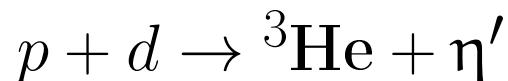




Masterarbeit

Untersuchung der Reaktion

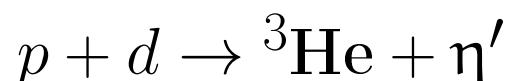


am Experimentaufbau

WASA-at-COSY

-

Study of the reaction



with the WASA-at-COSY experiment

vorgelegt von

Nils Hüskens

Münster - Januar 2014

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik | 3 |
| 2.1.1 Das η' -Meson | 7 |
| 2.1.2 Das $U_A(1)$ -Problem und die Masse des η' -Mesons | 8 |
| 2.1.3 Das ω -Meson | 9 |
| 2.2 Kinematik | 10 |
| 2.2.1 Die Missing Mass Methode | 11 |
| 2.2.2 Winkel im Schwerpunktsystem | 12 |
| 2.3 Wirkungsquerschnitt | 13 |
| 3 WASA-at-COSY | 15 |
| 3.1 Der COSY-Beschleuniger | 15 |
| 3.1.1 Das Zyklotron JULIC | 16 |
| 3.1.2 Das Synchrotron COSY | 16 |
| 3.2 Das WASA-Experiment | 17 |
| 3.2.1 Das Pellettarget | 18 |
| 3.2.2 Der Zentraldetektor | 22 |
| 3.2.3 Der Vorwärtsdetektor | 25 |
| 3.3 Das Triggersystem | 32 |
| 3.4 Die WASA-Software | 32 |
| 3.4.1 Simulation | 33 |
| 3.4.2 Analyse | 33 |
| 4 Kalibrierung | 35 |
| 4.1 Messverfahren | 36 |
| 4.2 Kalibrierungsverfahren | 36 |
| 4.3 Ergebnis der Kalibrierung | 40 |
| 5 FRI-Implementierung | 45 |
| 6 Analyse | 57 |
| 6.1 Energieverlustcuts | 57 |
| 6.2 Das ω -Meson | 62 |
| 6.2.1 Missing Mass Analyse | 62 |
| 6.2.2 Akzeptanzkorrektur | 69 |
| 6.2.3 Normierung | 73 |
| 6.2.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte | 80 |
| 6.2.5 Feinkalibrierung | 81 |
| 6.3 Das η' -Meson | 86 |
| 6.3.1 Missing Mass Analyse | 87 |
| 6.3.2 Akzeptanzkorrektur | 91 |
| 6.3.3 Wirkungsquerschnitt | 92 |
| 7 Zusammenfassung & Ausblick | 95 |
| Literaturverzeichnis | 96 |

1 Einleitung

Wir beginnen unsere Reise an einem warmen Sommerabend im antiken Griechenland... - Sheldon Cooper

Bei dem Versuch zu erklären, was Physik ist, wird zumeist das antike Griechenland als Ausgangspunkt gewählt, stammt doch der Begriff Physik vom griechischen $\phi\psi\sigma i\kappa\eta$ ab und bedeutet soviel wie Naturforschung. Dass die Griechen die ersten Physiker hervorbrachten, ist jedoch ein Irrtum. Bereits die Babylonier führten erste Beobachtungen der Bewegungen von Sonne, Mond und den Planeten unseres Sonnensystems durch und konnten anhand dieser unter anderem den Zeitpunkt der nächsten Mondfinsternis vorhersagen. Dieser Vorgang verdeutlicht sehr gut das Aufgabengebiet der Physik: Anhand von Beobachtungen wird ein Modell entwickelt, mit dessen Hilfe wiederum überprüfbare Vorhersagen gemacht werden können.

Der Ursprung der Teilchenphysik liegt dagegen tatsächlich im antiken Griechenland, wurde doch schon damals vermutet, dass jegliche Materie aus kleinsten Bausteinen aufgebaut ist, den Atomen. Das Wort entstammt dem griechischen $\alpha\tau o\mu\omega\varsigma$, was soviel bedeutet wie „das Unteilbare“. Seit den Streuversuchen von Ernest Rutherford und dem unter Berücksichtigung der Quantenmechanik daraus abgeleiteten Bohrschen Atommodell wissen Physiker, dass die Teilchen, die wir heutzutage Atome nennen, nicht unteilbar sind. Sie bestehen vielmehr aus einem sehr kleinen, positiv geladenen Atomkern, in dem fast die gesamte Masse des Atoms vereint ist, sowie einer Wolke von negativ geladenen Elektronen, die den Atomkern auf unterschiedlichen Bahnen umkreisen [Boh13].

Im Laufe der Zeit konnte im Rahmen weiterer Experimente gezeigt werden, dass auch der Atomkern nicht unteilbar ist, sondern vielmehr aus den neutralen Neutronen und den positiv geladenen Protonen besteht. Diese wiederum bestehen aus den sogenannten Quarks, von denen heutzutage im Allgemeinen angenommen wird, dass sie unteilbar sind und damit den kleinstmöglichen Bestandteil der Materie bilden, die uns umgibt. Zusammen mit den Elektronen, die ebenfalls keine experimentellen Hinweise auf eine Substruktur aufweisen, bilden sie die Klasse der Elementarteilchen, zu denen außerdem die weiteren Leptonen, wie Myonen oder Neutrinos gehören, sowie die Austauschteilchen der vier bekannten Wechselwirkungen: Der elektro-magnetischen Wechselwirkung, der schwachen und der starken Wechselwirkung, sowie der Gravitation. Das Austauschteilchen der Gravitation, das sogenannte Graviton, konnte bisher nicht experimentell nachgewiesen werden, es handelt sich also um ein hypothetisches Teilchen, dessen Nachweis und quantentheoretische Beschreibung Gebiete aktueller Forschung darstellen.

Damit lässt sich das Wissen, dass Physiker im Laufe der Jahre über die Natur angesammelt und verfeinert haben, in zwei allgemein als gültig anerkannten Theorien zusammenfassen: Der allgemeinen Relativitätstheorie zur Beschreibung der Gravitation, sowie dem Standardmodell der Teilchenphysik, das auf Ebene der Quantenmechanik das Verhalten der drei weiteren Wechselwirkungen beschreibt. Dabei wird im Standardmodell zwischen der elektro-schwachen Theorie und der Quanten-Chromo-Dynamik zur Beschreibung der starken Wechselwirkung unterschieden. Die bisherigen Experimente bestätigen die Vorhersagen dieser grundlegenden Theorien, dennoch bleiben ungeklärte Fragen, deren Beantwortung Aufgabe der modernen Physik ist. Eine sehr zentrale Frage, nämlich die nach der Ursache für die Masse der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, den sogenannten Eichbosonen, konnte im vergangenen Jahr mit der Entdeckung des Higgs-Bosons beantwortet

werden.

Weitere offene Fragen sind z. B. die nach dem Ursprung des Ungleichgewichts zwischen Materie und Antimaterie in unserem Universum, ohne das nichts, was Physiker zu beschreiben versuchen, existieren würde. Des Weiteren ist heutzutage bekannt, dass die Materie, die anhand des Standardmodells beschrieben werden kann und also aus Quarks oder Leptonen besteht, nur etwa 4 % der im Universum existierenden Energie ausmachen. Etwa 22 % bestehen aus dunkler Materie, deren gravitative Auswirkungen beobachtet werden können, die aber keine Form elektro-magnetischer Strahlung aussendet und damit in direkten Experimenten bisher nicht detektiert werden konnte. Die restlichen etwa 74 % bestehen aus sogenannter dunkler Energie, die dazu führt, dass das Universum beschleunigt expandiert [Tip10]. Das Standardmodell der Teilchenphysik bietet keine Erklärung für diese beiden Phänomene.

Diese Beobachtungen und der Wunsch der Physiker, die vier fundamentalen Wechselwirkungen in einem einzigen theoretischen Gebilde zu beschreiben, statt die Gravitation getrennt von den anderen drei Wechselwirkungen betrachten zu müssen, hat dazu geführt, dass verstärkt nach Theorien gesucht wird, die über das Standardmodell hinausgehen. Dazu gehören z. B. die Supersymmetrie, bei der von einer Symmetrie zwischen Fermionen (also Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen) und Bosonen (Spin-1) ausgegangen wird oder Theorien mit mehr als den vier bekannten Dimensionen, wie z.B. die eng mit der Supersymmetrie verknüpfte Stringtheorie [Wit12].

