

# Luminositätsbetrachtung und Analyse des $^3\text{He}\eta$ -Reaktionskanals in dp-Kollisionen am ANKE-Magnetspektrometer

Diplomarbeit

vorgelegt von

**Ingo Burmeister**

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

– Februar 2011 –



- 
1. Gutachter: Prof. Dr. A. Khoukaz
  2. Gutachter: Prof. Dr. J. P. Wessels



# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
1.1	Das $\eta$ -Meson im statischen Quarkmodell . . . . .	5
1.1.1	Grundzüge des Standardmodells . . . . .	5
1.1.2	Das statische Quarkmodell . . . . .	6
1.1.3	Die pseudoskalaren Mesonen . . . . .	7
1.1.4	Die Ruhemasse des $\eta$ -Mesons . . . . .	9
1.2	Bisherige Untersuchungen zur $^3\text{He}\eta$ -Wechselwirkung . . . . .	11
1.3	Reaktionskinematik . . . . .	15
1.3.1	Der Viererimpuls . . . . .	15
1.3.2	Bezugssysteme und Lorentz-Transformation . . . . .	16
1.3.3	Die Impulsellipse . . . . .	17
1.3.4	Die Missing-Mass-Methode . . . . .	18
1.3.5	Überschussenergie und Impulsübertrag . . . . .	19
1.4	Luminosität und Wirkungsquerschnitt . . . . .	20
1.4.1	Luminosität eines Fixed-Target-Experiments . . . . .	20
1.4.2	Der Wirkungsquerschnitt . . . . .	22
1.4.3	Partialwellenbeschreibung von Streuprozessen . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>25</b>
2.1	Das Cooler Synchrotron COSY . . . . .	25
2.2	Das ANKE-Experiment . . . . .	27
2.2.1	Das Vorwärtsdetektorsystem . . . . .	28
2.2.2	Das Cluster-Jet-Target . . . . .	30
2.2.3	Die Trigger . . . . .	33
2.3	Details zur Strahlzeit . . . . .	34

<b>3</b>	<b>Erste Schritte der Datenanalyse</b>	<b>39</b>
3.1	Verwendete Software . . . . .	39
3.2	Vorsortierung und Kalibrierung . . . . .	40
3.2.1	Identifikation von $^3\text{He}$ -Ejektilen anhand des Energieverlustes	40
3.2.2	Impulsrekonstruktion und Kalibrierung . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Luminositätsbetrachtung</b>	<b>45</b>
4.1	Akzeptanzkorrektur für die dp-elastische Streuung . . . . .	45
4.2	Identifikation der dp-elastischen Streuung über die Missing-Mass-Methode . . . . .	46
4.3	Vorläufige Bestimmung der integrierten Luminosität . . . . .	47
4.4	Diskussion der Luminositätsbetrachtung . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Quantitative Analyse der Reaktion <math>d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta</math></b>	<b>57</b>
5.1	Akzeptanzbetrachtung und Trefferpositionen . . . . .	57
5.2	Missing-Mass-Analyse und Untergrundkorrektur . . . . .	58
5.3	Normierung der Zählrate auf die vorläufige Luminosität . . . . .	65
5.4	Diskussion der auf die vorläufige Luminosität normierten Zählraten	69
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
6.1	Bestimmung der vorläufigen Luminosität . . . . .	73
6.2	Quantitative Analyse der Zählrate . . . . .	73
6.3	Ausblick . . . . .	75
6.3.1	Weiterführung der vorliegenden Analyse . . . . .	75
6.3.2	Zukünftige Experimente und Analysen . . . . .	76
<b>Anhang</b>		<b>I</b>
1	Rechnungen . . . . .	I
1.1	Zusammenhang von Strahlimpuls und $Q$ -Wert . . . . .	I
1.2	Endzustandsimpuls in Zweiteilchenreaktionen . . . . .	II
<b>Danksagung</b>		<b>XIII</b>
<b>Eidesstattliche Erklärung</b>		<b>XV</b>

# 0 Einleitung

Das Verständnis der Materie und ihrer inneren Struktur ist schon seit langer Zeit Objekt der menschlichen Neugier und der Wissenschaft. Im Rahmen der Forschung wurde die Zusammensetzung der Materie immer tiefer gehenden Untersuchungen unterzogen. Dieser Weg führte von den Atomen als „unteilbaren“ kleinsten Bestandteilen der chemischen Elemente zu den kleinsten bisher bekannten Teilchen: Atome bestehen aus einer Elektronenhülle und einem Kern aus Protonen und Neutronen, den sogenannten Nukleonen. Diese Nukleonen weisen wiederum eine Substruktur aus Quarks auf. Quarks und Elektronen sind die Bestandteile, aus denen alle sichtbare Materie aufgebaut ist und werden bisher als elementar angenommen. Beschrieben werden diese Teilchen und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell der Teilchenphysik, welches in zahlreichen Experimenten bestätigt wurde. Im Rahmen des Standardmodells werden die verschiedenen Materieteilchen durch wenige fundamentale Grundbausteine aufgebaut, während die Kräfte durch sogenannte Austauschbosonen vermittelt werden.

Die Kräfte, die zwischen den Nukleonen wirken, wurden bereits intensiv untersucht. Hingegen ist die Wechselwirkung zwischen Nukleonen und Mesonen, Teilchen, die aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt sind, weniger erforscht. Dies resultiert aus der Tatsache, dass alle Mesonen instabil sind und eine sehr kurze Lebensdauer aufweisen. Ein möglicher Zugang zur Untersuchung der Wechselwirkung ergibt sich aus der Streutheorie.

Mit Hilfe moderner Teilchenbeschleuniger wie dem **CO**oler **SY**nchrotron **COSY** des Forschungszentrums Jülichs lassen sich in Streuexperimenten kurzlebige Mesonen erzeugen und unter Verwendung von Detektorsystemen wie dem ANKE-Magnetspektrometer untersuchen. Theoretische Überlegungen zeigen, dass eine Wechselwirkung vor oder nach dem eigentlichen Produktionsprozess den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion beeinflussen kann [Wat52]. Man spricht von einer Initial State Interaction (ISI) im Falle einer Wechselwirkung vor der eigentlichen Streuung oder einer Final State Interaction (FSI) nach der Streuung.

Bei der Untersuchung der starken Kräfte zwischen Mesonen und Kernen bieten elektrisch ungeladene Mesonen den Vorteil, dass sie ausschließlich über die starke Kraft wechselwirken. Dabei haben theoretische Überlegungen und experimentelle Ergebnisse gezeigt, dass die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  von besonderem Interesse ist, wie in Kapitel 1.2 dargelegt wird.

Der bisher umfassendste Datensatz zu dieser Reaktion wurde mit dem ANKE-Experiment am COSY-Beschleuniger aufgenommen. So konnte die Anregungsfunktion in einer kontinuierlichen Rampe von unterhalb der Reaktionsschwelle bis zu einer Überschussenergie  $Q$  von etwa 11 MeV vermessen werden [Mer07b], [Mer07a]. Weiter wurden Daten für drei  $Q$ -Werte bei 20, 40 und 60 MeV aufgenommen und ausgewertet [Rau09b, Rau09a]. Dabei zeigte sich ein starker Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts nahe der Reaktionsschwelle gefolgt von einem Plateau. Weiter zeigten die differentiellen Wirkungsquerschnitte schon bei niedrigen Überschussenergien eine Winkelasymmetrie. Beides weist auf das Vorhandensein einer Polstelle in der Anregungsfunktion nahe der Reaktionsschwelle hin, was bei der Existenz eines gebundenen oder quasigebundenen Zustands zwischen  ${}^3\text{He}$ -Kern und  $\eta$ -Meson erwartet wird [Wil07]. Sollte sich dies verifizieren lassen, stellt es den ersten Nachweis eines sogenannten mesischen Kerns dar.

Im März 2008 wurde eine Strahlzeit am ANKE-Spektrometer des COSY-Beschleunigerkomplexes zur Bestimmung der Ruhemasse des  $\eta$ -Mesons und zur Untersuchung der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  durchgeführt [Kho07]. Dabei wurden für 15 verschiedene Überschussenergien - von der Reaktionsschwelle bis zu  $Q = 15$  MeV - Daten aufgenommen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse der in diesem Zeitraum aufgezeichneten Messungen. Dabei wird eine Missing-Mass-Analyse sowohl der dp-elastischen Streuung als auch der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  durchgeführt. Mit Hilfe von Simulationen wird das Akzeptanzverhalten des Detektors bezüglich der dp-elastischen Reaktion ermittelt und damit eine vorläufige Berechnung der Luminosität durchgeführt. Für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  wird eine Beschreibung des physikalischen Untergrundes mit Daten vorgenommen, die unter der Reaktionsschwelle aufgenommen wurden und damit die Extraktion totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte vorbereitet.

Die Ergebnisse dieser Arbeit erlauben die Bestimmung der integrierten Luminosität über die dp-elastische Streuung als Referenzreaktion. Aus der Luminosität lassen sich weiter Wirkungsquerschnitte für verschiedene Reaktionen berechnen. Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  ermöglichen die



---

Überprüfung des Verlaufs der Anregungsfunktion nahe der Reaktionsschwelle und erweitern bisherige Datensätze um einen Datenpunkt bei  $Q \approx 15$  MeV. Die hier extrahierten Winkelverteilungen erlauben zusätzlich die Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte und derer Winkelasymmetrien mit bisher unerreichter Präzision. Dies führt zu einem vollständigeren Bild des schwelennahen Verhaltens der Reaktion. Die daraus folgenden Ergebnisse helfen, theoretische Modelle zu testen und das Partialwellenverhalten zu ermitteln, woraus sich letztendlich weitere Hinweise auf die Existenz eines Pols in der Anregungsfunktion nahe der Reaktionsschwelle und die mögliche Existenz eines quasigebundenen Zustandes entnehmen lassen.

Der hohe Aufwand einer vollständigen Analyse der in der hier untersuchten Strahlzeit aufgenommenen Daten übersteigt den Umfang einer Diplomarbeit und muss daher in einer auf dieser Arbeit aufbauenden Analyse fortgeführt werden.



# 1 Theoretische Grundlagen

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ , die mit Hilfe des ANKE-Magnetspektrometers (siehe Kapitel 2.2) am COSY-Beschleuniger (siehe Kapitel 2.1) untersucht wird. Die Beschreibung des  $\eta$ -Mesons erfolgt im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik im statischen Quarkbild der Hadronen und die Berechnung kinematischer Größen wird anhand der speziellen Relativitätstheorie durchgeführt, mit der in der Kern- und Teilchenphysik gebräuchlichen Konvention  $\hbar = c = 1$ .

## 1.1 Das $\eta$ -Meson im statischen Quarkmodell

### 1.1.1 Grundzüge des Standardmodells

Das Standardmodell der Teilchenphysik erlaubt die bisher exaktesten Beschreibungen von Naturphänomenen auf mikroskopischen Skalen. So beinhaltet es, mit Ausnahme der Gravitation, drei der vier Grundkräfte der Natur, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung und alle bisher als elementar bekannten Teilchen. Diese werden in zwei Gruppen unterteilt. Die Eichbosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) sind als Kraftteilchen für die Vermittlung der Wechselwirkungen verantwortlich. Die Fermionen (mit halbzahligem Spin) können als die Bausteine der Materie angesehen werden. Die Fermionen unterteilen sich wiederum in Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, den Quarks, und Teilchen, bei denen das nicht der Fall ist, den Leptonen. Sowohl die Leptonen als auch die Quarks lassen sich in drei Familien, die auch als Generationen bezeichnet werden, einsortieren, wobei sich die Teilchen der verschiedenen Generationen durch ihre Masse unterscheiden.

Die Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Eichbosonen, die an die entsprechenden Ladungen koppeln, vermittelt. Das sind im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung die Photonen, die an die elektrische Ladung koppeln, für

die schwache Wechselwirkung die W- und Z-Bosonen, die an den schwachen Isospin koppeln und für die starke Wechselwirkung die Gluonen, die an die Farbladung koppeln.

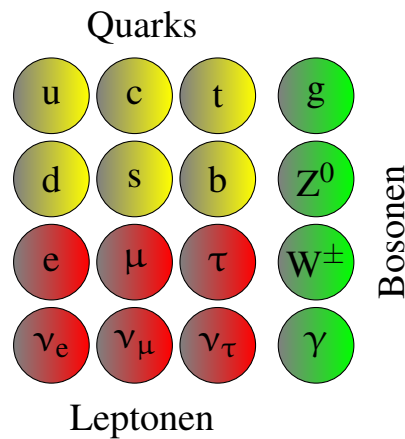


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Standardmodells der Teilchenphysik mit den Eichbosonen (grün), den Quarks (gelb) und den Leptonen (rot).

Insgesamt umfasst das Standardmodell zwei Quarks und zwei Leptonen in je drei Generationen, also 12 Materieteilchen und mit dem Photon, den drei Bosonen der schwachen Wechselwirkung und den acht unterschiedlich farbgeladenen Gluonen auch 12 Kraftteilchen (siehe Abbildung 1.1). Aus diesen 24 Teilchen (und ihren Antiteilchen) lassen sich alle bisher beobachteten Teilchen zusammensetzen und erklären.

Teilchen, die aus Quarks bestehen und somit stark wechselwirken, werden als Hadronen bezeichnet. Die Hadronen unterteilen sich wiederum in zwei Klassen. Diese Klassifizierung erfolgt ebenfalls anhand des Spins in Fermionen und Bosonen. Hadronen mit halbzahligem Spin setzen sich aus drei Quarks zusammen und werden als Baryonen bezeichnet, während Hadronen mit ganzzahligem Spin aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen und als Mesonen bezeichnet werden.

### 1.1.2 Das statische Quarkmodell

Im statischen Quarkmodell wird angenommen, dass die Hadronen nur aus Quarks bestehen, den sogenannten Valenzquarks, oder Konstituentenquarks, die in ihrer Summe sämtliche Eigenschaften der Hadronen tragen. Dieses Modell reicht aus,

um die meisten Eigenschaften der Teilchen zu erklären und um sie gruppentheoretisch zu sortieren. Es wurden bisher zwei Arten beobachtet. Die Baryonen, wie zum Beispiel Proton und Neutron, bestehen aus drei Quarks. Hingegen bestehen die Mesonen, zu denen auch das  $\eta$ -Meson zählt, aus einem Quark-Antiquark-Paar.

Durch die vielen verschiedenen Möglichkeiten, die Quarks zu kombinieren, gibt es eine große Zahl an Hadronen. Da die Quarks auch einen Drehimpuls tragen können, gibt es zu jeder Kombination von Quarks entsprechende angeregte Zustände mit gleichem Quarkinhalt, aber höherem Drehimpuls und damit verbunden mit höherer Masse. Dabei koppeln die Drehimpulse der Quarks zusammen mit ihren Spins zum Gesamtdrehimpuls  $J$  des Hadrons.

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Energiebereich nahe der Produktionsschwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  lässt nur die Produktion der leichtesten Mesonen zu, welche zu der Gruppe der pseudoskalaren Mesonen gehören.

### 1.1.3 Die pseudoskalaren Mesonen

Bildet man aus den leichtesten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  und ihren Antiquarks gebundene Zustände, also Mesonen, so ergeben sich mit einem Singulett und einem Oktett neun Endzustände ( $3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 = 9$ ), gruppentheoretisch beschrieben durch die Flavour-SU(3). Dabei handelt es sich um die spezielle unitäre Gruppe der  $3 \times 3$ -Matrizen, die die Symmetriegruppe der betrachteten Quark-Flavour, also der Quark-Arten, darstellt.

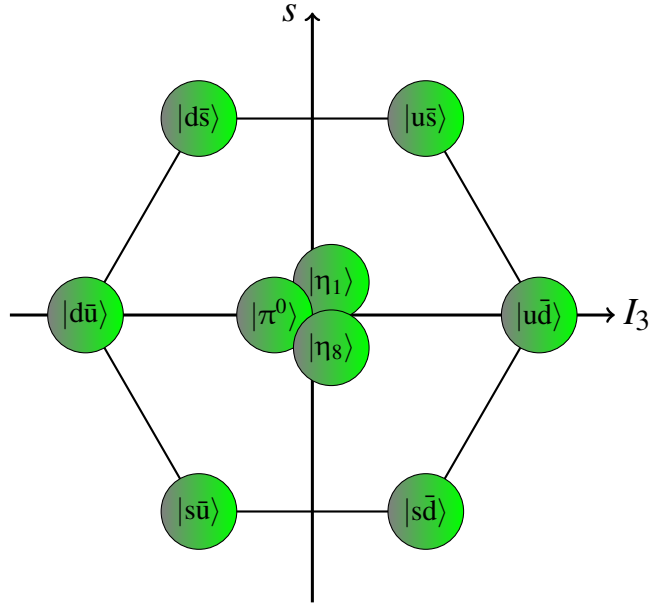


Abbildung 1.2: Wellenfunktionen der pseudoskalaren Mesonen. Aufgetragen ist die Strangeness  $s$  gegen die dritte Komponente des Isospins  $I_3$ .

Oktett und Singulett bilden zusammen das Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Die Quark-Wellenfunktionen sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Dabei ist die Strangeness  $s$ , also die Differenz aus  $\bar{s}$ - und  $s$ -Quarks, gegen die dritte Komponente des Isospins  $I_3$  aufgetragen. Ein besonderes Augenmerk gilt den Wellenfunktionen in der Mitte der Abbildung. Diese haben die gleichen Quantenzahlen  $J = I_3 = s = 0$  und lassen sich daher als Linearkombination von Zuständen beschreiben, die diese Quantenzahlen aufweisen. Als Ansatz wird für das  $\pi^0$ , in Anlehnung an die anderen Pionen aufgrund ihrer ähnlichen Massen, eine Wellenfunktion ohne seltsame Quarks gewählt. Für die  $\eta$ - und  $\eta'$ -Mesonen werden zwei Wellenfunktionen definiert, wobei  $\eta_8$  zum Oktett gehört und  $\eta_1$  das Singulett bildet:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} - d\bar{d}\rangle \quad (1.1)$$

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle \quad (1.2)$$

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle. \quad (1.3)$$

Diese Zustände können quantenmechanisch mischen und müssen daher nicht mit den physikalischen Teilchen übereinstimmen. Während das  $\pi^0$  in sehr guter Näherung dem angegebenen Zustand aus  $u$ - und  $d$ -Quarks entspricht, mischen  $\eta_1$

und  $\eta_8$  zu den physikalischen Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  mit einem Mischungswinkel von  $\theta \approx -15,8^\circ$  [Pha10]:

$$|\eta\rangle = \cos\theta |\eta_8\rangle - \sin\theta |\eta_1\rangle \quad (1.4)$$

$$|\eta'\rangle = \sin\theta |\eta_8\rangle + \cos\theta |\eta_1\rangle. \quad (1.5)$$

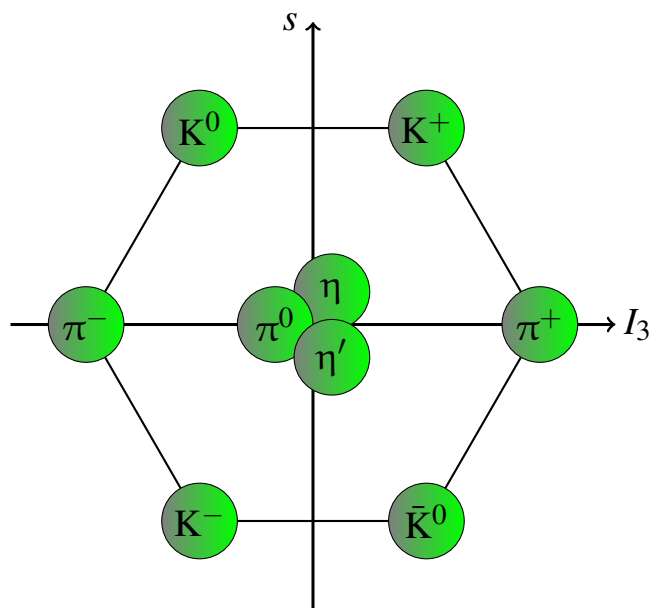


Abbildung 1.3: Das Multiplett der pseudoskalaren Mesonen mit  $J^P = 0^-$ .

Mesonen werden nach Drehimpuls  $J$  und Parität  $P$  sortiert. Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen mit den Quantenzahlen  $J^P = 0^-$  ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Dabei handelt es sich um die physikalisch beobachteten Teilchen.

#### 1.1.4 Die Ruhemasse des $\eta$ -Mesons

Die Eigenschaften des  $\eta$ -Mesons nach [Nak10] sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Dabei gab es bezüglich der Ruhemasse des  $\eta$ -Mesons im Vorfeld noch einige Unklarheiten. So zeigten sich zwischen verschiedenen Experimenten Abweichungen, die größer waren als die angegebenen Messunsicherheiten. Der in Tabelle 1.1 angegebene Wert wird aus Ergebnissen von Experimenten bestimmt, deren Ungenauigkeit nicht größer als  $100 \frac{\text{keV}}{c^2}$  ist, wobei ein Ergebnis außer Acht gelassen wird, da dieses nicht mit den anderen Messungen vereinbar ist.

Zerfallsbreite	$\Gamma$	1,30(07) keV
Lebensdauer	$\tau$	$5 \cdot 10^{-19}$ s
Masse	$m_0$	547,853(24) $\frac{\text{MeV}}{c^2}$
Drehimpuls	$J$	0
Parität	$P$	–
$C$ -Parität	$C$	+
$G$ -Parität	$G$	+
Isospin	$I = I_3$	0

Tabelle 1.1: Eigenschaften des  $\eta$ -Mesons nach [Nak10].

Im Wesentlichen wurden zwei verschiedene Verfahren zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse benutzt. Bei einer Methode wird die invariante Masse der Zerfallsprodukte bestimmt. Die auf diese Weise ermittelten Ergebnisse liegen bei einer Masse von  $m_\eta \approx 547,8 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ . Ein anderes Verfahren stützt sich auf die Detektion der anderen bei der  $\eta$ -Produktion entstehenden Ejektile zur Bestimmung derer Missing-Mass. Dabei wurde eine Masse von  $m_\eta \approx 547,3 \frac{\text{MeV}}{c^2}$  bestimmt. Die verschiedenen Ergebnisse nach [Yao06] und [DM07] sind in Abbildung 1.4 dargestellt.

Dieser Sachverhalt legt die Möglichkeit nahe, dass das Verfahren, welches zur Messung der  $\eta$ -Masse verwendet wird, das Ergebnis beeinflusst. Eine entsprechende Zusammenstellung bisheriger Daten und eine ausführlichere Darlegung der Zusammenhänge findet sich in [Gos08].

Eine präzise Bestimmung der Ruhemasse des  $\eta$ -Mesons wird ebenfalls anhand des hier betrachteten Datensatzes im Rahmen der Promotion von P. Goslawski [Gos12] durchgeführt. Dabei wird der bei der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  entstandene  ${}^3\text{He}$ -Kern detektiert und zur Berechnung der Eigenschaften des  $\eta$ -Mesons genutzt, was bisher zur Rekonstruktion des niedrigeren Wertes für die Masse führte. Auf diese Weise wird überprüft, ob die Messmethode tatsächlich einen Einfluss auf das Ergebnis hat.



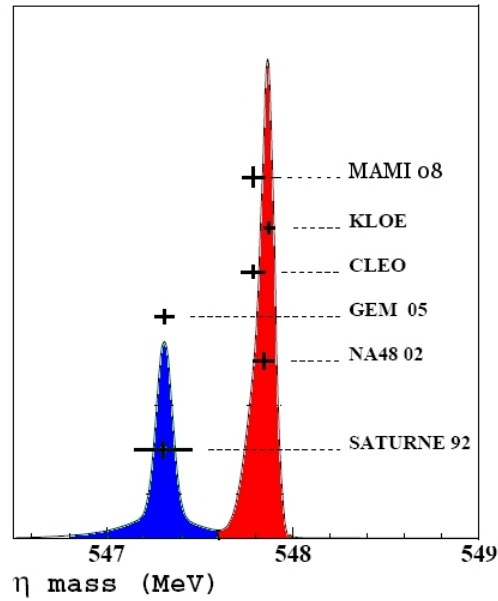


Abbildung 1.4: Ergebnisse zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse verschiedener Experimente nach [Yao06, DM07]. In blau: Bestimmung über die Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  und in rot: Bestimmung über Zerfallsprodukte und die Photoproduktion  $p + \gamma \rightarrow p + \eta$ .

## 1.2 Bisherige Untersuchungen zur $^3\text{He}\eta$ -Wechselwirkung

Die Untersuchung von Mesonen gestaltet sich vor dem Hintergrund ihrer sehr kurzen Lebensdauer schwierig. Daher ist die Wechselwirkung von Mesonen mit Nukleonen oder Kernen schwer zugänglich und noch nicht ausgiebig erforscht. Rechnungen haben gezeigt, dass es zwischen Mesonen und Nukleonen durchaus attraktive Kräfte beziehungsweise Potentiale geben kann [Bha85]. Zur Untersuchung des Anteils der starken Kraft an diesen Potentialen eignen sich neutrale Hadronen wie das  $\eta$ -Meson besonders gut, da sie nicht elektromagnetisch wechselwirken. Rechnungen führten zu einem möglichen gebundenen Zustand zwischen  $\eta$ -Mesonen und Kernen bei Massenzahlen von  $A \geq 12$  [Hai86] oder  $A > 10$  [Liu86].

Eine Wechselwirkung vor oder nach dem eigentlichen Produktionsprozess kann sich auf den Wirkungsquerschnitt, das heißt die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion, auswirken [Wat52]. Erste Messungen für die Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$

nahe der Produktionsschwelle zeigten einen nicht erwarteten Verlauf des Wirkungsquerschnitts und wiesen auf ein attraktives Potential hin [Ber88, May96], zu dessen Interpretation eine starke Endzustandswechselwirkung vorgeschlagen wurde [Wil93]. In Abbildung 1.5 ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verschiedener Messungen gegen die Überschussenergie  $Q$  aufgetragen. Die gestrichelte Linie gibt dabei die Form des nach Phasenraumverhalten erwarteten Verlaufs, proportional zu  $\sqrt{Q}$ , wieder (siehe Kapitel 1.4.3). Die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Messreihen wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Sie betreffen den Verlauf aller zu einer Messung gehörenden Punkte gleich und ändern nur die Höhe der Messreihen relativ zu anderen Messungen. Diese Unsicherheiten bewegen sich im Bereich von 10% bis 20%.

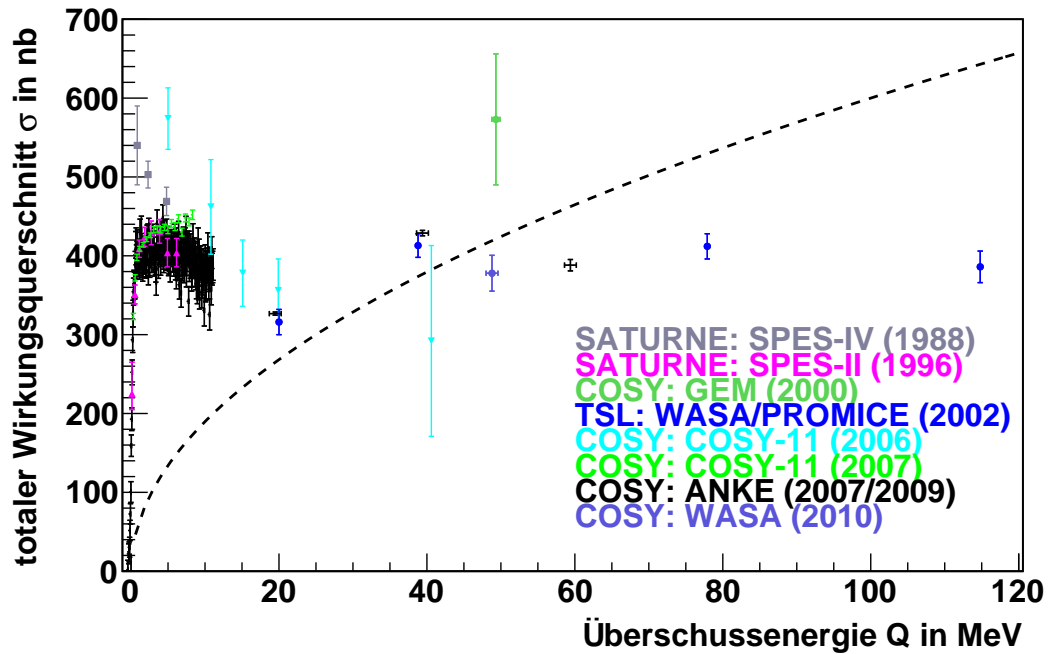


Abbildung 1.5: Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  für verschiedene Überschussenergien  $Q$ , gemessen an verschiedenen Experimenten.

