hier nicht auf eine Beschreibung des gesamten Spektrums ankommt, sondern die Umgebung des η -Peaks besonders genau beschrieben werden muss, wird für die Missing Mass ein Fitbereich von 0,45 bis 0,6 GeV/c² gewählt.

Abbildung 4.20 (links) zeigt den Fit der Monte Carlo Daten an die 60 MeV Daten für den gesamten Winkelbereich. Neben den in schwarz eingezeichneten

echten Daten sind die Beiträge der einzelnen Untergrundreaktionen farbig eingetragen. Der Gesamtfit ist magentafarben eingezeichnet, wobei der reine Untergrundfit ohne simulierte η -Ereignisse durch die gestrichelte Kurve dargestellt wird. Die Simulation der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion ist als blaue Kurve in das Missing Mass Histogramm eingezeichnet.

Da die Darstellung mit allen Untergrundreaktionen besonders in Winkelbereichen mit einem größeren Anteil an direkter Vierpionenproduktion unübersichtlich ist, werden in den folgenden Abbildungen nur die Summen der Untergrundreaktionen mit gleicher Pionenzahl gezeigt. Hierbei handelt es sich um eine rein grafische Maßnahme, für den Fit werden weiterhin alle simulierten Untergrundreaktionen verwendet.

Im nächsten Schritt wird der simulierte Untergrund von den echten Daten abgezogen, so dass der η -Peak bis auf statistische Schwankungen untergrundfrei vorliegt. Dies ist auf der rechten Seite von Abbildung 4.20 gezeigt. Wie eingezeichnet wird der Peak mit einer Gaußkurve angefittet und der 3σ -Bereich bestimmt. Innerhalb dieser Grenzen wird sowohl der η -Peak als auch der zuvor abgezogene Untergrund ausgezählt. Der statistische Fehler für die η -Anzahl wird unter Einbeziehung des Untergrundes mit folgender Formel bestimmt

$$Err_{N_\eta} = \sqrt{N_\eta + 2 \cdot N_{\text{Untergrund}}} . \quad (4.1)$$

Da nicht alle η -Ereignisse innerhalb der 3σ -Umgebung liegen, muss der ermittelte Wert auf 100 % korrigiert werden. Dazu wird der η -Peak der Simulation $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ ebenfalls mit einer Gaußkurve angefittet, der 3σ -Bereich bestimmt und der Anteil der η -Ereignisse in diesem Bereich berechnet. Der so ermittelte Wert, der für jeden Winkelbereich bei beiden Überschussenergien bestimmt wird, dient als Referenz für die gemessenen Daten.

Die Auszählung des η -Peaks erfolgt in jedem Winkelbin auf die beschriebene Weise. Abbildung 4.21 zeigt den Monte Carlo Fit an die 60 MeV Daten für jedes dieser Bins, Abbildung 4.22 zeigt die entsprechenden Histogramme für die 49 MeV Daten. Die echten Daten sind in schwarz und der Gesamtfit in magenta eingezeichnet. Der Anteil der Einpionenproduktion ist in gelb, die Zweipionenproduktion in rot, die Dreipionenproduktion in türkis und die Vierpionenproduktion in grün eingetragen. Um die Abbildungen übersichtlicher zu gestalten, sind die Spektren erst für eine Missing Mass größer $0,3 \text{ GeV}/c^2$ gezeigt.

Abgesehen von der größeren Statistik der 60 MeV Daten zeigt sich, dass der Verlauf der Spektren für beide Überschussenergien quasi identisch ist. Hauptsächlich lässt sich der Untergrund in den Spektren mit der direkten Zwei- und Dreipionenproduktion beschreiben, während der Anteil der Vierpionenproduktion sehr gering ist. Dass die direkte Einpionenproduktion quasi keinen Beitrag zum Monte Carlo Fit leistet, ist dem gewählten Fitbereich geschuldet, dessen Anfang bei $0,45 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Das Missing Mass Spektrum der Einpionenprodukti-

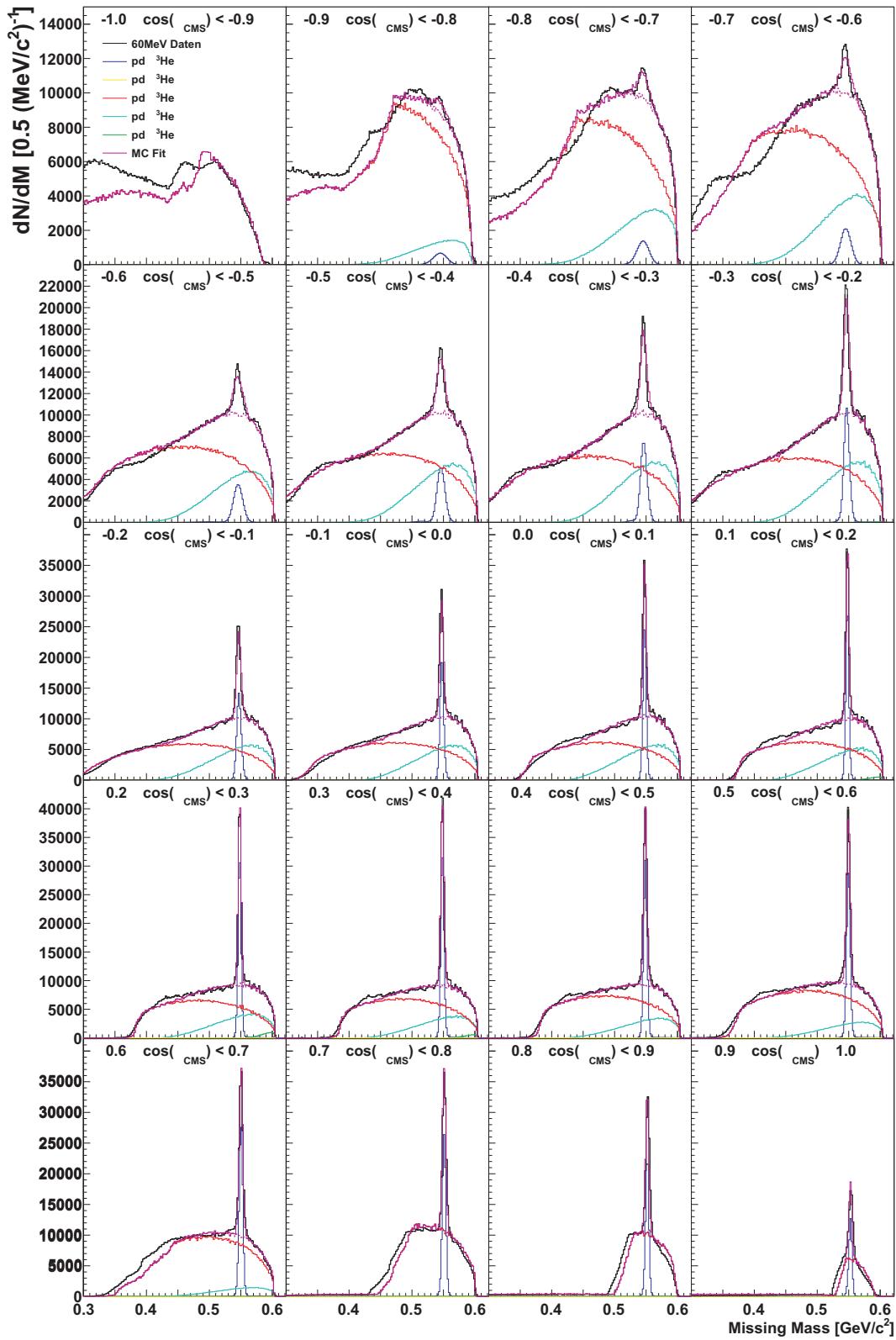


Abbildung 4.21.: Missing Mass Histogramme der 60 MeV Daten für die einzelnen Winkelbereiche. Neben den echten Daten sind die Monte Carlo Fits eingezeichnet.

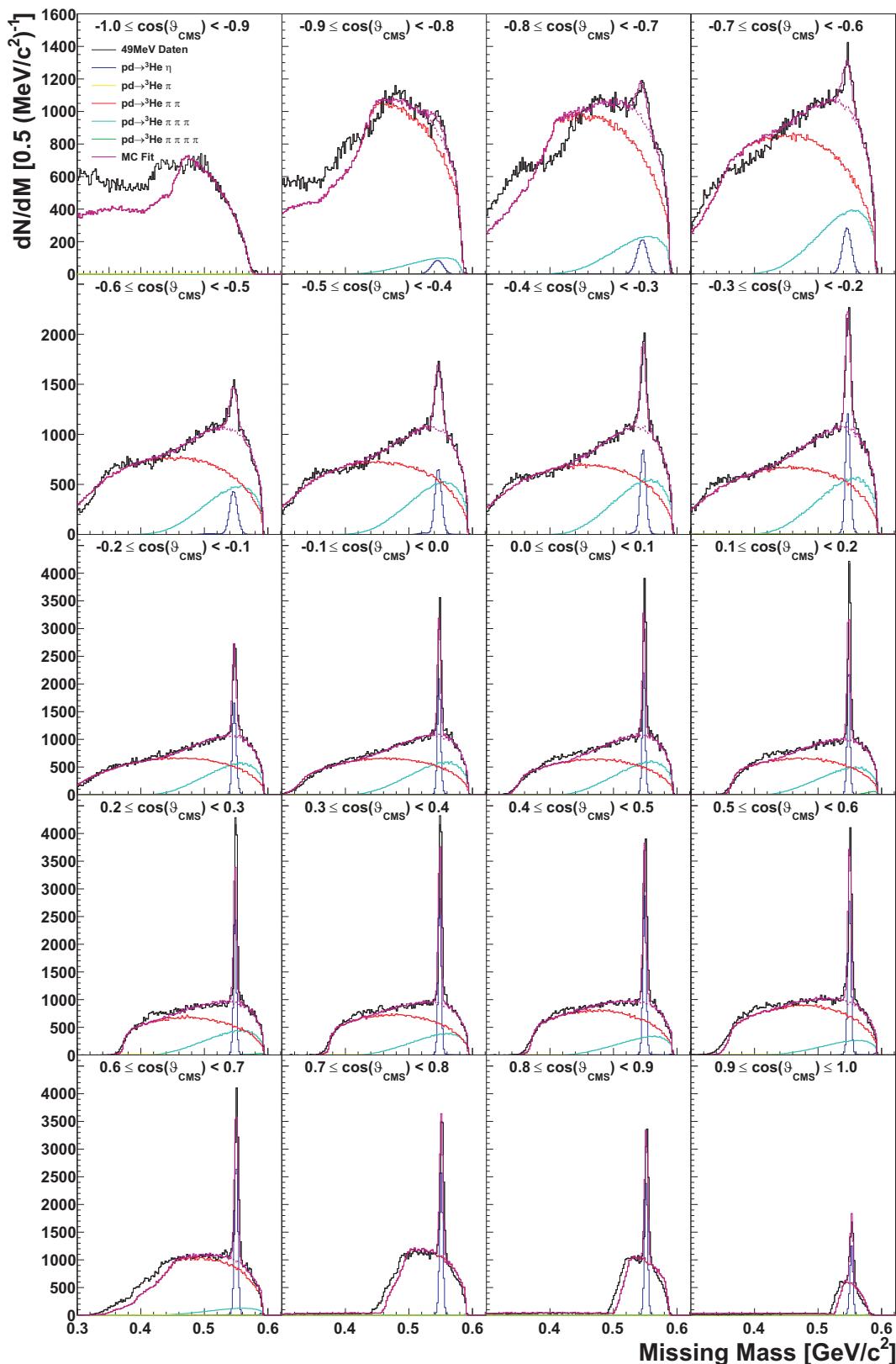


Abbildung 4.22.: Missing Mass Histogramme der 49 MeV Daten für die einzelnen Winkelbereiche. Neben den echten Daten sind die Monte Carlo Fits eingezeichnet.