Neben diesen großen offensichtlichen Abweichungen vom Standardmodell gibt es einige weitere Fragestellungen, die im Rahmen des Standardmodells bisher nicht beantwortet werden konnten. Eine dieser Fragestellungen ist das sogenannte $U_A(1)$ -Problem, das sich in einer Diskrepanz zwischen der theoretisch vorhergesagten Masse des η' -Mesons und dem in Experimenten beobachteten Wert manifestiert. Steven Weinberg konnte im Rahmen einer Rechnung für u-, d- und s-Quarks zeigen, dass der Singulettzustand des Multipletts der pseudoskalaren Mesonen, der (nicht ganz exakt) mit dem η' -Meson identifiziert werden kann, nicht schwerer sein darf als $\sqrt{3}$ mal die Masse des neutralen Pions, dem leichtesten pseudoskalaren Meson. Die beobachtete Masse des η' -Mesons beträgt jedoch etwa das Siebenfache der Pionmasse. Es ist von einem theoretischen Standpunkt aus unklar, wie es zu dieser Diskrepanz kommt. Eine Möglichkeit besteht darin, dass der Bruch einer Symmetrie zu dieser ungewöhnlich großen Masse führt. Um diese Theorie zu überprüfen, muss nach η' -Mesonen gesucht werden, die eine Bindung mit einem Atomkern eingehen. Eine solche Bindung würde zu einer teilweisen Wiederherstellung der gebrochenen Symmetrie führen, sodass aus einer eventuell zu beobachtenden Massendifferenz des freien η' -Mesons und des gebundenen Mesons ein Rückschluss auf den Mechanismus gezogen werden könnte, der dem η' -Meson seine ungewöhnlich große Masse verleiht.

η' -Mesonen gehören zu den schwersten Mesonen, die am COSY-Beschleuniger am Forschungszentrum Jülich hergestellt werden können. Neben Proton-Proton-Kollisionen zur Herstellung von Mesonen sind auch Proton-Deuteron-Fusionen möglich. Dabei entsteht ein ^3He -Kern und aus der Überschussenergie ein oder mehrere Mesonen. Anhand von zwei Teststrahlzeiten bei Strahlenergien, die die Produktion von η' -Mesonen in Proton-Deuteron-Fusionen ermöglichen, wird abgeschätzt, ob es möglich ist, eine solche Untersuchung mit dem internen Experiment WASA (Wide Angle Shower Apparatus) am COSY Beschleuniger durchzuführen. Zu diesem Zweck wird die Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta'$ identifiziert und anhand der Normierungsreaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \omega$ ein Produktionswirkungsquerschnitt bestimmt. Damit kann beurteilt werden, ob eine solche Untersuchung mit dem WASA Experiment praktikabel erscheint.

2 Theoretische Grundlagen

Es ist unmöglich, die Schönheiten der Naturgesetze angemessen zu vermitteln, wenn jemand die Mathematik nicht versteht. - Richard Feynman

In Anlehnung an dieses Zitat des bekannten Physikers Richard Feynman soll im Rahmen des ersten Kapitels der theoretische Grundstein dieser Arbeit gelegt werden. Aus diesem Grund wird zunächst das Standardmodell der Teilchenphysik eingeführt, wobei ein besonderer Fokus auf den Mesonen, gebundenen Zuständen aus einem Quark und einem Antiquark, liegen wird. Anschließend werden einige der grundlegenden Begriffe relativistischer Kinematik eingeführt, die im Rahmen einer Analyse von Beschleunigerexperimenten benötigt werden. Dazu gehören z. B. die invariante Masse oder die Missing Mass.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist die allgemein gültige Theorie bei der Behandlung von drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen und ihrer Elementarteilchen [Pov09]. Dabei handelt es sich um die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, wird durch Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie beschrieben. Eine Verbindung der Theorie der Gravitation mit der Quantentheorie ist ein aktuelles Forschungsthema, gestaltet sich jedoch mathematisch als äußerst schwierig. Aus diesem Grund gibt es bisher keine weithin anerkannte Theorie, die die Gravitation auf der Ebene der Quantenmechanik beschreibt. Allerdings sind die Auswirkungen der Gravitation innerhalb der Größenordnung der Elementarteilchen, die vom Standardmodell beschrieben werden, im Allgemeinen so gering, dass mögliche Effekte im Normalfall als vernachlässigbar gelten.

Im Rahmen des Standardmodells wird zwischen Fermionen und Bosonen unterschieden. Als Fermionen werden Teilchen mit halbzahligem Spin bezeichnet. Es werden zwei Arten von Fermionen unterschieden, die Leptonen und die Quarks, die jeweils in drei Familien kategorisiert werden. Zu den Leptonen gehören die Neutrinos sowie die geladenen Leptonen: Das Elektron, das Myon und das Tauon. Die sechs farbgeladenen Quarks, die über die starke Wechselwirkung Bindungen eingehen, können aufgrund ihrer Farbladung nicht einzeln beobachtet werden und bilden die sogenannten Hadronen, zu denen unter anderem die Bestandteile von Atomkernen gehören: Die Protonen und Neutronen.

Die drei im Standardmodell beschriebenen Kräfte wirken durch den Austausch von Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin. In der starken Wechselwirkung sind dies die sogenannten Gluonen, die in acht verschiedenen Zuständen existieren. Jedes Gluon trägt sowohl Farbe als auch Antifarbe, sodass sie untereinander in Wechselwirkung treten können. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch das Photon vermittelt, das genau wie die Gluonen keine Masse besitzt. Es koppelt an elektrische Ladungen, ist selbst jedoch ungeladen. Zudem existieren mit den W- und Z-Bosonen drei Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Die W-Bosonen sind elektrisch einfach positiv oder negativ geladen und vermitteln den geladenen, schwachen Strom. Demgegenüber liegt das Z-Boson elektrisch neutral vor und vermittelt den neutralen, schwachen Strom. Diese auch Eichbosonen genannten Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung erhalten über die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld Massen von $m_W = 80,4 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $m_Z = 91,2 \text{ GeV}/c^2$ [Ber12]. Diese großen

Massen der Austauschteilchen sind der Grund für die relativ schwache Kopplung und die geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung.

Tabelle 2.1 zeigt eine Zusammenfassung dieser Teilchen inklusive wichtiger Eigenschaften wie Spin oder elektrischer Ladung.

| Wechselwirkung | Ladung | Austausch-Teilchen | Masse in GeV/c^2 | J^P |
|----------------|--------------------|---------------------|---------------------------|-------|
| stark | Farbe | 8 Gluonen (g) | 0 | 1^- |
| elektromagn. | elektr. Ladung e | Photon (γ) | 0 | 1^- |
| schwach | schw. Ladung g | W^\pm, Z^0 | $\approx 10^2$ | 1 |

| Fermionen | Familie | | | elektr. Ladung | Farbe | schwacher Isospin | | Spin |
|-----------|--------------|--------------------|----------------------|-------------------|----------------|-------------------|--------|------------|
| | 1 | 2 | 3 | | | L | R | |
| Leptonen | ν_e e | ν_μ μ | ν_τ τ | 0 -1 | - - | 1/2 1/2 | - 0 | 1/2 1/2 |
| | u d | c s | t b | +2/3 -1/3 | r,b,g r,b,g | 1/2 1/2 | 0 0 | 1/2 1/2 |

Tabelle 2.1: Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen, sowie die zwölf Fermionen des Standardmodells nach [Pov09].

Die sichtbare Materie, mit denen Menschen täglich in Berührung kommen und wechselwirken, ist aus Atomen aufgebaut. Ein Atom setzt sich aus einem positiv geladenen Atomkern, bestehend aus Protonen und Neutronen, und einer negativ geladenen Hülle aus Elektronen zusammen. Während es sich bei den Elektronen nach heutigem Stand der Wissenschaft um Elementarteilchen handelt, bestehen die Protonen und Neutronen aus up- und down-Quarks (im Fall des Protons zwei up- und ein down-Quark, im Fall des Neutrons zwei down- und ein up-Quark). Trotz der Fülle an Elementarteilchen, die im Standardmodell beschrieben werden, besteht die stabile Materie also aus lediglich drei dieser Teilchen.