Bei der Erklärung dieser Ergebnisse wurde unter anderem die Möglichkeit eines quasigebundenen Zustands zwischen Kern und  $\eta$ -Meson diskutiert. In diesem Fall wird eine Polstelle in der Anregungsfunktion nahe der Reaktionsschwelle erwartet, welche sich durch einen steilen Anstieg der Anregungsfunktion und eine schnelle Variation der Amplitude und der Phase der  $s$ -Welle äußert [Wil07]. Das Verhal-

ten der  $s$ -Welle ist dabei über Winkelverteilungen zugänglich, wobei die Phase bei unpolarisierten Messungen nur indirekt über die Interferenz aus  $s$ - und  $p$ -Welle bestimmt werden kann.

Es wurden weitere Messungen am  $^3\text{He}\eta$ -System vorgenommen. Diese führten allerdings zu teilweise widersprüchlichen Ergebnissen [Sib04]. Daher wurde im Januar 2005 eine Strahlzeit am ANKE-Spektrometer des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Im Rahmen dieser Strahlzeit wurden Messungen in einer kontinuierlichen Rampe des COSY-Beschleunigerstrahls bis zu einer Energie von  $Q \approx 11$  MeV durchgeführt [Mer07b, Mer07a] und drei weitere Datensätze bei  $Q \approx 20$ , 40 und 60 MeV aufgenommen und ausgewertet [Rau09b, Rau09a].

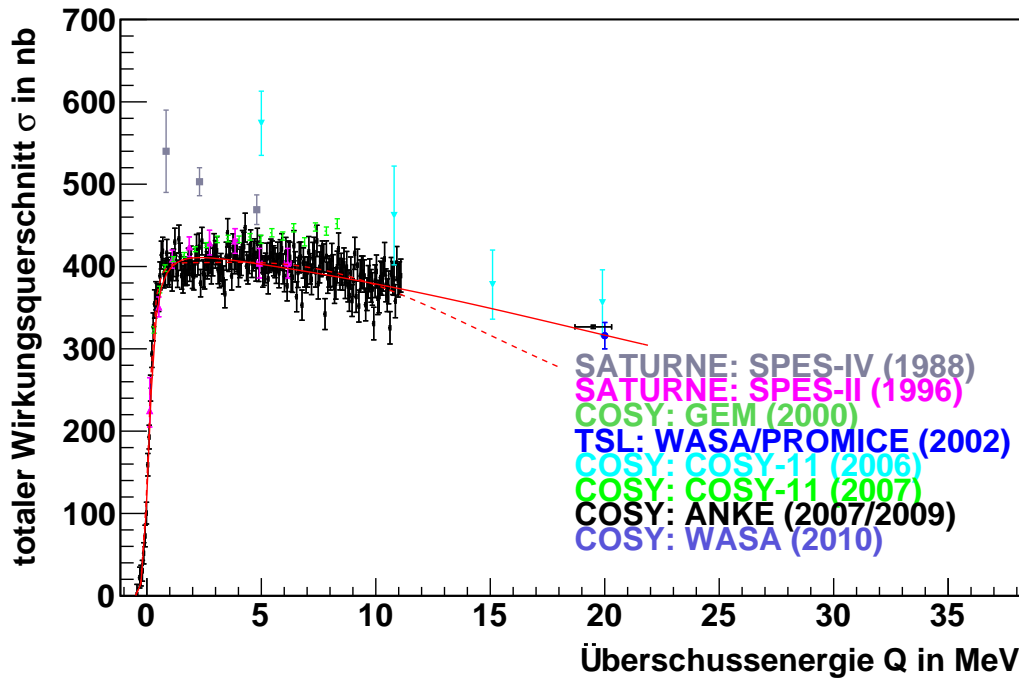


Abbildung 1.6: Fit der Anregungsfunktion an die ANKE(2007/2009)-Daten ohne (gestrichelte Linie) und mit Berücksichtigung (durchgezogene Linie) des Messpunktes bei  $Q \approx 20$  MeV.

Mit den Daten der kontinuierlichen Rampe ließ sich der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts, die sogenannte Anregungsfunktion der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ , in Abhängigkeit von der Überschussenergie  $Q$  - sowohl sehr nahe der Schwelle als auch über einen weiten Energiebereich - bestimmen. Abbildung 1.6 zeigt die Anregungsfunktion bis zu einer Überschussenergie von  $Q = 20$  MeV. Diese weist einen steilen Anstieg im Bereich der Reaktionsschwelle gefolgt von einem Pla-

teau auf. Die rote Linie zeigt den Fit der Anregungsfunktion an die Daten aus der ANKE-Strahlzeit (in der Abbildung bezeichnet als: ANKE 2007/2009 nach den Veröffentlichungsdaten) unter Berücksichtigung des Messpunktes bei einem  $Q$ -Wert von 20 MeV (durchgezogene Linie) und ohne Berücksichtigung des Messpunktes (gestrichelte Linie). Für den Fit wurde ein Ansatz mit zwei Polstellen gewählt. Der Fit zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Zuhilfenahme des Messpunktes, was darin seine Ursache finden kann, dass für die theoretische Beschreibung nur  $s$ - und  $p$ -Wellen berücksichtigt wurden, bei  $Q = 20$  MeV aber schon Anteile von  $d$ -Wellen beitragen können. Für beide Fälle zeigt sich allerdings ein Pol nahe der Reaktionsschwelle. Hier dominieren naturgemäß niedrige Partialwellen.

Anhand der differentiellen Wirkungsquerschnitte ließen sich Winkelasymmetrien und Beiträge von Partialwellen bestimmen. Entgegen vorheriger Messungen [Sib04] zeigte sich bei [Mer07b] schon im schwelennahen Bereich - bei  $Q \approx 4$  MeV - mit der  $p$ -Welle der Beitrag einer höheren Partialwelle.

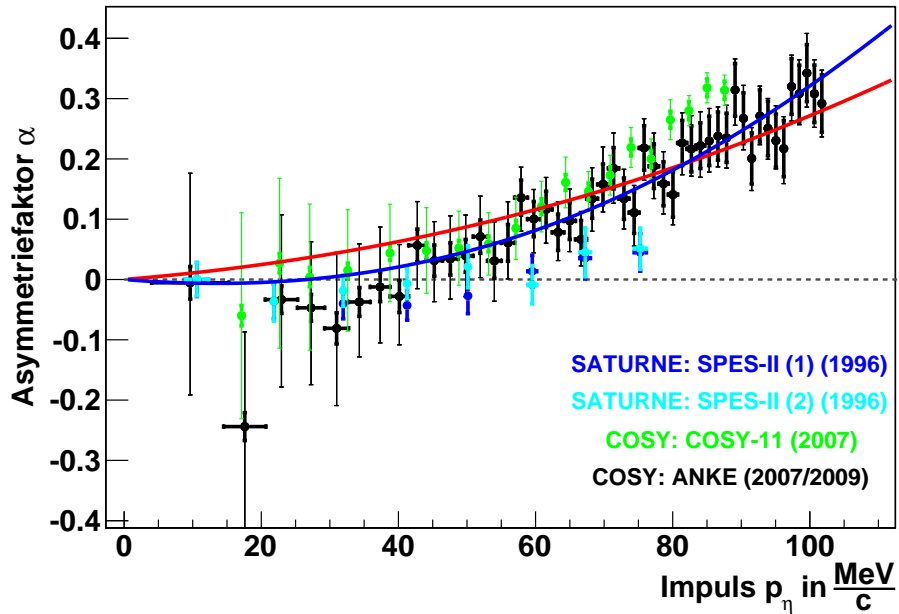


Abbildung 1.7: Winkelasymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die durchgezogenen Linien zeigen einen Fit an die Daten ohne (rot) und mit Berücksichtigung (blau) des Phasenunterschieds von  $s$ - und  $p$ -Welle.

Der Asymmetriefaktor  $\alpha$  (definiert in Gleichung (1.37)) ist in Abbildung 1.7 gegen den Endzustandsimpuls des  $\eta$ -Mesons aufgetragen.  $\alpha$  scheint im ersten Bereich

nach der Schwelle erst negativ zu werden und nimmt mit steigender Energie dann schnell zu, was auf eine starke Variation der Amplitude und der Phase der  $s$ -Welle hinweist. Dabei ist die Phase über die Interferenz von  $s$ - und  $p$ -Welle zugänglich, wie in Kapitel 1.4.3 diskutiert wird. Ein derartiges Verhalten ist ein weiteres Indiz für einen Pol nahe der Reaktionsschwelle [Wil07].

Der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz ermöglicht die Bestimmung totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte und damit sowohl die Überprüfung des Verlaufes der Anregungsfunktion, unter besonderem Augenmerk auf den Übergang zwischen 10 MeV und 20 MeV Überschussenergie, als auch die Extraktion von Winkelasymmetrien mit hoher Präzision. Die hier vorgestellten Analysen erlauben somit in weiteren Schritten die Überprüfung oben genannter Sachverhalte und lassen weitere Rückschlüsse auf die Frage der Existenz eines quasigebundenen Zustandes zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern zu.

## 1.3 Reaktionskinematik

Sowohl die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  als auch die  $dp$ -elastische Streuung  $d + p \rightarrow d + p$ , welche zur Bestimmung der Luminosität genutzt wird, sind Zweiteilchenreaktionen. Das heißt, dass die Impulsbeträge der Ejektile durch die Erhaltung der Komponenten des Viererimpulses  $\mathbf{P}$  eindeutig festgelegt sind. Infolge der hohen Impulse der Teilchen ist eine relativistische Beschreibung notwendig.

### 1.3.1 Der Viererimpuls

Für eine relativistische Formulierung von Stoßprozessen werden sogenannte Vierervektoren benutzt, welche sich aus der Erweiterung auf eine 3+1 dimensionale Raumzeit ergeben. Der relativistische Viererimpuls ergibt sich mit der Energie als nullter Komponente zu

$$\mathbf{P} = (E, p_x, p_y, p_z). \quad (1.6)$$

Der Betrag eines Vierervektors ist ein Lorentz-Skalar und kann im Falle des Impulses mit der Ruhemasse des Teilchens identifiziert werden:

$$|\mathbf{P}|^2 = E^2 - p^2 = m_0^2. \quad (1.7)$$

Allgemein gilt für eine Zweiteilchenreaktion  $a+b \rightarrow c+d$ , dass die Summe der Viererimpulse komponentenweise erhalten bleibt:

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b = \mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d. \quad (1.8)$$

### 1.3.2 Bezugssysteme und Lorentz-Transformation

Die relativistische Beschreibung ermöglicht einen Wechsel zwischen verschiedenen Inertial- oder Bezugssystemen mit Hilfe der Lorentz-Transformation. Wichtig sind hier das Laborsystem, im weiteren mit LS (Laboratory System) abgekürzt und das Schwerpunktsystem, mit CMS (Center of Mass System) abgekürzt. Das Laborsystem ist das Bezugssystem, in dem die Detektoren in Ruhe sind und in dem die Impulse der Teilchen gemessen werden. Im Schwerpunktsystem ruht der Schwerpunkt von Strahl- und Targeeteilchen und damit auch der Schwerpunkt aller produzierten Teilchen, was Vorteile bei der Beschreibung der Kinematik hat (siehe Abbildung 1.8). Die Beschreibung physikalischer Größen und Prozesse erfolgt wegen der besseren Vergleichbarkeit weitestgehend im Schwerpunktsystem.

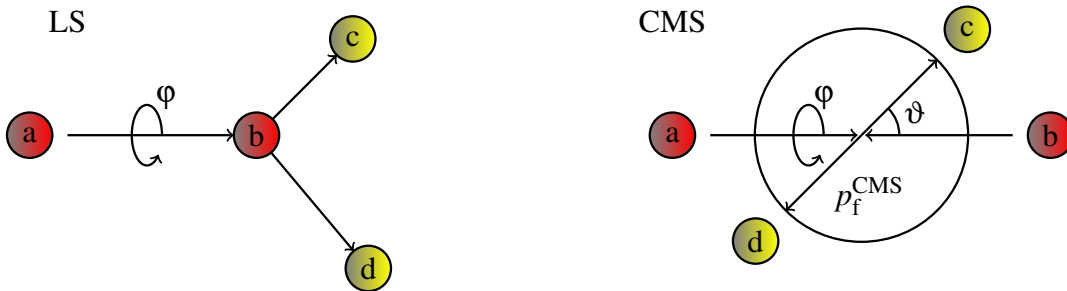


Abbildung 1.8: Transformation vom Labor- (links) zum Schwerpunktsystem (rechts). Strahlteilchen a trifft auf Targeeteilchen b unter Emission zweier Ejeile c und d (gelb).

Bei den eingezeichneten Winkeln handelt es sich um den Streuwinkel  $\vartheta$  eines Ejeils zur Strahlachse und den Rotationswinkel  $\phi$  um die Achse. Im Schwerpunktsystem haben die Ejeile einer Zweiteilchenreaktion per Konstruktion einen betragsmäßig gleichen Impuls  $p_f$  in entgegengesetzte Richtung. Dieser ist eindeutig festgelegt durch (vergleiche Anhang 1.2 Gleichung (A.9)):

$$p_f = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]}. \quad (1.9)$$

Ein Wechsel zwischen den Inertialsystemen wird durch die spezielle Lorentz-Transformation  $L(\vec{\beta})$ , auch Lorentz-Boost genannt, beschrieben. Dabei handelt es sich um den Spezialfall einer Lorentz-Transformation für zwei Bezugssysteme, die sich mit einer festen Geschwindigkeit  $\vec{\beta} = \vec{p}/E$  zueinander bewegen. Für ein Fixed-Target-Experiment findet die Transformation in Richtung des Strahlimpulses, also der Strahlachse, statt. Der Impuls des Targetteilchens ist im Vergleich zu dem des relativistischen Strahlteilchens im Laborsystem zu vernachlässigen:

$$\beta = \frac{p_{\text{Beam}}}{E_{\text{Beam}} + E_{\text{Target}}}. \quad (1.10)$$

### 1.3.3 Die Impulsellipse

Eine häufig gewählte Darstellung des Impulses von Reaktionsejektilen einer Zwei-Teilchen-Reaktion ist die Impulsellipse. Dazu wird der transversale gegen den longitudinalen Anteil des Impulses im Schwerpunktsystem aufgetragen. Es handelt sich dabei um eine Abbildung der Phasenraumverteilung von drei auf zwei Dimensionen. In drei Dimensionen liegen die Impulse im Schwerpunktsystem eines Ejektils im Falle eines Zweiteilchenendzustandes auf einer Kugeloberfläche mit Radius  $p_f$  beziehungsweise innerhalb der Kugel für mehr als zwei Teilchen im Ausgangskanal. Diese Verteilung ist für unpolarisierte Messungen in  $\phi$  rotationssymmetrisch und wird um die Achse „zusammengefaltet“. Die Richtung der Achse wird dabei durch den Beschleunigerstrahl auf die  $z$ -Achse festgelegt. Somit ergibt sich:

$$p_l = p_z \quad (1.11)$$

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (1.12)$$

In dieser Darstellung befinden sich alle Impulse, die den gleichen Betrag haben, auf einem Kreis, dessen Radius gerade dem Impulsbetrag entspricht. Für eine Reaktion mit mehr Ejektilen liegen die Impulse innerhalb eines Kreises, wobei der Radius durch den maximalen Impuls der betrachteten Teilchensorte gegeben ist. Transformiert man die Impulse mit einer Lorentz-Transformation in das Laborsystem, so wird der Kreis verschoben und zu einer Ellipse gestreckt (siehe Abbildung 1.9).

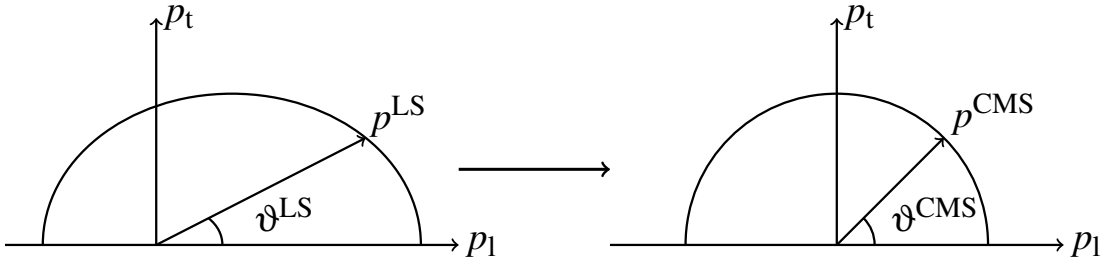


Abbildung 1.9: Impulsellipse im Laborsystem (links) und im Schwerpunktsystem (rechts).

Die Ereignisdichte der Impulsellipse für eine Phasenraumverteilung ist aufgrund der Konstruktion der Abbildung von drei auf zwei Dimensionen nicht mehr homogen. Um das zu beheben wird jeder Eintrag mit dem Inversen seines Transversalimpulses  $p_t^{-1}$  gewichtet.

### 1.3.4 Die Missing-Mass-Methode

Aus verschiedenen Gründen besteht bei Streuexperimenten die Möglichkeit, dass eines der Reaktionsejektile nicht im Detektor nachgewiesen werden kann. In diesem Fall ist der Viererimpuls aus den bekannten Impulsen der Projektilen und des gemessenen Ejektils bestimmbar. Bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion lässt sich nach Gleichung (1.8) der Viererimpuls eines nicht detektierten Ejektils  $\mathbf{P}_d$  berechnen zu

$$\mathbf{P}_d = \mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b - \mathbf{P}_c. \quad (1.13)$$

Der Betrag eines Vierervektors liefert einen Lorentz-Skalar, welcher im Fall des Viererimpulses mit der Ruhemasse des Teilchens identifiziert werden kann:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_d^2 &= (\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b - \mathbf{P}_c)^2 \\ &= m_d^2. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Um also zu überprüfen, ob eine bestimmte Reaktion stattgefunden hat, bei der Teilchen d erzeugt, aber nicht detektiert wurde, wird die Missing-Mass des detektierten Ejektils c gebildet, welche dann mit der Ruhemasse des Teilchens d übereinstimmen muss:

$$\text{MM}(c) \equiv \text{MM}(a,b,c) = |\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b - \mathbf{P}_c| \stackrel{!}{=} m_d. \quad (1.15)$$



Für die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  können weder das  $\eta$ -Meson noch seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Somit gilt

$$\text{MM}({}^3\text{He}) = |\mathbf{P}_{\text{Beam}} + \mathbf{P}_{\text{Target}} - \mathbf{P}_{{}^3\text{He}}| \stackrel{!}{=} m_\eta. \quad (1.16)$$

Für die dp-elastische Streuung, bei der in den meisten Fällen nur das Deuteron nachgewiesen wird, gilt dasselbe. Allerdings muss die Missing-Mass die Ruhemasse des Protons ergeben:

$$\text{MM}(d) = |\mathbf{P}_{\text{Beam}} + \mathbf{P}_{\text{Target}} - \mathbf{P}_d| \stackrel{!}{=} m_p. \quad (1.17)$$

Für Reaktionen mit mehr als zwei Teilchen im Ausgangskanal besteht die Möglichkeit, dass zwei oder mehr Ejektile nicht im Detektor nachgewiesen werden. Für mehrere solcher Ereignisse ergibt die Missing-Mass-Funktion eine breite Verteilung.

### 1.3.5 Überschussenergie und Impulsübertrag

Die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem ist zugänglich über die Wurzel aus der lorentzinvarianten Mandelstam-Variable  $s$  und kann somit auch aus den im Laborsystem bestimmten Impulsen berechnet werden:

$$\sqrt{s} = |\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b| = |\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d|. \quad (1.18)$$

Ein Teil der Schwerpunktsenergie wird in Form der Massen umgesetzt. Der  $Q$ -Wert der Reaktion gibt die kinetische Energie im Schwerpunktsystem an. Für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  gilt

$$\sqrt{s} = m_{{}^3\text{He}} + m_\eta + Q. \quad (1.19)$$

Sinkt die Überschussenergie  $Q$  unter Null, so kann die Reaktion nicht mehr stattfinden, da nicht mehr ausreichend Energie zur Verfügung steht, um die Massen der Ejektile zu produzieren. Für die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurden Messreihen sowohl oberhalb der Reaktionsschwelle als auch unterhalb der Schwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  aufgenommen. Dieses Verfahren bietet eine Möglichkeit, den Untergrund der Messung zu behandeln und wird später ausführlich diskutiert (siehe Kapitel 5.2).

Der  $Q$ -Wert der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  in Abhängigkeit vom Impuls des Strahlteilchens, des Deuterons  $p_d$ , lässt sich eindeutig anhand der Teilchenmassen (siehe

Anhang 1.1, Gleichung (A.2)) berechnen:

$$Q = \sqrt{\left(\sqrt{p_d^2 + m_d^2} + m_p\right)^2 - p_d^2 - m_{^3\text{He}} - m_\eta}. \quad (1.20)$$

Im Weiteren wird als zweite Mandelstam-Variable der Impulsübertrag  $t$  zur Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der dp-elastischen Streuung benutzt. Dieser ist folgendermaßen definiert:

$$t = (\mathbf{P}_a - \mathbf{P}_c)^2 = (\mathbf{P}_b - \mathbf{P}_d)^2. \quad (1.21)$$

Dabei gilt nach [Byc73] folgender Zusammenhang zum Streuwinkel  $\vartheta^{\text{CMS}}$  im Schwerpunktsystem:

$$t = t(\cos \vartheta^{\text{CMS}}) = -2(\vec{p}^{\text{CMS}})^2(1 - \cos \vartheta^{\text{CMS}}). \quad (1.22)$$

## 1.4 Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Die Ereignisrate  $\dot{N}$ , also die Anzahl der Ereignisse einer bestimmten Reaktion, die in einem Zeitintervall stattfinden, hängt von vielen Parametern ab. Dabei hat die Zählrate aufgrund der statistischen Natur des Experiments direkten Einfluss auf die statistische Unsicherheit und damit auf die Aussagekraft der Ergebnisse. Diese Parameter lassen sich zu zwei Größen zusammenfassen. Zum einen zur Luminosität  $L$ , die die Gegebenheit des Experiments in sich vereint und zum anderen zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , welcher die allgemeingültigen physikalischen Gesetze beinhaltet und vom eigentlichen Aufbau unabhängig ist:

$$L \cdot \sigma = \dot{N}. \quad (1.23)$$

### 1.4.1 Luminosität eines Fixed-Target-Experiments

Die Luminosität  $L$  ist ein Maß für die „Leuchtkraft“ eines Beschleunigerexperiments, also dafür, wie oft es zu Kollisionen zwischen Strahl- und Targetteilchen kommt. Dabei lassen sich sowohl Collider- als auch Fixed-Target-Experimente betrachten. Bei einem Collider-Experiment werden zwei Strahlen entgegengesetzt beschleunigt und zur Kollision gebracht. Hingegen wird bei einem Fixed-Target-Experiment nur ein Strahl beschleunigt und an einem fest positionierten Target gestreut (siehe Abbildung 1.10).

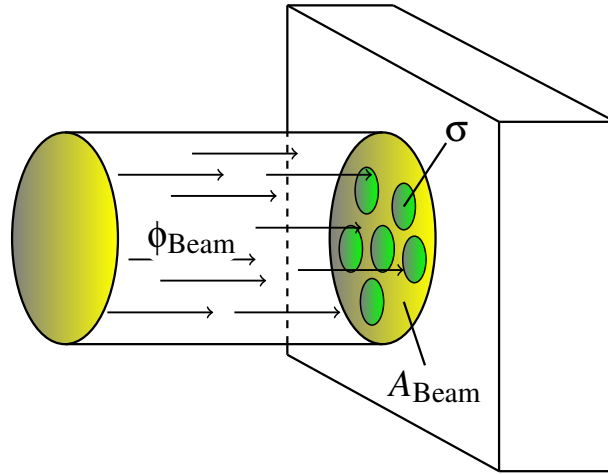


Abbildung 1.10: Der Beschleunigerstrahl (links) trifft auf ein Fixed-Target (rechts).

Bei ANKE handelt es sich um einen Fixed-Target-Aufbau, so dass sich die Luminosität zusammensetzt aus dem einfallenden Teilchenfluss  $\Phi_{\text{Beam}}$  und der Anzahl der Targetatome  $N_{\text{Target}}$ :

$$L = \Phi_{\text{Beam}} \cdot N_{\text{Target}}. \quad (1.24)$$

Die Anzahl der an Reaktionen beteiligten Targetteilchen berechnet sich aus der Flächendichte  $n_{\text{Target}}$  des Targets und der vom Strahl getroffenen Fläche  $A_{\text{Beam}}$ . Der Teilchenfluss ist gegeben aus der Anzahl der Teilchen im Strahl  $N_{\text{Beam}}$ , der Umlauffrequenz  $f$  und der Querschnittsfläche des Strahls:

$$\begin{aligned} L &= \frac{N_{\text{Beam}} \cdot f}{A_{\text{Beam}}} \cdot n_{\text{Target}} \cdot A_{\text{Beam}} \\ &= N_{\text{Beam}} \cdot f \cdot n_{\text{Target}}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Die Luminosität eines Fixed-Target-Experiments hängt also von der Anzahl der Teilchen im Strahl, deren Umlauffrequenz und der Flächendichte des Targets ab.

Diese Größen sind für das ANKE-Experiment zwar prinzipiell experimentell zugänglich, jedoch nur mit geringer Präzision, was lediglich eine Abschätzung der Luminosität ermöglicht. Die Bestimmung der Luminosität wird hier stattdessen über eine Referenzreaktion durchgeführt, deren Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist. Im Falle dieser Arbeit wird die dp-elastische Streuung als Referenzreaktion benutzt, für die bereits eine Datenbasis vorhanden ist (siehe Kapitel 4.3). Diese Reaktion wurde in der hier betrachteten Strahlzeit ebenfalls gemessen. Somit lässt sich die Luminosität aus den Referenzdaten zum Wirkungsquerschnitt der elastischen

Streuung und den gemessenen Ereignissen berechnen:

$$L = \frac{\dot{N}_{d+p \rightarrow d+p}}{\sigma_{d+p \rightarrow d+p}}. \quad (1.26)$$

Die integrierte Luminosität ergibt sich aus dem Integral über die Messzeit und liefert somit ein Maß für die Gesamtzahl der Kollisionen, die im Laufe der Messzeit stattgefunden haben.

$$L_{\text{int}} = \frac{N_{d+p \rightarrow d+p}}{\sigma_{d+p \rightarrow d+p}} \quad (1.27)$$

Anhand dieser Größe lässt sich über die Gesamtzahl von Ereignissen einer bestimmten Reaktion der zugehörige Wirkungsquerschnitt berechnen.