on hingegen ist als breite Verteilung um die π^0 -Masse angesiedelt und besitzt bei höheren Missing Masses kaum noch Einträge.

Wie den Abbildungen zu entnehmen ist, werden die echten Daten für einen Winkelbereich von $-0,7 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < 0,6$ innerhalb der gewählten Fitgrenzen sehr gut durch den Monte Carlo Cocktail beschrieben. Für vorwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne mit $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > 0,7$ stimmt die linke Flanke der Missing Mass Verteilung nicht mehr exakt mit den Simulationen überein. An dieser Stelle macht sich die Verschiebung der Laborimpulse der echten Daten bemerkbar, die auf die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion und nicht auf die Untergrundreaktionen abgestimmt ist. Da der Untergrund in der direkten Umgebung des η -Peaks jedoch gut durch die Simulationen beschrieben wird, ist eine genaue Auszählung mit der beschriebenen Methode auch für diesen Winkelbereich möglich.

Die Abweichungen zwischen den gemessenen Daten und den Simulationen in den ersten drei Winkelbins sind wesentlich größer und nicht mit der Verschiebung der Laborimpulse zu erklären. Unter Berücksichtigung zusätzlicher Breakupsimulationen, die den Deuteriumaufbruch ohne sowie mit Spektatorproton oder Spektatorneutron simulieren, kann der Verlauf der Missing Mass Spektren ebenfalls nicht besser beschrieben werden. Da in diesen Winkelbereichen hauptsächlich die direkte Zweipionenproduktion zum Untergrund beiträgt, könnten die Unterschiede dem ABC-Effekt geschuldet sein [ABK60]. Zur Überprüfung müsste dieser in die Simulation der direkten Zweipionenproduktion eingearbeitet werden. Dieses kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht umgesetzt werden. Da aber auch für diese Winkelbereiche der Missing Mass Verlauf in der direkten Umgebung der η -Masse gut mit den Simulationen übereinstimmt, wird die η -Anzahl wieder auf dieselbe Weise bestimmt.

Allein im ersten Winkelbin, das heißt für $-1,0 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0,9$ ist kein Beitrag der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion am Missing Mass Spektrum zu erkennen. Dies gilt wieder für beide Überschussenergien und die η -Anzahl wird dementsprechend für beide Datensätze in diesem Winkelbereich als null angegeben. Zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit, die aus dem Zweipionenuntergrund resultiert, wird in diesem Fall der Untergrund in der 3σ -Umgebung des angefitterten simulierten η -Peaks ausgezählt.

4.3.6. Die Akzeptanzkorrektur

Bei der Bestimmung der η -Anzahlen in Kapitel 4.3.5 werden nur die η -Mesonen berücksichtigt, für die der zugehörige ${}^3\text{He}$ -Kern vom WASA-Detektor detektiert und in der Analyse auch als solcher erkannt wird. Um von dieser Anzahl zur Anzahl der tatsächlich erzeugten η -Mesonen zu gelangen, müssen die Ergebnisse noch auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert werden. Diese wird mithilfe der Monte Carlo Simulationen der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ für beide Überschussenergien bestimmt.

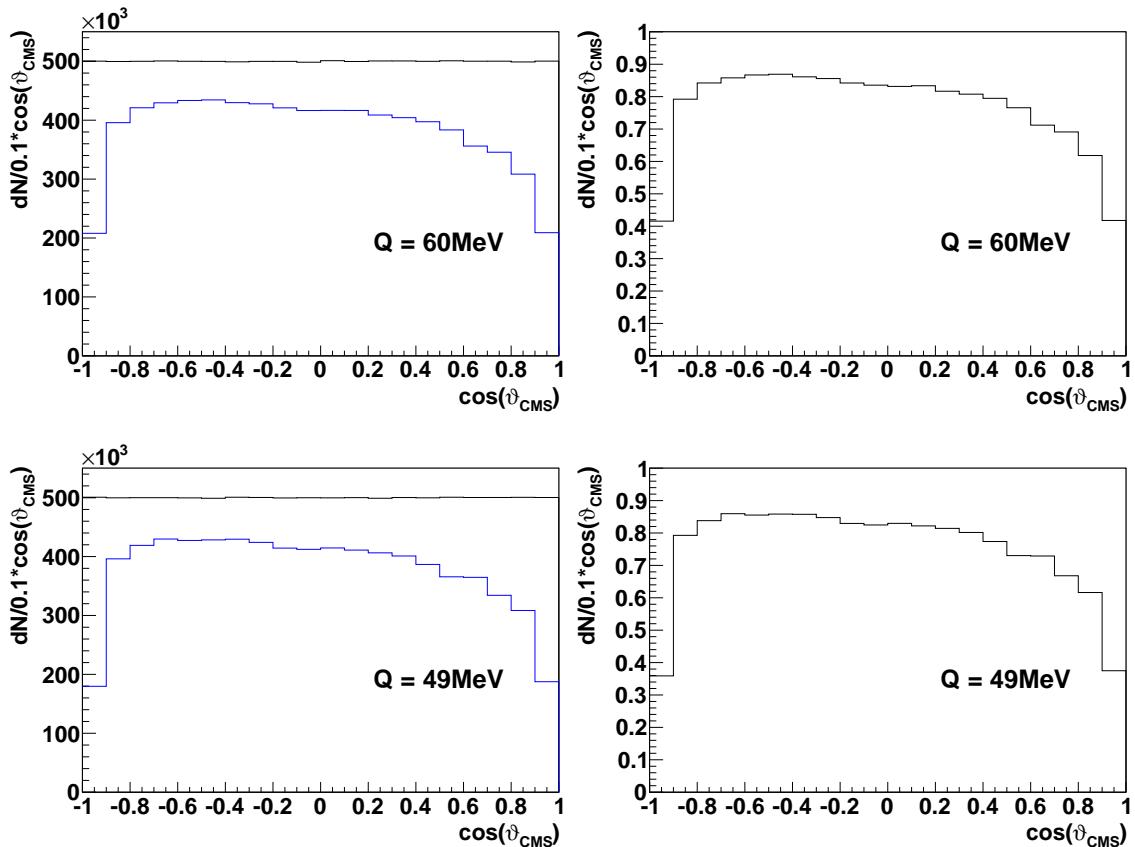


Abbildung 4.23.: Monte Carlo Simulation der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ für beide Überschussenergien. Links: Original erzeugte (schwarz) und rekonstruierte (blau) Anzahl der ${}^3\text{He}$ -Kerne in Abhängigkeit des Winkelbereichs. Rechts: Akzeptanz des Detektors.

Abbildung 4.23 (oben links) zeigt die ursprünglich simulierte Anzahl an ${}^3\text{He}$ -Kernen, die der Anzahl der η -Mesonen entspricht, in den verschiedenen Winkelbereichen bei einer Überschussenergie von 60 MeV. Zusätzlich ist die Anzahl der in der Analyse rekonstruierten ${}^3\text{He}$ -Kerne in Abhängigkeit vom Winkelbereich in blau eingetragen. Der Quotient der Anzahlen der rekonstruierten und der original erzeugten ${}^3\text{He}$ -Kerne ist auf der rechten Seite abgebildet und entspricht der Akzeptanz des Detektors in den jeweiligen Winkelbereichen für diese Reaktion und Überschussenergie.

Es ist zu erkennen, dass die Akzeptanz für die Bereiche mit $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0.9$ und $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > 0.9$ deutlich abfällt und jeweils nur ca. 40 % beträgt. In den übrigen Winkelbereichen ist die Akzeptanz mit durchschnittlich ca. 80 % bedeutend höher. Außerdem ist eine leichte Asymmetrie erkennbar, die sich in einer größeren Akzeptanz in rückwärtiger Streurichtung äußert.

Die tatsächliche Anzahl an produzierten η -Mesonen kann nun berechnet werden, indem die ermittelten Anzahlen aus den einzelnen Winkelbereichen durch die entsprechende Akzeptanz des Detektors für den Winkelbereich geteilt wird. Als Fehler wird für die Akzeptanz derselbe relative Fehler angenommen, mit dem die Anzahl der rekonstruierten ^3He -Kerne behaftet ist. Dieser wird mit der \sqrt{N} -Statistik berechnet. Aus darstellungstechnischen Gründen sind die Fehler nicht mit in Abbildung 4.23 eingetragen. Der statistische Fehler der η -Anzahl wird dann mit der gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

Auf dieselbe Weise wird die Detektorakzeptanz für die 49 MeV Daten bestimmt und die η -Anzahlen in den einzelnen Winkelbereichen berechnet. Abbildung 4.23 (unten) zeigt die entsprechenden Histogramme. Auf der linken Seite sind wieder die Anzahlen der original erzeugten und rekonstruierten ^3He -Kerne in Abhängigkeit des Winkelbereichs gezeigt. Rechts ist die daraus ermittelte Akzeptanz des Detektors für diese Überschussenergie eingezeichnet. Der Verlauf der Spektren ist nahezu identisch mit den 60 MeV Spektren.