Allerdings besteht die Möglichkeit instabile Teilchen aus anderen Quarkkombinationen zu erzeugen. Solche Teilchen werden in zwei verschiedene Kategorien eingeteilt: Die Baryonen, bestehend aus drei Quarks (zu den Baryonen gehören die Nukleonen), sowie den Mesonen, die sich aus einem Quark und einem Antiquark zusammensetzen. Bei insgesamt sechs verschiedenen Quarksorten ergeben sich somit $6^2 = 36$ verschiedene Möglichkeiten Quarks und Antiquarks in $q\bar{q}$ -Paaren anzugeordnen. Ähnlich wie Elektronen im Atom, können die Quarks in Mesonen Relativbahndrehimpulse besitzen oder radial angeregt werden, sodass eine deutlich größere Vielfalt an Mesonen existiert, als die 36 möglichen $q\bar{q}$ -Kombinationen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Daten vom Beschleunigerexperiment WASA-at-COSY analysiert. Die am Beschleuniger COSY maximal erreichbare Energie reicht aus, um die drei leichtesten Quarksorten zu erzeugen, also u-, d- und s-Quarks. Dies lässt noch $3^2 = 9$ Möglichkeiten zu ein Quark mit einem Antiquark zu kombinieren. Da es sich bei den Quarks um Fermionen, also Teilchen mit einem Spin von $s = 1/2$ handelt, sind zwei verschiedene Ausrichtungen der zwei Teilchenspins zueinander denkbar: Parallel ($\uparrow\uparrow$) und Anti-Parallel ($\uparrow\downarrow$). Des Weiteren ist es denkbar, dass zwischen den beiden Bestandteilen eines Mesons ein relativer Bahndrehimpuls L besteht. Ist dies nicht der Fall, so kann der Gesamtdrehimpuls

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.1)$$

je nach Ausrichtung der Spins die Werte $J = 0$ oder $J = 1$ annehmen (wobei \vec{S} den Gesamtspin des Systems bezeichnet). Neben dem Gesamtdrehimpuls J ist die Parität ein wichtiges Merkmal eines Mesons. Die Parität eines Fermion-Antifermion-Systems ist definiert als

$$P = (-1)^{l+1} \quad , \quad (2.2)$$

wobei l die Bahndrehimpulsquantenzahl bezeichnet. Für einen Bahndrehimpuls von $L = 0$ ergeben sich die Nonetts der pseudoskalaren Mesonen mit $J^P = 0^-$ und der Vektormesonen mit $J^P = 1^-$. Zur Veranschaulichung dieser Nonetts wird häufig eine Darstellung gewählt, bei der die dritte Komponente des Isospins I_3 gegen die Strangeness S aufgetragen wird. Der Isospin ist eine Quantenzahl die für u- und d-Quarks den Wert $1/2$ annimmt, wobei die dritte Komponente für u-Quarks $+1/2$ beträgt, für d-Quarks $-1/2$. Für alle anderen Quarksorten verschwindet der Isospin. Die Strangeness S nimmt für ein s-Quark den Wert -1 an und ist im Falle aller anderen Quarksorten ebenfalls gleich null. Für Antiquarks ändert sich bei beiden Quantenzahlen jeweils das Vorzeichen [Kho12b]. Diese grafische Darstellung ist in Abb. 2.1 zu erkennen.

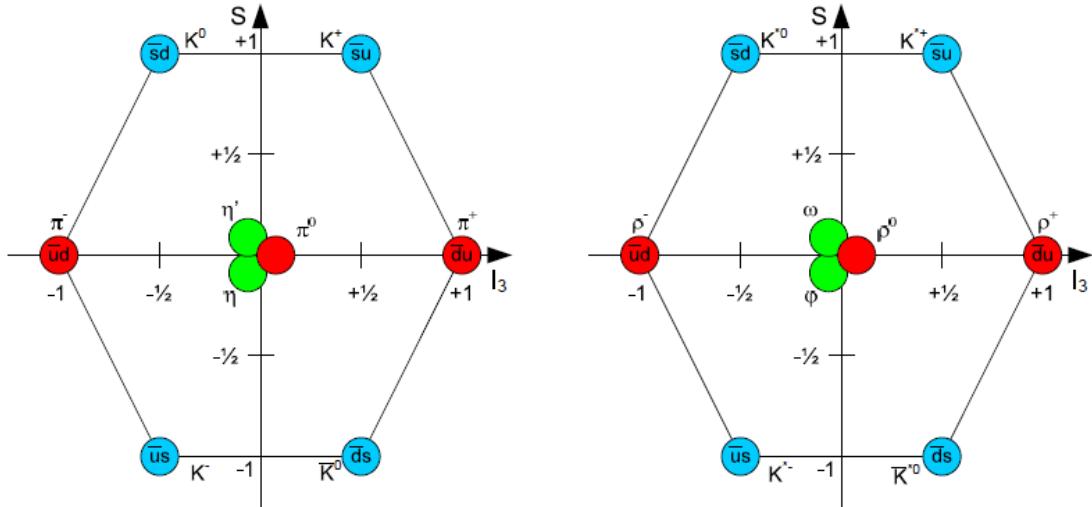


Abbildung 2.1: Die Nonetts der pseudoskalaren Mesonen (links) und der Vektor-Mesonen (rechts) dargestellt im Strangeness-Isospin-Diagramm. Gezeigt werden die Masseneigenzustände, nicht die Eigenzustände der starken Wechselwirkung [Dem13].

Es ist zu beachten, dass für die drei Zustände $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ alle in der starken Wechselwirkung erhaltenen Quantenzahlen (dritte Komponente des Isospins $I_3 = 0$, Strangeness $S = 0$, Parität P und Gesamtdrehimpuls J) übereinstimmen. Aus diesem Grund können diese Zustände überlagern oder mischen. Das bedeutet, dass den physikalisch beobachtbaren Zuständen kein eindeutiger Quarkinhalt zugeordnet werden kann, vielmehr können verschiedene Quarkinhalte mit gewissen Wahrscheinlichkeiten beobachtet werden. Um die Quarkinhalte der gemischten Zustände herzuleiten, sei hier zunächst das Beispiel ohne Verwendung von s-Quarks genannt: In diesem Fall bilden die Zustände $|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$, $|\pi^-\rangle = -|\bar{u}d\rangle$ und $|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\bar{d}\rangle - |u\bar{u}\rangle)$ ein Isospin-Triplett mit $I = 1$ und können mit Hilfe der Isospin-Leiteroperatoren (analog zu den Drehimpulsoperatoren) I_{\pm} ineinander überführt werden. Der Isospin $I = 0$ Singulettzustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle)$ ist orthogonal zu den übrigen drei Zuständen [Pov09].

Unter Berücksichtigung des s-Quarks, lassen sich aus dem Isospin Singulett zwei weitere Zustände konstruieren:

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \quad , \quad (2.3)$$

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle + |s\bar{s}\rangle) \quad . \quad (2.4)$$

Die neun Zustände des Nonetts bilden gemäß der gruppentheoretischen Multiplikation $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1$ ein antisymmetrisches Oktett und ein dazu orthogonales, symmetrisches Singulett [Pov09]. Im Gegensatz zum π^0 mit einem Isospin von $I = 1$, bei dem das physikalisch beobachtbare Teilchen dem Eigenzustand der starken Wechselwirkung entspricht, handelt es sich bei den beobachteten Mesonen η und η' um Linearkombinationen der Eigenzustände η_1 und η_8 gemäß

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & -\sin \vartheta \\ \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_1 \end{pmatrix} \quad , \quad (2.5)$$

mit einem Mischungswinkel von etwa $\vartheta = 15,4^\circ$ [Fel98].

Ähnliches ist im Fall der Vektormesonen zu beobachten. Der Triplett-Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}} (|d\bar{d}\rangle - |u\bar{u}\rangle)$ kann als das ρ_0 -Meson identifiziert werden. Ergänzung des Singulett-Zustandes durch Berücksichtigung des s-Quarks, analog zum Vorgehen bei den pseudoskalaren Mesonen, führt zu den beiden Zuständen $|\omega_8\rangle$ und $|\omega_1\rangle$. Der Mischungswinkel dieser beiden Zustände beträgt ca. $\vartheta = 38,7^\circ$ [Ber12]. Die physikalisch beobachtbaren Teilchen sind das ω -Meson mit einer Masse von ca. 782 MeV/c² und das ϕ -Meson mit einer Masse von ca. 1020 MeV/c². Der ideale Mischungswinkel, der den Winkel bezeichnet, bei dem einer der beiden Zustände nur up- und down-Quarks beinhaltet, während der dazu orthogonale Zustand lediglich s-Quarks enthält, beträgt etwa 35°. Damit liegt der Mischungswinkel der Vektormesonen nahe an diesem optimalen Mischungswinkel, beim ω handelt es sich daher nahezu um den Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}} (|d\bar{d}\rangle + |u\bar{u}\rangle)$, das ϕ -Meson entspricht nahezu einem reinen $s\bar{s}$ -Zustand [Kho12b]. Das η' - und ω -Meson gehören zu den schwersten Mesonen die an WASA-at-COSY im Rahmen von Proton-Deuteron-Kollisionen produziert werden können. Im Nachfolgenden sollen die wichtigsten Eigenschaften dieser Mesonen erläutert werden.

2.1.1 Das η' -Meson

Das η' -Meson ist mit einer Masse von $957,78 \pm 0,06 \text{ MeV}/c^2$ das schwerste der pseudoskalaren Mesonen¹. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Eigenschaften des η' -Mesons zusammengefasst.

| | |
|-------------------------|-----------------------------------|
| Masse m | $957,78 \pm 0,06 \text{ MeV}/c^2$ |
| Zerfallsbreite Γ | $0,199 \pm 0,009 \text{ MeV}/c^2$ |
| Ladung Q | 0 |
| Isospin I | 0 |
| Strangeness S | 0 |
| Gesamtdrehimpuls J | 0 |
| Parität P | -1 |
| C-Parität C | +1 |
| G-Parität G | +1 |

Tabelle 2.2: Eigenschaften des η' -Mesons nach [Ber12].