### 1.4.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion und wird als Fläche angegeben. Weist der zu Grunde liegende Streuprozess eine Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$  zur Strahlachse und damit eine Abweichung vom Phasenraumverhalten auf, so zeigt sich dies in der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes, den differentiellen Wirkungsquerschnitten. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  und der Vorbereitung der Bestimmung totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte. Zugänglich sind diese, nach Bestimmung der Luminosität, über die Anzahl der gemessenen Ereignisse:

$$\sigma_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta} = \frac{N_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta}}{L_{\text{int}}}. \quad (1.28)$$

Wirkungsquerschnitte können unter Umständen eine Winkelabhängigkeit aufweisen. Dieser Zusammenhang mit dem Streuwinkel  $\vartheta$  zur Strahlachse wird mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) = \frac{1}{2\pi \cdot \Delta \cos \vartheta} \cdot \frac{N_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta}(\cos \vartheta)}{L_{\text{int}}}. \quad (1.29)$$

Dabei liegt für eine unpolarisierte Messung um die Strahlachse eine Rotationsinvarianz der Wirkungsquerschnitte vor. Über den gesamten Winkelbereich integriert ergibt der differentielle Wirkungsquerschnitt wiederum den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) d\Omega. \quad (1.30)$$

Im Falle einer diskreten Unterteilung in einzelne Winkelbereiche der Breite  $\Delta \cos \vartheta$  wird aus dem Integral eine Summe:

$$\sigma = \sum_i 2\pi \cdot \Delta \cos \vartheta \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) \right)_i. \quad (1.31)$$

Es ist noch anzumerken, dass differentielle Wirkungsquerschnitte nicht nur bezüglich des Raumwinkels, sondern auch in Bezug auf anderer Größen angegeben werden können, so zum Beispiel bezüglich des Impulsübertrages  $\frac{d\sigma}{dt}$ . Dies ist bei der Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der dp-elastischen Streuung der Fall. Diese wird derart gewählt, da so eine Abhängigkeit der Winkelverteilungen vom betrachteten Energiebereich vermieden wird und damit statt des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$  der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  benutzt werden kann.

### 1.4.3 Partialwellenbeschreibung von Streuprozessen

Die theoretische Beschreibung eines Streuexperiments kann über die Lösung der Schrödinger-Gleichung erfolgen. Ist das Streupotential rotationssymmetrisch, so lassen sich die Lösungen nach Eigenzuständen des Drehimpulses, den Partialwellen, entwickeln. Die Partialwellen werden entsprechend ihrer Drehimpulsquantenzahl als  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -, ... Wellen bezeichnet. Für niedrige Überschussenergien tragen hauptsächlich niedrige Drehimpulse zum Streuprozess bei. Direkt über der Schwelle einer Reaktion zeigen die Ejektile also  $s$ -Wellen-Verhalten, sofern dieses nicht durch Randbedingungen, wie Erhaltungssätze oder Produktionsmechanismen, unterdrückt ist. Die  $s$ -Welle zeichnet sich durch verschwindenden Drehimpuls und eine homogene Endzustandsverteilung auf der Impulskugel aus. In diesem Fall sind der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt proportional zum Verhältnis von Anfangs- und Endzustandsimpuls und zum Betragsquadrat der Produktionsamplitude  $f$ :

$$\frac{\sigma}{4\pi} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f|^2. \quad (1.32)$$

Direkt über der Reaktionsschwelle ändert sich der Impuls des Anfangszustands  $p_i$  relativ zu dem des Endzustands  $p_f$  kaum. Unter der Voraussetzung, dass keine Endzustandswechselwirkung stattfindet und nur die  $s$ -Welle zur Streuung beiträgt, ändert sich auch die Produktionsamplitude nur wenig, das heißt  $f = f_s \approx \text{const}$  und

es ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt in erster Näherung eine Proportionalität zur Wurzel der Überschussenergie:

$$\sigma \propto p_f \propto \sqrt{Q}. \quad (1.33)$$

Bei steigender Überschussenergie nimmt der Beitrag höherer Partialwellen zu. Unter Berücksichtigung der  $p$ -Welle wird die Produktionsamplitude um einen impulsabhängigen Anteil erweitert und die Wirkungsquerschnitte ergeben sich nach [Wil07] zu:

$$\sigma = 4\pi \cdot \frac{p_f}{p_i} \cdot (|f_s|^2 + p_f^2 |f_p|^2) \quad (1.34)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) = \frac{p_f}{p_i} \cdot (|f_s|^2 + p_f^2 |f_p|^2 + p_f \cdot \Re(f_s^* \cdot f_p) \cdot \cos \vartheta). \quad (1.35)$$

Wobei für die Produktionsamplitude  $f_s$  der  $s$ -Welle ein Ansatz unter der Verwendung von Polstellen  $p_1$  und  $p_2$  und einem konstanten Faktor  $f_B$  gewählt wird:

$$f_s = \frac{f_B}{(1 - \frac{p_f}{p_1}) \cdot (1 - \frac{p_f}{p_2})}. \quad (1.36)$$

Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel  $\vartheta$  führt zu einer Asymmetrie in den Winkelverteilungen. Dabei wird der Asymmetriefaktor  $\alpha$  definiert als die Steigung einer Winkelverteilung bei  $\cos \vartheta = 0$ :

$$\alpha = \left. \frac{d}{d \cos \vartheta} \ln \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \right|_{\cos \vartheta = 0}. \quad (1.37)$$

Einsetzen von Gleichung (1.35) liefert:

$$\alpha = \frac{2 \cdot p_f \cdot \Re(f_s^* \cdot f_p)}{|f_s|^2 + p_f^2 \cdot |f_p|^2}. \quad (1.38)$$

Anhand des Interferenzterms ist die Differenz der Phasen, der  $s$ - und  $p$ -Welle zugänglich. Eine starke Veränderung des Asymmetriefaktors  $\alpha$  in einem kleinen Bereich der Überschussenergie deutet auf eine schnelle Variation der Phase der  $s$ -Welle hin. Bei der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  wird ein derartiges Verhalten beobachtet, das, wie bereits in Kapitel 1.2 dargelegt wurde, auf eine starke Endzustandswechselwirkung und die mögliche Existenz eines quasigebundenen Zustands hinweist.

## 2 Das Experiment

Die in dieser Arbeit untersuchten Messungen wurden am Mittelenergiebeschleuniger COSY des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Im Rahmen der Strahlzeit wurde ein Deuteronenstrahl am Wasserstoff-Cluster-Jet-Target des ANKE-Experiments gestreut. Die bei der untersuchten Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  entstandenen  ${}^3\text{He}$ -Kerne wurden zusammen mit anderen Ejektilen durch das Magnetspektrometer nach Impulsen getrennt und mit dem Vorwärtssystem des Detektors nachgewiesen.

### 2.1 Das Cooler Synchrotron COSY

Das COoler SYnchrotron COSY [Mai96] des Forschungszentrums Jülich ist ein Speicherring für Protonen und Deuteronen (siehe Abbildung 2.1). Er hat einen Umfang von 184 m und es können bis zu  $10^{11}$  Teilchen gespeichert und auf Impulse von  $0,3\text{--}3,7 \frac{\text{GeV}}{c}$  beschleunigt werden. Dabei besteht die Möglichkeit, sowohl einen unpolarisierten als auch einen polarisierten Strahl zu verwenden. Den Namen Cooler Synchrotron verdankt der Beschleuniger zwei verschiedenen Mechanismen zur Strahlkühlung, welche in verschiedenen Energiebereichen eingesetzt werden. Mit Strahlkühlung ist gemeint, dass für die einzelnen Teilchen im Strahl die Abweichung des Impulses  $\Delta p/p$  vom Sollwert möglichst gering gehalten wird. Bei Strahlimpulsen bis etwa  $0,65 \frac{\text{GeV}}{c}$  dient ein „kalter“ Elektronenstrahl, der wenige Meter parallel zum gespeicherten Strahl durch das Strahlrohr läuft, der Kühlung. Ab Strahlimpulsen von  $1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$  für Protonen und  $3,0 \frac{\text{GeV}}{c}$  für Deuteronen kommt die stochastische Kühlung zum Einsatz. Dabei wird durch eine Pick-Up-Elektrode die Abweichung des Transversalimpulses vom vorgegebenen Wert bestimmt und diagonal durch die Beschleunigerhalle zum Kicker übermittelt. Die Kicker-Elektrode nimmt dann die nötigen Korrekturen zur Verbesserung der Strahlqualität vor.

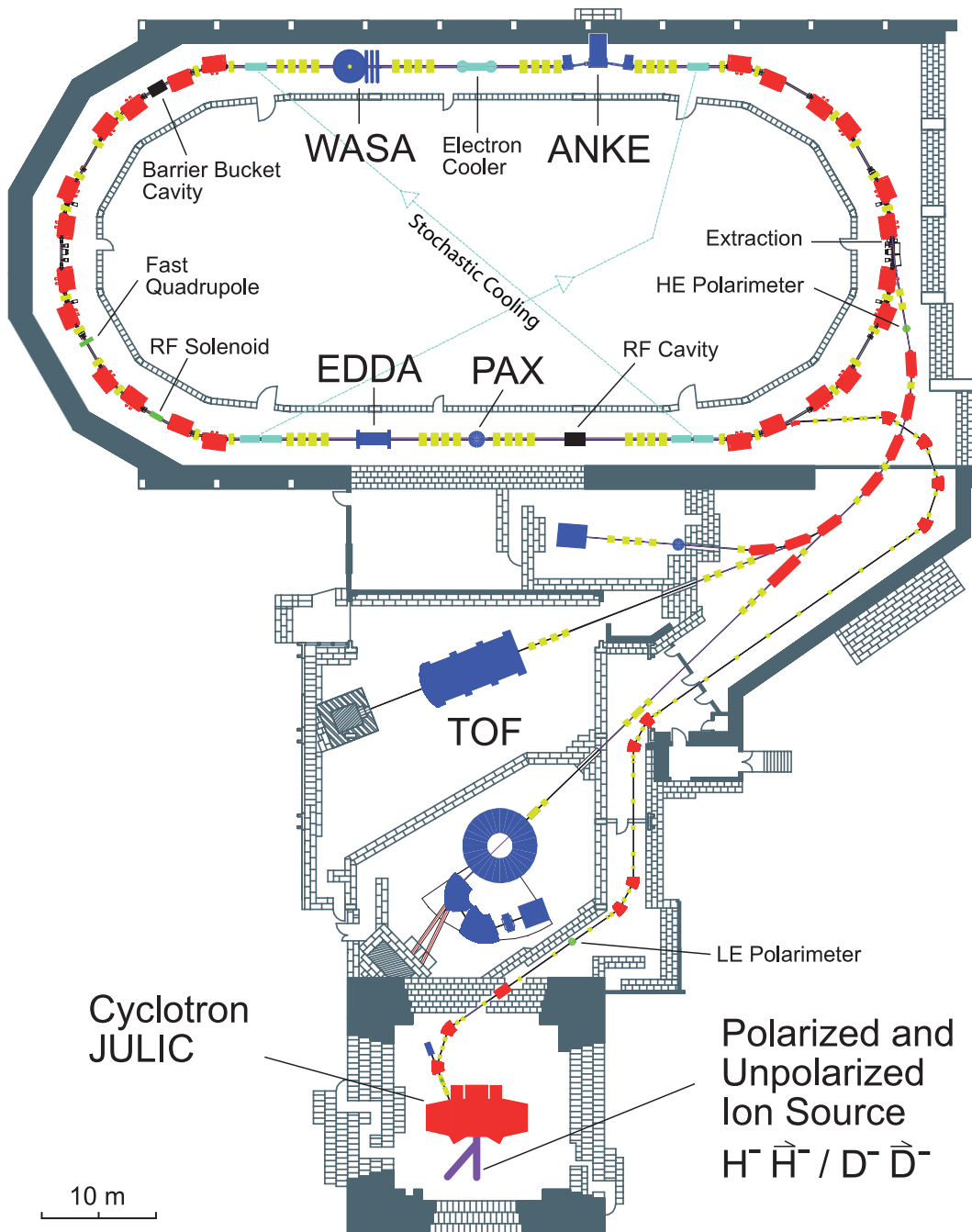


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des COSY-Beschleunigerkomplexes. Der ANKE-Experimentaufbau befindet sich als internes Experiment im Speichering (oben).

Der Beschleuniger kann sowohl interne als auch externe Experimente versorgen. Als interne Experimente werden solche bezeichnet, die im Synchrotron selbst eingebaut sind, während für externe Experimente der Beschleunigerstrahl ausge-



koppelt und zu den Experimenten geführt wird. Das in der hier behandelten Strahlzeit benutzte ANKE-Spektrometer gehört zu den internen Experimenten, was den Vorteil hat, dass der Beschleunigerstrahl das Target bei jedem Umlauf um den Beschleuniger passiert. Dies stellt besondere Ansprüche an das verwendete Target, wie in Kapitel 2.2.2 diskutiert wird.

## 2.2 Das ANKE-Experiment

Das ANKE-Experiment [Bar01] besteht aus dem Cluster-Jet-Target, den drei Dipolmagneten D1 bis D3 und den verschiedenen Detektorsystemen. Der Name ist ein Akronym für „Apparat zum Studium von Nukleon- und Kaon-Ejektilen“. In Abbildung 2.2 ist der gesamte Experimentaufbau in einer schematischen Draufsicht gezeigt.

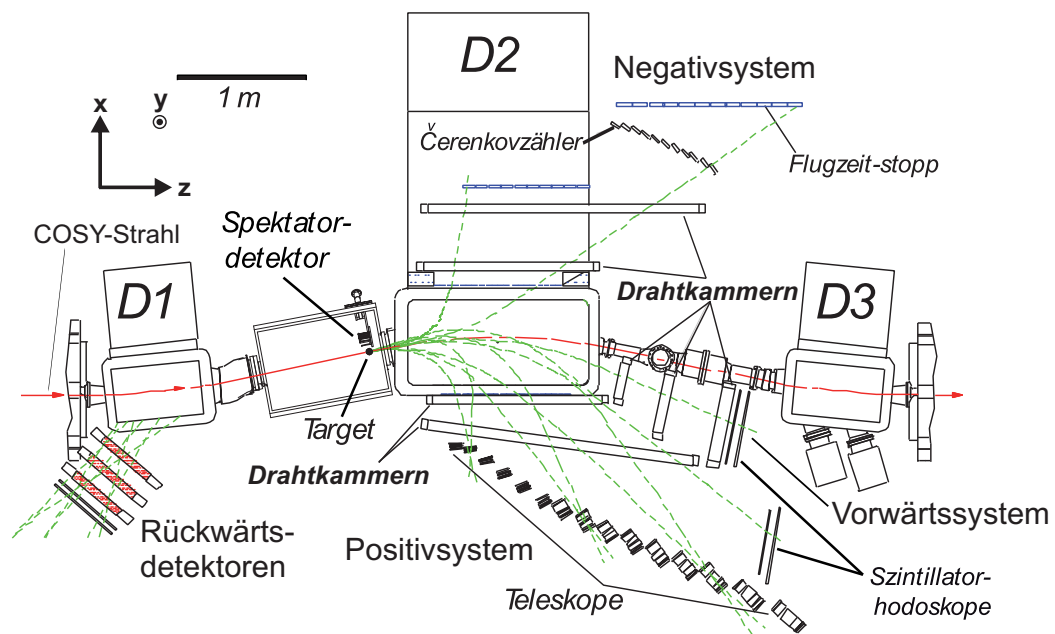


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des ANKE-Experiments. In rot gezeigt ist die Bahn des Beschleunigerstrahls und in grün verschiedene Ejektile.

Die drei Dipolmagneten D1 bis D3 funktionieren im Rahmen des Experimentaufbaus als Spektrometer: Der erste Magnet D1 lenkt den Beschleunigerstrahl (in der Abbildung rot) aus seinem Sollorbit um einen Winkel  $\alpha$  aus. Danach durchläuft

der Strahl die Streukammer des Targets. Dort trifft er auf den Clusterstrahl. Dabei kommt es zu Streuprozessen zwischen Strahl- und Targetteilchen, bei denen verschiedene Ejektile (grün) erzeugt werden. Diese fliegen zusammen mit den verbleibenden Strahlteilchen durch den D2-Magneten, wo sie je nach Impuls und Ladung unterschiedlich abgelenkt und getrennt werden. Die ins Vorwärtsdetektorsystem gestreuten Ejektile der verschiedenen Reaktionen verlassen die Streukammer durch ein 0,5 mm dünnes Austrittsfenster aus Aluminium, so dass der Energieverlust möglichst gering bleibt. Der COSY-Strahl wird aufgrund seines hohen Impulses nur wenig abgelenkt und verbleibt somit im Strahlrohr. Der D3-Magnet bringt den Beschleunigerstrahl wieder zurück in seinen ursprünglichen Orbit.

Der D2-Magnet steht auf einer beweglichen Plattform. Somit besteht die Möglichkeit das Spektrometer, über die Position des Magneten und die Stärke des Magnetfeldes, auf einen Impulsbereich zu optimieren. Der D2-Magnet wurde für die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Strahlzeit so eingestellt, dass für die  $^3\text{He}$ -Kerne der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  vollständige geometrische Akzeptanz im Vorwärtsdetektorsystem vorliegt. Die Akzeptanz eines Detektors bezüglich einer Reaktion gibt an, wie viele der bei dieser Reaktion entstehenden Ejektile den Detektor treffen. Das heißt, dass nahezu alle  $^3\text{He}$ -Kerne der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  das Vorwärtsdetektorsystem treffen. Für die Ejektile anderer Reaktionen, wie Protonen und Deuteronen, liegt eine wesentlich geringere geometrische Akzeptanz vor. Das heißt, sie werden aufgrund ihrer positiven Ladung ebenfalls in die selbe Richtung abgelenkt, aber nur ein wesentlich geringerer Anteil trifft das Vorwärtsdetektorsystem.

### 2.2.1 Das Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtsdetektorsystem ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es befindet sich nah am Strahlrohr und dient dem Nachweis von positiv geladenen Ejektile mit vergleichsweise hohem Impuls. Es besteht aus einer Driftkammer, zwei Drahtkammern und einem Szintillatorhodoskop.

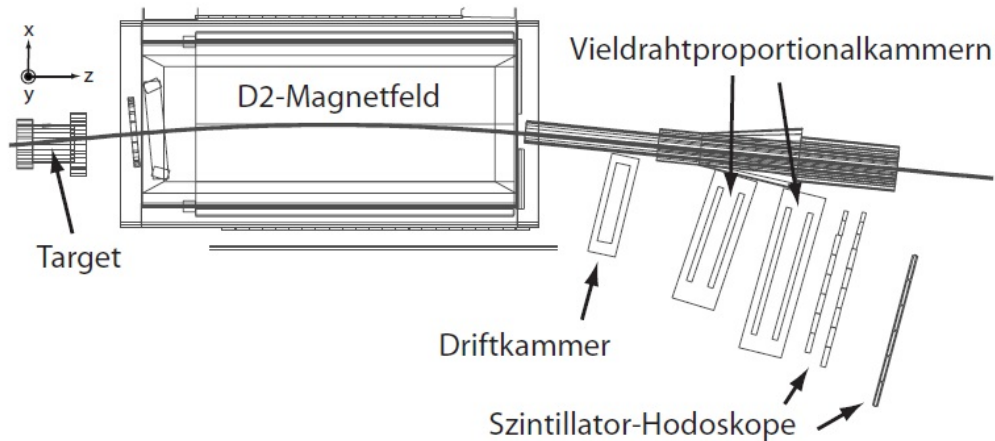


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektorsystems.

- Die Driftkammer setzt sich aus drei Lagen zusammen, die jeweils abwechselnd aus vertikalen Anoden- und Kathodendrähten bestehen. Diese haben einen Abstand von 5 mm innerhalb einer Lage und 10 mm zur nächsten Lage. Da die spektrometrische Separation durch den D2-Magneten in der horizontalen xz-Ebene stattfindet, ist in dieser Ebene die Auflösung ausschlaggebend. Daher sind die Drähte in vertikaler Richtung angebracht, was eine horizontale Auflösung im Bereich von  $200\text{ }\mu\text{m}$  ermöglicht.
- Die Drahtkammern bestehen jeweils aus zwei horizontalen und zwei vertikalen Ebenen aus Anodendrähten in Kombination mit zwei Kathodenstreifenebenen, die jeweils um  $18^\circ$  zur entsprechenden Drahrichtung verdreht sind. Die Drähte in einer Ebene haben einen Abstand von 2 mm, was durch Verschiebung benachbarter Ebenen gegeneinander zu einer Ortsauflösung von 1 mm führt.
- Das Szintillatorhodoskop besteht aus zwei Lagen: einer Wand aus acht und einer Wand aus neun vertikalen Plastiksintillatorlatten. Eine weitere Wand aus sechs Szintillatorlatten des sogenannten „Side-Wall“-Detektors, welcher nominell zum Positivedektorsystem gehört (siehe Abbildung 2.2), ergänzt das Hodoskop um eine dritte Lage. Die Szintillatoren haben dabei die Form von vertikalen Latten, an deren Enden oben und unten Photomultiplier angebracht sind. Die einzelnen Szintillatorlatten sind mit reflektierender Folie und Klebeband nach außen isoliert. Dadurch entstehen zwischen den Latten

1-2 mm breite Lücken, in deren Bereich ein Teilchen den Detektor passieren kann, ohne detektiert zu werden. In der „Side-Wall“ sind die Szintillatoren so gegeneinander versetzt, dass dort keine Lücken vorhanden sind.

Die Drift- und Drahtkammern ermöglichen eine genaue Messung von Trefferpositionen und somit die Rekonstruktion von Teilchenspuren. Dies erlaubt eine genaue Impulsrekonstruktion im Rahmen der Funktion als Spektrometer. Die Szintillatoren dienen der Bestimmung des Energieverlusts der nachgewiesenen Ejektile.

### **2.2.2 Das Cluster-Jet-Target**

Im Rahmen der Strahlzeit wurde ein Wasserstoff-Cluster-Jet-Target benutzt [Que97, Kho99]. Das zum ANKE-Experiment gehörende Target ist schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt. Es kann je nach Anforderung wahlweise einen Clusterstrahl aus Wasserstoff oder Deuterium bereitstellen.

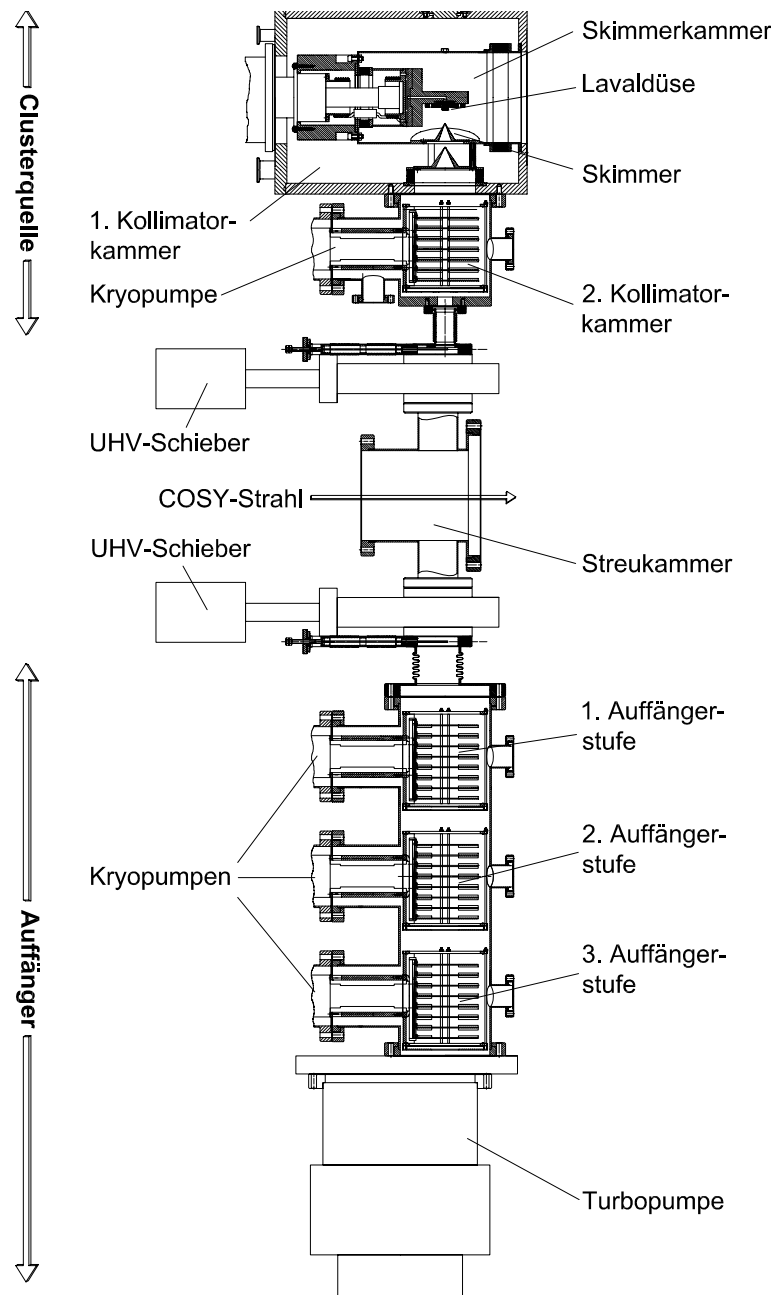


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Cluster-Jet-Targets mit der Clusterquelle (oben), der Streukammer (Mitte) und dem Auffänger (unten).

Das Target unterteilt sich in drei Teile. Im ersten Teil, der Clusterquelle, wird Wasserstoff- oder Deuteriumgas auf etwa 20 bis 30 K abgekühlt und mit einem Druck von 15 bis 20 bar durch die Lavaldüse gepresst. Beim Austritt aus der Düse kommt es durch adiabatische Expansion zu einer weiteren Abkühlung des Gases und damit zum Ausfrieren von Clustern, das heißt Ansammlungen von einigen hun-

dertens bis tausenden Atomen (siehe Abbildung 2.5) [Hag72]. Diese Cluster werden durch den Skimmer, eine kegelförmige Blende, vom Restgas getrennt. Eine weitere Blende, der Kollimator, „schneidet“ einen Teil aus dem Profil des Clusterstrahls und gibt ihm seine Größe und Form. Während das Restgas abgepumpt wird, durchläuft der Clusterstrahl den zweiten Teil des Targets, die Streukammer. Diese ist Teil des COSY-Rings und als solcher auch durch Ultrahochvakuum-Schieber vom Target separierbar. Hier trifft der Beschleunigerstrahl auf den Clusterstrahl und es kommt zu Kollisionen der Strahlteilchen mit den Kernen der Targetatome. Im dritten Teil des Targets, dem Auffänger, trifft der Clusterstrahl auf die Blätter einer Turbopumpe, wobei die Cluster aufplatzen und durch verschiedene Pumpstufen wieder abgepumpt werden, um das Vakuum im Beschleuniger nicht zu belasten.

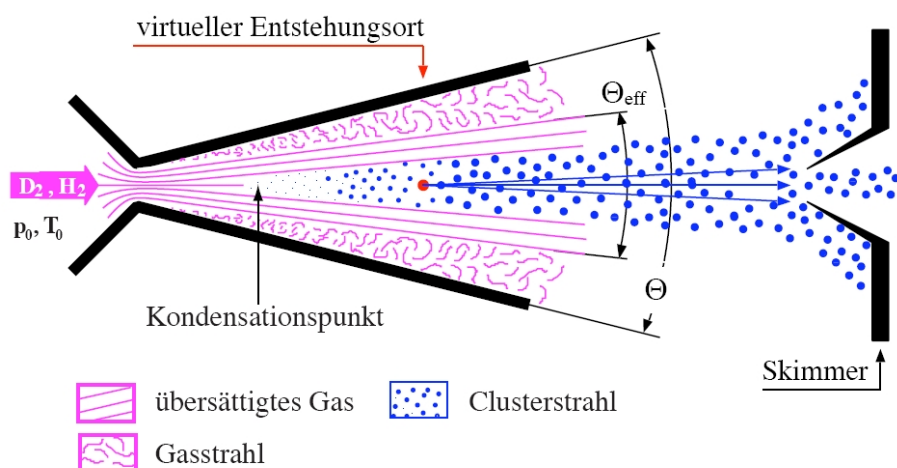


Abbildung 2.5: Entstehung von Clustern beim Austritt von Gas aus der Lavaldüse.

Ein internes Experiment stellt besondere Anforderungen an das Target. Das Target darf keine zu hohe Dichte aufweisen, da sonst der Beschleunigerstrahl einen zu großen Energieverlust erleidet. Bei einem dichten Target wird der Strahl schnell verbraucht, wobei es kurzfristig zu einer sehr hohen Ereignisrate kommt. Dies birgt einige Schwierigkeiten sowohl für die Detektoren als auch für die spätere Analyse, da sich Ereignisse zeitlich überlagern können. Hingegen hat ein entsprechend dünneres Target den Vorteil, dass der Strahl das Target häufig durchläuft und man somit eine etwas niedrigere und konstantere Ereignisrate hat. Ein weiterer großer Vorteil ist, dass es bei einer geringeren Targetdichte wesentlich seltener zu Mehrfachstreuungen im Target kommt, was die Rekonstruktion der Ereignisse erleichtert.