4.4. Bestimmung und Interpretation der Wirkungsquerschnitte

4.4.1. Die Normierung der Daten und Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

In Kapitel 4.3 wurden die 49 MeV und 60 MeV Daten mit den Simulationen beschrieben, die Anzahlen der η -Ereignisse in den einzelnen Winkelbereichen bestimmt und auf die Akzeptanz korrigiert. Die so ermittelten Winkelverteilungen können bislang jedoch nur in ihrem relativen Verlauf mit den vorhandenen Datensätzen verglichen werden. Um auch die absoluten Werte vergleichen zu können, müssen die differentiellen Wirkungsquerschnitte in [nb/sr] und die totalen Wirkungsquerschnitte in [nb] angegeben werden. Dazu ist eine Normierung der Daten notwendig.

Für eine absolute Normierung ist die genaue Kenntnis der Luminosität erforderlich. Bei bekannter Luminosität L und η -Anzahl N_η kann der differentielle Wirkungsquerschnitt im i -ten $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ -Intervall über folgende Formel bestimmt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i = \frac{1}{4\pi} \frac{N_{\eta,i}}{L}. \quad (4.2)$$

Mit der Kenntnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte kann daraus der totale Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Dazu werden die differentiellen

Wirkungsquerschnitte mit dem zugehörigen Raumwinkelbereich gewichtet und aufaddiert:

$$\sigma_{\text{total}} = \sum_i 2\pi \cdot \Delta \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_i . \quad (4.3)$$

Die Luminosität könnte über die pd-elastische Streuung bestimmt werden, da für diese Reaktion die Wirkungsquerschnitte gut bekannt sind. Eine entsprechende Auswertung ist mit den in dieser Arbeit verwendeten vorsortierten Daten allerdings nicht möglich. Da der Energieverlust der nach vorne gestreuten Protonen nicht mit dem ${}^3\text{He}$ -Band übereinstimmt, werden die aus der Reaktion $\text{pd} \rightarrow \text{pd}$ stammenden Ereignisse im Zuge der Vorsortierung verworfen. Für eine Luminositätsbestimmung müssten demzufolge die Rohdaten analysiert werden. Aufgrund des hohen zeitlichen Aufwandes ist eine entsprechende Analyse im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

Deshalb sollen die beiden analysierten Datensätze zunächst relativ zueinander normiert werden. Der Quotient der totalen Wirkungsquerschnitte gibt Aufschluss darüber, ob eine tatsächliche Resonanz für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei einer Überschussenergie von 49 MeV vorliegt, oder ob der Datenpunkt auf dem von den WASA/PROMICE- und ANKE-Daten beschriebenen Plateau anzusiedeln ist.

Zur relativen Normierung wird die π^0 -Produktion genutzt. Diese bietet sich besonders zur Normierung an, weil die Datensätze bei Strahlenergien von 980 MeV bzw. 1 GeV und damit weit entfernt von der π^0 -Schwelle aufgenommen wurden. Die Überschussenergien für diese Reaktion liegen dementsprechend bei $Q = 462$ MeV für die niedrigere bzw. $Q = 473$ MeV für die höhere Strahlenergie. In diesem hohen Überschussenergiebereich kann der Wirkungsquerschnitt für die Untergrundreaktion für die beiden Energien als konstant angesehen werden. Demzufolge entspricht der Quotient der π^0 -Anzahlen direkt dem Normierungsfaktor. Für Mehrpionenuntergrund, für den der Q -Wert dementsprechend geringer ist, kann diese Annahme nicht allgemein getroffen werden.

Zudem ist der π^0 -Peak deutlich in den Missing Mass Spektren zu erkennen, besonders wenn zusätzlich zum ${}^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtsdetektor zwei neutrale Teilchen im Zentraldetektor gefordert werden. Ohne diese zusätzliche Forderung ist der π^0 -Peak zwar auch erkennbar, kann durch den Überlapp mit dem aus der direkten Zweipionenproduktion resultierenden Peak jedoch nicht genau ausgezählt werden.

Anders als bei der Auszählung des η -Peaks kann in diesem Fall kein Monte Carlo Cocktail zur Untergrundbeschreibung genutzt werden. Da für die Einpionenproduktion der entstehende ${}^3\text{He}$ -Kern eine größere kinetische Energie besitzt als im Fall der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion, wird dieser nicht in der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes gestoppt, sondern deponiert auch Energie in den hinteren Lagen des FRH. Diese Lagen sind jedoch nicht so genau kalibriert wie die erste Lage, so dass die Position des π^0 -Peaks im Missing Mass Spektrum

der echten Daten nicht mit der π^0 -Masse und dementsprechend auch nicht mit den Simulationen übereinstimmt.

Aus diesem Grund wird der Untergrund in den Missing Mass Spektren mit einem Polynom zweiten Grades angefittet und abgezogen. Der verbleibende π^0 -Peak wird dann wie bei der Bestimmung der η -Masse mit einer Gaußkurve angefittet und innerhalb der 3σ -Umgebung ausgezählt. Der Quotient aus den ermittelten π^0 -Anzahlen für die 60 MeV und die 49 MeV Daten entspricht dem Normierungsfaktor für die 49 MeV Wirkungsquerschnitte.

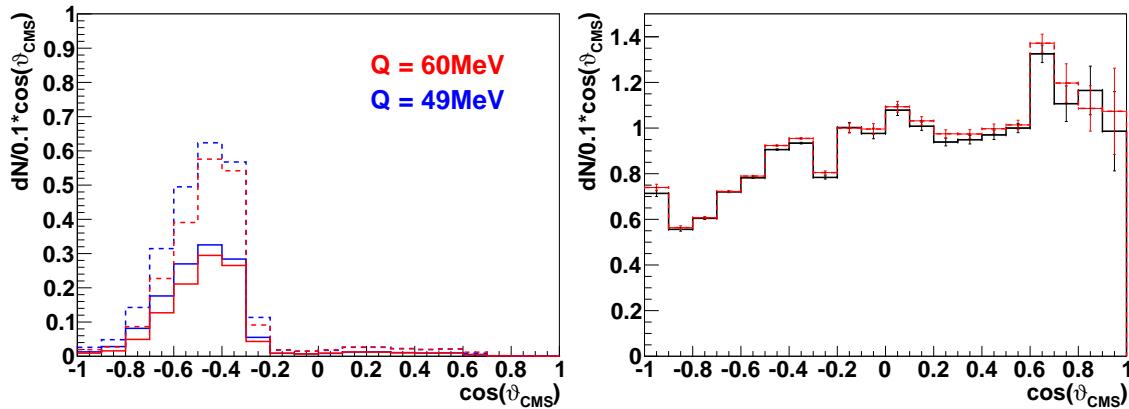


Abbildung 4.24.: Links: Akzeptanz des Detektors für die direkte π^0 -Produktion in Abhängigkeit vom Winkelbereich für beide Überschussenergien. Die Akzeptanzen ohne Forderung im CD sind gestrichelt eingezeichnet. Rechts: Quotient aus den 60 MeV und 49 MeV Akzeptanzen mit statistischen Fehlern.

Es muss allerdings noch die unterschiedliche Akzeptanz des Detektors für die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ - Reaktion für beide Energien berücksichtigt werden. Abbildung 4.24 (links) zeigt die Akzeptanz des Detektors für zwei geforderte neutrale Teilchen im Zentraldetektor in Abhängigkeit vom Winkelbereich für beide Energien. Zum Vergleich sind die Akzeptanzen ohne die zusätzliche Forderung im Zentraldetektor als gestrichelte Linien eingetragen. Auf der rechten Seite ist jeweils der Quotient der Akzeptanzen mit statistischem Fehler eingezeichnet. Es zeigt sich, dass die Forderung der zwei Photonen im Zentraldetektor zwar die Akzeptanz heruntersetzt, jedoch keinen Einfluss auf den Quotienten der Akzeptanzen für beide Energien hat. Dieser Punkt ist insofern wichtig, als die Analyse der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion keine Forderung für den Zentraldetektor beinhaltet.

Wird der Untergrund in den Missing Mass Spektren für beide Überschussenergien getrennt angefittet, zeigt sich, dass der Quotient der extrahierten π^0 -Anzahlen stark für die verschiedenen $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ -Bereiche schwankt. Dies liegt unter anderem daran, dass die Untergrundfits für beide Energien im Bereich des

π^0 -Peaks nicht gleich verlaufen und deshalb unterschiedlich stark in die Verteilung hineinschneiden. Um eine unterschiedliche Behandlung der beiden Datensätze zu vermeiden, soll der Untergrund zwar für die verschiedenen Winkelbereiche getrennt, jedoch für beide Energien gleich abgezogen werden. Dazu werden die Ereignisse in den Missing Mass Spektren zwischen $0,40$ und $0,52 \text{ GeV}/c^2$ ausgezählt und die 49 MeV Daten anhand dieser Anzahl skaliert. Der genannte Bereich wird gewählt, weil er sich zwischen dem π^0 -Peak und dem η -Peak befindet und nur den Mehrpionenuntergrund berücksichtigt. Der so gewonnene Skalierungsfaktor kann jedoch nicht zur Normierung genutzt werden, da nicht sichergestellt ist, dass für die verschiedenen Mehrpionenproduktionen der Wirkungsquerschnitt für beide Überschussenergien gleich ist.

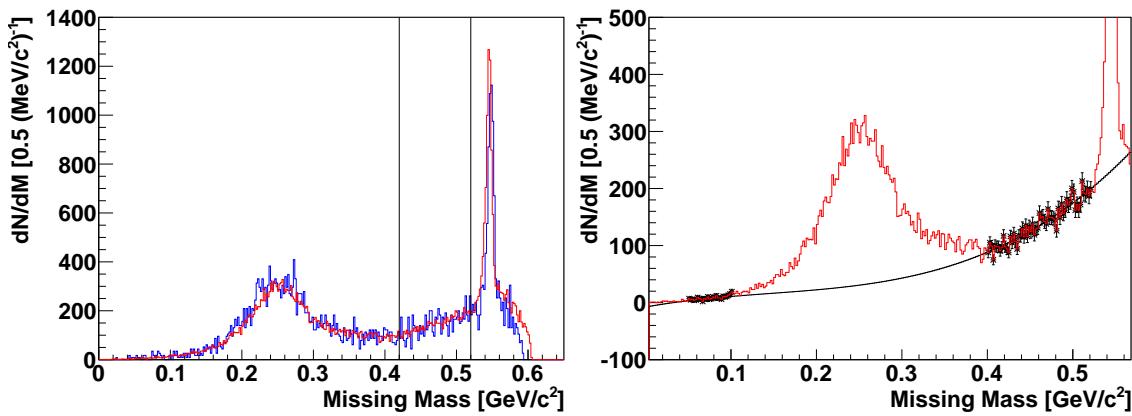


Abbildung 4.25.: Untergrundbestimmung für beide Überschussenergien für den Winkelbereich $-0,4 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0,3$. Links: Die 49 MeV Daten (blau) werden auf die 60 MeV Daten (rot) skaliert. Rechts: Der Untergrund der 60 MeV Daten wird mit einem Polynom zweiten Grades angefittet.