Neben den bereits eingeführten Quantenzahlen Isospin, Strangeness, Gesamtdrehimpuls und Parität sind hier die C-Parität C und die G-Parität G angeführt. Die C-Parität beschreibt das Verhalten eines Teilchen beim Tausch in sein Antiteilchen. Die G-Parität erweitert dieses Konzept auf Zustände, die nicht ihre eigenen Antiteilchen und damit auch keine Eigenzustände des C-Parität-Operators sind. Dabei gilt für die C-Parität im Fall eines Fermion-Antifermion-Systems:

$$C = (-1)^{L+S} . \quad (2.6)$$

Für den Operator der G-Parität gilt:

$$\hat{G} = \hat{C} \cdot e^{i\pi I_2} , \quad (2.7)$$

es handelt sich also um eine Anwendung des Operators der C-Parität mit anschließender 180° -Drehung um die I_2 -Achse. Für ein Fermion-Antifermion-System gilt dann:

$$G = (-1)^{L+S+I} . \quad (2.8)$$

Das η' -Meson kann sowohl über geladene als auch über ungeladene Kanäle zerfallen, die häufigsten Zerfallskanäle sind

$$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \text{ mit ca. } 43,4\% , \quad (2.9)$$

$$\eta' \rightarrow \rho_0 \gamma \text{ bzw. } \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \text{ mit ca. } 29,3\% \quad (2.10)$$

und

$$\eta' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta \text{ mit ca. } 21,6\% . \quad (2.11)$$

¹Die angegebenen Werte für die Teilcheneigenschaften der behandelten Mesonen entstammen alle [Ber12].

Die drei genannten Zerfallskanäle entsprechen zusammen ca. 93 % der η' -Zerfälle. Zerfälle in zwei Photonen (ca. 2,2 %) oder in ein Photon und ein ω -Meson (ca. 2,8 %) spielen eine untergeordnete Rolle.

2.1.2 Das $U_A(1)$ -Problem und die Masse des η' -Mesons

Mit einem Wert von $m = 957,78 \pm 0,06 \text{ MeV}/c^2$ besitzt das η' -Meson eine ungewöhnlich große Masse für ein pseudoskalares Meson. Ein Vergleich mit den Pionen ($m_\pi \approx 140 \text{ MeV}/c^2$), den Kaonen ($m_K \approx 494 \text{ MeV}/c^2$) oder dem η -Meson ($m_\eta \approx 548 \text{ MeV}/c^2$) zeigt einen Massenunterschied, der anhand des Quarkinhaltes nicht zu erklären ist. Unter Berücksichtigung der zugrundeliegenden Flavoursymmetrie konnte Steven Weinberg zeigen, dass die Masse des Singulett-Zustandes der pseudoskalaren Mesonen nicht größer zu erwarten ist als $\sqrt{3} \cdot m_\pi \approx 250 \text{ MeV}/c^2$ [Wei75]. Um die Differenz zwischen der beobachteten Masse des η' -Mesons und der theoretischen Rechnung von Weinberg erklären zu können, muss die Flavoursymmetrie bei der Bildung von Mesonen im Detail betrachtet werden.

Mesonen werden aus Quarks und Antiquarks gebildet [Pov09]. Im Rahmen der folgenden Argumentation sollen nur die drei Flavour up, down und strange betrachtet werden, schwere Quarks werden vernachlässigt. Bei den Quarks handelt es sich um Fermionen. Diese kommen im Standardmodell linkshändig, also mit negativer Chiralität (oder Händigkeit) bzw. als Antifermionen rechtshändig vor. Die Symmetrie, die der Bildung von Mesonen zugrunde liegt, ist damit eine $U_L(3) \times U_R(3)$ Symmetrie. Im Rahmen der Gruppentheorie gilt $U(N) = U(1) \times SU(N)$, dabei bezeichnet $SU(N)$ eine spezielle, unitäre Gruppe in N Dimensionen [Álv12]. Es ergibt sich $U_L(3) \times U_R(3) = SUL(3) \times SUR(3) \times U_L(1) \times U_R(1)$. Ein Produkt zweier Symmetriegruppen kann in eine Vektor- und eine Axialkomponente zerlegt werden [Álv12]:

$$U_L(3) \times U_R(3) = SU_V(3) \times SU_A(3) \times U_V(1) \times U_A(1) . \quad (2.12)$$

Die beiden Vektorkomponenten erweisen sich als ungebrochene Symmetrien, denen nach dem Noethertheorem eine Erhaltungsgröße zugeordnet werden kann [Álv12]. Im Fall der $SU_V(3)$ ist die Erhaltungsgröße der Isospin, die $U_V(1)$ -Gruppe lässt sich mit der Erhaltung der Baryonenzahl verknüpfen. Die beiden axialen Komponenten $SU_A(3)$ und $U_A(1)$ sind in der Quantenfeldtheorie gebrochen. Nach dem Goldstonetheorem führt eine spontane Symmetriebrechung, ein Übergang vom symmetrischen Zustand in einen asymmetrischen Grundzustand, zur Erzeugung von Goldstone-Bosonen [Álv12]. Goldstone-Bosonen bezeichnen masselose, skalare Teilchen. Die $SU_A(3)$ wird sowohl spontan als auch explizit gebrochen. Die spontane Symmetriebrechung resultiert aus einem von Null verschiedenen Erwartungswert der Bildung von Quark-Antiquark-Paaren im QCD Vakuum und führt damit zur Erzeugung von acht Goldstone-Bosonen. Da die Massen der Quarks u , d und s nicht entartet sind, sondern vielmehr ein Massenunterschied zwischen den einzelnen Quarkmassen besteht, ist die $SU_A(3)$ auch explizit gebrochen. Aus diesem Grund werden die acht Bosonen auch als Pseudo-Goldstone-Bosonen bezeichnet und sind nicht masselos, sondern besitzen von Null verschiedene Ruhemassen. Diese acht Goldstone-Bosonen werden mit dem Oktett der pseudoskalaren Mesonen identifiziert.

Die $U_A(1)$ -Symmetrie ist ebenfalls gebrochen. Dies kann unter anderem daran erkannt werden, dass keine weitere bekannte Erhaltungsgröße existiert, die mit dem Noethertheorem mit der $U_A(1)$ -Symmetrie verknüpft werden könnte. Steven Weinberg geht im Rahmen der zuvor erwähnten Rechnung von einer dynamischen Brechung dieser Symmetrie aus, um die obere Grenze der Masse des neunten Goldstone-Bosons festzulegen [Wei75]. Da die Masse des

Singulett-Zustandes, der im Rahmen dieser Argumentation mit dem η' -Meson identifiziert werden soll, nicht mit der vorhergesagten Masse des neunten Goldstone-Bosons vereinbar ist, muss auch die $U_A(1)$ explizit gebrochen sein.

Die theoretische Lösung dieses $U_A(1)$ -Problems gelang Gerardus 't Hooft 1986 mit der Einführung des Instantons, einem Quasiteilchen zur Beschreibung des Zustandes während eines Tunneleffektes zwischen verschiedenen Vakuumzuständen [t 86].

Neuen theoretischen Erkenntnissen zufolge besteht eine Möglichkeit, den Effekt, der für die ungewöhnlich große Masse des η' -Mesons verantwortlich ist, zu studieren darin, durch die Bindung des η' -Mesons an ein Nukleon für eine partielle Wiederherstellung der chiralen Symmetrie $U_L(3) \times U_R(3)$ zu sorgen [Nag12]. So könnten die quantenmechanischen Effekte, die zur expliziten Brechung der $U_A(1)$ Symmetrie führen, abgeschwächt werden. Dies würde wiederum zu einer messbaren Differenz der η' -Masse im gebundenen und ungebundenen Zustand führen. Diese Differenz liegt der Theorie zufolge bei etwa $100 \text{ MeV}/c^2$ [Nag12].

2.1.3 Das ω -Meson

Das ω -Meson ist ein Vektormeson, besitzt also im Gegensatz zu den pseudoskalaren Mesonen, zu denen auch das η' gehört, einen Gesamtdrehimpuls von $J = 1$. Das ω ist elektrisch neutral und besitzt eine Masse von $m = 782,65 \pm 0,12 \text{ MeV}/c^2$ [Ber12]. Die weiteren wesentlichen Eigenschaften des ω -Mesons sind Tabelle 2.3 zu entnehmen.

| | |
|-------------------------|-----------------------------------|
| Masse m | $782,65 \pm 0,12 \text{ MeV}/c^2$ |
| Zerfallsbreite Γ | $8,49 \pm 0,08 \text{ MeV}$ |
| Ladung Q | 0 |
| Isospin I | 0 |
| Strangeness S | 0 |
| Gesamtdrehimpuls J | 1 |
| Parität P | -1 |
| C-Parität C | -1 |
| G-Parität G | -1 |

Tabelle 2.3: Eigenschaften des ω -Mesons nach [Ber12].