Dies steht im Gegensatz zu der generellen Forderung nach einer möglichst hohen

Ereignisrate, um in einer kurzen Messzeit möglichst viele Ereignisse aufzuzeichnen. Um das zu erreichen, ist wiederum eine hohe Targetdichte erforderlich. Bei der Durchführung eines Streuexperiments muss also ein Kompromiss für die Targetdichte eingegangen werden, der eine hohe Ereignisrate garantiert, aber gleichzeitig dafür sorgt, dass die Verluste an Strahlintensität und -qualität gering bleiben. Bei einem Cluster-Jet-Target ist die Dichte geringer als bei einem Feststofftarget und in einem weiten Bereich einstellbar, wodurch es sich gut an die Anforderungen des jeweiligen Experiments anpassen lässt.

### 2.2.3 Die Trigger

Bei Experimenten am ANKE-Spektrometer treten typischerweise Ereignisraten in der Größenordnung von  $10^6$  Hz auf, was aber die maximale Aufnahmefähigkeit des Datenaufnahmesystems von etwa  $3 \cdot 10^3$  Ereignissen pro Sekunde überschreitet [Har98]. Dies macht es nötig, bei der Datenaufnahme eine Vorselektion der Ereignisse in Form eines Hardwaretriggers anzuwenden, welcher die aufzuzeichnende Ereignisrate drastisch reduziert. Dabei sollten möglichst unerwünschte Hintergrundreaktionen herausgefiltert werden, während Ereignisse der untersuchten Reaktion komplett aufgezeichnet werden. Für die ANKE-Datenaufnahme (**data acquisition**, DAQ) steht ein System aus vier möglichen Triggern zur Verfügung [Sch96]. Für die in dieser Arbeit betrachtete Strahlzeit wurden die drei folgenden Trigger eingesetzt:

- Trigger T1: Der „High Threshold“-Trigger selektiert gezielt auf die bei der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  entstehenden  ${}^3\text{He}$ -Kerne. Als Triggerbedingung werden hohe Energieverluste koinzident in allen drei Lagen des Szintillatorrhodskops gefordert. Protonen und Deuteronen sind leichter und nur einfach geladen. Sie erfahren daher einen wesentlich geringeren Energieverlust und lassen sich somit zu einem großen Teil über den High Threshold-Trigger aussortieren.
- Trigger T2: Der „Fd/AND“-Trigger zeichnet ohne weitere Selektion jedes 1024. Ereignis auf, welches einen im Vergleich zum Trigger T1 niedrigen Energieverlust in erster und zweiter Lage des Szintillatorrhodskops verursacht. Dieser Trigger erfasst unter anderem auch die dp-elastische Streuung, die als Normierungsreaktion zur Bestimmung der Luminosität genutzt

wird. Trotz der Untersetzung des Fd/AND-Triggers um den Faktor 1024 werden aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts genügend Ereignisse der dp-elastischen Streuung aufgezeichnet, um eine präzise Luminositätsbestimmung durchzuführen.

- Trigger T4: Der Trigger T4 liest jede Zehntelsekunde den sogenannten Scaler aus und wird daher auch als „10 Hz Scaler“ bezeichnet. Der Scaler dient der Überwachung des Experiments, auch „Monitoring“ genannt, und zeichnet wichtige Informationen wie die Stärke des Strahlstroms oder die Zählrate bestimmter Detektorkomponenten auf.

### 2.3 Details zur Strahlzeit

Zur Durchführung der Strahlzeit standen zwei grundlegende Messmethoden zur Wahl. Zum einen besteht die Möglichkeit, am COSY-Beschleuniger eine kontinuierliche Rampe zu messen. Das heißt, dass der Strahlimpuls in einem festen Zeitintervall linear von einem Start- zu einem Stopwert hochgefahren wird. Zum anderen lässt sich der Strahlimpuls auf einen festen Wert einstellen. Dieser wird dann für einen festgelegten Zeitraum gehalten. Während der Messzeit wird die Anzahl der Teilchen im Strahl bei jedem Durchlauf durch das Target wegen elastischer und inelastischer Streuungen mit den Kernen der Targetatome reduziert. Die im Strahl verbleibenden Teilchen erfahren bei jedem Durchlauf noch einen Energieverlust durch inelastische Stöße mit den Elektronen der Atomhüllen. Die Strahlintensität und -qualität nimmt hierdurch mit der Zeit ab, so dass der Strahl im sogenannten „Beamdump“ entsorgt werden muss. Danach wird ein neuer Strahl injiziert und hochbeschleunigt.

Anhand der in der hier betrachteten Strahlzeit aufgenommenen Daten soll die Masse des  $\eta$ -Mesons präzise bestimmt werden. Diese Analyse wird im Rahmen der Dissertation von P. Goslawski durchgeführt [Gos12]. Um die Ruhemasse genau zu ermitteln, ist eine Bestimmung des Strahlimpulses nötig, die für feste Strahlimpulse präziser durchgeführt werden kann als für eine Rampe. Daher wurde für die im März 2008 durchgeführte Strahlzeit ein Betrieb bei festen Strahlimpulsen genutzt [Kho07].



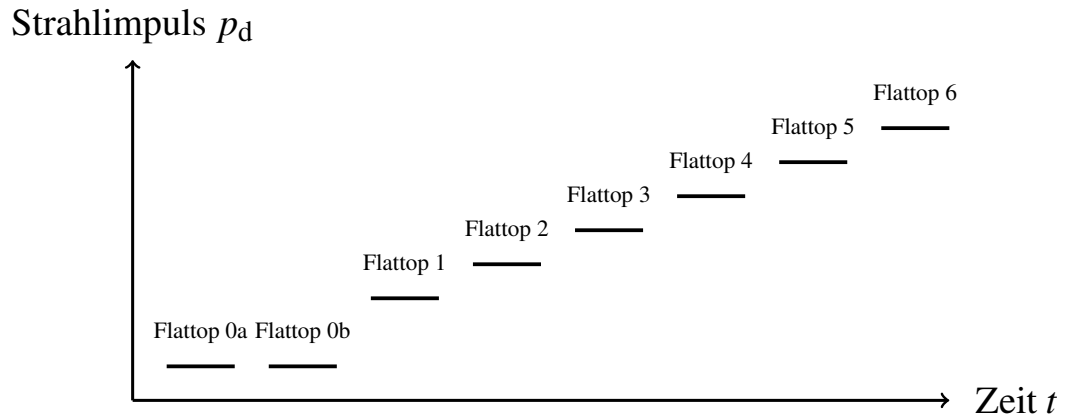


Abbildung 2.6: Einstellungen der Strahlimpulse in einem Superzyklus.

Die gesamte Messzeit wurde in drei Superzyklen eingeteilt, von denen zu Beginn der Strahlzeit nur zwei geplant waren. Aufgrund des reibungslosen Ablaufes der Messungen konnte im Rahmen der genehmigten Zeit noch ein weiterer Superzyklus gemessen werden, für den insgesamt weniger Zeit zur Verfügung stand als für die ersten beiden. Ein Superzyklus besteht dabei aus mehreren Zyklen, auch Flattops genannt, mit einer festen Einstellung des Strahlimpulses (siehe Abbildung 2.6). Es wurden insgesamt für 15 Flattops bei verschiedenen Überschussenergien Daten aufgenommen. Zusätzlich wurden auch Messungen unterhalb der Reaktionsschwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  aufgezeichnet. Diese Messungen dienen der Untergrundkorrektur und wurden jeweils über einen mindestens zweimal längeren Zeitraum durchgeführt als es für eine Messung über der Reaktionsschwelle der Fall war.

Eine exakte Bestimmung der Strahlimpulse wurde bereits in [Gos08, Gos10a] mit der Spin-Resonanz-Methode durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

	Superzyklus 1	Superzyklus 2	Superzyklus 3
Flattop0a	3120,17(17)	3120,00(22)	—
Flattop0b	3120,17(17)	3120,00(22)	—
Flattop1	3146,41(17)	3147,35(17)	—
Flattop2	3148,45(17)	3150,42(17)	3157,48(22)
Flattop3	3152,45(17)	3154,49(17)	3160,62(22)
Flattop4	3158,71(17)	3162,78(17)	3204,16(23)
Flattop5	3168,05(17)	3172,15(17)	—
Flattop6	3177,51(17)	3184,87(17)	—

Tabelle 2.1: Strahlimpulse  $p_d$  in  $\frac{\text{MeV}}{c}$ , bestimmt durch die Spin-Resonanz-Methode.

Aus den Strahlimpulsen lässt sich die Überschussenergie bezüglich der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  berechnen zu (vergleiche Anhang 1.1)

$$Q = \sqrt{\left(\sqrt{p_d^2 + m_d^2} + m_p\right)^2 - p_d^2} - m_{{}^3\text{He}} - m_\eta. \quad (2.1)$$

Die für die Rechnungen verwendeten Massen sind in Tabelle 2.2, beziehungsweise für das  $\eta$ -Meson in Tabelle 1.1 aufgeführt. Die Unsicherheit der  $\eta$ -Masse ist etwa drei Größenordnungen größer als die der anderen Massen, welche im Vergleich dazu als exakt angesehen werden können.

Teilchen	Ruhemasse in $\frac{\text{MeV}}{c^2}$
Deuteron d	1875,612 793(47)
Proton p	938,272 013(23)
Helion ${}^3\text{He}$	2808,391 383(70)

Tabelle 2.2: Ruhemassen der an der Reaktion beteiligten Teilchen nach [NIS08].

Die somit berechneten  $Q$ -Werte für die drei Superzyklen sind in Tabelle 2.3 angegeben.

	Superzyklus 1	Superzyklus 2	Superzyklus 3
Flatlop0	-5,670(47)	-5,670(47)	—
Flatlop1	0,624(47)	0,853(47)	—
Flatlop2	1,117(47)	1,590(47)	3,285(58)
Flatlop3	2,078(47)	2,567(47)	4,049(58)
Flatlop4	3,580(47)	4,558(47)	14,495(60)
Flatlop5	5,823(47)	6,807(47)	—
Flatlop6	8,095(47)	9,862(47)	—

Tabelle 2.3: Überschussenergie  $Q$  in MeV für alle Strahleinstellungen.

Bei der Zuordnung von Messergebnissen und Spektren zu den einzelnen Zyklen wird der Übersichtlichkeit halber der  $Q$ -Wert gerundet angegeben. Für sämtliche Rechnungen wurden die oben angegebenen Ergebnisse benutzt.



## 3 Erste Schritte der Datenanalyse

Im Laufe der Datenanalyse werden zwei Reaktionen betrachtet: Für die Bestimmung der Luminosität wird zuerst die dp-elastische Streuung anhand von mit der Triggervariablen T2 verknüpften Ereignissen untersucht. Für die weitere Untersuchung der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  werden Ereignisse verwendet, die die Triggerbedingung T1 erfüllt haben.

### 3.1 Verwendete Software

Der Hauptteil der Analyse wurde auf dem am CERN entwickelten Programmpaket ROOT aufgebaut [Bru97]. Dabei handelt es sich um ein Framework, welches speziell für die Teilchenphysik entwickelt wurde und zahlreiche Möglichkeiten bietet wie Rechnungen mit Vierervektoren und Handhabung von Histogrammen. Es ermöglicht den Umgang mit großen Datenmengen, wie sie in der Teilchenphysik häufig anfallen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Anpassungen von Fitfunktionen und die damit verbundenen Bestimmungen von Fitparametern wurden mit dem in ROOT integrierten Programm MINUIT durchgeführt. ROOT basiert auf der Programmiersprache C/C++, weswegen die Analyse ebenfalls in C/C++ umgesetzt wurde.

Zur ersten Analyse der Rohdaten wird der ebenfalls auf ROOT basierende Root-Sorter [Hej02] benutzt, welcher im Forschungszentrum Jülich speziell für die Analyse von Daten, die am ANKE-Experiment aufgenommen wurden, entwickelt wurde. Dabei werden die Rohdaten in ein ROOT-Dateiformat umgewandelt, Impulse berechnet und Teilchenspuren aus Trefferpositionen ermittelt.

Für Simulationen wurde der Ereignisgenerator PLUTO [Frö07] eingesetzt. Dieser erzeugt Monte-Carlo-Daten für verschiedene Teilchen, die bei einem Ereignis entstehen. Dabei wird eine homogene Phasenraumverteilung verwendet. Zur Simulation der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektor wird ANKE-Geant4 benutzt, was auf Geant4 [Ago03] aufgebaut ist und bereits die Detektorgeometrie

enthält. Damit werden physikalische Prozesse wie Streuung und Energieverlust in den Detektoren berechnet.

## 3.2 Vorsortierung und Kalibrierung

### 3.2.1 Identifikation von $^3\text{He}$ -Ejektilen anhand des Energieverlustes

Die während der Strahlzeit aufgezeichneten Rohdaten enthalten noch keine rekonstruierten Tracks, sondern Trefferpositionen und Energieverluste. Diese werden vor der weiteren Analyse vorsortiert. Im Rahmen der Vorsortierung wird eine erste softwareseitige Selektion von Ereignissen anhand der Energieverluste in den Szintillatorlagen durchgeführt. Die so aussortierten Ereignisse reduzieren den Untergrund der Messungen, bestehend aus Mehr-Pionen-Produktion und Deuteronen-Aufbruch-Reaktion, und damit auch die im weiteren benötigte Rechenzeit.

Jedes geladene Teilchen wird anhand des Energieverlusts, den es in einem der Szintillatoren deponiert, detektiert. Ein Beispiel für den Energieverlust von Teilchen in einer Szintillatorlatte des Hodoskops ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Energieverlust ist gegen den Impuls des Teilchens aufgetragen. Dabei bildet aufgrund des durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebenen Zusammenhangs zwischen Energieverlust und Masse, Ladung und Impuls jede Teilchensorte ein charakteristisches Band.

In Abbildung 3.1 zeigt sich eine diagonal von links oben nach rechts unten verlaufende Struktur, wobei es sich um Heliumkerne bei verschiedenen Impulsen handelt. Für  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  erwartet man  $^3\text{He}$ -Kerne mit einem nahezu festen Impuls, da der Endzustandsimpuls im Schwerpunktsystem relativ zum Strahlimpuls gering ist. Diese sind in der Abbildung als Erhöhung im Energieverlustspektrum bei  $p_{^3\text{He}}^{\text{LS}} \gtrsim 2,5 \frac{\text{GeV}}{c}$  zu erkennen. Die restlichen  $^3\text{He}$ -Kerne stammen aus den Ein- und Mehr-Pionen-Produktionen. Protonen und Deuteronen werden durch die Triggerbedingungen weitestgehend aussortiert, wodurch die zugehörigen Bänder, die aufgrund der geringeren Ladung von Proton und Deuteron unterhalb des  $^3\text{He}$ -Bandes längen, im Energieverlustspektrum abgeschnitten werden. Trotzdem bilden die verbleibenden, falsch identifizierten Protonen und Deuteronen noch einen wesentlichen Teil des Untergrundes. Der Hardwaretrigger T1 hat bereits einen hohen Energieverlust in allen drei Lagen des Vorwärtssystems gefordert. Diese Bedingung wird

durch einen Softwaretrigger, auch als Cut bezeichnet, noch weiter eingeschränkt, um den Untergrund weiter zu reduzieren und die Kalibrierung und die Analyse zu vereinfachen.

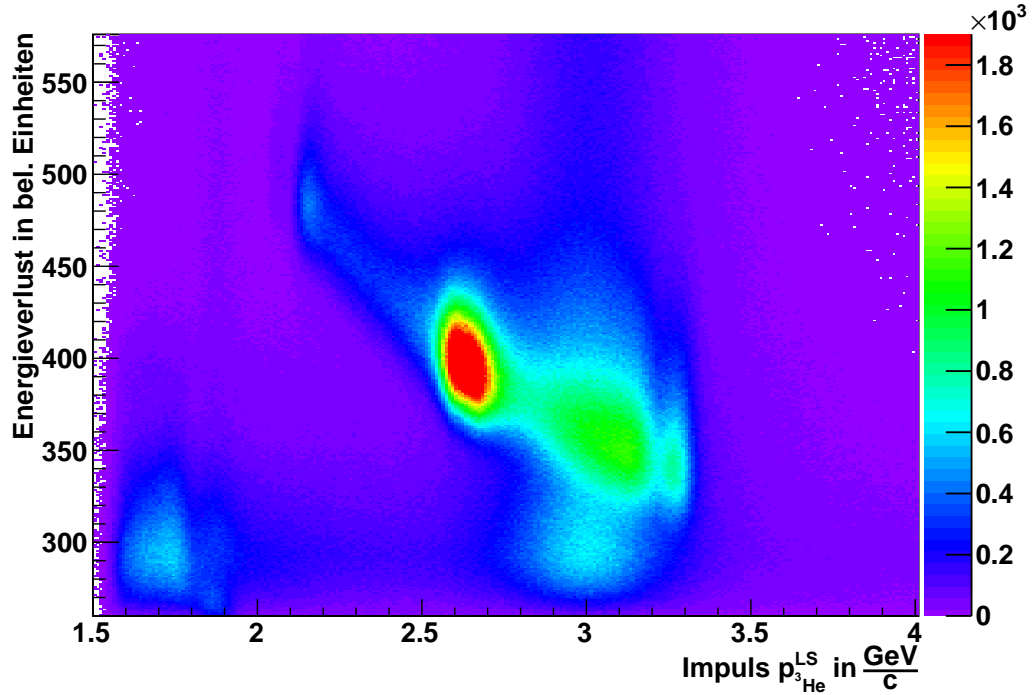


Abbildung 3.1: Energieverlust in einer Szintillatorlatte des Vorwärtshodoskops, wobei genau ein Treffer in jeder Lage gefordert wurde.

Für die hier dargelegte Analyse wurde genau ein hoher Energieverlust in jeder der drei Lagen des Szintillatorhodoskops gefordert. Diese Forderung ist sehr strikt, da die meisten Ereignisse, in denen mehr als ein Track rekonstruiert wird, aussortiert werden. Ebenso werden Ereignisse aussortiert, bei denen ein  $^3\text{He}$ -Kern einen Szintillator nur gestreift hat und somit nur einen geringeren Energieverlust erfahren hat, wenn dieser unter der Schwelle des Softwarecuts liegt. Die hohen Energieverluste sortieren falsch rekonstruierte Protonen und Deuteronen aus. Dies führt, wie hier diskutiert, auch zu einem geringen Verlust an Ereignissen der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ , verringert aber dafür den Untergrund drastisch. Für eine endgültige Bestimmung von Wirkungsquerschnitten müssen diese Cuts anders gewählt werden und der Anteil  $\chi$  der dann noch aussortierten  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  Ereignisse exakt bestimmt werden.

#### 3.2.2 Impulsrekonstruktion und Kalibrierung

Im nächsten Schritt der Vorsortierung werden aus den Trefferpositionen in den Drahtkammern Teilchenspuren, sogenannte Tracks, berechnet. Zur Bestimmung von Impulsen und Tracks wurde ein numerisches Runge-Kutta-Verfahren benutzt. Dabei wird die Teilchenspur im Detektor schrittweise zurückgerechnet. Im Bereich des Spektrometermagneten wird das Teilchen durch die Lorentz-Kraft abgelenkt. Diese Teilchenspur wird in einem iterativen Verfahren solange neu berechnet, bis sie durch den Wechselwirkungspunkt verläuft.

In der Rekonstruktion gehen die Feldverteilung im D2-Magneten, die Positionen der Detektorkammern und des Targets sowie der Auslenkwinkel des D2-Magneten als Parameter ein. Kleine Veränderungen dieser Informationen haben Auswirkung auf die rekonstruierten Spuren und die damit verbundenen Impulse der Teilchen. Eine Kalibrierung dieser Parameter wurde für die Superzyklen 1 und 2 anhand kinematischer Variablen wie der Missing-Mass bei verschiedenen Endzuständen durchgeführt [Dym09]. Eine Kalibrierung des dritten Superzyklus und eine Feinkalibrierung zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse wird im Rahmen der Doktorarbeit von P. Goslawski vorgenommen [Gos12].

Zur Überprüfung der Kalibrierung besonders des dritten Superzyklus werden die Impulse der rekonstruierten Teilchen betrachtet. Einen wichtigen Hinweis auf die Qualität der Kalibrierung liefert die Impulsellipse. Diese muss im Schwerpunktsystem symmetrisch um Null herum verteilt sein. In Abbildung 3.2 sind Impulsellipsen für Messungen bei  $Q = 0,6 \text{ MeV}$  und  $14,5 \text{ MeV}$  dargestellt. Dabei werden ausschließlich Ereignisse eingetragen, die die Triggerbedingung T1 erfüllen, so dass es sich bei den detektierten Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit um  $^3\text{He}$ -Kerne handelt. In der Abbildung ist die Impulsellipse der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  klar zu erkennen und diese wächst mit steigendem Strahlimpuls deutlich an. Auch ein Teil der Impulsellipse der  $\pi^0$ -Produktion ist zu erkennen. Die restlichen Bereiche der Ellipse sind durch Beiträge der Mehr-Pionen-Produktion und fehlidentifizierten Protonen oder Deuteronen gefüllt.

Um zu überprüfen, ob die Impulsellipse symmetrisch um Null ist, wird diese in Intervalle von  $\cos\theta$  unterteilt. Das heißt, der Betrag des rekonstruierten  $^3\text{He}$ -Impulses im Schwerpunktsystem wird je nach Streuwinkel in ein Histogramm eingetragen. Dabei zeigt sich ein Peak bei dem entsprechenden Endzustandsimpuls der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ . Dieser Peak wird mit einer Gauss-Funktion angepasst und darüber die Position des Peaks bestimmt.



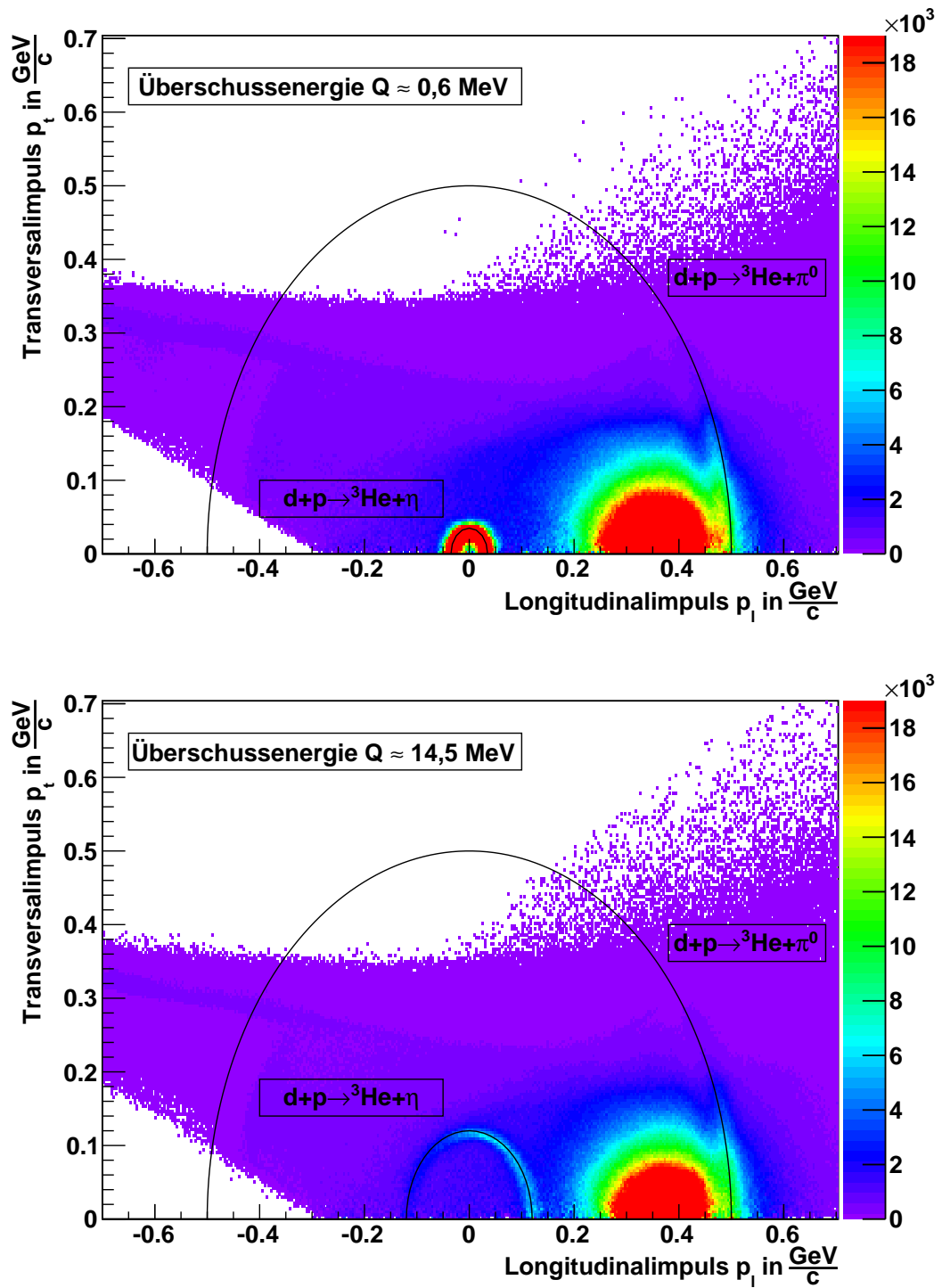
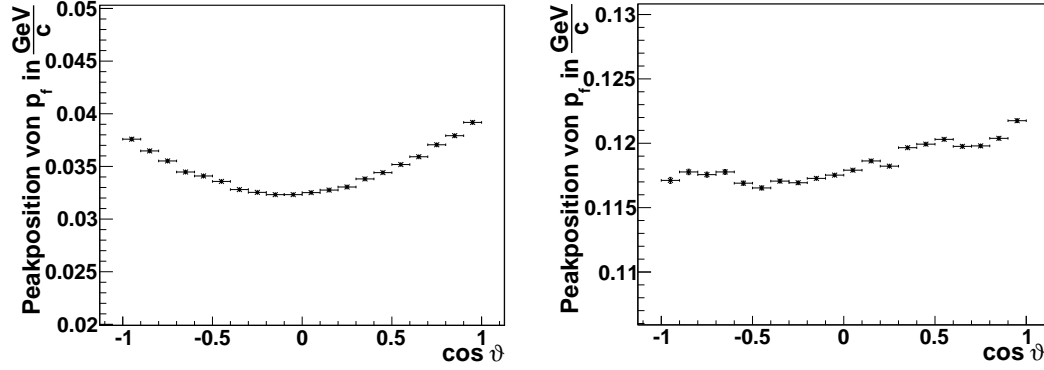


Abbildung 3.2: Impulsellipsen im Schwerpunkssystem bei verschiedenen Strahlimpulsen.

In Abbildung 3.3 ist die Position des  $^3\text{He}$ -Peaks im Impulsspektrum gegen den Winkelbereich in  $\cos\vartheta$  für Überschussenergien von 0,6 und 14,5 MeV aufgetragen.



(a) Peakposition für 0,6 MeV Überschussenergie. (b) Peakposition für 14,5 MeV Überschussenergie.

Abbildung 3.3: Endzustandsimpuls des  $^3\text{He}$ -Kerns im Schwerpunktsystem aufgetragen gegen  $\cos\vartheta$ .