Abbildung 4.25 (links) zeigt die so aufeinander skalierten Missing Mass Spektren für beide Überschussenergien beispielhaft für das siebte Winkelbin mit $-0,4 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0,3$. Wie zu erkennen ist, liegt nach der Skalierung der Untergrund für beide Energien gut übereinander und kann mit demselben Polynom angefittet und abgezogen werden. Das Polynom zweiten Grades wird durch Anfitten des 60 MeV Spektrums bestimmt, da für diese Energie die Statistik etwa um einen Faktor 10 höher ist. Der Fitbereich ist durch die schwarz eingezeichneten Datenpunkte in Abbildung 4.25 (rechts) gekennzeichnet. Die untergrundbe reinigten Spektren mit eingezeichneten Gaußfits und 3σ -Umgebung sind in Abbildung 4.26 gezeigt. Der Quotient aus den so ermittelten π^0 -Anzahlen wird anschließend auf die vorherige Skalierung der 49 MeV Daten und die Detektorakzeptanz korrigiert.

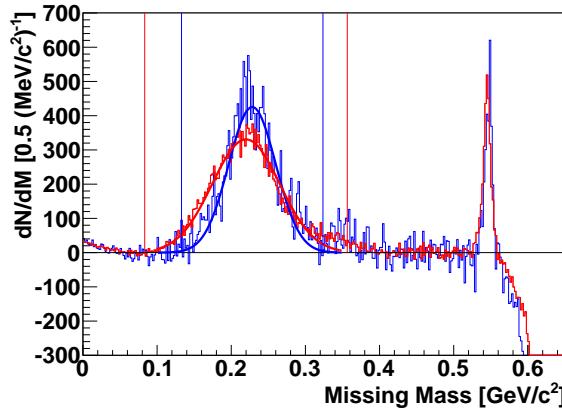


Abbildung 4.26.: Untergrundbereinigtes Missing Mass Spektrum für beide Über- schussenergien mit eingezeichneten Gaußfits und Auszählbe- reichen.

Insgesamt werden für die Bestimmung des Normierungsfaktors die fünf Win- kelbins zwischen $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -0,7$ und $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -0,2$ ausgewertet. In den übrigen Winkelbereichen ist ein genaues Anfitten der Daten aufgrund der nied- rigen Akzeptanz des Detektors und der daraus resultierenden geringen Statistik nicht möglich.

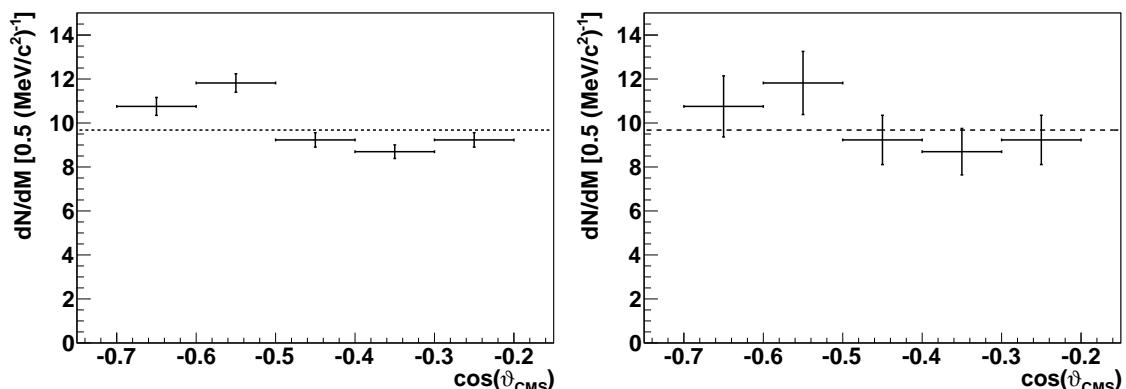


Abbildung 4.27.: Die ermittelte Quotienten aus den π^0 -Anzahlen mit statistischen Fehlern für die fünf Winkelbins. Links: Die Fehler entsprechen den berechneten statistischen Fehlern. Rechts: Die Fehler sind auf das reduzierte χ^2 korrigiert.

Die berechneten Quotienten sind auf der linken Seite von Abbildung 4.27 in Abhängigkeit des Winkelbereichs gezeigt. Zur Bestimmung des endgültigen Nor- mierungsfaktors werden die fünf Datenpunkte durch ein Polynom nullten Gra- des angefittet. Es ist zu erkennen, dass die Datenpunkte innerhalb ihrer Fehler nicht mit dem Fit übereinstimmen und das reduzierte χ^2 des Fits mit einem Wert

von 11,72 entsprechend hoch ist. Die statistischen Fehler für die Quotienten sind eindeutig zu klein gewählt, um die Abweichungen zwischen den einzelnen Datenpunkten erklären zu können. Folglich wird auch für den statistischen Fehler des Normierungsfaktors ein zu kleiner Wert angenommen. Für eine realistische Fehlerberechnung werden die statistischen Fehler mit der Wurzel des reduzierten χ^2 multipliziert und damit künstlich vergrößert. Auf diese Weise ergibt sich für den Polynomfit ein reduziertes χ^2 von eins, das heißt, die Datenpunkte werden jetzt gut durch den Fit beschrieben (Abbildung 4.27 rechts). Der Normierungsfaktor bleibt dadurch gleich, es ergibt sich jedoch ein größerer realistischer Fehler. Für den Normierungsfaktor wird mit dieser Methode ein Wert von $9,68 \pm 0,55$ ermittelt. Die Unsicherheit beträgt demzufolge 5,7 %.

Mithilfe dieses Faktors kann nun der Quotient der totalen Wirkungsquerschnitte über folgende Formel berechnet werden:

$$\frac{\sigma(49 \text{ MeV})}{\sigma(60 \text{ MeV})} = \frac{N_{\pi^0}(60 \text{ MeV})}{N_{\pi^0}(49 \text{ MeV})} \cdot \frac{N_\eta(49 \text{ MeV})}{N_\eta(60 \text{ MeV})} = (9,68 \pm 0,55) \cdot \frac{N_\eta(49 \text{ MeV})}{N_\eta(60 \text{ MeV})}. \quad (4.4)$$

Es sei angemerkt, dass die π^0 - und η -Anzahlen in Formel 4.4 bereits den akzeptanzkorrigierten Werten entsprechen. Für den Quotienten ergibt sich damit ein Wert von

$$\frac{\sigma(49 \text{ MeV})}{\sigma(60 \text{ MeV})} = 0,974 \pm 0,056.$$

Mit diesem Ergebnis kann die vom GEM-Experiment angegebene Überhöhung des totalen Wirkungsquerschnitts bei einer Überschussenergie von 49 MeV nicht bestätigt werden. Der berechnete Wirkungsquerschnitt liegt sogar leicht unterhalb des berechneten 60 MeV Wirkungsquerschnitts.

Abbildung 4.28, welche die Quotienten der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Winkelbereichs zeigt, veranschaulicht dieses Resultat. Für $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > -0,5$ verläuft die Verteilung nahezu konstant unter der eingezeichneten Linie bei der Höhe eins. Lediglich drei Datenpunkte in rückwärtiger Streurichtung mit $-0,8 < \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < -0,5$ zeigen einen höheren differentiellen Wirkungsquerschnitt für die 49 MeV Daten.

Um neben dem sehr wichtigen relativen Verhältnis der beiden totalen Wirkungsquerschnitte auch absolute Höhen angeben zu können, werden die 60 MeV Daten auf den gut bekannten ANKE-Datenpunkt bei gleicher Überschussenergie normiert (siehe Kapitel 2.3). Der von Tobias Rausmann ermittelte Wert für den 60 MeV totalen Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(60 \text{ MeV}) = (388,1 \pm 7,1) \text{ nb}$ [Rau09]. Über den aus der π^0 -Produktion bestimmten Normierungsfaktor kann damit eine absolute Höhe für den 49 MeV Wirkungsquerschnitt angegeben werden. Der statistische Fehler des ANKE-Wertes wird mit in den statistischen Fehler der analysierten 49 und 60 MeV Daten einbezogen. Hinzu kommt ein Normierungsfehler von 15%, der auf der Luminositätsbestimmung für die ANKE-Daten beruht.

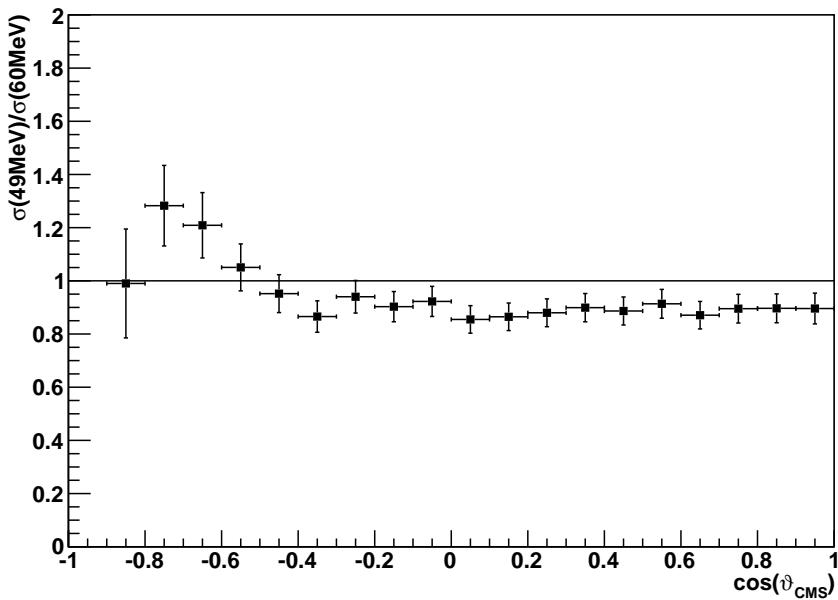


Abbildung 4.28.: Quotient aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten der 49 MeV und 60 MeV Daten in Abhängigkeit des Winkelbereichs.