Das ω -Meson besitzt ähnlich wie das η' -Meson sowohl geladene als auch neutrale Zerfallskanäle. Im Unterschied zum η' -Meson, das drei Zerfallskanäle mit signifikant großer Verzweigungswahrscheinlichkeit aufweist, zerfällt das ω -Meson dominant über den Zerfall

$$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \text{mit ca. } 89,2\% \quad . \quad (2.13)$$

Die beiden anderen Zerfallskanäle mit einem Verzweigungsverhältnis größer als 1% sind:

$$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \quad \text{mit ca. } 8,28\% \quad (2.14)$$

$$\text{und} \quad \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad \text{mit ca. } 1,53\% \quad . \quad (2.15)$$

Zusammen machen diese drei Zerfälle etwa 98% aller ω -Zerfälle aus. Andere mögliche Zerfälle, wie z.B. Zerfälle mit Leptonen oder mehr als drei Pionen sind um mindestens drei Größenordnungen unterdrückt.

2.2 Kinematik

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Reaktionen der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ lassen sich aufgrund der hohen Teilchenenergien bzw. -impulse nicht klassisch beschreiben, sie müssen vielmehr relativistisch betrachtet werden. Aus diesem Grund ist die Verwendung von Vierervektoren bei der Darstellung der Teilchenimpulse sinnvoll. Unter Anwendung der in der Teilchenphysik üblichen Konvention $\hbar = c = 1$ stellt sich der Viererimpuls wie folgt dar:

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} . \quad (2.16)$$

Das Betragsquadrat eines Vierervektors ist definiert als

$$|\mathbb{P}|^2 = E^2 - \vec{p}^2 . \quad (2.17)$$

Unter Berücksichtigung der Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (2.18)$$

zeigt sich, dass der Betrag des Viererimpulses eines Teilchens lorentzinvariant ist und damit unabhängig von der Wahl des Bezugssystems der Ruhemasse des Teilchens entspricht:

$$|\mathbb{P}|^2 = p^2 + m^2 - p^2 = m^2 . \quad (2.19)$$

Da Energie und Impuls erhalten sind, gilt im Fall einer Reaktion der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$, dass die Summe der Viererimpulse der einlaufenden Teilchen gleich der Summe der Viererimpulse der auslaufenden Teilchen ist:

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d = \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_X . \quad (2.20)$$

Der Betrag dieser Summe wird als Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bezeichnet:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d| = |\mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_X| . \quad (2.21)$$

Die Schwerpunktsenergie wird nach der Kollision der Teilchen in die Masse und kinetische Energie Q der Reaktionsprodukte umgewandelt, d.h.

$$\sqrt{s} = m_{{}^3\text{He}} + m_X + Q . \quad (2.22)$$

2.2.1 Die Missing Mass Methode

Häufig können an Beschleunigern erzeugte Teilchen nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden. Eine mögliche Ursache dafür ist z. B. eine zu geringe Lebensdauer, die das Teilchen zerfallen lässt, bevor es den Detektor erreicht. Um ein solches Teilchen trotzdem zu rekonstruieren, können zwei verschiedene Techniken angewendet werden. Zum einen die sogenannte Invariante Masse Methode, bei der alle Zerfallsteilchen detektiert werden, um aus deren Energie und Impuls das ursprüngliche Teilchen zu rekonstruieren. Diese Technik wird im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der Vielzahl der möglichen Zerfallsmodi des η' -Mesons sowie der großen Anzahl der Zerfallsteilchen, die eine effiziente Rekonstruktion erschweren, nicht angewendet.

Eine andere Möglichkeit, die nicht auf die Rekonstruktion der Zerfallsteilchen angewiesen ist, ist die Missing Mass Methode. Dabei wird ausgenutzt, dass die Summe der Viererimpulse bei einer Reaktion erhalten bleibt (siehe Gleichung 2.20). Im Falle einer $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ Reaktion lässt sich durch Rekonstruktion der Viererimpulse des Strahls, des Targets und des zu detektierenden Heliumkerns der fehlende Viererimpuls des verbleibenden Reaktionsteilchens berechnen:

$$\mathbb{P}_X = \mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} \quad . \quad (2.23)$$

Bildung des lorentzinvarianten Betrages liefert die Ruhemasse des unbekannten Teilchens:

$$m_X = |\mathbb{P}_X| = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{{}^3\text{He}}| \quad . \quad (2.24)$$

Der Viererimpuls des Strahlteilchens lässt sich aus der kinetischen Energie des Strahls unter Verwendung der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung (2.18) berechnen. Dabei wird angenommen, dass es sich bei der Strahlachse um die z-Achse des frei wählbaren Koordinatensystems handelt. Der Viererimpuls des Targetteilchens, dessen Impuls als vernachlässigbar klein angesehen wird, ist durch die Ruhemasse des Deuterons gegeben. Damit ergeben sich die gesuchten Impulse zu:

$$\mathbb{P}_p = \begin{pmatrix} E_{\text{kin},p} + m_p \\ 0 \\ 0 \\ p_p \end{pmatrix}, \quad \mathbb{P}_d = \begin{pmatrix} m_d \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} = \begin{pmatrix} E_{\text{kin},{}^3\text{He}} + m_{{}^3\text{He}} \\ \vec{p}_{{}^3\text{He}} \end{pmatrix} \quad . \quad (2.25)$$

Die kinetische Energie des Heliumkerns $E_{\text{kin},{}^3\text{He}}$ wird aus dessen deponierter Energie im Detektor bestimmt, des Weiteren kann der Winkel $\vartheta_{{}^3\text{He}}$ des Heliums relativ zur Strahlachse mit dem Detektor gemessen werden. Mit Hilfe dieser Informationen kann der Viererimpuls des Heliums rekonstruiert werden, für die Missing Mass gilt somit im Fall einer Zweiteilchenreaktion der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$:

$$m_X = \sqrt{(E_{\text{kin},p} + m_p + m_d - m_{{}^3\text{He}} - E_{\text{kin},{}^3\text{He}})^2 - (p_p - p_{{}^3\text{He}} \cdot \cos \vartheta_{{}^3\text{He}})^2 - (p_{{}^3\text{He}} \cdot \sin \vartheta_{{}^3\text{He}})^2} \quad . \quad (2.26)$$

Dabei bezeichnet $E_{\text{kin},p}$ die kinetische Energie des Strahlprotons, also die Strahlenergie. m_p , m_d und $m_{{}^3\text{He}}$ bezeichnen die bekannten Massen des Protons, Deuterons und des ${}^3\text{He}$ -Kerns.

Die Impulsbeträge des Protons und des ${}^3\text{He}$ -Kerns lassen sich mit Hilfe der Energie-Impuls-Beziehung über die Formel

$$p = \sqrt{(E_{\text{kin}} + m)^2 - m^2} \quad (2.27)$$

aus den kinetischen Energien $E_{\text{kin},p}$ und $E_{\text{kin},{}^3\text{He}}$ der jeweiligen Teilchen berechnen.

Während das Ergebnis der Missing Mass Rechnung bei einer Zweiteilchen-Reaktion der Masse des fehlenden Teilchens entspricht, erzeugen zwei oder mehr fehlende Teilchen einen Wert der sich nach den Viererimpulsen der jeweiligen Teilchen und deren Winkeln zueinander richtet, im Allgemeinen aber nicht der Summe der Masse dieser Teilchen entspricht. Bei einer typischen Missing Mass Analyse eines Datensatzes wird also ein Kontinuum aus Untergrundreaktionen erwartet, bei denen drei oder mehr Teilchen entstanden sind, sowie eine Häufung von Ereignissen bei der Masse m_X falls eine Reaktion der Art $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+X$ stattgefunden hat.

2.2.2 Winkel im Schwerpunktsystem

Soll die Streuwinkelabhängigkeit der Häufigkeit einer bestimmten Reaktion untersucht werden, so bietet sich eine Transformation in das Schwerpunktsystem an. Zu diesem Zweck ist die Kenntnis des relativistischen Faktors

$$\gamma := \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{\beta}^2}} \quad (2.28)$$

und der relativistischen Geschwindigkeit

$$\vec{\beta} := \frac{\vec{v}}{c} = \frac{\vec{p} \cdot c}{E} \quad (2.29)$$

notwendig. Da die Strahlrichtung als z-Richtung gewählt wurde, folgt mit Gleichung 2.27 die relativistische Geschwindigkeit:

$$\vec{\beta} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{v}{c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\sqrt{((E_p+m_p)^2-(m_p)^2)}}{E_p+m_p+m_p} \end{pmatrix} . \quad (2.30)$$

Mit Hilfe der Lorentz-Transformations-Matrix lässt sich der Viererimpuls des Heliumkerns aus dem Labor- in das Schwerpunktsystem transformieren:

$$\mathbb{P}^{lab} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \mathbb{P}^{cm} . \quad (2.31)$$

Der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ϑ^{cm} berechnet sich als Winkel zwischen dem Schwerpunktimpuls des Heliumkerns und der z-Achse mit Hilfe der für Vektoren bekannten Winkelrelation:

$$\cos \vartheta^{cm} = \frac{\vec{p}^{cm}}{|\vec{p}^{cm}|} \cdot \vec{e}_z \quad . \quad (2.32)$$

Diese Winkeltransformation ist z. B. nützlich, um differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Werte von $\cos \vartheta^{cm}$ zu extrahieren.