Die oben gezeigten Graphen zeigen eine Krümmung, die darauf zurückzuführen ist, dass die Impulse der Ejektile eine Verschmierung aufweisen. Diese stammt aus der Ungenauigkeit der Impulsrekonstruktion und ist in longitudinaler und transversaler Richtung unterschiedlich. Das führt in der hier gewählten Darstellung zu der beobachtbaren Krümmung. Dabei sollten die obigen Abbildungen allerdings spiegelsymmetrisch sein. Das ist in Abbildung 3.3(b) nicht der Fall, da dieser Superzyklus noch nicht kalibriert wurde. Die Kalibrierung befindet sich zur Zeit in Arbeit [Gos12]. Die Variation der Impulse um ihren Mittelwert befindet sich im Bereich von  $\Delta p_f \approx 5 \frac{\text{MeV}}{c}$ , was eine relative Schwankung von 5% – 10% des Endzustandsimpulses entspricht. Diese Variation kann eine Auswirkung auf die Position des Missing-Mass-Peaks haben, hat aber keinen direkten Einfluss auf den Peakinhalt und damit auch nicht auf die Ergebnisse. Allerdings kann die oben beschriebene Abweichung auch zu einer Verschiebung im Streuwinkel führen. Das äußert sich in einer kleinen Verschiebung der Winkelverteilungen. Daher wird die Kalibrierung für die endgültige Analyse überarbeitet, um eine derartige Verschiebung zu verhindern.

## 4 Luminositätsbetrachtung

Die Berechnung der Luminosität wird über die dp-elastische Streuung durchgeführt, da für diese Reaktion eine breite Datenbasis von Wirkungsquerschnitten im betrachteten Energiebereich vorhanden ist. Dazu werden Ereignisse betrachtet, welche mit dem Trigger T2 verknüpft sind, da die meisten Deuteronen nicht ausreichend Energie in den Lagen des Vorwärtshodoskops deponieren, um die Triggerbedingung T1 zu erfüllen.

### 4.1 Akzeptanzkorrektur für die dp-elastische Streuung

Die geometrische Akzeptanz des Detektors bezüglich einer Reaktion gibt an, bei wie vielen der Ereignisse, die wirklich stattgefunden haben, eines der Ejektile den Detektor trifft. Bei der dp-elastischen Streuung werden keine neuen Teilchen erzeugt, daher ist der Endzustandsimpuls der Ejektile maximal. Da die Einstellungen für das ANKE-Spektrometer auf den Impuls der  $^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion  $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  optimiert wurden, trifft nur ein Teil der Deuteronen den Vorwärtsdetektor. Um auf die fehlenden Deuteronen zu korrigieren, wurden Simulationen der dp-elastischen Reaktion durchgeführt. Die Akzeptanz  $a$  ergibt sich dann als Quotient aus der kompletten Zahl der für einen Strahlimpuls generierten Ereignisse  $N^{\text{gen}}$  und den in der Simulation vom Detektor akzeptierten Ereignissen  $N^{\text{akz}}$ :

$$a = \frac{N^{\text{akz}}}{N^{\text{gen}}}. \quad (4.1)$$

Die Akzeptanzkorrektur wird in Impulsübertragsintervalle unterteilt, da die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts der dp-elastischen Streuung ebenfalls nach dem Impulsübertrag durchgeführt wird. Die vom Programmpaket PLUTO generierten Ereignisse sind in  $\cos \vartheta$  gleichverteilt (siehe Abbildung 4.1) und damit nach Gleichung (1.22) auch in  $0 \leq |t| \leq 4p_{\text{f}}^2$ .

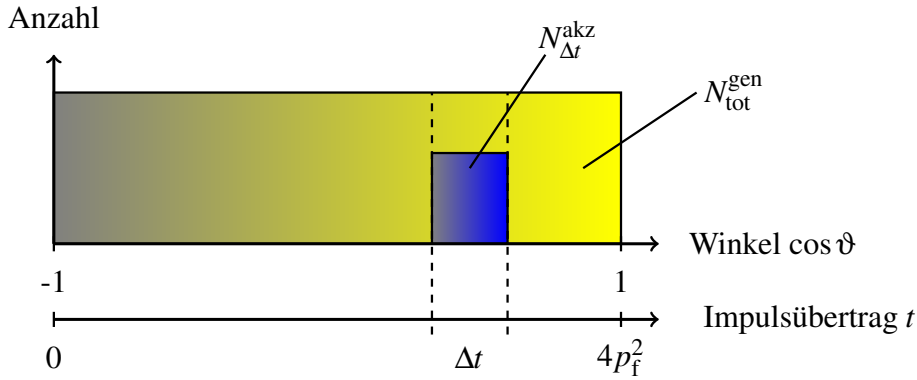


Abbildung 4.1: Durch PLUTO nach Phasenraum generierte Ereignisse.

Somit ist die Akzeptanz für einen Impulsübertragsbereich  $\Delta t$  gegeben durch den Quotienten aus den in diesem Bereich akzeptierten Ereignissen  $N_{\Delta t}^{\text{akz}}$  (in der Abbildung blau) und dem entsprechenden Anteil an den insgesamt generierten Ereignissen  $N_{\text{tot}}^{\text{gen}}$  (in der Abbildung gelb). Dieser Anteil der in  $\Delta t$  generierten Ereignisse ist gegeben durch  $\frac{\Delta t}{4p_f^2} \cdot N_{\text{tot}}^{\text{gen}}$ . Für die Akzeptanz gilt:

$$a_{\Delta t} = \frac{4p_f^2 \cdot N_{\Delta t}^{\text{akz}}}{\Delta t \cdot N_{\text{tot}}^{\text{gen}}}. \quad (4.2)$$

Anhand der so berechneten Akzeptanz lässt sich aus der gemessenen Anzahl an Ereignissen die Gesamtzahl der Ereignisse berechnen.

## 4.2 Identifikation der dp-elastischen Streuung über die Missing-Mass-Methode

Zur Bestimmung der Luminosität wird die Anzahl der dp-elastischen Streuungen benötigt. Bei dieser Reaktion wird meistens das Deuteron im Vorwärtsdetektorsystem nachgewiesen, während das Proton den Vorwärtsdetektor seltener trifft. Im Missing-Mass-Spektrum ist der Untergrund im Bereich der Protonenmasse wesentlich geringer und somit befindet sich dort ein deutlicher Peak (siehe Abbildung 4.2).

Um die Anzahl der Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow d + p$  für verschiedene Impulsübertragsbereiche zu bestimmen, wird eine Fitfunktion an den Peak zusammen mit dem Untergrund angepasst. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Polynom dritten Grades und für den Missing-Mass-Peak eine Gauss-Funktion benutzt. Der Fit ist ebenfalls in Abbildung 4.2 zu sehen. Die Übereinstimmung mit den

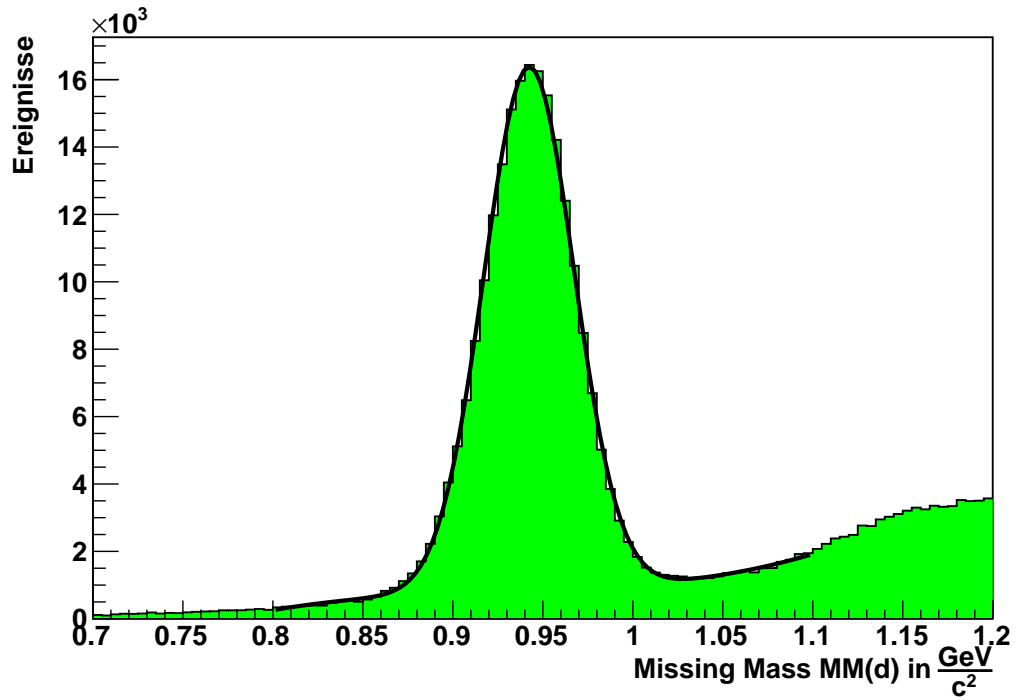


Abbildung 4.2: Missing-Mass-Spektrum für die dp-elastische Streuung. Die Strahleinstellung entspricht  $Q \approx 2,6 \text{ MeV}$  für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ .

Daten ist trotz  $\chi^2_{\text{red}} = 4,78$  sehr gut. Dieser hohe Wert ist darauf zurückzuführen, dass die Untergrundverteilung nicht ganz einem Polynom dritten Grades entspricht und die Fitkurve an den Randpunkten leicht von den Daten abweicht. Diese Randpunkte sind für die weitere Analyse aber nicht von Bedeutung. Eine Integration der Gauß-Funktion gibt den Peakinhalt und damit die Anzahl der Ereignisse der dp-elastischen Streuung wieder. Die Integration der Gaus-Funktion wurde in einem Intervall von fünf Standardabweichungen um das Maximum durchgeführt, so dass bis auf  $10^{-4}\%$  alle Ereignisse berücksichtigt werden.

### 4.3 Vorläufige Bestimmung der integrierten Luminosität

Für den Wirkungsquerschnitt der dp-elastischen Reaktion sind bereits zahlreiche Datensätze vorhanden. Diese als Referenz benutzten Datensätze decken verschiedene Energie- und Winkelbereiche ab. Dabei ist zu berücksichtigen, dass nicht für alle

im Rahmen der hier betrachteten Strahlzeit gemessenen Energien ein vollständiger Satz von Winkelverteilungen zur Verfügung steht. Die hier gewählte Parametrisierung nach dem Impulsübertrag  $t$  umgeht die Notwendigkeit, doppeldifferentielle Wirkungsquerschnitte zu betrachten und erleichtert den Vergleich der Datensätze. Die Referenzdaten mit dem entsprechenden Fit sind in Abbildung 4.3 gezeigt [Bos72, Dal68, Gül91, Iro83, Vel88, Win80].

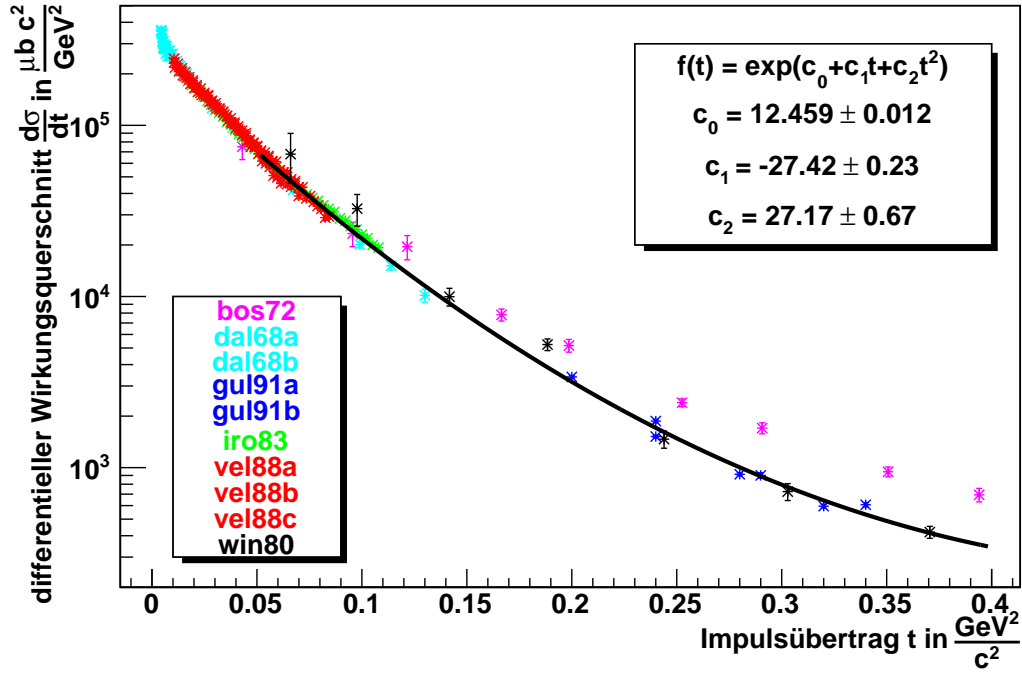


Abbildung 4.3: Referenzdaten für den Wirkungsquerschnitt der dp-elastischen Streuung aufgetragen gegen den Impulsübertrag.

Der für diese Datensätze durchgeführte Fit wird durch folgende Funktion parametrisiert [Mer07b]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{\text{ref}} = \exp(c_0 + c_1 \cdot t + c_2 \cdot t^2) \frac{\mu\text{b} \cdot c^2}{\text{GeV}^2} \quad (4.3)$$

Die Parameter der Funktion (4.3) werden für  $t \in [0,05; 0,4] \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$  bestimmt zu:

$$\begin{aligned} c_0 &= 12,459(12) \\ c_1 &= -27,42(23) \frac{c^2}{\text{GeV}^2} \\ c_2 &= 27,17(67) \frac{c^4}{\text{GeV}^4}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.4 ist der von ANKE akzeptierte Bereich des Impulsübertrags - bestimmt anhand von Simulationen - gezeigt. Hier werden jeweils  $10^6$  Ereignisse für jede Strahleinstellung simuliert. Der von ANKE akzeptierte Bereich liegt zwischen  $0,03 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$  und  $0,31 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$ . Für die Luminositätsbestimmung wird der Impulsübertragsbereich von  $0,08 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$  bis  $0,28 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$  benutzt, um systematische Effekte und Randeﬀekte zu reduzieren.

Die hier vorgestellte Akzeptanzkorrektur berücksichtigt die in Kapitel 2.2.1 diskutierten Lücken zwischen den Szinzillatorlatten noch nicht. In der endgültigen Analyse wird dieser zusätzliche Akzeptanzeﬀekt  $\alpha$  (zur Unterscheidung von der bereits bestimmten Akzeptanz  $a$ ) berücksichtigt und die Zahl der simulierten Ereignisse um mindestens eine weitere Größenordnung erhöht, um in Abbildung 4.4 sichtbare Schwankungen zu reduzieren.

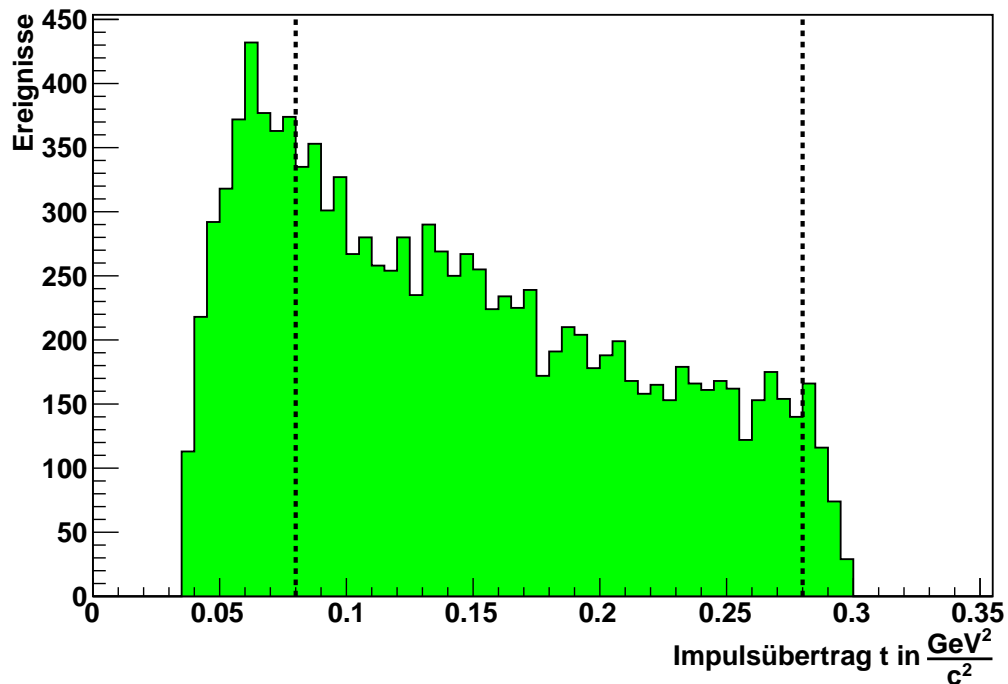


Abbildung 4.4: Akzeptanzbereich des Detektors für die dp-elastische Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Dargestellt ist die Anzahl von akzeptierten Deuteronen bei Phasenraumsimulationen, aufgetragen gegen den Impulsübertrag. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien wurde zur Luminositätsbestimmung benutzt

Da die Referenzdaten in Abhängigkeit des Impulsübertrags  $t$  parametrisiert werden, wird gleiches auch für die gemessenen Daten durchgeführt. Sie werden in Impulsübertragsbereiche aufgeteilt und für jeden Bereich wird der Peakinhalt des Missing-Mass-Peaks bestimmt. Aus den Peakgehalten kann nach Gleichung (1.27) die integrierte Luminosität bestimmt werden.

Die Anzahl der in einem Impulsübertragsbereich gemessenen Ereignisse  $N_{\Delta t}^{\text{det}}$  wird mit dem Reziproken der Akzeptanz  $a_{\Delta t}$  (siehe Gleichung (4.2)) multipliziert. Der Wirkungsquerschnitt für die Referenzreaktion wird in demselben Bereich des Impulsübertrags integriert, in dem auch die Missing-Mass-Peaks betrachtet werden. Der Prescaling-Faktor des Triggers T2, der nur jedes 1024. Ereignis gespeichert hat, wird als multiplikativer Faktor einberechnet. Somit ergibt sich aus Gleichung (1.27) und (4.2):

$$\begin{aligned}\tilde{L}_{\text{int}} &= \frac{1024 \cdot N_{\Delta t}^{\text{det}}}{a_{\Delta t}^{\text{dp(el)}} \cdot \int_{\Delta t} \left( \frac{d\sigma}{dt}(t) \right)_{\text{ref}} dt} \\ &= \frac{1024 \cdot \Delta t}{4p_f^2 \cdot \int_{\Delta t} \left( \frac{d\sigma}{dt}(t) \right)_{\text{ref}} dt} \cdot \frac{N_{\text{tot}}^{\text{gen}}}{N_{\Delta t}^{\text{akz}}} \cdot N_{\Delta t}^{\text{det}}\end{aligned}\quad (4.5)$$

$\tilde{L}_{\text{int}}$  stimmt noch nicht mit dem entgültigen Wert der integrierten Luminosität überein, da sie noch auf Effizienz  $\epsilon_L$  und Totzeit  $\tau_{T2}$  korrigiert und auch der Akzeptanzeffekt  $\alpha_L$  der Detektorlücken berücksichtigt werden muss. Die Effizienz des Detektorsystems gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen, welches einen Detektor trifft, auch vollständig rekonstruiert wird. Um auf die Treffer zu korrigieren, für die Track und Impuls nicht rekonstruiert wurden, wird jedem Track eine Effizienz in Abhängigkeit seiner Trefferpositionen in den Drahtkammern zugeordnet. Insgesamt wird dieser Faktor in der Gesamteffizienzkorrektur  $\epsilon_L$  zusammengefasst. Die Totzeit eines Triggers ist die Zeit, die das Datenaufnahmesystem braucht, um ein Ereignis abzuspeichern, bis es wieder aufnahmefähig ist. Ein in dieser Zeit gemessenes Ereignis kann nicht aufgezeichnet werden. Um auf diesen Verlust zu korrigieren, wird der Totzeitfaktor  $\tau_{Ti}$  für den jeweiligen Trigger  $Ti$  benutzt. Unter Berücksichtigung dieser Korrekturen ergibt sich die Luminosität zu:

$$\begin{aligned}L_{\text{int}} &= \frac{1024 \cdot \Delta t}{4p_f^2 \cdot \int_{\Delta t} \left( \frac{d\sigma}{dt}(t) \right)_{\text{ref}} dt} \cdot \frac{N_{\text{tot}}^{\text{gen}}}{N_{\Delta t}^{\text{akz}}} \cdot N_{\Delta t}^{\text{det}} \cdot \epsilon_L^{-1} \cdot \tau_{T2}^{-1} \cdot \alpha_L^{-1} \\ &= \frac{\tilde{L}_{\text{int}}}{\epsilon_L \cdot \tau_{T2} \cdot \alpha_L}\end{aligned}\quad (4.6)$$

Mit Hilfe der Referenzdaten und der Simulationen wird die vorläufige Luminosität  $\tilde{L}_{\text{int}} = \epsilon_L \cdot \tau_{T2} \cdot \alpha_L \cdot L_{\text{int}}$  für alle Strahleinstellungen bestimmt. In Abbildung 4.5



ist exemplarisch für einen mittleren  $Q$ -Wert von  $Q \approx 3,6$  MeV diese vorläufige Luminosität, berechnet in einzelnen Impulsübertragsbereichen, dargestellt. Dabei ergeben sich die Unsicherheiten aus den statistischen Ungenauigkeiten der detektierten und der akzeptierten Ereignisse und aus der Unsicherheit des Integralterms. Die Endzustandsimpulse  $p_f$  sind derart genau bekannt, dass sie als exakt angenommen werden. Die restlichen Parameter in Gleichung (4.5) sind konstant und mit keiner Unsicherheit behaftet.

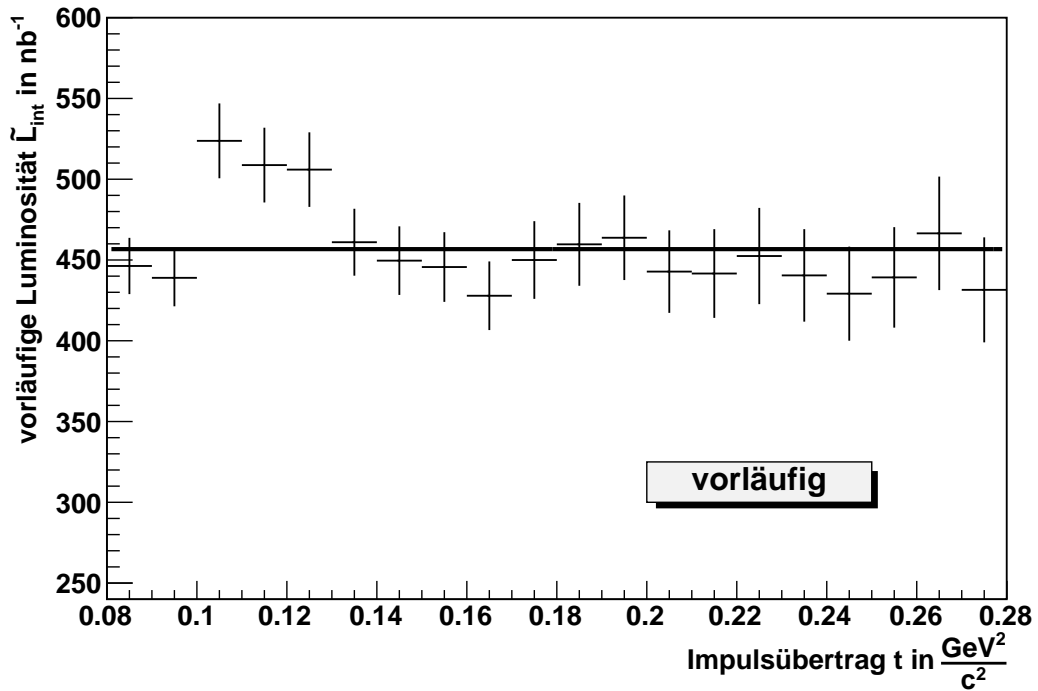


Abbildung 4.5: Vorläufige integrierte Luminosität aufgetragen gegen den Impulsübertrag für  $Q \approx 3,6$  MeV.

Da die Luminosität nicht vom Impulsübertrag abhängig ist, wird, wie in der Abbildung gezeigt, ein linearer Fit mit einer konstanten Funktion zur Mittelung über alle Impulsübertragsbereiche und damit zur Bestimmung der Luminosität für die entsprechende Strahleinstellung verwendet. In Abbildung 4.5 fällt auf, dass drei Punkte systematisch über dem Fit liegen. Die Position dieser Punkte im Impulsübertrag stimmt mit einem Einknicken der Zählrate in den Simulationen in Abbildung 4.4 überein und könnte daher ein statistischer Effekt sein. Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, dass es sich dabei um einen Effizienz- oder Akzeptanzeffekt handelt. Diese Möglichkeiten sind in der endgültigen Analyse zu berücksichtigen.

sichtigen. In Abbildung 4.5 zeigt der Fit mit  $\chi^2_{\text{red}} = 1,29$  sehr gute Resultate - trotz den drei Punkten die systematisch über dem Mittelwert liegen - für die vorläufige Bestimmung der integrierten Luminosität. Dieses Verfahren wird für alle Strahleinrichtungen durchgeführt und die Ergebnisse für die Datenpunkte über der Reaktionsschwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  sind in Abbildung 4.6 gegen die dazugehörige Überschussenergie aufgetragen.

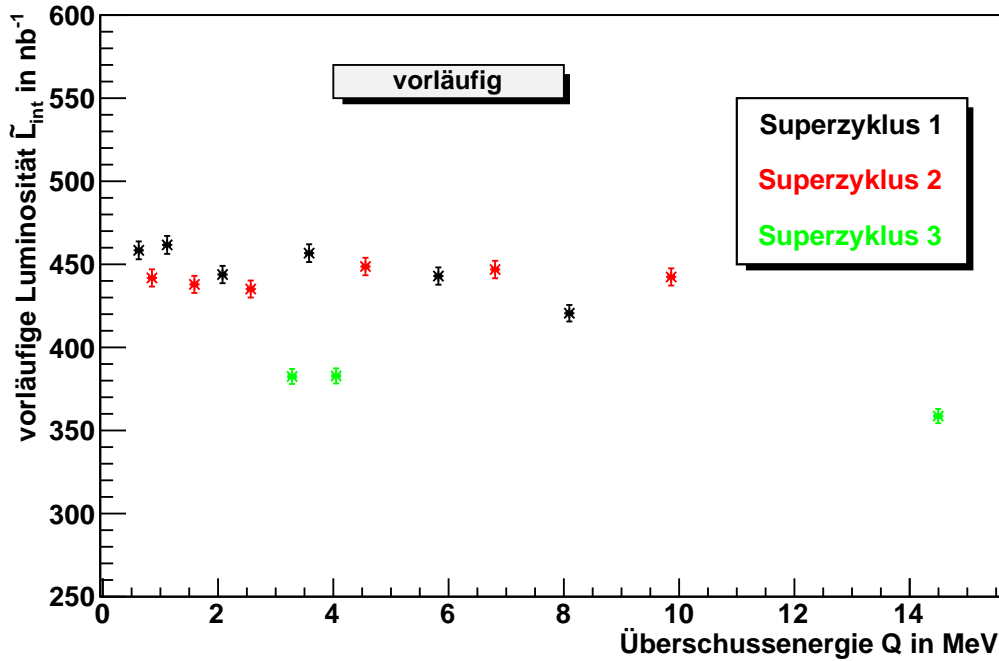


Abbildung 4.6: Vorläufige integrierte Luminosität für die Messungen über der Reaktionsschwelle aufgetragen gegen die Überschussenergie  $Q$ .