In Tabelle 4.1 sind die auf diese Weise ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte σ für beide Überschussenergien eingetragen. Der Wert bei $Q = 59,8 \text{ MeV}$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt der 60 MeV ANKE-Daten. Die höheren statistischen Unsicherheiten für den $48,8 \text{ MeV}$ Datenpunkt resultieren zum einen aus der geringeren Statistik des Datensatzes und zum anderen aus dem zusätzlichen statistischen Fehler, welcher der Normierung auf die $59,8 \text{ MeV}$ Daten über die π^0 -Produktion geschuldet ist. Die Unsicherheiten für die Überschussenergien ergeben sich aus den Unsicherheiten, mit denen die Strahlimpulse der Protonen behaftet sind. Diese sind auf etwa 1 % genau bekannt, was der Genauigkeit der Orbitlängen in COSY entspricht [Pra10]. Die Umlauffrequenz der Protonen kann weitaus genauer bestimmt werden.

Überschussenergie Q [MeV]	totaler Wirkungsquerschnitt σ [nb]
$48,8 \pm 0,8$	$377,9 \pm 22,7$
$59,8 \pm 0,8$	Def. : $388,1 \pm 7,1$

Tabelle 4.1.: Die totalen Wirkungsquerschnitte σ der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit statistischen Fehlern für die beiden untersuchten Überschussenergien. Hinzu kommt eine systematische Unsicherheit von 15%, die aus der Luminositätsbestimmung für die zur Normierung verwendeten ANKE-Daten hervorgeht.

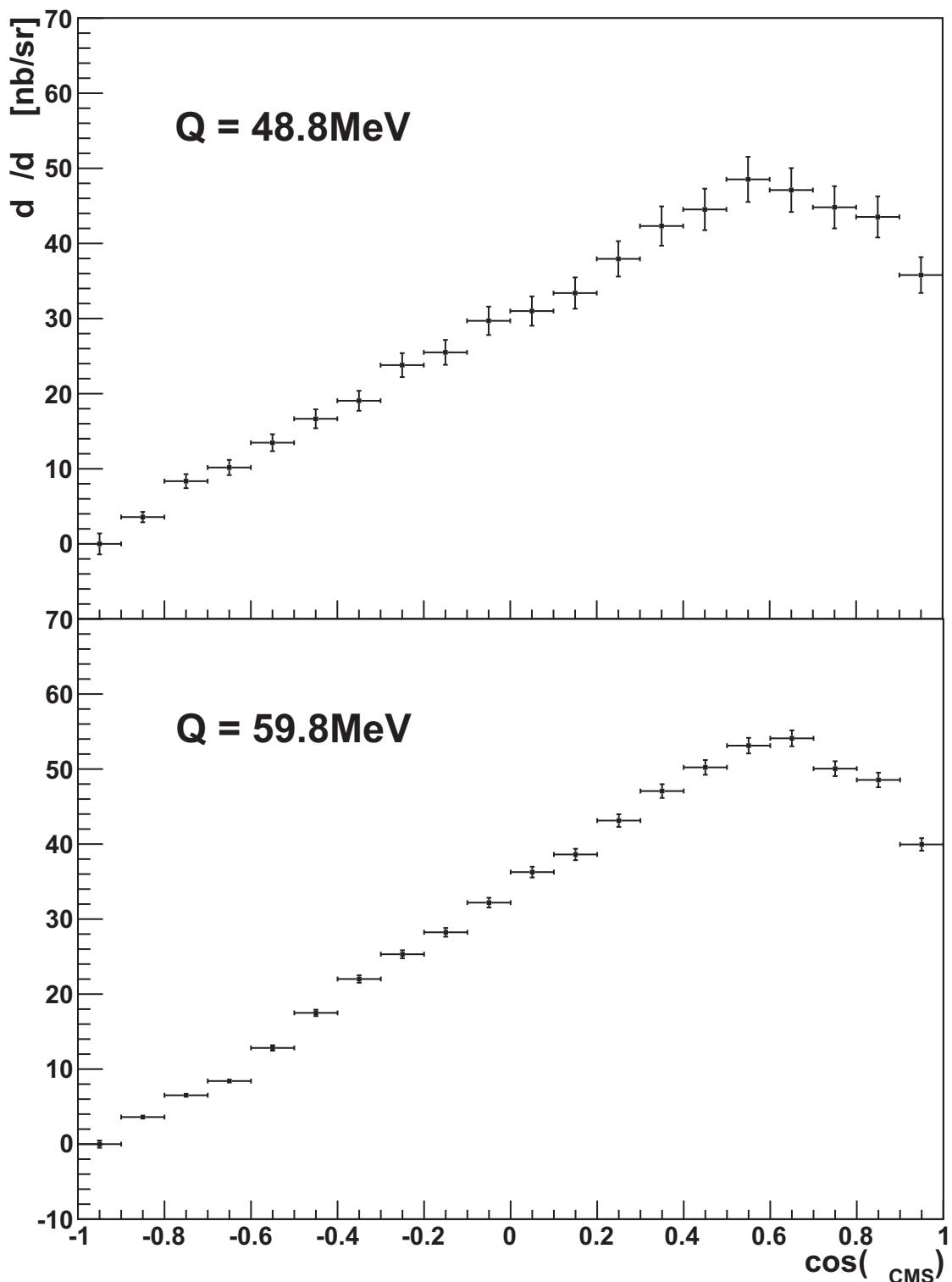


Abbildung 4.29.: Differentielle Wirkungsquerschnitte der 49 MeV und 60 MeV Daten mit statistischen Fehlern.

Die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die sich aus der Normierung ergeben, sind für beide Überschussenergien in Abbildung 4.29 gezeigt. Die Breite der einzelnen $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ -Intervalle ist durch die horizontalen Fehlerbalken gekennzeichnet. Die vertikalen Fehlerbalken entsprechen dabei den statistischen Unsicherheiten der einzelnen Datenpunkte. Wie bereits erwähnt setzen sich diese aus den statistischen Fehlern der η -Anzahlbestimmung und den statistischen Fehlern der ANKE-Daten zusammen. Für die 49 MeV Daten ist der zusätzliche statistische Fehler aus der relativen Normierung über die π^0 -Produktion berücksichtigt. Die systematische Unsicherheit von 15%, die sich aus der Normierung der Daten auf die ANKE-Daten ergibt, ist nicht in der Abbildung dargestellt.

4.4.2. Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den vorhandenen Datensätzen

Nach der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Kapitel 4.4.1 können diese mit den bereits vorhandenen Datensätzen in diesem Überschussenergiebereich verglichen werden. Als Referenz bieten sich besonders die 60 MeV ANKE-Daten an, die zur Normierung genutzt wurden, sowie die 49 MeV GEM-Daten. Aber auch die 40 MeV ANKE-Daten sowie die 40 und 80 MeV Daten des WASA/PROMICE-Experiments sollen zum Vergleich herangezogen werden, um den Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte in einem größeren Energiebereich zu betrachten [R⁺⁰⁹, B⁺⁰⁰, B⁺⁰²].

Abbildung 4.30 zeigt die in dieser Arbeit bestimmten Winkelverteilungen der WASA-at-COSY-Daten für beide Überschussenergien zusammen mit den vorhandenen Datenpunkten in den jeweiligen Überschussenergiebereichen. Alle Messwerte sind mit statistischen Fehlern, allerdings ohne Normierungsfehler eingezeichnet. Zusätzlich sind die von Rausmann et al. und Bilger et al. durchgeführten Polynomfits an die Daten eingezeichnet. Zum besseren Vergleich der Winkelverteilungen werden auch die analysierten WASA-at-COSY-Daten mit einem Polynom der folgenden Formel angefittet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_0 \cdot \left[1 + \sum_{n=1}^4 a_n (\cos(\vartheta_{\text{CMS}}))^n \right] . \quad (4.5)$$

Die sich aus dem Fit ergebenden Parameter sind in Tabelle 4.2 für beide Überschussenergien angegeben.

Die 60 MeV WASA-at-COSY-Daten zeigen zunächst für steigenden $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ einen nahezu linearen Anstieg der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Der maximale Wert von 54,1 nb/sr wird im Winkelbereich mit $0,6 \leq \cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < 0,7$ erreicht. Für $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > 0,7$ nimmt die Höhe der Wirkungsquerschnitte wieder ab, wobei der letzte Datenpunkt im Vergleich zu den vorherigen deutlicher abfällt.