2.3 Wirkungsquerschnitt

Der Begriff Wirkungsquerschnitt σ beschreibt in der Teilchenphysik die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Interaktion zwischen zwei Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt für die gleichzeitige Produktion eines ^3He -Kerns und eines η' -Mesons bei Proton-Deuteron-Kollisionen beschreibt also die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem beliebigen Proton-Deuteron-Stoß genau diese Reaktion stattfindet. Die Einheit des Wirkungsquerschnitts 1 barn = 10^{-24} cm^2 hat die Dimension einer Fläche. Bei der Definition wird angenommen, dass ein einfallendes punktförmiges Teilchen die gewünschte Reaktion hervorruft, wenn es die Fläche σ trifft. Dabei gilt, je größer diese Fläche ist, desto wahrscheinlicher ist die Reaktion. Diese anschauliche Darstellung hat allerdings keine praktische Bedeutung, d.h. die reale Fläche eines Targets liegt im Allgemeinen nicht im Bereich des Wirkungsquerschnittes.

Mathematisch kann das Differential $d\sigma$ des Wirkungsquerschnittes für den Fall zweier einfallender Teilchen und $N - 2$ Ejektilen beschrieben werden durch [Kho12a]:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \cdot \delta(\mathbb{P}_f - \mathbb{P}_i) \cdot \frac{1}{F \cdot K} \cdot |M|^2 \prod_{n=3}^N \frac{d^3 p_n}{2 \cdot (2\pi)^3 \cdot E_n} \quad . \quad (2.33)$$

Die Deltafunktion gewährleistet die Energie- und Impulserhaltung zwischen Anfangszustand i und Endzustand f , $F = \sqrt{(\mathbb{P}_1 \cdot \mathbb{P}_2)^2 - m_1^2 \cdot m_2^2}$ bezeichnet den sogenannten Flussfaktor, $K = (2S_1 + 1)(2S_2 + 1)$ ist die Spinnmultiplizität des Eingangszustandes und $|M|^2$ ist das Matrixelement der Reaktion. Der zuvor betrachtete *totale* Wirkungsquerschnitt ist das Integral über Gleichung 2.33 und gibt somit die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Reaktion an. Im Gegensatz dazu beschreibt der *differentielle* Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Reaktion, bei der das entstandene oder gestreute Teilchen ins Raumwinkelement $d\Omega$ gestreut wird. Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über den gesamten Raum liefert den totalen Wirkungsquerschnitt.

Der Vorteil bei der Betrachtung differentieller Wirkungsquerschnitte liegt darin, dass Aussagen über das Matrixelement $|M|^2 = |M|^2(\vartheta, \varphi)$ getroffen werden können. Im einfachsten Fall ist das Matrixelement konstant, die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bezüglich des Raumwinkels ist isotrop oder phasenraumverteilt. Allgemein kann das Matrixelement jedoch als von einer Konstante abweichend angenommen werden. Die Betrachtung des totalen Wirkungsquerschnittes kann einen solchen Unterschied aufgrund der Integration über ϑ und φ nicht auflösen. Demgegenüber liefert die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte eine Möglichkeit, Anisotropien im Matrixelement zu studieren und somit quantenphysikalische Modelle der betrachteten Reaktion mit den experimentell beobachteten Verteilungen zu vergleichen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden differentielle Wirkungsquerschnitte für die ω - und die η' -Produktion bestimmt.

3 WASA-at-COSY

All systems automated and ready. A chimpanzee and two trainees could run her.
- Scotty

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurden während zweier Teststrahlzeiten 2008 und 2009 am WASA-Detektor (Wide Angle Shower Apparatus), einem internen Experiment des COoler SYnchrotron COSY am Forschungszentrum Jülich aufgenommen [Höi04].

Der COSY-Beschleuniger arbeitet im Mittelenergiebereich und beschleunigt wahlweise Protonen oder Deuteronen. Der Beschleuniger zeichnet sich vor allem durch seine Strahlkühlung aus. An COSY können sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Strahlen erzeugt werden. Das interne Experiment WASA wurde ursprünglich am CELSIUS-Beschleuniger in Uppsala, Schweden, betrieben. Nach dessen Schließung im Jahr 2005 wurde es zum Forschungszentrum Jülich transportiert und wird nun, nach verschiedenen Umbauarbeiten und Anpassungen, seit 2006 am COSY-Beschleuniger betrieben. Dabei liegt der Fokus auf der Erzeugung leichter bis mittelschwerer Mesonen zum Studium von Produktionsmechanismen und Wechselwirkungen mit Kernmaterie, sowie zur Suche nach seltenen Mesonenzerfällen und eng damit verknüpft der Suche nach Symmetrieverletzungen.

3.1 Der COSY-Beschleuniger

Der COSY-Beschleuniger (vergleiche Abbildung 3.1) lässt sich in verschiedene Hauptkomponenten unterteilen, die im Folgenden vorgestellt und erklärt werden sollen.

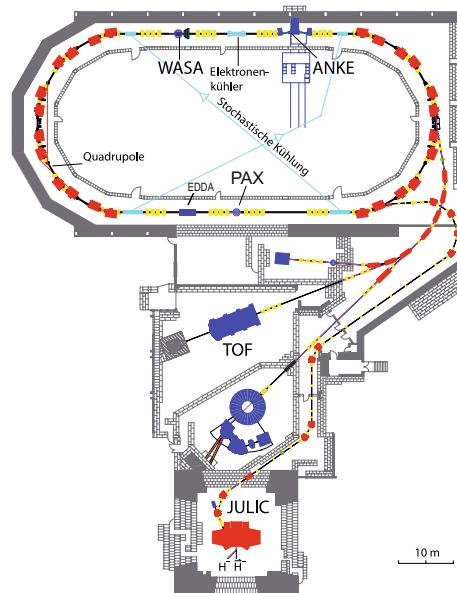


Abbildung 3.1: Schematische Abbildung des COSY-Beschleunigers. Das Zyklotron JULIC dient als Injektor für den Speicherring COSY. Neben den internen Experimenten wie WASA oder ANKE existiert mit TOF auch ein externes Experiment (nach [Höi04]).

3.1.1 Das Zyklotron JULIC

Das Synchrotron COSY beschleunigt Protonen oder Deuteronen ab einer gewissen Mindestenergie, sodass eine Vorbeschleunigung notwendig ist. Zu diesem Zweck dient das Zyklotron JULIC als Injektor. JULIC erreicht dabei einen Strahlstrom von ungefähr $10 \mu\text{A}$ im Fall unpolarisierter Strahlen und beschleunigt damit innerhalb von ca. 20 ms Protonen (Deuteronen) auf ungefähr 45 MeV (90 MeV). Es werden negativ geladene Ionen beschleunigt. Bei der Injektion in den COSY-Beschleuniger treffen diese Ionen auf eine Kohlenstofffolie, verlieren ihre Elektronen und werden als positiv geladene Teilchen injiziert [Brä03].

3.1.2 Das Synchrotron COSY

Das Kühlersynchrotron COSY ist ein Speicherring mit einem Umfang von 184 m. Beschleunigt werden Protonen oder Deuteronen im Impulsbereich von 0,3 bis maximal $3,7 \text{ GeV}/c$. Dies entspricht ca. 97 % der Lichtgeschwindigkeit. Ein Strahl kann bis zu 10^{11} Teilchen beinhalten, wobei an den Experimenten Luminositäten im Bereich von $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht werden. Bei den zwei Experimenten ANKE und WASA handelt es sich um sogenannte interne Experimente, d.h. es wird ein Target in den Strahl eingebracht und so direkt am umlaufenden Strahl gemessen. Am COSY Beschleuniger existiert außerdem das externe Experiment TOF, für das der Strahl aus dem Ring extrahiert und so dem Experiment zugeführt wird.

Der Ring besteht aus zwei 40 m langen Geraden, die unter anderem die Experimente ANKE und WASA beherbergen, sowieso zwei 52 m langen Halbkreisen. Dipolmagnete dienen dazu, den Strahl entlang der Halbkreise auf seiner Bahn zu halten. Außerdem werden Quadrupolmagnete und Sextupolmagnete dazu verwendet, den Strahl zu fokussieren.

Innerhalb von nur wenigen Sekunden kann der Strahl mit Hilfe von Hohlraumresonatoren auf die maximale Geschwindigkeit beschleunigt werden. Die Strahllebensdauer beträgt dann, abhängig vom jeweiligen Experiment, einige Minuten bis hin zu einigen Stunden.