Die in Abbildung 4.6 gezeigten Ergebnisse sind für die einzelnen Superzyklen in den Tabellen 4.1 bis 4.3 nochmal aufgelistet. Dabei sind auch die vorläufigen Luminositäten für die unterschwelligen Datenpunkte der Superzyklen 1 und 2 angegeben. Zu den bereits angegebenen Ungenauigkeiten kommt noch eine weitere relative Unsicherheit von 15% hinzu. Diese entsteht aus der Rekonstruktion des Streuwinkels. Die systematische Ungenauigkeit an dieser Stelle beträgt  $0,1^\circ$  und wirkt sich nach Gleichung (1.22) direkt auf den Impulsübertrag aus, woraus sich eine systematische Unsicherheit von  $0,0175 \frac{\text{GeV}^2}{c^2}$  ergibt. Da der Wirkungsquerschnitt der dp-elastischen Streuung stark vom Impulsübertrag abhängt, hat auch eine verhältnismäßig kleine Abweichung eine große Unsicherheit in der Luminosität zur Folge. Die hieraus re-

sultierende Unsicherheit von 15% muss als systematische Unsicherheit berücksichtigt werden. Sie beeinflusst allerdings nur die absolute Höhe und nicht den relativen Verlauf der Messpunkte, da sie von den Einstellungen des ANKE-Detektors abhängt, die während der Strahlzeit nicht geändert wurden. Diese systematische Ungenauigkeit der Messpunkte ist in den Tabellen mit angegeben.

Flattop	$Q$ -Wert in MeV	vorläufige Luminosität $\tilde{L}_{\text{int}}$ in $\text{nb}^{-1}$	stat. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$	sys. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$
0	-5,7	873,6	9,9	131,0
1	0,6	457,9	5,4	68,7
2	1,1	460,2	5,4	69,0
3	2,1	443,2	5,2	66,5
4	3,6	453,9	5,3	68,1
5	5,8	442,5	5,2	66,4
6	8,1	418,5	5,0	62,8

Tabelle 4.1: Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 1.

Flattop	$Q$ -Wert in MeV	vorläufige Luminosität $\tilde{L}_{\text{int}}$ in $\text{nb}^{-1}$	stat. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$	sys. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$
0	-5,7	1156,6	13,0	173,5
1	0,9	441,4	5,2	66,2
2	1,6	435,8	5,1	65,4
3	2,6	434,4	5,1	65,2
4	4,6	447,7	5,2	67,2
5	6,8	445,9	5,2	66,9
6	9,9	441,8	5,2	66,3

Tabelle 4.2: Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 2.

Flattop	$Q$ -Wert in MeV	vorläufige Luminosität $\tilde{L}_{\text{int}}$ in $\text{nb}^{-1}$	stat. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$	sys. Unsicherheit in $\text{nb}^{-1}$
2	3,3	381,2	4,5	57,2
3	4,0	382,1	4,5	57,3
4	14,5	369,0	4,4	55,3

Tabelle 4.3: Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 3.

## 4.4 Diskussion der Luminositätsbetrachtung

Die vorläufige integrierte Luminosität  $\tilde{L}_{\text{int}} = L_{\text{int}} \cdot \epsilon_L \cdot \tau_{\text{T2}} \cdot \alpha_L$  zeigt den nach Kapitel 2.3 erwarteten relativen Verlauf: Für die Datenpunkte unterhalb der Reaktionsschwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  ist die vorläufige integrierte Luminosität wesentlich größer als für die anderen Strahleinstellungen, da diese wesentlich länger gemessen wurden, um die Untergrundkorrektur mit den unterschwelligsten Daten zu verbessern. Für den dritten Superzyklus ist die vorläufige integrierte Luminosität deutlich geringer als für die zwei vorherigen. Das liegt daran, dass die Messzeit kürzer war als für die ersten beiden Superzyklen. Der dritte Superzyklus konnte aufgrund des reibungslosen Verlaufs der Strahlzeit nachträglich als zusätzliche Messung hinzugefügt werden. Die Messungen für diese zusätzlichen Strahleinstellungen wurden dabei in der verbleibenden Messzeit gegen Ende der Strahlzeit durchgeführt, was in der niedrigeren integrierten Luminosität resultiert.

Insgesamt zeigt sich, dass der relative Verlauf der vorläufigen integrierten Luminositäten bereits den Erwartungen entspricht. Weiter wird angenommen, dass sich der Verlauf im Vergleich zur endgültigen Luminosität  $L_{\text{int}}$ , aus folgenden Gründen nur wenig verändern wird:

Die Effizienzkorrektur  $\epsilon_L$  setzt sich aus den Effizienzen der einzelnen Tracks zusammen. Da bei der dp-elastischen Streuung für alle Strahleinstellungen die gesamten Kammern voll ausgeleuchtet werden, wird erwartet, dass diese Korrektur in guter Näherung alle Ergebnisse gleich skaliert und der relative Verlauf gleich bleibt.

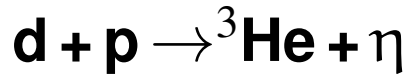
Die Totzeitkorrektur  $\tau_{\text{T2}}$  des Triggers T2 hängt von der Ereignisrate ab, die gespeichert werden soll. Es wird erwartet, dass sich dieser Faktor für die verschiedenen Strahleinstellungen nur wenig unterscheidet. Die Totzeitkorrektur hängt von der Ereignisrate also der Luminosität ab. Diese wiederum hängt nach Gleichung (1.25) von der Anzahl der Strahlteilchen, der Targetdichte und der Umlauffrequenz des Be-

schleunigerstrahls ab. Diese Größen können zwar im Laufe der Strahlzeit schwanken, weisen allerdings keine systematischen Unterschiede zwischen den Strahleinstellungen auf. Außerdem wurden während der Strahlzeit keine ausgeprägten Änderungen beobachtet. Somit wird erwartet, dass auch diese Korrektur im wesentlichen nur die Höhe skaliert und den relativen Verlauf der Datenpunkte nur wenig verändert.

Die Akzeptanzkorrektur  $\alpha_L$  betrifft nur die Lücken zwischen den Szintillatorklatten. Da die Reaktion  $d + p \rightarrow d + p$  das Vorwärtsdetektorsystem voll ausleuchtet und da sich der Endzustandsimpuls zwischen den einzelnen Strahleinstellungen aufgrund der hohen Überschussenergie des Reaktionskanals kaum ändert, wird erwartet, dass sich auch das Akzeptanzverhalten bezüglich der Detektorlücken für die einzelnen Strahleinstellungen kaum unterscheidet.



## 5 Quantitative Analyse der Reaktion



Mit Hilfe der Luminosität lassen sich aus Zählraten Wirkungsquerschnitte berechnen. Nach der vorläufigen Bestimmung der integrierten Luminosität wird zur Extraktion der Zählrate im Folgenden die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  anhand von Ereignissen untersucht, die mit der Triggervariablen T1 verknüpft sind. Bei diesen Ereignissen handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um detektierten  ${}^3\text{He}$ -Kerne. Diese stammen nicht nur aus der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ , sondern auch aus den Mehr-Pionen-Produktionen, welche einen wesentlichen Teil des Untergrundes ausmachen. Auch falsch identifizierte Protonen aus dem Deuteronen-Aufbruch tragen wesentlich zum Untergrund bei. Für eine quantitative Analyse muss dieser Untergrund beseitigt werden.

Für bessere Lesbarkeit wird folgende abkürzende Nomenklatur eingeführt:

$$N_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta} \equiv N_{\text{He}\eta} \quad (5.1)$$

### 5.1 Akzeptanzbetrachtung und Trefferpositionen

Die Einstellungen des ANKE-Spektrometers wurden für die Strahlzeit auf die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  optimiert und so wird erwartet, dass für alle Strahlimpulse der Strahlzeit und damit verbundene Endzustandsimpulse eine nahezu vollständige geometrische Akzeptanz vorliegt. Um dies zu überprüfen werden die Trefferpositionen der detektierten Teilchen in den Drahtkammern betrachtet (siehe Abbildung 5.1). Die bei der Reaktion entstehenden  ${}^3\text{He}$ -Kerne treffen das Vorwärtsdetektorsystem in einem Ring, welcher aus kinematischen Gründen mit steigendem Strahlimpuls größer wird. Dieser ist in den Abbildungen links zu erkennen, während auf der rechten Hälfte eine ausgeprägte Häufung durch Untergrundreaktionen auftritt.

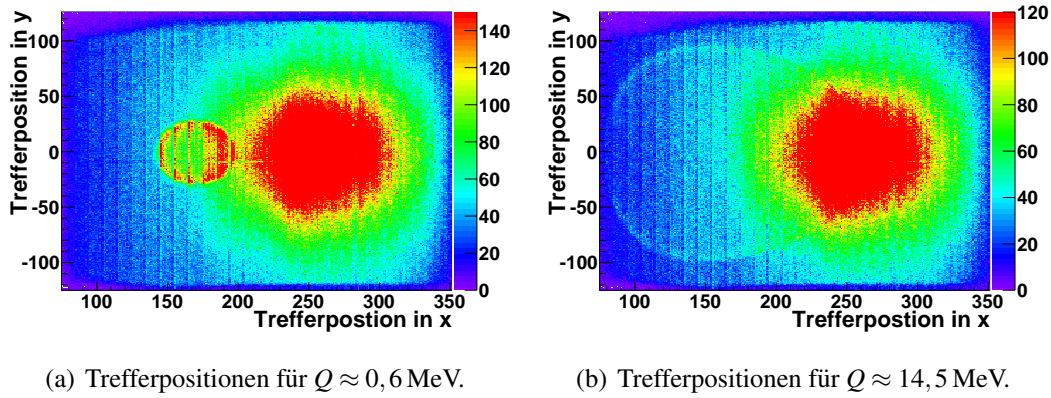


Abbildung 5.1: Trefferpositionen in der xy-Ebene der ersten Drahtkammer für verschiedene Überschussenergien.

Wie in Abbildung 5.1(b) zu erkennen ist, liegt für die untersuchte Reaktion auch bei maximalem Strahlimpuls für eine Überschussenergie von  $Q = 14,5 \text{ MeV}$  eine vollständige geometrische Akzeptanz vor, was anhand von Simulationen verifiziert wurde. In den Abbildungen sind vertikale Streifenstrukturen zu erkennen. Diese Streifen entstehen durch die Lücken in den ersten Lagen des Szintillatorrhodoskops. Da die Szintillatoren für den Trigger benutzt werden, werden diese Lücken auch auf die Drahtkammern projiziert. Der Anteil der nicht detektierten Ereignisse  $\alpha$  muss in der endgültigen Analyse berücksichtigt werden.

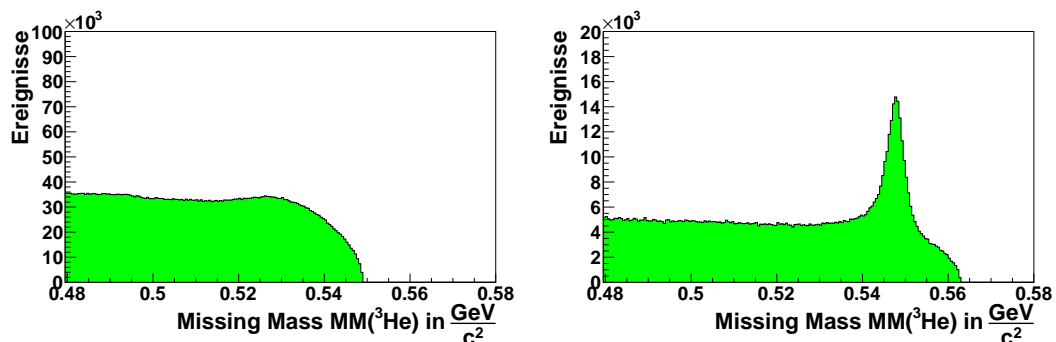
## 5.2 Missing-Mass-Analyse und Untergrundkorrektur

Wie bereits diskutiert wird für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  nur der  ${}^3\text{He}$ -Kern betrachtet. Die Missing-Mass, gebildet für alle mit der Triggervariablen T1 verknüpften Ereignisse, die nach der Vorsortierung übrig bleiben, zeigt nach Überschreiten der Reaktionsschwelle einen Peak bei der Ruhemasse des  $\eta$ -Mesons. In diesen Spektren zeigt sich allerdings auch eine breite Verteilung von Untergrundreaktionen.

Im Gegensatz zur dp-elastischen Streuung kann der Untergrund für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  mit Daten, die unterhalb der Reaktionsschwelle aufgenommen wurden, beschrieben werden [Mer07b]. Diese Methode erzielt hier wesentlich bessere Ergebnisse als die Beschreibung durch eine Fitfunktion, da sich der Untergrund im Bereich des Peaks stark verändert und somit nur schlecht durch einen Fit



angepasst werden kann. In Abbildung 5.2(a) ist das unmodifizierte Missing-Mass-Spektrum für unterschwellige Daten gezeigt. In Abbildung 5.2(b) ist ein Spektrum über der Schwelle bei einer Überschussenergie von  $Q = 14,5$  MeV dargestellt.



(a) Missing-Mass-Spektrum unterhalb der Reaktionsschwelle. (b) Missing-Mass-Spektrum oberhalb der Reaktionsschwelle.

Abbildung 5.2: Unkorrigierte Missing-Mass-Spektren für Ereignisse, die mit der Triggervariablen T1 verknüpft sind.

Um eine Untergrundbeschreibung mit unterschwelligen Daten durchführen zu können (in Tabelle 5.1 ist eine Liste der verschiedenen möglichen Untergrundreaktionen mit ihren  $Q$ -Werten angegeben), müssen zwei wesentliche Punkte erfüllt sein:

- Die Missing-Mass-Verteilungen der Untergrundreaktionen dürfen sich im betrachteten Energiebereich nicht ändern. Das heißt, dass sich sowohl der Wirkungsquerschnitt als auch der Phasenraum für die betreffenden Reaktionen praktisch nicht ändern darf.

Im hier untersuchten Energiebereich befinden sich Ein-, Zwei- und Drei-Pionen-Produktion weit oberhalb ihrer jeweiligen Reaktionsschwelle. Im Vergleich dazu ist die Änderung der Schwerpunktsenergie im betrachteten Bereich klein. Daher ändert sich der Wirkungsquerschnitt und die Größe des Phasenraums nur unwesentlich. Anders bei der Vier-Pionen-Produktion, deren Reaktionsschwelle im Bereich der Schwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  liegt. Der genaue Wert ist abhängig vom Anteil der erzeugten neutralen beziehungsweise geladenen Pionen. Allerdings besitzt die Vier-Pionen-Produktion in diesem Energiebereich einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, so dass sie nicht gesondert betrachtet werden muss [Mer07b].

- Das Akzeptanzverhalten des Detektors bezüglich der verschiedenen Reaktionen darf sich nicht ändern.

Für die  $\eta$ -Produktion und für die Vier-Pionen-Produktion haben die  ${}^3\text{He}$ -Kerne einen vergleichbaren Impuls. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wurde, liegt in diesem Bereich eine vollständige geometrische Akzeptanz vor.

Für die anderen Reaktionen liegt die Energie weit über der Reaktionsschwelle, so dass eine Änderung des Strahlimpulses die Überschussenergie relativ zum Gesamt- $Q$ -Wert nur wenig erhöht und somit das Akzeptanzverhalten näherungsweise gleich bleibt.

Ejektile X	Summe der Massen* in $\frac{\text{MeV}}{c^2}$	Differenz der Reaktionsschwellen in MeV
$\eta$	547,85	0,00
$\pi^0$	134,98	412,87
$\pi^0, \pi^0$	269,96	277,89
$\pi^+, \pi^-$	279,14	268,71
$\pi^0, \pi^0, \pi^0$	404,93	142,92
$\pi^+, \pi^-, \pi^0$	414,12	133,73
$\pi^0, \pi^0, \pi^0, \pi^0$	539,91	7,94
$\pi^+, \pi^-, \pi^0, \pi^0$	549,09	-1,24
$\pi^+, \pi^+, \pi^-, \pi^-$	558,28	-10,43

Tabelle 5.1: Differenz der Reaktionsschwellen für Reaktion des Typs  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+X$  mit verschiedenen Teilchen im Endzustand X.

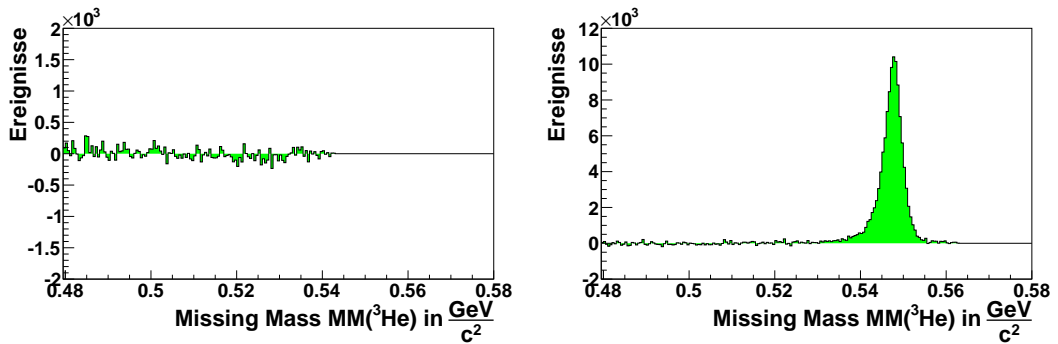
Für die Untergrundkorrektur werden zuerst die rekonstruierten Impulse für das unterschwellige Spektrum auf den Strahlimpuls hochskaliert, für den die Korrektur durchgeführt werden soll. Für diese Skalierung wird für jedes Ereignis der rekonstruierte Impuls  $\vec{p}_{\text{sub}}$  mit einem konstanten Faktor multipliziert, der sich aus den Strahlimpulsen unter und über der Schwelle ergibt. Diese Transformation wird im Laborsystem durchgeführt.

$$\vec{p}_{\text{ref}} = \frac{p_{\text{ref}}^{\text{beam}}}{p_{\text{sub}}^{\text{beam}}} \cdot \vec{p}_{\text{sub}} \quad (5.2)$$

---

\*Ruhemassen der Teilchen nach [Nak10]

Die Missing-Mass wird dann rekonstruiert, als wäre das Ereignis bei dem höheren Strahlimpuls  $p_{\text{ref}}^{\text{beam}}$  gemessen worden. Für den so skalierten Untergrund wird, aufgrund der längeren Messzeit der unterschwelligen Datenpunkte, eine Luminositätskorrektur vorgenommen. Das heißt, dass die Höhe der skalierten Untergrundverteilung über eine Fitfunktion an die Höhe der Untergrundverteilung des zu korrigierenden Spektrums angepasst wird. Die so skalierte und auf die Luminosität korrigierte Verteilung wird nun von dem zu korrigierenden, überschwelligen Spektrum subtrahiert, um einen deutlichen untergrundbereinigten Peak für die betrachtete Reaktion zu erhalten.



(a) Missing-Mass-Spektrum unterhalb der Reaktionsschwelle. (b) Missing-Mass-Spektrum oberhalb der Reaktionsschwelle.

Abbildung 5.3: Missing-Mass Spektren nach der Untergrundkorrektur.

Wie in Abbildung 5.3(a) zu erkennen ist, bleibt nach der Subtraktion des Untergrundes von unterschwelligen Daten nur noch statistisches Rauschen. Dabei wurden alle unterschwelligen Daten genutzt und von den unterschwelligen Messungen des ersten Superzyklus abgezogen. Für Messungen oberhalb der Reaktionsschwelle zeigt sich ein klarer Peak für die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ . Diese Beschreibung funktioniert auch bei der höchsten gemessenen Überschussenergien von  $Q \approx 14,5 \text{ MeV}$  sehr gut und es zeigt sich ein quasi untergrundfreier Peak (siehe Abbildung 5.3(b)). Die so erhaltenen Peaks werden im Bereich von  $5\sigma$  um das Maximum ausgezählt, um die Gesamtzahl der Ereignisse dieser Reaktion zu bestimmen.

Für die Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte werden die einzelnen Ereignisse in Winkelbereiche einsortiert. Für diese Winkelbereiche werden ebenfalls Missing-Mass-Spektren angefertigt und die oben beschriebene Untergrundkorrektur durchgeführt.

In den Abbildungen 5.4 bis 5.5 sind exemplarisch untergrundkorrigierte Missing-Mass-Spektren für eine mittlere Überschussenergie von  $Q \approx 3,6 \text{ MeV}$  in verschiedenen Winkelbereichen dargestellt. Von den gemessenen Spektren (schwarz) werden die skalierten Untergrundverteilungen (rot) abgezogen, um einen klaren Missing-Mass-Peak der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  (grün) zu extrahieren. Die Untergrundbeschreibung funktioniert in allen Winkelbereichen sehr gut, obwohl verschiedene Untergrundreaktionen unterschiedliche Winkelverteilungen aufweisen. In allen Spektren ist ein klarer, nahezu untergrundfreier Peak zu erkennen. Dieser wird zur Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte durch Integration ausgezählt.

Zur Bestimmung der Unsicherheiten der Zählraten wird die Untergrundbeschreibung einbezogen. Die Anzahl der Ereignisse im Peakbereich  $N_{\text{He}\eta}$  sind gegeben aus der Differenz des gemessenen Spektrums  $N_{\text{Total}}$  und des Spektrums unterhalb der Schwelle  $N_{\text{Untergrund}}$ , welches mit einem Faktor  $\lambda$  für die Luminositätskorrektur skaliert wurde:

$$N_{\text{He}\eta} = N_{\text{Total}} - \lambda \cdot N_{\text{Untergrund}}. \quad (5.3)$$

Es zeigt sich, dass der Parameter  $\lambda$  als praktisch exakt angenommen werden kann, da seine Unsicherheit weitaus geringer ist als die der anderen beteiligten Größen. Somit ergibt sich die Unsicherheit des Peakinhalts  $\delta N_{\text{He}\eta}$  zu:

$$\begin{aligned} \delta N_{\text{He}\eta} &= \sqrt{\left(\frac{\partial N_{\text{He}\eta}}{\partial N_{\text{Total}}} \delta N_{\text{Total}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{He}\eta}}{\partial N_{\text{Untergrund}}} \delta N_{\text{Untergrund}}\right)^2} \\ &= \sqrt{N_{\text{Total}} + \lambda^2 \cdot N_{\text{Untergrund}}}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

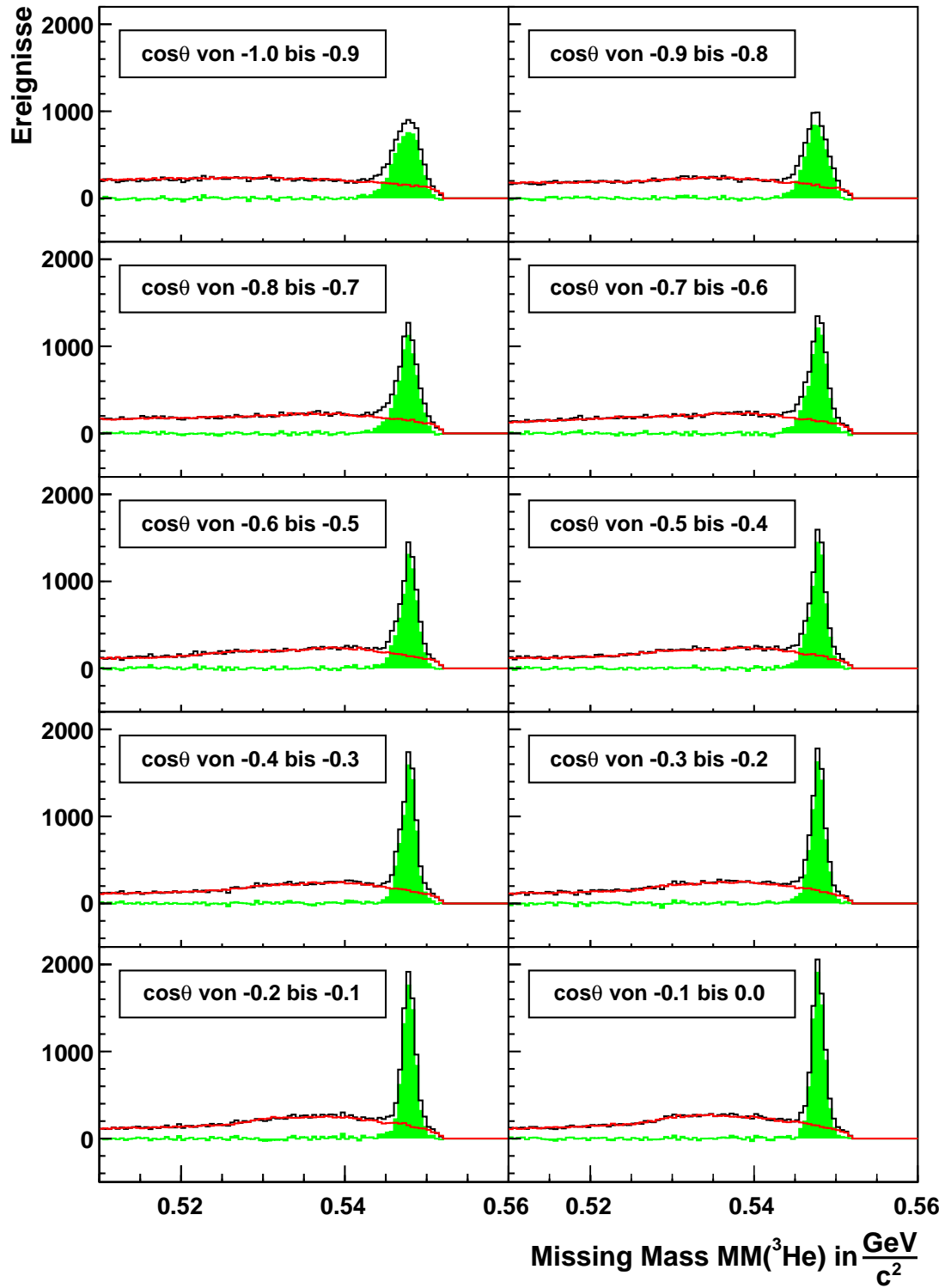


Abbildung 5.4: Untergrundkorrigierte Missing-Mass-Spektren verschiedener Winkelbereiche in rückwärtiger Richtung für eine Überschussenergie von  $Q \approx 3,6 \text{ MeV}$ .

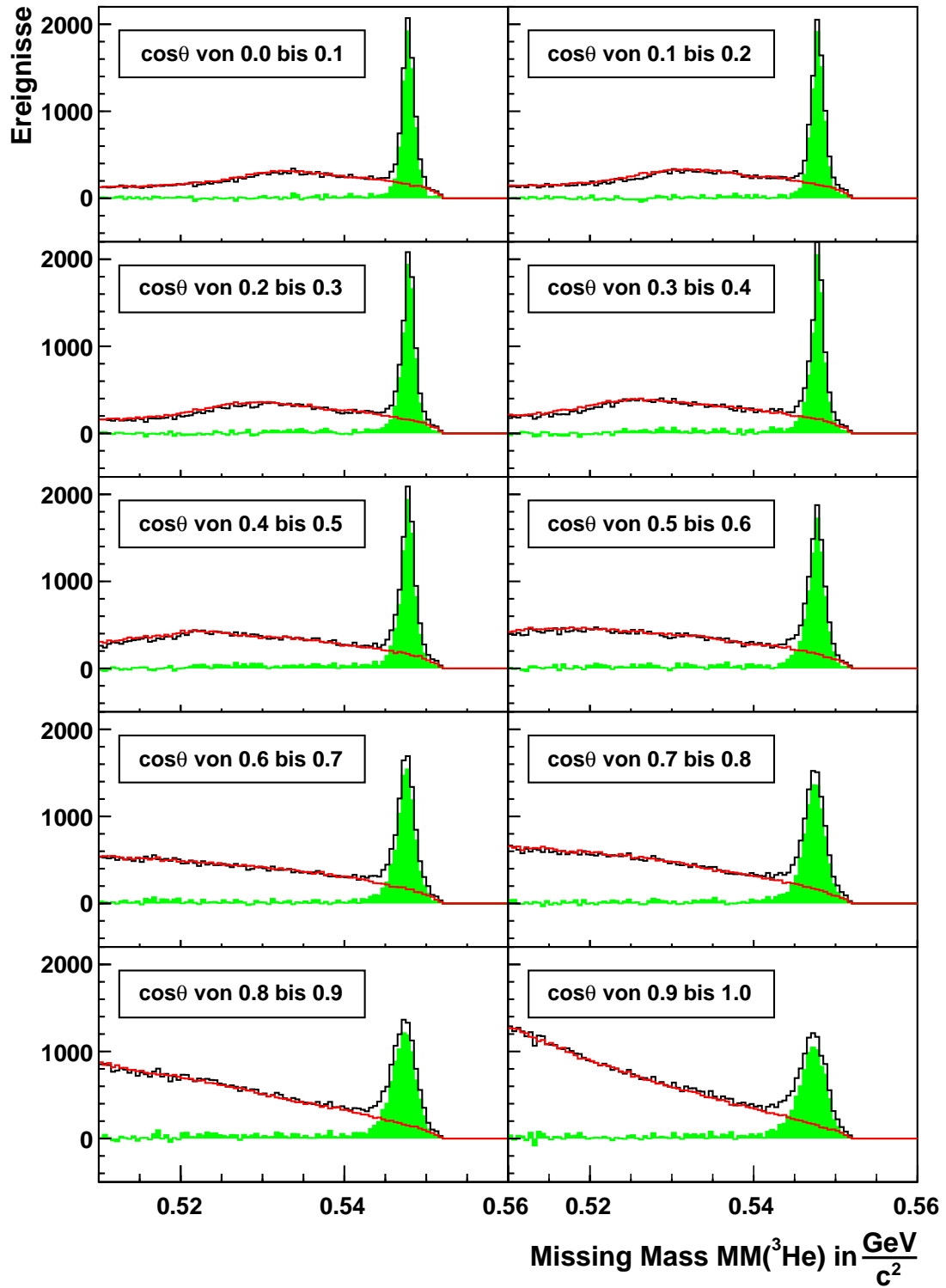


Abbildung 5.5: Untergrundkorrigierte Missing-Mass-Spektren verschiedener Winkelbereiche in vorwärtiger Richtung für eine Überschussenergie von  $Q \approx 3,6 \text{ MeV}$ .