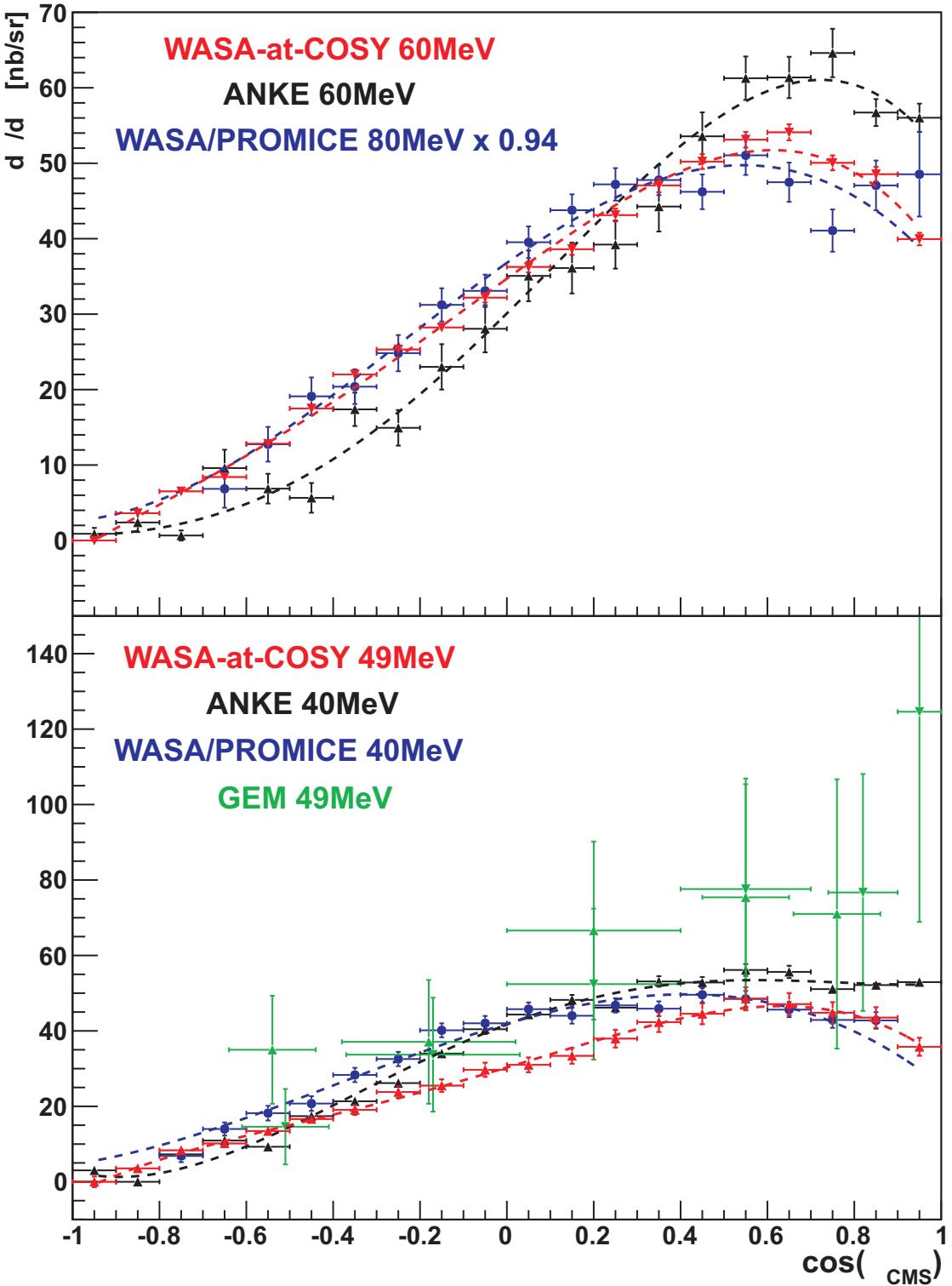


Abbildung 4.30.: Differentielle Wirkungsquerschnitte der 60 MeV und 49 MeV Daten mit statistischen Fehlern. Zum Vergleich sind die vorhandenen Messwerte in den Überschussenergiebereichen eingezeichnet.

Q [MeV]	a_0 [nb/sr]	a_1	a_2	a_3	a_4	χ^2/ndf
48,8	$30,3 \pm 0,8$	$1,14 \pm 0,07$	$0,16 \pm 0,16$	$-0,54 \pm 0,10$	$-0,67 \pm 0,18$	0,4
59,8	$34,7 \pm 0,3$	$1,20 \pm 0,02$	$-0,13 \pm 0,05$	$-0,64 \pm 0,03$	$-0,35 \pm 0,05$	4,3

Tabelle 4.2.: Fitparameter der Polynomfits an die differentiellen Wirkungsquerschnitte.

Der Verlauf der Winkelverteilung stimmt sehr gut mit der auf die ANKE-Daten skalierten Verteilung der 80 MeV WASA/PROMICE-Daten überein, was durch den Vergleich der Fitfunktionen besonders deutlich wird. Aber auch die Abweichungen zu den ANKE-Daten sind gering. Letztere zeigen jedoch einen zuerst flacheren Verlauf der Wirkungsquerschnitte bis $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) < 0,4$ und danach einen steileren Anstieg. Auch der maximale differentielle Wirkungsquerschnitt wird später erreicht als in den WASA-at-COSY- oder den WASA/PROMICE-Daten, und ein Abfall der Wirkungsquerschnitte ist nur für die beiden letzten Datenpunkte zu erkennen. An dieser Stelle sei noch einmal angemerkt, dass der ANKE-Detektor für $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) \approx 1$ eine fast hundertprozentige Akzeptanz besitzt, während das Vorwärtssystem des WASA-Detektors, das sowohl bei WASA/PROMICE als auch bei WASA-at-COSY genutzt wurde, an dieser Stelle einen Einbruch der Akzeptanz zeigt.

Die 49 MeV Daten zeigen, von der absoluten Höhe der Wirkungsquerschnitte abgesehen, einen nahezu identischen Verlauf zu den 60 MeV Daten, was bereits durch den Quotienten der Verteilungen in Abbildung 4.28 belegt wurde. Auch im Vergleich zu den 40 MeV ANKE- und WASA/PROMICE-Daten zeigt sich eine große Ähnlichkeit im Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die ANKE- und WASA/PROMICE-Daten bei einer Überschussenergie von nur 40 MeV aufgenommen wurden. Im Vergleich zu diesen beiden Datensätzen wird das Maximum in der WASA-at-COSY-Verteilung erst bei einem höheren $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ -Wert erreicht, bevor die Verteilung abflacht und wieder leicht fällt. Ein durchgehend linearer Anstieg, wie er in den beiden GEM-Datensätzen bei gleicher Überschussenergie gesehen wird, kann durch die neuen WASA-at-COSY-Daten nicht bestätigt werden. Die Höhe der Wirkungsquerschnitte bleibt ebenfalls weit unterhalb der von Betigeri et al. ermittelten Werte.

Abbildung 4.31 zeigt noch einmal die Winkelverteilungen der beiden neuen WASA-at-COSY-Datensätze im selben Koordinatensystem. Es ist gut zu erkennen, dass die 49 und 60 MeV Daten, von dem Skalierungsfaktor abgesehen, in ihrem Verlauf annähernd gleich sind. Dies wird durch die Fitparameter a_1 bis a_4 aus Tabelle 4.2 bestätigt, deren Werte für die beiden Energien innerhalb der Fehler und unter Berücksichtigung der reduzierten χ^2 gut übereinstimmen. Damit

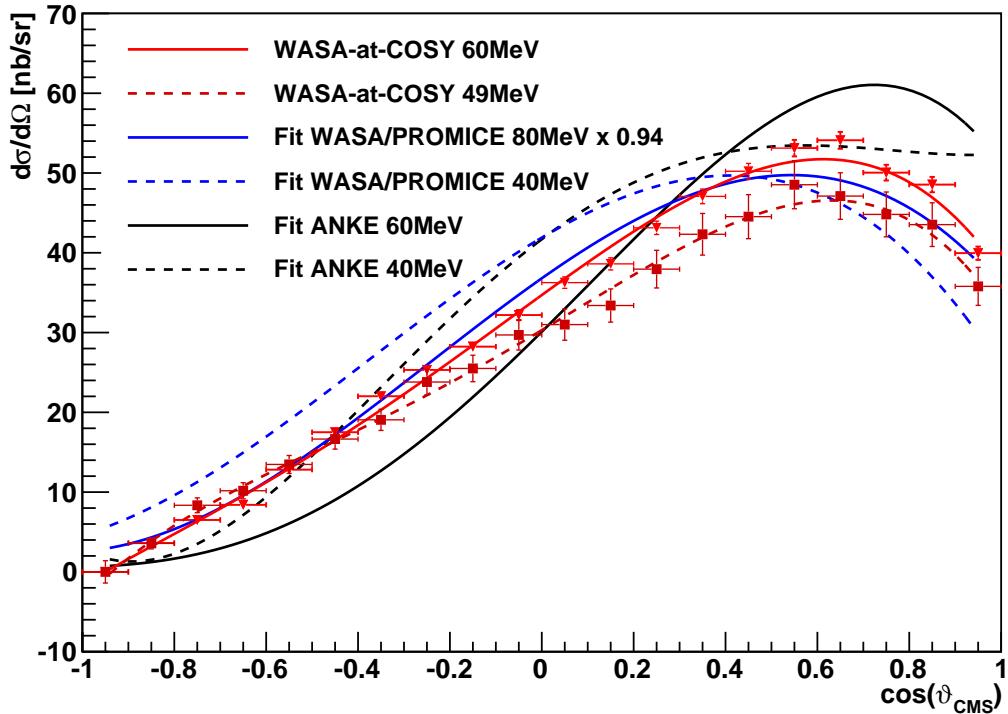


Abbildung 4.31.: Differentielle Wirkungsquerschnitte der 49 MeV und 60 MeV Daten. Zum Vergleich sind die Polynomfits an die ANKE- und WASA/PROMICE-Daten eingezeichnet.

kann ein unterschiedlicher Produktionsmechanismus für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und somit eine Resonanz bei 49 MeV ausgeschlossen werden. Der Vergleich mit den ANKE- und WASA/PROMICE-Daten, deren Polynomfits mit in Abbildung 4.31 eingezeichnet sind, bestätigt dies zusätzlich, da die Verläufe sowohl für niedrigere als auch für höhere Überschussenergien gut mit den WASA-at-COSY-Daten übereinstimmen.

4.4.3. Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt für $Q = 49 \text{ MeV}$, der in Kapitel 4.4.1 bestimmt wurde, ist in Abbildung 4.32 eingezeichnet. Die vorhandenen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ sind ebenfalls eingetragen. Alle Datenpunkte sind mit ihren statistischen Unsicherheiten dargestellt. Die zusätzlichen systematischen Unsicherheiten, die aus den Normierungen der einzelnen Datensätze resultieren, sind nicht gezeigt.

Die Abbildung zeigt noch einmal deutlich, dass der neue WASA-at-COSY-Datenpunkt bei 49 MeV keine Resonanz des Wirkungsquerschnitts für diese Überschussenergie zeigt und somit nicht mit dem bei gleicher Energie aufgenommenen GEM-Datenpunkt übereinstimmt. Der von Betigeri et al. ermittelte Wert für

den totalen Wirkungsquerschnitt beträgt (573 ± 83) nb/sr [B⁺00]. Der in dieser Arbeit aus den WASA-at-COSY-Daten extrahierte Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt beträgt hingegen $(377,9 \pm 22,7)$ nb/sr und fügt sich somit gut in das von den ANKE- und den WASA/PROMICE-Daten beschriebene Plateau zwischen 40 MeV und 120 MeV Überschussenergie ein. Zu den angegebenen statistischen Fehlern muss für beide Datenpunkte ein Normierungsfehler von 15 % hinzugerechnet werden.