Um solche Lebensdauern zu erreichen und das Volumen des Strahls im Phasenraum zu verkleinern, müssen Abweichungen von der Idealform, die der Strahl nach einem Umlauf aufweist, korrigiert werden. Dazu stehen an COSY zwei Arten der Strahlkühlung zur Verfügung. Bei Impulsen bis zu $0,6 \text{ GeV}/c$ wird eine Elektronenkühlung verwendet. Dabei wird ein gekühlter Elektronenstrahl in das COSY-Strahlrohr geleitet. Bewegen sich nun die Elektronen parallel zu den positiv geladenen Strahlteilchen, kommt es zur Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Strahlteilchen. Dabei geben bevorzugt Strahlteilchen, die von der idealen Bahn abweichen, Energie an die Elektronen ab, sodass es zu Verringerung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung des Beschleunigerstrahls kommt. Bei der Elektronenkühlung besitzen die Elektronen dieselbe Geschwindigkeit wie der zu kühlende Strahl, sodass die Anwendung der Elektronenkühlung auf relativ niedrige Beschleunigerenergien beschränkt bleibt. Aus diesem Grund wurde in der Wartungsperiode dieses Jahres ein neuer Elektronenkühler eingebaut, der Elektronen auf Energien von bis zu 2 MeV beschleunigen kann, sodass die zuvor vorhandene Einschränkung auf niedrige Strahlenergien in Zukunft aufgehoben werden kann.

Bei Strahlimpulsen ab ca. $1,5 \text{ GeV}/c$ wurde bisher die sogenannte stochastische Strahlkühlung verwendet. Eine „Pick-Up“-Elektrode stellt dabei die Position des Strahls im Phasenraum fest und sendet ein Korrektursignal an die „Kicker“-Elektrode, die sich auf der anderen Seite des Beschleunigerrings befindet. Auf diese Weise kann die Strahlposition dynamisch korrigiert werden.

Sowohl die Elektronenkühlung als auch die stochastische Kühlung an COSY sind auf Targetdichten ausgelegt, wie sie z. B. beim ANKE-Clusterjettarget auftreten. Das WASA-

Experiment dagegen verwendet ein Pellet-Target, mit dem höhere Targetdichten erreicht werden, sodass eine Strahlkühlung die Lebensdauer des Strahls nicht verlängern würde. Aus diesem Grund wird beim Betrieb des WASA-Experiments auf den Einsatz der beiden vorgestellten Verfahren zur Strahlkühlung verzichtet [Pas10].

3.2 Das WASA-Experiment

Der Wide Angle Shower Apparatus, dessen Hauptaufgabe in der Untersuchung von Produktions- und Zerfallsmechanismen leichter Mesonen liegt, besteht aus drei Hauptbestandteilen. Oberhalb des kugelförmigen Zentraldetektors befindet sich der Pelletgenerator (siehe Kapitel 3.2.1), welcher das Fixed-Target-Experiment mit Pellets aus Wasserstoff oder Deuterium versorgen kann, die als Target dienen. Auf den 4π -Zentraldetektor (siehe Kapitel 3.2.2) zum Nachweis der Mesonen oder ihrer Zerfallsprodukte folgt das Vorwärtsdetektorsystem (siehe Kapitel 3.2.3), das in Strahlrichtung emittierte Teilchen nachzuweist.

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des gesamten WASA-Experiments. Neben den drei zuvor erwähnten Hauptbestandteilen sind hier auch ein Heliumverflüssiger sowie ein Dewargefäß zu erkennen. Das verflüssigte Helium wird dazu verwendet, den Superconducting Solenoid (SCS) zu kühlen, einen supraleitenden Magneten im Zentraldetektor, der der Impulsbestimmung geladener Teilchen dient.

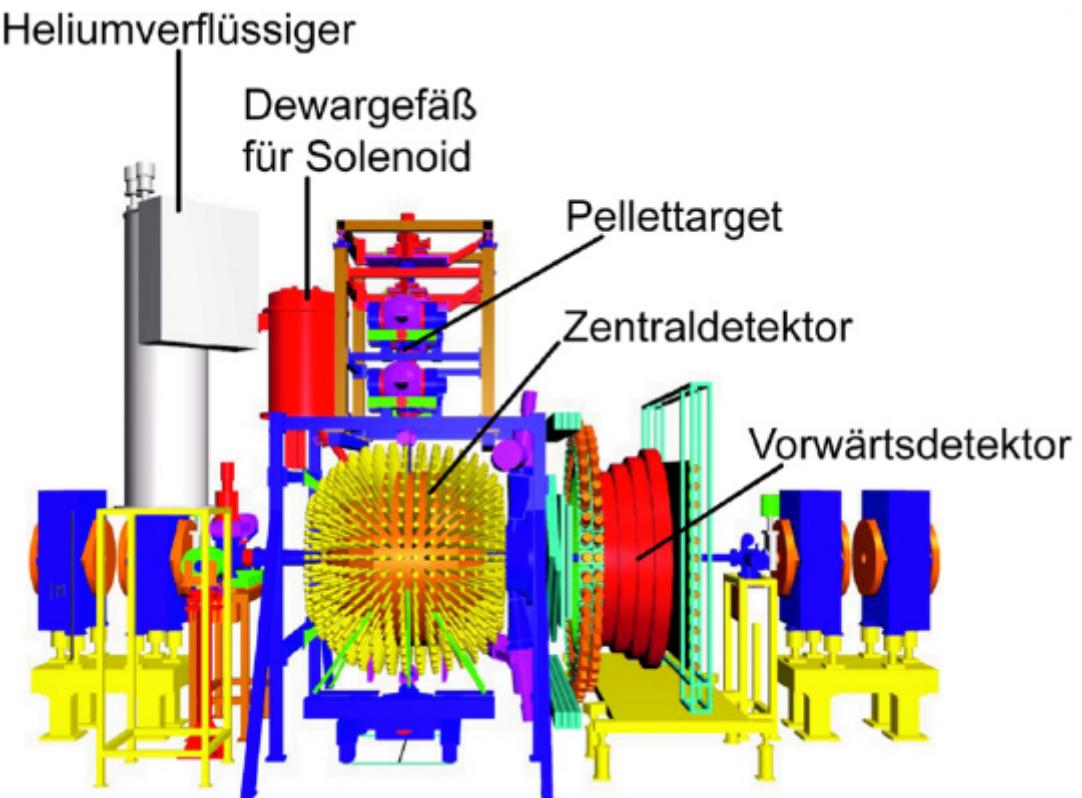


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des WASA-Experiments. Neben den drei Hauptbestandteilen Pelletttarget, Zentraldetektor und Vorwärtsdetektor sind außerdem der Heliumverflüssiger und ein Dewargefäß zu erkennen. Der Strahlverlauf im COSY-Beschleuniger ist hier von links nach rechts (nach [Höi04]).

Abbildung 3.3 zeigt schematisch einen Querschnitt des kompletten Detektorsystems, bestehend aus Zentral- und Vorwärtsdetektor.

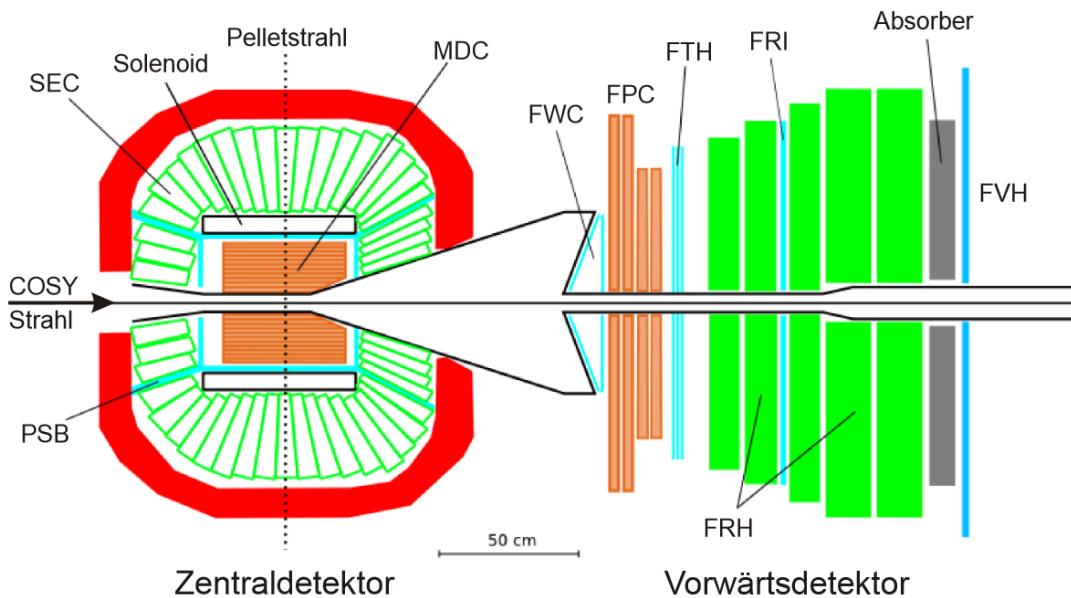


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Querschnitts durch den WASA-Detektor. Links ist der kugelförmige Zentraldetektor zu sehen, auf der rechten Seite der Vorwärtsdetektor. Die Strahlrichtung des COSY-Strahls verläuft hier von links nach rechts. Der Interaktionspunkt zwischen Strahl und Pelletstrahl befindet sich im Zentrum des Zentraldetektors (nach [Höi04]).