## 5.3 Normierung der Zählrate auf die vorläufige Luminosität

Die so extrahierten Zählraten  $N_{\text{He}\eta}$  werden auf die in Kapitel 4.3 bestimmte vorläufige integrierte Luminosität  $\tilde{L}_{\text{int}}$  normiert um diese besser vergleichen zu können. In Abbildung 5.6 sind die für alle Strahleinstellungen bestimmten  $\frac{N_{\text{He}\eta}}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  gegen die Überschussenergie  $Q$  aufgetragen.

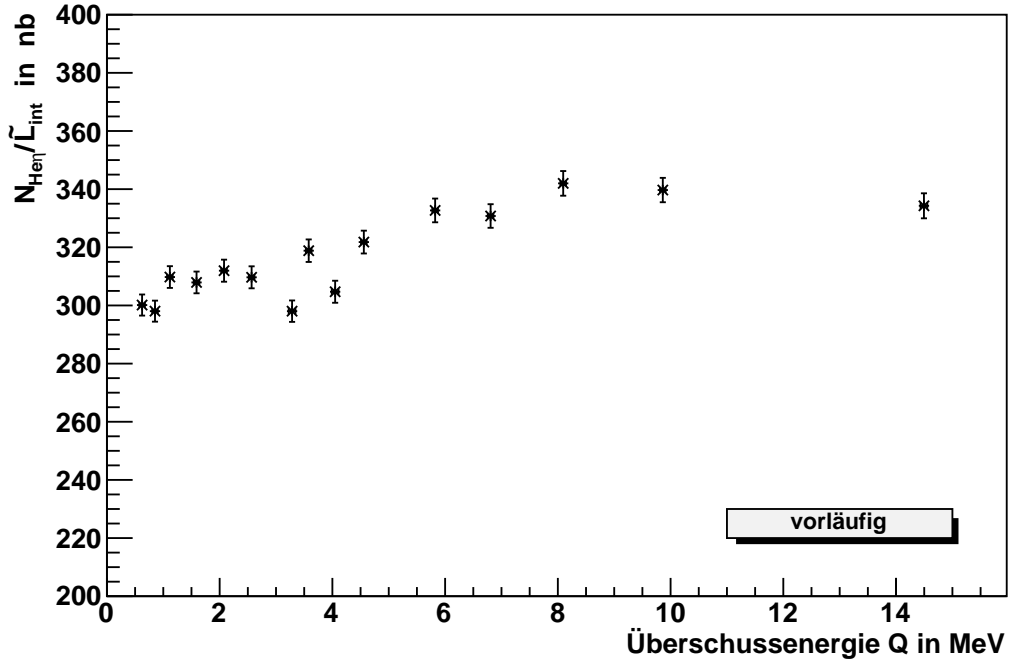


Abbildung 5.6: Zählrate  $N_{\text{He}\eta}$  der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  normiert auf die vorläufige integrierte Luminosität  $\tilde{L}_{\text{int}}$  für alle Überschussenergien.

Für die Bestimmung von Winkelverteilungen werden die in den jeweiligen  $\cos\vartheta$ -Winkelbereichen bestimmten Zählraten  $N_{\text{He}\eta}(\cos\vartheta)$  ebenfalls auf die vorläufige Luminosität  $\tilde{L}_{\text{int}}$  normiert. Die so berechneten Werte für  $\frac{N_{\text{He}\eta}(\cos\vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  sind in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellt.

Bei den in den Abbildungen 5.6 bis 5.8 angegebenen Unsicherheiten muss noch die in Kapitel 4.3 diskutierte Ungenauigkeit der Luminosität von 15% mit einberechnet werden, welche die absolute Höhe der hier berechneten Ergebnisse und damit auch die der endgültigen Wirkungsquerschnitte betreffen. Diese Unsicherheit ist in der Abbildung nicht eingezeichnet da sie, wie bereits diskutiert, die Position

der Messpunkte relativ zueinander nicht beeinflusst.

Aus den so normierten Zählraten lassen sich in der endgültigen Analyse totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  bestimmen. Der totale Wirkungsquerschnitt ist nach Gleichung (1.28) gegeben zu:

$$\sigma_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta} = \frac{N_{\text{He}\eta}}{L_{\text{int}}}. \quad (5.5)$$

Die Gesamtzahl  $N_{\text{He}\eta}$  der Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  muss auf Akzeptanz  $\alpha_\sigma$ , Effizienz  $\varepsilon_\sigma$  und Totzeit  $\tau_{T1}$  korrigiert werden. Auch der Anteil  $\chi$  der im Rahmen der Vorsortierung aussortierten Ereignisse muss berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta} &= \frac{N_{\text{He}\eta}}{L_{\text{int}}} \cdot \alpha_\sigma^{-1} \cdot \varepsilon_\sigma^{-1} \cdot \tau_{T1}^{-1} \cdot \chi^{-1} \\ &= \frac{N_{\text{He}\eta}}{\tilde{L}_{\text{int}}} \cdot \frac{\alpha_L \cdot \varepsilon_L \cdot \tau_{T2}}{\alpha_\sigma \cdot \varepsilon_\sigma \cdot \tau_{T1} \cdot \chi}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  lassen sich aus den hier bestimmten Winkelverteilungen der normierten Zählraten  $\frac{N_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  bestimmen zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) &= \frac{1}{L_{\text{int}}} \cdot \frac{dN_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{d\Omega} \\ &= \frac{1}{L_{\text{int}}} \cdot \frac{N_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{2\pi \cdot \Delta \cos \vartheta}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

wobei  $\Delta \cos \vartheta$  die Breite des Winkelbinnings angibt. Unter Berücksichtigung der oben bereits erwähnten Korrekturen ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \vartheta) &= \frac{1}{2\pi \cdot \Delta \cos \vartheta} \cdot \frac{N_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{L_{\text{int}}} \cdot \alpha_\sigma^{-1} \cdot \varepsilon_\sigma^{-1} \cdot \tau_{T1}^{-1} \cdot \chi^{-1} \\ &= \frac{1}{2\pi \cdot \Delta \cos \vartheta} \cdot \frac{N_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}} \cdot \frac{\alpha_L \cdot \varepsilon_L \cdot \tau_{T2}}{\alpha_\sigma(\cos \vartheta) \cdot \varepsilon_\sigma(\cos \vartheta) \cdot \tau_{T1} \cdot \chi}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Mit den auf die vorläufige Luminosität normierten Zählraten  $\frac{N_{\text{He}\eta}}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  wurde ein wesentlicher Teil des Wirkungsquerschnitts im Rahmen dieser Arbeit bestimmt. Die verbleibenden Faktoren werden in der endgültigen Berechnung der Wirkungsquerschnitte ermittelt.

Von einer tabellarischen Auflistung der Ergebnisse wird aufgrund ihrer vorläufigen Natur hier abgesehen.



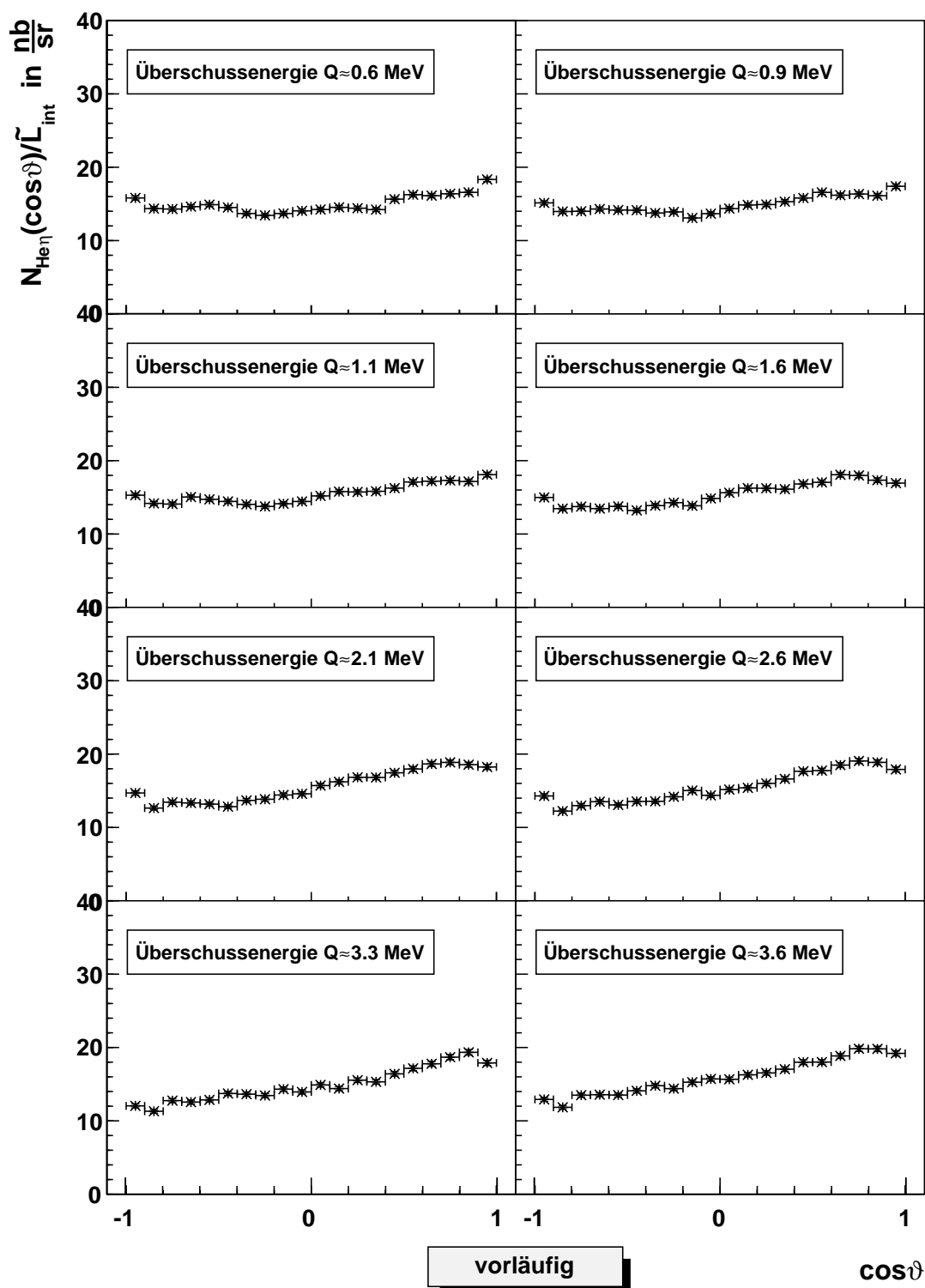


Abbildung 5.7: Ergebnisse der Berechnung von  $\frac{N_{\text{He}\eta}(\cos\vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  für verschiedene  $Q$ -Werte von 0,6 MeV bis 3,6 MeV.

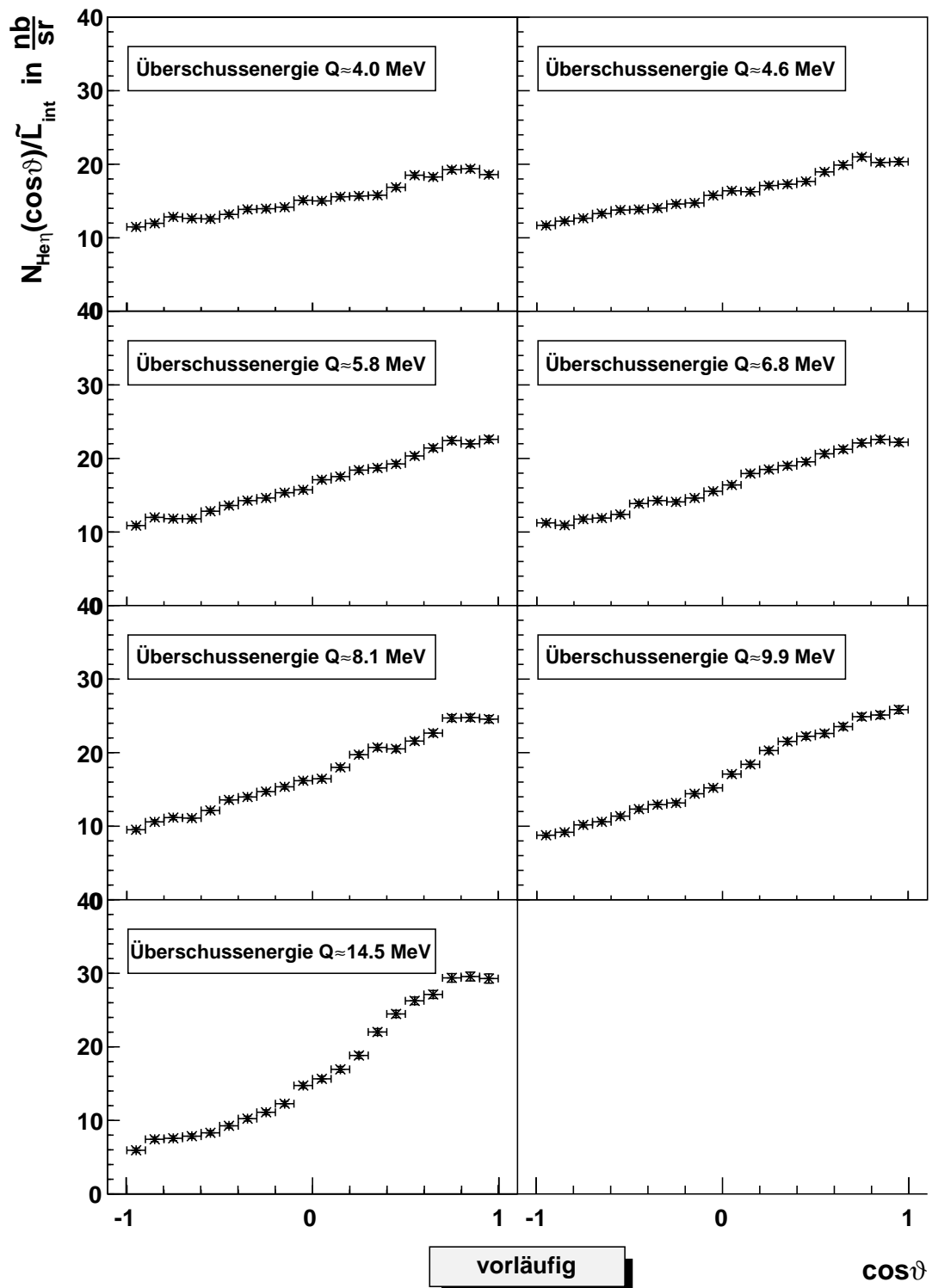


Abbildung 5.8: Ergebnisse der Berechnung von  $\frac{N_{\text{He}\eta}(\vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$  für verschiedene  $Q$ -Werte von 4,0 MeV bis 14,5 MeV.

## 5.4 Diskussion der auf die vorläufige Luminosität normierten Zählraten

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Zahl der Ereignisse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  sowohl in Abhängigkeit der Überschussenergie als auch für einzelne Winkelbereiche extrahiert und auf die vorläufige Luminosität normiert. Es konnte gezeigt werden, dass die Untergrundkorrektur und die quantitative Auswertung der Missing-Mass-Peaks sehr gut funktioniert. Für den Datenpunkt bei  $Q \approx 14,5$  MeV Überschussenergie zeigt sich ebenfalls ein klarer, untergrundfreier Missing-Mass-Peak, was verdeutlicht, dass die Korrektur mit unter-schwelligen Daten auch bei dieser Überschussenergie noch sehr gut gelingt. Auch für die einzelnen Winkelintervalle lassen sich die Spektren anhand von unter-schwelligen Daten korrigieren und somit quasi untergrundfreie Missing-Mass-Peaks in allen Winkelbereichen extrahieren. Darin zeigt sich ein großer Vorteil dieser Art der Untergrundkorrektur, da die Beiträge der einzelnen Reaktionen zum Untergrund nicht mit Simulationen ermittelt werden müssen und auch die Winkelverteilungen dieser Reaktionen direkt berücksichtigt werden.

Die Entwicklung der vorläufigen Winkelverteilungen ist in den Abbildungen 5.9 und 5.10 dargestellt. Dabei je fünf Verteilungen mit ansteigender Überschussenergie (jeweils in der Reihenfolge schwarz, rot, grün, blau und hellblau) in einem Spektrum gezeigt. Mit ansteigender Energie wächst die Steigung in den Winkelverteilungen. Dieses Ergebnis stimmt mit den Erwartungen aus früheren Messungen überein. Dabei übertrifft die hier gezeigte Winkelauflösung die bisheriger Messungen in dem betrachteten Energiebereich deutlich. Die zunehmende Steigung in den Winkelverteilungen kann als Beitrag höherer Partialwellen gedeutet werden.

Für die hier gezeigten Winkelverteilungen gilt, dass sich die Form noch geringfügig ändern kann, da die Akzeptanzkorrektur  $\alpha_{\sigma}(\cos\vartheta)$  und die Effizienzkorrektur  $\varepsilon_{\sigma}(\cos\vartheta)$  für verschiedenen Bereiche des Detektors unterschiedlich sind und daher eine Abhängigkeit vom Streuwinkel aufweisen. Das Fehlen dieser Korrekturen kann möglicherweise die in den obigen Spektren beobachtbaren Unebenheiten erklären und die Durchführung selbiger Korrekturen diese beheben. Damit können in naher Zukunft auf Basis der hier vorgestellten Analyse quantitative Untersuchungen der Asymmetrie und des Verhaltens der zur Streuung beitragenden Partialwellen vorgenommen werden.

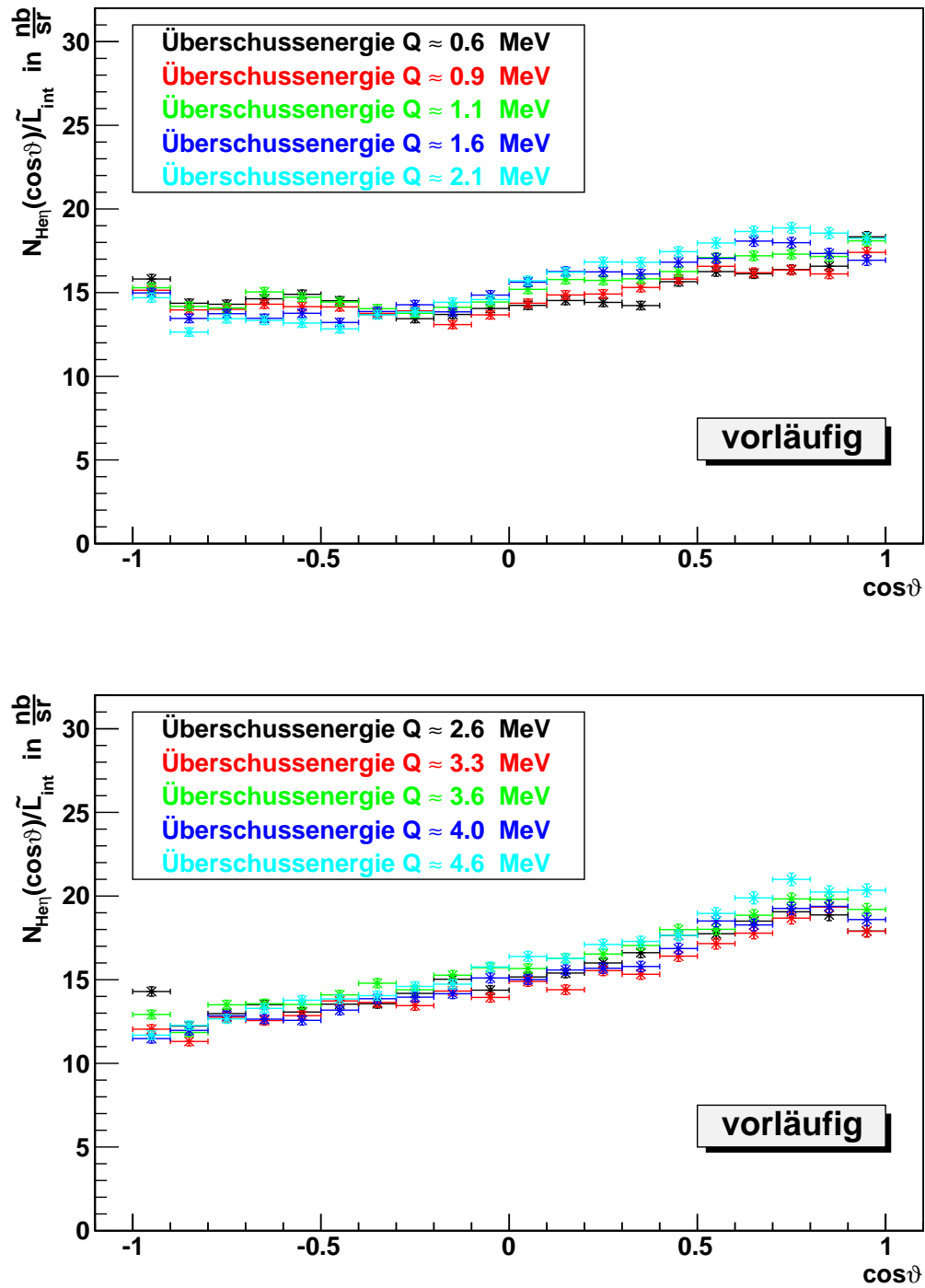


Abbildung 5.9: Winkelverteilungen der Gesamtzahl der auf die vorläufige Luminosität normierten Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  dargestellt mit steigendem  $Q$ -Wert von 0,6 MeV bis 2,1 MeV (oben) und von 2,6 MeV bis 4,6 MeV (unten).

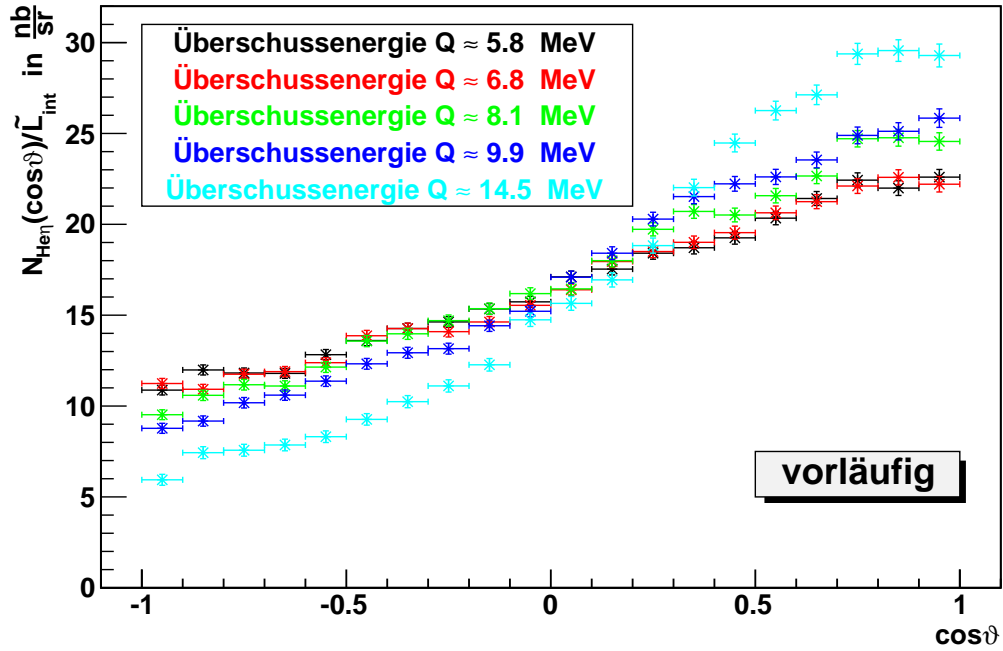


Abbildung 5.10: Winkelverteilungen der Gesamtzahl der auf die vorläufige Luminosität normierten Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  dargestellt mit steigendem  $Q$ -Wert von 5,8 MeV bis 14,5 MeV.

Bereits die vorläufigen Ergebnisse zeigen einen Verlauf, der mit vorherigen Messungen [Mer07b, Rau09b] vereinbar ist. Es konnte darüber hinaus gezeigt werden, dass Winkelverteilungen und der Asymmetriefaktor nahe der Reaktionsschwelle mit höherer Präzision als bisher extrahiert werden können. Von zusätzlichem Interesse ist die Winkelverteilung bei  $Q \approx 14,5$  MeV, da hier bisher kein Datensatz des ANKE-Experiments existiert und in diesem Bereich das Einsetzen der  $d$ -Welle erwartet wird.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten analysiert, die am ANKE-Magnetspektrometer des COSY-Beschleunigerkomplexes unter Verwendung eines Wasserstoff-Cluster-Jet-Targets aufgenommen wurden. Dabei wurde die dp-elastische Streuung und die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  für verschiedene Strahleinstellungen untersucht. Der betrachtete Energiebereich schließt sowohl Messungen wenige MeV unterhalb der Reaktionsschwelle der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  als auch bei 15 verschiedenen Überschussenergien bis zu einem  $Q$ -Wert von 14,5 MeV ein. Die einzelnen  $Q$ -Werte sind, anhand der in [Gos08] bestimmten Strahlimpulse, mit einer hohen Präzision berechnet worden und für die einzelnen Strahleinstellungen ist in einer vierwöchigen Strahlzeit eine hohe Statistik erreicht worden.

### 6.1 Bestimmung der vorläufigen Luminosität

Im ersten Teil der Arbeit wurden die vorläufigen integrierten Luminositäten für die verschiedenen Strahleinstellungen berechnet. Dafür wurde die dp-elastische Streuung als Referenzreaktion benutzt und die Anzahl der Ereignisse im Missing Mass-Spektrum bestimmt. Vorliegende Akzeptanzeffekte wurden anhand von Simulationen ermittelt. Für die so bestimmten Werte werden in der endgültigen Berechnung noch die bereits diskutierten Korrekturen durchgeführt. Die sich daraus ergebenden integrierten Luminositäten stellen die Grundlage für jedwede Berechnung von Wirkungsquerschnitten dar.

### 6.2 Quantitative Analyse der Zählrate

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  bei verschiedenen Überschussenergien von  $Q \approx 0,5$  MeV bis  $Q \approx 14,5$  MeV untersucht. Die Anzahl der Ereignisse der Reaktion wurde für alle Strahleinstellungen sowohl insgesamt als auch in Winkelbereiche unterteilt bestimmt. Dabei deckt der Detektor für alle

Strahleinstellungen den gesamten Winkelbereich in  $\varphi$  sowie in  $\cos\vartheta$  ab. Die Berechnung wurde anhand von Missing Mass-Spektren durchgeführt, wobei der Untergrund mittels unterschwelliger Daten korrigiert werden konnte.