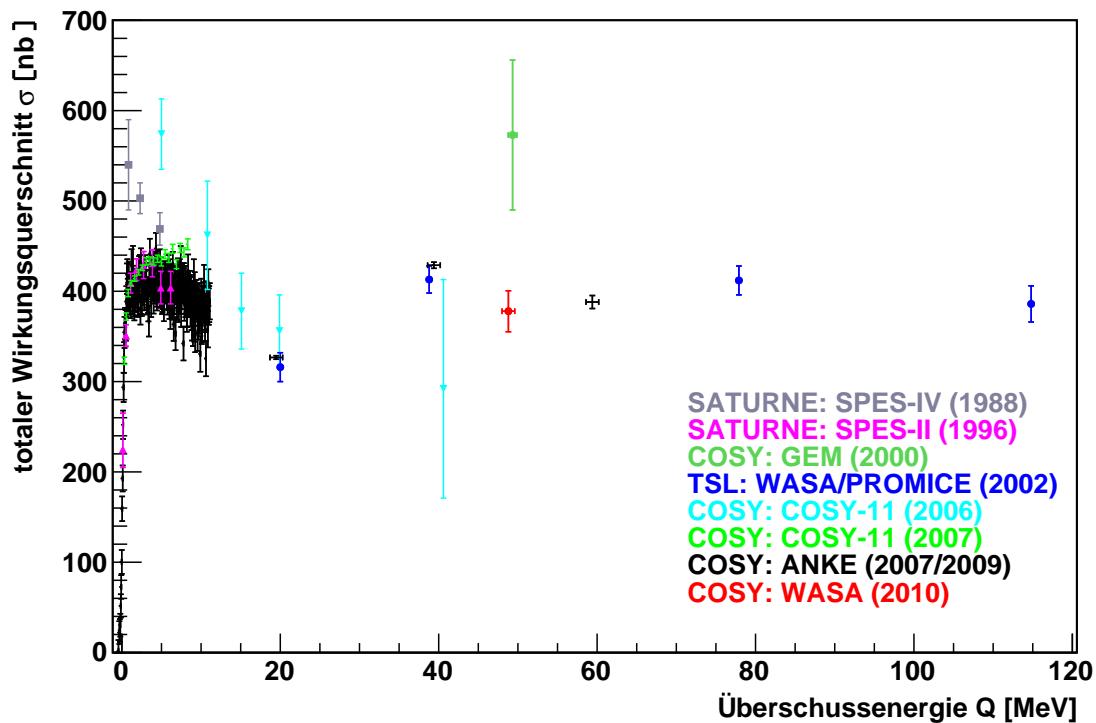


Abbildung 4.32.: Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ in Abhängigkeit der Überschussenergie. Alle Datenpunkte sind mit statistischen Unsicherheiten, jedoch ohne Normierungsfehler eingezeichnet.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnten die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei Überschussenergien von 49 MeV und 60 MeV bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden zwei im September 2009 mit dem WASA-at-COSY-Experiment aufgenommene Datensätze analysiert.

Da die η -Mesonen selbst nicht im WASA-Detektor nachgewiesen werden können, wurden die η -Ereignisse mithilfe der Missing Mass Methode durch die im Vorwärtssystem detektierten ${}^3\text{He}$ -Kerne identifiziert. Die Missing Mass Spektren wurden für beide Energien für 20 Winkelbereiche ausgewertet. Zur Untergrundbeschreibung wurden die aufgenommenen Daten mit einem Monte Carlo Cocktail, bestehend aus den möglichen direkten Pionenuntergründen und der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Reaktion, angefittet. Nach Abzug des Untergrundes konnte der η -Peak in den einzelnen Spektren ausgezählt und die η -Anzahlen auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert werden. Anschließend wurden die 49 MeV Daten über die direkte π^0 -Produktion relativ auf die 60 MeV Daten normiert.

Der Quotient der totalen Wirkungsquerschnitte konnte daraufhin zu

$$\frac{\sigma(49 \text{ MeV})}{\sigma(60 \text{ MeV})} = 0,974 \pm 0,056$$

bestimmt werden. Folglich stimmen die Wirkungsquerschnitte bei 49 und 60 MeV Überschussenergie innerhalb der statistischen Fehler überein. Demnach kann die vom GEM-Experiment angegebene Überhöhung des totalen Wirkungsquerschnitts bei $Q = 49 \text{ MeV}$ nicht bestätigt und eine Resonanz in diesem Überschussenergiebereich ausgeschlossen werden.

Auch die ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte geben keinen Hinweis auf eine Änderung des Produktionsmechanismus zwischen den beiden Energiebereichen. Die Winkelverteilungen zeigen für beide Überschussenergien, von einem geringen Skalierungsfaktor abgesehen, einen nahezu identischen Verlauf in Abhängigkeit des Streuwinkelbereichs. Beginnend bei $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) = -1$ steigt die Verteilung annähernd linear mit wachsendem $\cos(\vartheta_{\text{CMS}})$ an. Für vorwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne mit $\cos(\vartheta_{\text{CMS}}) > 0,6$ nimmt die Höhe der Datenpunkte wieder leicht ab.

Um auch absolute Werte für die Wirkungsquerschnitte angeben zu können, wurden die analysierten WASA-at-COSY-Daten auf den gut bekannten 60 MeV ANKE-Datenpunkt normiert. Ein Vergleich der normierten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den 40 und 60 MeV ANKE- sowie den 40 und 80 MeV

WASA/PROMICE-Daten zeigt eine gute Übereinstimmung der neuen Daten mit den vorhandenen Datensätzen. Die Ähnlichkeit im Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist hierbei zu den 80 MeV WASA/PROMICE-Daten besonders groß. Der von den GEM-Daten aufgezeigte durchgehend lineare Anstieg der Winkelverteilung wurde nicht reproduziert.

Der durch die Normierung ermittelte totale Wirkungsquerschnitt der 49 MeV Daten beträgt $(377,9 \pm 22,7)$ nb/sr. Dieser Wert stimmt innerhalb der statistischen Fehler mit den WASA/PROMICE-Wirkungsquerschnitten bei 40, 80 und 115 MeV und auch mit dem 60 MeV ANKE-Wirkungsquerschnitt überein. Zu der statistischen Unsicherheit kommt noch ein Normierungsfehler von 15 %, der aus der Normierung der Daten auf den ANKE-Datenpunkt resultiert. Mit dem neuen Datenpunkt kann der annähernd konstante Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ zwischen 40 und 115 MeV bestätigt und weiter gefestigt werden.

Dieses Ergebnis ist insofern wichtig, als es bislang noch nicht gelungen ist die vorhandenen Wirkungsquerschnitte und somit den vorliegenden Produktionsmechanismus der Reaktion theoretisch korrekt zu beschreiben. Die gewonnene Kenntnis über den Verlauf des Wirkungsquerschnitts zwischen 40 und 60 MeV und die Widerlegung einer Resonanz in diesem Überschussenergiebereich können helfen, die vorhandenen Modelle zur η -Produktion zu modifizieren oder neue Modelle zu entwickeln. Denn nur mit einem kompletten Verständnis des Produktionsmechanismus über den gesamten Energiebereich kann geklärt werden, ob es tatsächlich zu einem gebundenen Zustand zwischen ${}^3\text{He}$ -Kern und η -Meson bei der schwellennahen η -Produktion kommt und somit die Existenz eines ersten mesischen Kern bestätigt werden kann.

Abgesehen von theoretischen Untersuchungen wird weiterhin an experimentellen Ergebnissen zu den Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ gearbeitet, die Aufschluss über den Produktionsmechanismus geben sollen. Aus diesem Grund wurden bereits weitere Daten vom ANKE-Experiment aufgenommen, die derzeit analysiert werden. Zum einen wurden unpolarisierte Daten bei einer Überschussenergie von 15 MeV gemessen, die von Ingo Burmeister im Rahmen seiner Diplomarbeit ausgewertet werden [Bur10]. Dieser zusätzliche Datenpunkt soll zu einer genaueren Beschreibung des Übergangs zwischen den gut vermessenen schwellennahen Daten und Datenpunkten bei höherer Überschussenergie beitragen. Des Weiteren wurde auch eine polarisierte Messungen am ANKE-Experiment durchgeführt, die neue Erkenntnisse über den gebundenen Zustand und die an der η -Produktion beteiligten Partialwellen liefern soll. Diese Daten, die einen Überschussenergiebereich zwischen $Q = -5$ MeV und $Q = 10$ MeV abdecken, werden zurzeit von Michael Papenbrock im Zuge seiner Doktorarbeit analysiert [Pap10]. Mit doppelt polarisierten Messungen, die für die Zukunft geplant sind, könnten unter anderem alle Partialwellenanteile bestimmt werden.

Zusätzlich zu den genannten Messungen, die ausgewertet oder noch stattfinden werden, soll auch mit den in dieser Arbeit analysierten Datensätzen weitergearbeitet werden. Neben kleineren Korrekturen in der Analyse, wie zum Beispiel dem Einbau des ABC-Effektes in die Simulationen der direkten Zweipionenproduktion, soll dabei hauptsächlich an einer absoluten Normierung der beiden Datensätze gearbeitet werden. Zu diesem Zweck müssen Rohdaten analysiert werden, um die Luminosität über die pd-elastische Streuung bestimmen zu können. Mithilfe einer solchen Normierung könnte dann auch ein totaler Wirkungsquerschnitt für $Q = 60 \text{ MeV}$ angegeben werden, der nicht an den 60 MeV ANKE-Wirkungsquerschnitt gebunden ist. Des Weiteren könnte dadurch die statistische Unsicherheit des 49 MeV Wirkungsquerschnitts reduziert werden, die derzeit durch die relative Normierung über die π^0 -Produktion und die Normierung auf die ANKE-Daten zusätzlich vergrößert wird. Obwohl der statistische Fehler des neuen WASA-at-COSY-Datenpunktes bereits schon jetzt deutlich kleiner als der statistische Fehler des GEM-Datenpunktes ist, könnte das Ergebnis durch eine erneute absolute Normierung noch aussagekräftiger werden.