Die Ereigniszahlen wurden auf die vorläufig bestimmte integrierte Luminosität normiert und so auch vorläufige Winkelverteilungen bestimmt. Die Form der Winkelverteilungen zeigt bereits vergleichbare Resultate zu vorherigen Messungen. Es konnte gezeigt werden, dass eine Extraktion von Wirkungsquerschnitten und Winkelverteilungen mit einer hohen Präzision möglich sein wird, um die bisherigen Messungen zu verifizieren und in der Genauigkeit noch zu verbessern.



## 6.3 Ausblick

### 6.3.1 Weiterführung der vorliegenden Analyse

Wie oben diskutiert zeigt die hier vorgestellte Analyse bereits interessante und vielversprechende Ergebnisse. Obgleich vorläufiger Natur zeigt sich schon die hohe Präzision der Ergebnisse. Die Kalibrierung wird aktuell noch optimiert und danach eine neue Vorsortierung durchgeführt. Dabei wird darauf geachtet, dass möglichst wenige Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  aussortiert und die Selektionseffizienz  $\chi$  genau bestimmt werden. In naher Zukunft lässt sich eine endgültige Untersuchung basierend auf der hier vorgestellten Analyse durchführen, wobei noch folgende Punkte einbezogen werden:

- Bei der endgültigen Vorsortierung werden durch die Verwendung von Cut-Bedingungen auch Ereignisse der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  aussortiert. Dieser Faktor  $\chi$  muss bei einer genauen Analyse exakt bestimmt und in der Berechnung von Wirkungsquerschnitten einkalkuliert werden.
- Da die Kapazität des Datenaufnahmesystems begrenzt ist, besteht die Möglichkeit, dass Ereignisse nicht korrekt oder gar nicht aufgezeichnet werden. Dieser Effekt lässt sich durch eine Totzeitkorrektur  $\tau_{Ti}$  für den jeweiligen Trigger  $Ti$  einberechnen.
- Die Lücken zwischen den Szintillatorlatten des für den Trigger verwendeten Szintillatorrhodoskops führen zu einem Akzeptanzverlust des Detektors, welcher als Korrektur  $\alpha$  berücksichtigt werden muss. Für eine genaue Analyse muss dieser Faktor sowohl für die Ereignisse des Triggers T1 als auch für die Ereignisse des Triggers T2 bestimmt werden.
- Während die Szintillatoren vollständig effizient sind, muss für die Drahtkammern noch eine Effizienzkorrektur durchgeführt werden. Dabei wird jede Drahtkammer in Zellen unterteilt, für die jeweils eine Effizienz berechnet wird. In der Analyse wird dann jedes Ereignis mit dem Inversen der Effizienz derjenigen Zellen, durch die die zugehörige Teilchenspur verläuft, gewichtet.
- Anhand der mit dem Trigger T1 aufgezeichneten  ${}^3\text{He}$ -Kerne kann auch die Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$  untersucht werden. Unter Verwendung bekannter Wirkungsquerschnitte (zum Beispiel von [Ker86]) kann diese Reaktion zur Be-

rechnung der integrierten Luminosität und somit zur Überprüfung der Ergebnisse aus der dp-elastischen Streuung genutzt werden.

- Die berechneten totalen Wirkungsquerschnitte erlauben die Bestimmung der Anregungsfunktion. Anhand dieser Ergebnisse lässt sich die Position der in bisherigen Analysen gefundene Polstelle nahe der Reaktionsschwelle untersuchen und verifizieren. Auch lässt sich der Verlauf der Anregungsfunktion zwischen 10 MeV und 20 MeV untersuchen.
- Die differentiellen Wirkungsquerschnitte können mit hoher Präzision bestimmt und deren Asymmetrieverhalten abhängig von der Überschussenergie untersucht werden. Dies erlaubt die Extraktion des Asymmetriefaktors  $\alpha$  und liefert Hinweise auf das Verhalten der zum Streuprozess beitragenden Partialwellen. Die Variationen der Amplitude und der Phase der  $s$ -Welle ermöglichen weitere Anhaltspunkte auf einen vorhandenen Pol zu extrahieren. Damit lassen sich die bisher erzielten Ergebnisse über einen weiten Bereich der Überschussenergie mit bisher unerreichter Präzision überprüfen.

Die beiden letzten Punkte tragen wesentlich zum Verständnis des  ${}^3\text{He}\eta$ -Systems bei und erlauben, über die Beiträge verschiedener Partialwellen Aussagen zu treffen. Über den Verlauf der Anregungsfunktion und die Variation der Amplitude und der Phase der  $s$ -Welle ergeben sich Hinweise auf die Endzustandswechselwirkung und den bisher beobachteten Pol nahe der Reaktionsschwelle. Über diesen ergeben sich weitere Indizien auf die vermutete Existenz eines gebundenen oder quasigegebenen Zustands zwischen  $\eta$ -Meson und  ${}^3\text{He}$ -Kern. Darüber hinaus können mit präzisen Winkelverteilungen über einen weiten Energiebereich nahe der Reaktionsschwelle verschiedene theoretische Modelle getestet werden, die zur Beschreibung des Streuprozesses entwickelt wurden.

### 6.3.2 Zukünftige Experimente und Analysen

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Datensatz bietet neben den hier vorgestellten Analysen noch weitere Möglichkeiten. Wie bereits diskutiert, wird anhand der Daten eine präzise Bestimmung der Ruhemasse des  $\eta$ -Mesons durchgeführt. Eine weitere Möglichkeit ist die Untersuchung der Zwei-Pionen-Produktion inklusive der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Bei dieser kommt es zu einer bisher nicht eindeutig geklärten Korrelation zwischen den Impulsen der Pionen. Dieser

Zusammenhang ist als ABC-Effekt bekannt und wird aktuell von M. Mielke im Rahmen seiner Dissertation untersucht [Mie12].

Einen Zugang zum Einfluss des Anfangszustands auf den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  liefert die Analyse von Messungen, die mit einem polarisierten Deuteronenstrahl durchgeführt werden. Dabei wird der Anfangszustand durch die Verwendung unterschiedlich polarisierter Deuteronen variiert und der Einfluss auf die so gemessenen Wirkungsquerschnitte überprüft. Eine solche Analyse wird von M. Papenbrock im Rahmen seiner Dissertation vorgenommen [Pap11].

Von weiterem Interesse ist die Reaktion  $d + n \rightarrow t + \eta$  [Gos10b]. Da es sich bei Proton und Neutron um ein Isospin-Duplett handelt, sollte sich diese Reaktion im Rahmen der starken Wechselwirkung nicht von der hier untersuchten Reaktion unterscheiden. Auch sollte die unterschiedliche Ladung des Kerns keinen Einfluss auf die Wechselwirkung haben, da das  $\eta$ -Meson elektrisch neutral ist. Somit erlaubt die Untersuchung dieser Reaktion einen Test der Ladungs- und Isospinsymmetrie in der starken Wechselwirkung.

Die Reaktion  $p + n \rightarrow d + \eta$  zeigte bei zwei Messung am CELSIUS-Beschleuniger eine unerwartete Erhöhung des Wirkungsquerschnitts, was als eine starke Endzustandswechselwirkung gedeutet wurde [Cal98]. Ob es sich dabei um einen quasi-gebundenen Zustand zwischen Deuteron und  $\eta$ -Meson handelt, konnte dabei nicht geklärt werden und muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

Für die Reaktion  $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta$  wird erwartet, dass die Bindung zwischen Kern und Meson durch das zusätzliche Nukleon verstärkt wird [Wil97]. Diese Reaktion liefert daher eine weitere Gelegenheit, die mögliche Existenz eines  $\eta$ -mesischen Kern zu untersuchen.



# Anhang

## 1 Rechnungen

Hier befinden sich Rechnungen, deren Ergebnisse im Verlauf der Arbeit verwendet wurden.

### 1.1 Zusammenhang von Strahlimpuls und $Q$ -Wert

Als  $Q$ -Wert einer Reaktion wird die Überschussenergie bezeichnet, welche als kinetische Energie der Teilchen im Schwerpunktsystem zur Verfügung steht. Für die Gesamtenergie  $E_{\text{ges}} = \sqrt{s}$  im Schwerpunktsystem gilt:

$$\sqrt{s} = |\mathbf{P}_{\text{Beam}} + \mathbf{P}_{\text{Target}}| = \sum_i m_{0i} + Q \quad (\text{A.1})$$

Auflösen nach  $Q$  liefert

$$\begin{aligned} Q &= |\mathbf{P}_d + \mathbf{P}_p| - \sum_i m_{0i} \\ &= \left| \begin{pmatrix} E_d \\ \vec{p}_d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} \right| - m_{^3\text{He}} - m_{\eta} \\ &= \sqrt{(E_d + m_p)^2 - p_d^2} - m_{^3\text{He}} - m_{\eta} \\ &= \sqrt{\left( \sqrt{p_d^2 + m_d^2} + m_p \right)^2 - p_d^2} - m_{^3\text{He}} - m_{\eta} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

In Gleichung (A.2) stehen außer des Strahlimpulses  $p_d$  nur Konstanten in Form der Massen, der beteiligten Teilchen. Der  $Q$ -Wert der Reaktion ist somit eine Funktion des Deuteronenimpulses und ist zu jedem Strahlimpuls berechenbar.

## 1.2 Endzustandsimpuls in Zweiteilchenreaktionen

Bei einer Zweiteilchenreaktion ist der Endzustandsimpuls  $p_f$  durch die komponentenweise Erhaltung des Viererimpulses eindeutig festgelegt. Es gilt

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b &= \mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d \\ \Rightarrow s &= (\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b)^2 = (\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d)^2\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

Die Impulse im Schwerpunktsystem heben sich auf  $\vec{p}_c = -\vec{p}_d$  und es gilt

$$\sqrt{s} = E_c + E_d \quad (\text{A.4})$$

und mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung auch

$$\begin{aligned}E_c^2 - m_c^2 &= E_d^2 - m_d^2 \\ \Rightarrow E_c^2 - E_d^2 &= m_c^2 - m_d^2 \\ \Rightarrow (E_c + E_d)(E_c - E_d) &= m_c^2 - m_d^2 \\ \Rightarrow E_c - E_d &= \frac{m_c^2 - m_d^2}{\sqrt{s}}\end{aligned}\quad (\text{A.5})$$

Durch Addition von  $\sqrt{s}$  zu Gleichung (A.5) folgt

$$\begin{aligned}2E_c &= \frac{m_c^2 - m_d^2}{\sqrt{s}} + \sqrt{s} \\ E_c &= \frac{s + m_c^2 - m_d^2}{2\sqrt{s}}\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

Durch Subtraktion von  $\sqrt{s}$  von Gleichung (A.5) folgt weiter

$$\begin{aligned}-2E_d &= \frac{m_c^2 - m_d^2}{\sqrt{s}} - \sqrt{s} \\ E_d &= \frac{s - m_c^2 + m_d^2}{2\sqrt{s}}\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Einsetzen von  $E_c$  und  $E_d$  in

$$\begin{aligned}p_f^2 &= p_c^2 = p_d^2 \\ &= E_c^2 - m_c^2 = E_d^2 - m_d^2\end{aligned}\quad (\text{A.8})$$

liefert nach einigen Umformungen

$$p_f = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]} \quad (\text{A.9})$$

Der Endzustandsimpuls ist also für beide Teilchen nur abhängig von der Schwerpunktsenergie und damit eine Funktion des Strahlimpulses  $p_f = p_f(p_{\text{Beam}})$ .

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des Standardmodells der Teilchenphysik mit den Eichbosonen (grün), den Quarks (gelb) und den Leptonen (rot). . . . .	6
1.2	Wellenfunktionen der pseudoskalaren Mesonen. Aufgetragen ist die Strangeness $s$ gegen die dritte Komponente des Isospins $I_3$ . . . . .	8
1.3	Das Multiplett der pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$ . . . . .	9
1.4	Ergebnisse zur Bestimmung der $\eta$ -Masse verschiedener Experimente nach [Yao06, DM07]. In blau: Bestimmung über die Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und in rot: Bestimmung über Zerfallsprodukte und die Photoproduktion $p + \gamma \rightarrow p + \eta$ . . . . .	11
1.5	Totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ für verschiedene Überschussenergien $Q$ , gemessen an verschiedenen Experimenten. . . . .	12
1.6	Fit der Anregungsfunktion an die ANKE(2007/2009)-Daten ohne (gestrichelte Linie) und mit Berücksichtigung (durchgezogene Linie) des Messpunktes bei $Q \approx 20$ MeV. . . . .	13
1.7	Winkelasymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die durchgezogenen Linien zeigen einen Fit an die Daten ohne (rot) und mit Berücksichtigung (blau) des Phasenunterschieds von $s$ - und $p$ -Welle. . . . .	14
1.8	Transformation vom Labor- (links) zum Schwerpunktsystem (rechts). Strahlteilchen $a$ trifft auf Targetteilchen $b$ unter Emission zweier Ejektile $c$ und $d$ (gelb). . . . .	16
1.9	Impulsellipse im Laborsystem (links) und im Schwerpunktsystem (rechts). . . . .	18
1.10	Der Beschleunigerstrahl (links) trifft auf ein Fixed-Target (rechts). . . . .	21

2.1	Schematische Darstellung des COSY-Beschleunigerkomplexes. Der ANKE-Experimentaufbau befindet sich als internes Experiment im Speichering (oben). . . . .	26
2.2	Schematische Darstellung des ANKE-Experiments. In rot gezeigt ist die Bahn des Beschleunigerstrahls und in grün verschiedene Ejektile. . . . .	27
2.3	Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektorsystems. . . . .	29
2.4	Schematische Darstellung des Cluster-Jet-Targets mit der Clusterquelle (oben), der Streukammer (Mitte) und dem Auffänger (unten). . . . .	31
2.5	Entstehung von Clustern beim Austritt von Gas aus der Lavalldüse. . . . .	32
2.6	Einstellungen der Strahlimpulse in einem Superzyklus. . . . .	35
3.1	Energieverlust in einer Szintillatorlatte des Vorwärtshodoskops, wobei genau ein Treffer in jeder Lage gefordert wurde. . . . .	41
3.2	Impulsellipsen im Schwerpunktssystem bei verschiedenen Strahlimpulsen. . . . .	43
3.3	Endzustandsimpuls des $^3\text{He}$ -Kerns im Schwerpunktssystem aufgetragen gegen $\cos \vartheta$ . . . . .	44
4.1	Durch PLUTO nach Phasenraum generierte Ereignisse. . . . .	46
4.2	Missing-Mass-Spektrum für die dp-elastische Streuung. Die Strahleinstellung entspricht $Q \approx 2,6 \text{ MeV}$ für die Reaktion $d + p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ . . . . .	47
4.3	Referenzdaten für den Wirkungsquerschnitt der dp-elastischen Streuung aufgetragen gegen den Impulsübertrag. . . . .	48
4.4	Akzeptanzbereich des Detektors für die dp-elastische Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Dargestellt ist die Anzahl von akzeptierten Deuteronen bei Phasenraumsimulationen, aufgetragen gegen den Impulsübertrag. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien wurde zur Luminositätsbestimmung benutzt . . . . .	49
4.5	Vorläufige integrierte Luminosität aufgetragen gegen den Impulsübertrag für $Q \approx 3,6 \text{ MeV}$ . . . . .	51
4.6	Vorläufige integrierte Luminosität für die Messungen über der Reaktionsschwelle aufgetragen gegen die Überschussenergie $Q$ . . . . .	52
5.1	Trefferpositionen in der xy-Ebene der ersten Drahtkammer für verschiedene Überschussenergien. . . . .	58



5.2	Unkorrigierte Missing-Mass-Spektren für Ereignisse, die mit der Triggervariablen T1 verknüpft sind. . . . .	59
5.3	Missing-Mass Spektren nach der Untergrundkorrektur. . . . .	61
5.4	Untergrundkorrigierte Missing-Mass-Spektren verschiedener Winkelbereiche in rückwärtiger Richtung für eine Überschussenergie von $Q \approx 3,6$ MeV. . . . .	63
5.5	Untergrundkorrigierte Missing-Mass-Spektren verschiedener Winkelbereiche in vorwärtiger Richtung für eine Überschussenergie von $Q \approx 3,6$ MeV. . . . .	64
5.6	Zählrate $N_{\text{He}\eta}$ der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ normiert auf die vorläufige integrierte Luminosität $\tilde{L}_{\text{int}}$ für alle Überschussenergien. . . . .	65
5.7	Ergebnisse der Berechnung von $\frac{N_{\text{He}\eta}(\cos \vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$ für verschiedene $Q$ -Werte von 0,6 MeV bis 3,6 MeV. . . . .	67
5.8	Ergebnisse der Berechnung von $\frac{N_{\text{He}\eta}(\vartheta)}{\tilde{L}_{\text{int}}}$ für verschiedene $Q$ -Werte von 4,0 MeV bis 14,5 MeV. . . . .	68
5.9	Winkelverteilungen der Gesamtzahl der auf die vorläufige Luminosität normierten Ereignisse der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ dargestellt mit steigendem $Q$ -Wert von 0,6 MeV bis 2,1 MeV (oben) und von 2,6 MeV bis 4,6 MeV (unten). . . . .	70
5.10	Winkelverteilungen der Gesamtzahl der auf die vorläufige Luminosität normierten Ereignisse der Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ dargestellt mit steigendem $Q$ -Wert von 5,8 MeV bis 14,5 MeV. . . . .	71



# Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften des $\eta$ -Mesons nach [Nak10]. . . . .	10
2.1	Strahlimpulse $p_d$ in $\frac{\text{MeV}}{c}$ , bestimmt durch die Spin-Resonanz-Methode. . . . .	36
2.2	Ruhemassen der an der Reaktion beteiligten Teilchen nach [NIS08]. . . . .	36
2.3	Überschussenergie $Q$ in MeV für alle Strahleinstellungen. . . . .	37
4.1	Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 1. . . . .	53
4.2	Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 2. . . . .	53
4.3	Vorläufige integrierte Luminosität, bestimmt für Superzyklus 3. . . . .	54
5.1	Differenz der Reaktionsschwellen für Reaktion des Typs $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+X$ mit verschiedenen Teilchen im Endzustand X. . . . .	60



# Literaturverzeichnis

- [Ago03] AGOSTINELLI, S., ET AL.: *GEANT4 - a simultion toolkit*. Nucl. Instr. Meth. A, 506:250–303, 2003.
- [Bar01] BARSOV, S., ET AL.: *ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich*. Nucl. Instr. Meth. A, (462):364–381, 2001.
- [Ber88] BERGER, J., ET. AL.: *Identification of the  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  Reaction Very Near Threshold*. Phys. Rev. Lett., 61(8), 1988.
- [Bha85] BHALERAO, R. S., LIU L. C.: *Off-Shell Model for Threshold Pionic  $\eta$  Production on a Nucleon and for  $\eta N$  Scattering*. Phys. Rev. Lett., 54(9), 1985.
- [Bos72] BOSCHITZ, E. T.: *Elastic Scattering of 600 MeV Protons from H, D,  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$* . Phys. Rev. C, 6(457), 1972.
- [Bru97] BRUN, R., ET AL.: *ROOT - An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instr. Meth. A, 389:81–86, 1997.
- [Byc73] BYCKLING, E., KAJANTIE K.: *Particle Kinematics*. John Wiley and Sons, 1973.
- [Cal98] CALÉN, H., ET AL.: *Threshold Structure of the Quasifree  $p+d \rightarrow d+\eta$  Reaction*. Phys. Rev. Lett., 80(10), 1998.
- [Dal68] DALHAGAV, ET AL. *Yad. Fiz.*, 8(342), 1968.
- [DM07] DI MICCO, B., ET. AL.: *Prescise measurements of the  $\eta$  meson and the neutral kaon masses with the KLOE detector*. JHEP12, 073, 2007.
- [Dym09] DYMOV, S.: *FD Momentum calibration for March08 beam time*. Interne Kommunikation, März 2009.

- [Frö07] FRÖHLICH, I., ET AL.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. arXiv:nucl-ex, (0708.2382v2), 2007.
- [Gül91] GÜLMEZ, E., ET AL.: *Absolute differential cross section measurements for proton-deuteron elastic scattering at 641.3 and 792.7 MeV*. Phys. Rev. C, 43(2067), 1991.
- [Gos08] GOSLAWSKI, P.: *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der  $\eta$ -Masse am Experimentaufbau ANKE*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Gos10a] GOSLAWSKI, P., ET AL.: *High precision beam momentum determination in a synchrotron using a spin-resonance method*. Phys. Rev. STAB., 13:022803, 2010.
- [Gos10b] GOSLAWSKI, P., ET AL.: *Investigation of the  $\eta^3H$  final state in deuteron-neutron collisions at ANKE*. COSY Proposal, 2010.
- [Gos12] GOSLAWSKI, P. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012. In Bearbeitung.
- [Hag72] HAGENA, O. F., OBERT W.: *Cluster Formation in Expanding Supersonic Jets: Effect of Pressure, Temperature, Nozzle Size and Test Gas*. Journal of Chemical Physics, 56(5), 1972.
- [Hai86] HAIDER, Q., LIU L. C.: *Formation of an Eta-Mesic Nucleus*. Phys. Lett. B, 172(2), 1986.
- [Har98] HARTMANN, M.: *Aufbau und Einsatz von Datenaufnahmesystemen zur Untersuchung der Strangeness-Produktion beim Beschuss von Atomkernen mit Protonen an COSY-Jülich*. Doktorarbeit, Universität zu Köln, 1998.
- [Hej02] HEJNY, V., ET AL.: *RootSorter: A New Analysis Framework for ANKE*. Technischer Bericht, Forschungszentrum Jülich, 2002.
- [Iro83] IROM, F., ET AL.: *Measurements of small angle elastic p-d scattering at 796 MeV using a recoil method*. Phys. Rev. C, 28(2380), 1983.

- [Ker86] KERBOUL, C., ET AL.: *Deuteron tensor analyzing power for the collinear  $\vec{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$  reaction at intermediate energies*. Phys. Lett. B, 181:1,2, 1986.
- [Kho99] KHOUKAZ, A., ET AL.: *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*. Eur. Phys. J. D, 5:275–281, 1999.
- [Kho07] KHOUKAZ, A.: *Precision Measurement of the  $\eta$  Mass at COSY*. COSY Proposal, 2007.
- [Liu86] LIU, L. C., HAIDER Q.: *Signature for the existence of eta-mesic nucleus*. Phys. Rev. C, 34(5), 1986.
- [Mai96] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives*. Nucl. Instr. Meth. A, (390), 1996.
- [May96] MAYER, B., ET AL.: *Reaction  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  and  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$  near the  $\eta$  threshold*. Phys. Rev. C, 53(5), 1996.
- [Mer07a] MERSMANN, T., ET AL.: *Precision Study of the  $\eta$ - ${}^3\text{He}$  System Using the  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  Reaction*. Phys. Rev. Lett., 98(242301), 2007.
- [Mer07b] MERSMANN, T.: *Untersuchung der Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen am Experimentaufbau ANKE*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Mie12] MIELKE, M. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012. in Bearbeitung.
- [Nak10] NAKAMURA, K., ET AL.: *Particle Data Group*, 2010. J. Phys. G 37, 075021.
- [NIS08] NIST: *National Institut for Standards and Technology*; <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, 2008.
- [Pap11] PAPENBROCK, M. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011. In Bearbeitung.
- [Pha10] PHAM, T. N.:  *$\eta$ - $\eta'$  Mixing Angle from Vector Meson Radiative Decays*. Phys. Lett. B, 694:129–133, 2010.

- [Que97] QUENTMEIER, C. A.: *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997.
- [Rau09a] RAUSMANN, T., ET AL.: *Precision study of the  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  reaction for excess energies between 20 and 60 MeV*. Phys. Rev. C, 80(017001), 2009.
- [Rau09b] RAUSMANN, T.: *Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  im Bereich zwischen 20 und 60 MeV Überschussenergie am Experiment ANKE*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Sch96] SCHLEICHER, R.: *Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich*. Doktorarbeit, RWTH Aachen, 1996.
- [Sib04] SIBIRTSEV, A., ET AL.: *The  $\eta^3\text{He}$  scattering length revisited*. Eur. Phys. J. A, 22:495–502, 2004.
- [Vel88] VELICHKO, G. N., ET AL. *Yad. Fiz.*, 47(1185), 1988.
- [Wat52] WATSON, K. M.: *The Effect of Final State Interactions on Reaction Cross Sections*. Phys. Rev., 88(5):1163–1171, 1952.
- [Wil93] WILKIN, C.: *Near-threshold production of  $\eta$  mesons*. Phys. Rev. C, 47(3), 1993.
- [Wil97] WILLIS, N., ET AL.:  *$\eta$ -helium quasi-bound states*. Phys. Lett. B, 406:14–19, 1997.
- [Wil07] WILKIN, C., ET AL.: *Is there an  $\eta^3\text{He}$  quasi-bound state?* Phys. Lett. B, 654:92–96, 2007.
- [Win80] WINKELMANN, E., ET AL.: *Proton-deuteron elastic scattering at 800 MeV*. Phys. Rev. C, 21(2535), 1980.
- [Yao06] YAO, W.M., ET AL.: *Review of particle physics*, 2006. J. Phys. G 33:1.



# Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in den vergangenen Jahren unterstützt und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes danke ich Herrn Prof. Dr. Alfons Khoukaz für die Möglichkeit an diesem interessanten Thema zu arbeiten, für die herzliche Aufnahme in der Arbeitsgruppe und die hervorragende Betreuung während der Arbeit.

Als zweites möchte ich Herrn Prof. Dr. Johannes P. Wessels dafür danken, dass er sich dazu bereit erklärt hat, meine Arbeit als Zweitkorrektor zu begutachten.

Weiter möchte ich der ganzen Arbeitsgruppe danken für die herzliche Aufnahme, die stets freundschaftliche Atmosphäre, die gute Zusammenarbeit und die tatkräftige Unterstützung. Dies sind namentlich: Dipl. Phys. Alexander Täschner, Dipl. Phys. Alexander Winnemöller, Andrea Nustede, Dipl. Phys. Annika Passfeld, Christina Husmann, Daniel Schröer, Dipl. Phys. Esperanza Köhler und Dipl. Phys. Florian Bergmann. Mit einschließen möchte ich die ehemaligen Mitglieder Dr. Timo Mersmann und Dr. Tobias Rausmann. Besonderer Dank gilt meinen Betreuern Dipl. Phys. Malte Mielke, Dipl. Phys. Michael Papenbrock und Dipl. Phys. Paul Goslawski für die nahezu legendäre Betreuung, die unerschöpfliche Geduld und die vielfältige Unterstützung und insbesondere auch für das Korrekturlesen der Arbeit.

An dieser Stelle möchte ich auch der ganzen ANKE-Kollaboration danken, die die hier untersuchten Messungen und damit auch meine Arbeit erst möglich gemacht hat.

Ein Dank gilt auch meinen Studienkollegen, die mich im Laufe des Studiums begleitet und sowohl privat als auch im Studium selbst immer unterstützt haben. Besonders erwähnen möchte ich hier: Anja Teuber, Ingmar Schnell, Julian Becker, Kai Walter, Katharina Hiepkö, Linus Feldkamp, Martin Surholt und Sybille Nie-meier.

Weiter möchte ich auch allen anderen Freunden danken, die mich in den letzten Jahren begleitet haben. Hier möchte ich besonders Jan Schulze Köhling, Patrick Dedie und Robin Dedie danken - ihr wisst schon - einfach für alles.

Zuletzt gilt ein ganz besonderer Dank meinen Eltern, die mir mein Studium überhaupt erst möglich gemacht haben und meiner ganzen Familie für die jahrelange Unterstützung. Ein zusätzlicher Dank gilt meiner Tante Heike Burmeister für das Korrekturlesen der Arbeit.

# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst und keine anderen außer der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, Februar 2011

---

*Ingo Burmeister*