A. Anhang

Liste der verwendeten 60 MeV Runs:

run_14403	run_14414	run_14424	run_14434	run_14444	run_14450
run_14451	run_14452	run_14453	run_14454	run_14455	run_14456
run_14457	run_14458	run_14459	run_14460	run_14461	run_14462
run_14463	run_14464	run_14465	run_14466	run_14467	run_14468
run_14475	run_14485	run_14497	run_14507	run_14517	run_14530
run_14540	run_14554	run_14564	run_14574	run_14591	run_14601
run_14611	run_14621	run_14635	run_14645	run_14655	run_14671
run_14682	run_14692	run_14702	run_14712	run_14722	run_14734
run_14751	run_14761	run_14771	run_14781	run_14791	run_14802
run_14812	run_14830	run_14840	run_14850	run_14860	run_14873
run_14883	run_14894	run_14904	run_14916	run_14926	run_14936
run_14946	run_14956	run_14970	run_14980	run_14990	run_15000
run_15010	run_15022	run_15034	run_15044	run_15054	run_15064
run_15074	run_15086	run_15098	run_15109	run_15119	run_15129
run_15139	run_15151	run_15161	run_15171	run_15181	run_15192
run_15202	run_15212	run_15222	run_15232	run_15242	run_15252
run_15262	run_15272	run_15303	run_15314	run_15324	run_15334
run_15344	run_15356	run_15366	run_15376	run_15386	run_15396
run_15406	run_15416	run_15427	run_15438	run_15448	run_15459
run_15469	run_15482	run_15492	run_15505	run_15515	run_15525
run_15535	run_15545	run_15555	run_15565	run_15575	run_15616
run_15626	run_15637	run_15648	run_15660	run_15672	run_15682
run_15692	run_15702	run_15713	run_15723	run_15733	run_15743
run_15753	run_15763	run_15773	run_15788	run_15798	run_15808
run_15818	run_15828	run_15838	run_15848	run_15859	run_15869
run_15879	run_15890	run_15904	run_15915	run_15931	run_15941

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] ADAM, H.-H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich "WASA at COSY"*. 2004.
- [A⁺07] ADAM, H.-H. et al.: *The $pd \rightarrow {}^3He\eta$ reaction near threshold*. Phys. Rev. C, 75:014004, 2007.
- [A⁺08] AMSLER, C. et al.: *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B 667, 1-1340. Particle Data Group, 2008.
- [ABK60] ABASHIAN, A., N.E. BOOTH und K.M.CROWE: *Possible anomaly in meson production in $p + d$ collisions*. Phys. Rev. Letters, 5(6):258, 1960.
- [B⁺73] BANAIGS, J. et al.: *A study of the reactions $dp \rightarrow \tau\pi^0$ and $dp \rightarrow \tau\eta^0$* . Phys. Lett. B, 45:394, 1973.
- [B⁺85] BERTHET, P. et al.: *Very backward π^0 and η^0 production by proton projectiles on a deuterium target at intermediate energies*. Nucl. Phys. A, 443:589-600, 1985.
- [B⁺88] BERGER, J. et al.: *Identification of the $dp \rightarrow {}^3He + \eta$ reaction very near threshold*. Phys. Rev. Lett., 61:919, 1988.
- [B⁺00] BETIGERI, M. et al.: *Measurement of the $pd \rightarrow {}^3He\eta$ in the S_{11} resonance*. Phys. Lett. B, 472:267, 2000.
- [B⁺02] BILGER, R. et al.: *Measurement of the $pd \rightarrow {}^3He\eta$ cross section between 930 and 1100 MeV*. Phys. Rev. C, 65:044608, 2002.
- [B⁺08] BERGMANN, F. et al.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report 2008, Seite 52, 2008.
- [Bur10] BURMEISTER, I.: *Diplomarbeit in Vorbereitung*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [C⁺06] CALÉN, H. et al.: *Upgrade of the Forward Range Hodoscope of the WASA-at-COSY facility*. Technischer Bericht, IKP: Annual Report, 2006.
- [F⁺07] FRÖHLICH, I. et al.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. August 2007.

- [For10] WASA-at-COSY Discussion Forum. URL: <http://wasasrv.ikp.kfa-juelich.de/WasaForum/index.php>, Juni 2010.
- [Fra02] FRANSSON, K.: *The Trigger System of the CELSIUS/WASA Detector*. *Physica Scripta*, T99:176–182, 2002.
- [FRH10] *Forward Detectors: Forward Range Hodoscope Extension - description from application to Wallenberg foundation*. WASA-at-COSY Collaboration WI-KI, Juni 2010.
- [GEA93] GEANT - *Detector Description and Simulation Tool*. CERN Program Library Long Writeup, (W5013), 1993.
- [Gos08] GOSLAWSKI, P.: *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [GW89] GERMOND, J. und C. WILKIN: *The $dp \rightarrow {}^3He\eta$ reaction at threshold*. *J. Phys. G*, 15:437, 1989.
- [HHM04] HEJNY, V., M. HARTMANN und A. MUSSGILLER: *ANKE RootSorter - Users Guide*, November 2004.
- [IKP10] *Homepage des Instituts für Kernphysik am Forschungszentrum Jülich*. URL: <http://www.fz-juelich.de/ikp/cosy/de/>, Juni 2010.
- [Jac04] JACEWICZ, M.: *Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [KN90] KILIAN, K. und H. NANN: *Particle Production Near Threshold*. In: *AIP Conference Proceedings*, Band 221, Seite 185, 1990.
- [Koc04] KOCH, I.: *Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV*. Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [LL88] LAGET, J.M. und J.F. LECOLLEY: *Direct evidence for three-body mechanisms in the reaction $pd \rightarrow {}^3He\eta$* . *Phys. Rev. Lett.*, 61:2069, 1988.
- [M⁺96] MAYER, B. et al.: *Reactions $pd \rightarrow {}^3He\eta$ and $pd \rightarrow {}^3He\pi^+\pi^-$ near the η threshold*. *Phys. Rev. C*, 53:2068, 1996.
- [M⁺07] MERSMANN, T. et al.: *Precision study of the $\eta{}^3He$ system using the $dp \rightarrow {}^3He\eta$ reaction*. *Phys. Rev. Lett. B*, 98:242301, 2007.

- [Mai97] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 390:1–8, 1997.
- [Mer07] MERSMANN, T.: *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Mesonen und ^3He -Kernen am Experimentaufbau ANKE.* Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [P⁺07] PRICKING, A. et al.: *New Forward Window Hodoscope for WASA.* FZ Jülich IKP Annual Report 2007, 2007.
- [Pap10] PAPENBROCK, M.: *Dissertation in Vorbereitung.* Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [Pau06] PAULY, C.: *Light Meson Production in pp Reactions at CELSIUS/WASA above the η - Threshold.* Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2006.
- [PDG08] PARTICLE PHYSICS BOOKLET, Juli 2008.
- [Per90] PERKINS, D. H.: *Hochenergiephysik.* Addison-Wesley, 1990.
- [Pra10] PRASUHN, D. private Kommunikation, Juli 2010.
- [R⁺09] RAUSMANN, T. et al.: *Precision study of the $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ reaction for excess energies between 20 and 60 MeV.* Phys. Rev. C, 80:017001, 2009.
- [Rau09] RAUSMANN, T.: *Untersuchung der Reaktion $dp \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ im Bereich zwischen 20 und 60 MeV Überschussenergie am Experiment ANKE.* Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Rub99] RUBER, R. J. M. Y.: *An ultra-thin-walled superconducting solenoid for meson-decay physics.* Doktorarbeit, Uppsala University, 1999.
- [S⁺07] SMYRSKI, J. et al.: *Measurement of the $dp \rightarrow ^3\text{He}\eta$ reaction near threshold.* Phys. Lett. B, 649:258, 2007.
- [W⁺07] WINNEMÖLLER, A. et al.: *The WASA-at-COSY pellet target.* FZ Jülich IKP Annual Report 2007, 2007.
- [WAS10] WASA-at-COSY Collaboration WIKI. URL: <http://wasasrv.ikp.kfa-juelich.de/WasaWiki/index.php>, Juni 2010.
- [Win10] WINNEMÖLLER, A.: *Dissertation in Vorbereitung.* Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [ZR09] ZABIEROWSKI, J. und J. RACHOWSKI: *The Light-Pulser Monitoring System for the WASA detectorfacility.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 606:411–418, 2009.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Alfons Khoukaz, der mir die Anfertigung der Arbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht und mich mit diesem spannenden Thema betraut hat. Zudem stand er mir bei allen Fragen jederzeit hilfreich zur Seite.

Außerdem möchte ich Herr Prof. Dr. Johannes P. Wessels dafür danken, dass er sich dazu bereit erklärt hat, meine Arbeit als Zweitkorrektor zu bewerten.

Des Weiteren möchte ich mich besonders bei den Herren Dipl.-Phys. Florian Bergmann und Dipl.-Phys. Alexander „der Unbesiegbare“ Winne(r)möller bedanken, die mich während der gesamten Zeit der Diplomarbeit betreut haben.

Auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die sowohl im Büro, während der Mittags- und Kickerpausen als auch außerhalb der Arbeitszeiten stets für eine tolle Stimmung gesorgt haben, sei an dieser Stelle gedankt. Dies sind im einzelnen Dipl.-Phys. Esperanza Köhler, Dipl.-Phys. Paul Goslawski, Dipl.-Phys. Malte Mielke, Ingo „Igor“ Burmeister, Andrea Nustedt, „Ehrenmitglied“ Dr. Timo Mersmann und unsere Bachelorstudenten Kay Demmich und Ann-Katrin Hergemöller. Ein großer Dank gilt dabei den Herren Dipl.-Phys. Alexander Täschner, Dr. Tobias Rausmann und Dipl.-Phys. Michael „Papenbusch“ Papenbrock, die immer hilfsbereit bei allen Fragen rund um die Physik und die verwendete Software waren.

Ebenso danke ich den Mitgliedern der WASA-Kollaboration, die mir sowohl im WASA-Forum als auch bei persönlichen Gesprächen bei Software- und Analysefragen weiter geholfen haben. Stellvertretend sei dafür besonders Dr. Volker Hejny, Dr. Andrzej Kupsc, Dr. Christian Pauly sowie Dr. Jozef Zlomanczuk, der die Vorsortierung der Daten übernommen hat, gedankt.

Ein großer Dank gilt allen Mitgliedern der 16 Uhr Kaffeerunde unter der Leitung des „Präsidenten“ Dipl.-Phys. Michael Zacher für die niveauvolle Ablenkung an stressigen Tagen.

Abschließend möchte ich mich noch einmal besonders bei meinem Freund Stefan und bei meiner Familie bedanken, die mich während der Diplomarbeitszeit und letztere auch auf meinem gesamten bisherigen Lebensweg unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen außer den angegebenen Hilfsmitteln verwendet habe.

Everswinkel, Juli 2010

.....
(Annika Passfeld)