Die drei Hauptkomponenten des WASA-Aufbaus sollen im Folgenden nun genauer beschrieben werden.

3.2.1 Das Pelletttarget

Das Pelletttarget ist ein zentraler Bestandteil des WASA-Experimentes, wurde speziell für dieses entwickelt und ist optimal an die Herausforderungen angepasst, die die Suche nach seltenen Zerfällen mit dem Zentraldetektor erfordert. So ist es beispielweise nötig, dass der Vertexbereich möglichst klein ist, damit Mesonenzerfälle so präzise wie möglich rekonstruiert werden können. Des Weiteren müssen hohe Luminositäten erreicht werden, um seltene Zerfälle mit ausreichender Statistik nachweisen zu können.

Diese Anforderungen werden durch das Pelletttarget erfüllt. Aufgrund der hohen effektiven Dichten von mehr als 10^{15} Atomen/cm 2 können Luminositäten von über 10^{31} cm $^{-2}$ s $^{-1}$ erreicht werden. Dabei beträgt der Durchmesser des Pelletstrahls lediglich 2 – 3 mm [Tro95], sodass der Vertexpunkt sehr gut definiert ist. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass nur eine dünne Durchführung des Pelletstrahls durch den Zentraldetektor notwendig ist, sodass dessen geometrische Akzeptanz nur geringfügig beeinflusst wird.

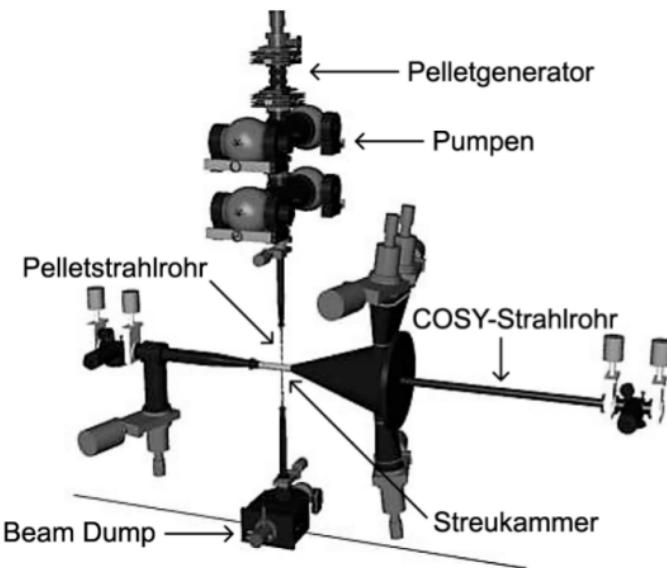


Abbildung 3.4: Skizze des WASA Pelletttargetsystems, bestehend aus Pelletgenerator, Vakuumpumpen, Pelletstrahlrohr, Streukammer und Beadmump (nach [Höi04]).

Das in Abbildung 3.4 dargestellte Pelletttargetsystem setzt sich aus dem Pelletgenerator, den Differentialpumpen, die zum Bereitstellen der nötigen Vakuumbedingungen benötigt werden, der Streukammer, in der es zur Interaktion mit dem COSY-Strahl kommt, und dem Beadmump zusammen.

Im Pelletgenerator (dargestellt in Abbildung 3.5) arbeitet ein Kaltkopf, mit dessen Hilfe sowohl das Heliumgas als auch das Targetmaterial abgekühlt werden. Als Targetmaterial kommen Wasserstoff und Deuterium in Frage.

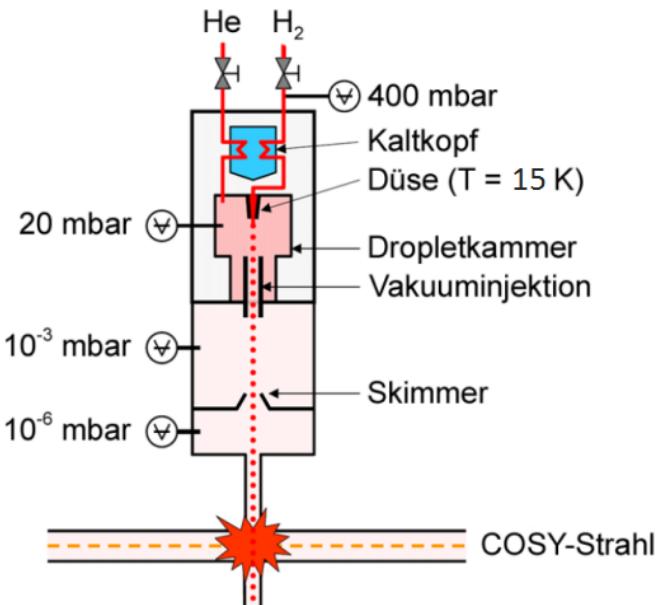


Abbildung 3.5: Skizze des Pelletgenerators, bestehend aus Kaltkopf, Dropletkammer und Skimmer. Die angegebene Temperatur von 15 K gilt bei der Verwendung von Wasserstoff als Targetmaterial (nach [pel]).

Wird Wasserstoff als Targetmaterial verwendet, arbeitet der Kaltkopf bei ca. 15 K, soll dagegen Deuterium verwendet werden, wird die Temperatur auf etwa 20 K eingestellt (nach [Ber08]). Bei diesen Temperaturen hat sich das Targetgas verflüssigt und wird dann durch eine Düse in die mit Helium gefüllte Dropletkammer geleitet. Der Druck in der Dropletkammer wird so eingestellt, dass er nahe dem Druck am Trippelpunkt des Wasserstoffs bzw. des Deuteriums gehalten wird, also bei ca. 20 mbar bzw. bei ca. 60 mbar. Durch diese Einstellung wird vermieden, dass die Düse zufriert oder dass die Droplets gefrieren oder verdampfen. Die Düse mit einem Durchmesser von etwa 12 μm , wird mit Hilfe eines Piezokristalls in vertikale Schwingungen versetzt. Typischerweise beträgt die Frequenz des Piezos zwischen 40 kHz und 80 kHz. Der genaue Wert ist abhängig von den anderen Parametern des Pelletttargets, wie Druck oder Temperatur. Wird nun das verflüssigte Targetmaterial durch die Düse gepresst, so lösen sich durch die Schwingungen Droplets (also kleine Mikrotröpfchen) von der Düse ab und durchströmen aufgrund des Druckunterschiedes in den verschiedenen Kammern die Droppletkammer mit einer Geschwindigkeit von etwa 26 m/s. Die so entstandenen Droplets werden mit Hilfe einer Kapilare in die Skimmerkammer injiziert, in der ein geringerer Druck in der Größenordnung von 10^{-3} mbar herrscht. Aufgrund dieses geringeren Drucks frieren die Droplets hier zu Pellets aus, deren Durchmesser dann zwischen etwa 20 μm und 35 μm beträgt. Die Geschwindigkeit der Pellets liegt bei ca. 80 m/s (nach [Eks96], [Tro95], [Ber08]). Durch den Druckunterschied von bis zu vier Größenordnungen zwischen Droplet- und Skimmerkammer bilden sich Turbulenzen in der Kapilare, sodass der Pelletstrahl aufgeweitet wird. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wurde etwa 70 cm nach der Kapilare ein Skimmer angebracht, der sich im Strahlgang befindet (siehe Abbildung 3.5). Es handelt sich dabei um eine kegelförmige Öffnung, die zu stark abgelenkte Pellets zurückhält und so die räumliche Ausdehnung des Strahls verkleinert. Die auf diese Weise reflektierten Pellets verdampfen in der Skimmerkammer und werden dann mit Hilfe zweier Turbopumpen abgesaugt. Hinter dem Skimmer beträgt der Druck noch ca. 10^{-6} mbar. Die Pellets, die nicht reflektiert wurden, erreichen dann das COSY-Strahlrohr und interagieren dort mit den Strahlteilchen. An diesem Punkt hat sich der Strahl von einem Skimmerdurchmesser von etwa 1 mm auf 3,5 mm aufgeweitet. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pellets beträgt ca. 5 mm. Bei einem idealen Durchmesser des COSY-Strahls von ebenfalls 5 mm befindet sich immer ein Pellet im Strahl. Nach der Interaktion mit dem Strahl gelangen die Pellets in den Beadmump, werden dort abgelenkt und verdampfen, sodass es nicht zu Reflexionen kommt, die die Pellets zurück ins Strahlrohr leiten und somit Untergrundreaktionen verursachen würden. Das Gas, das beim Verdampfen der Pellets im Beadmump zurückbleibt, wird mit Hilfe zweier Turbopumpen abgesaugt.

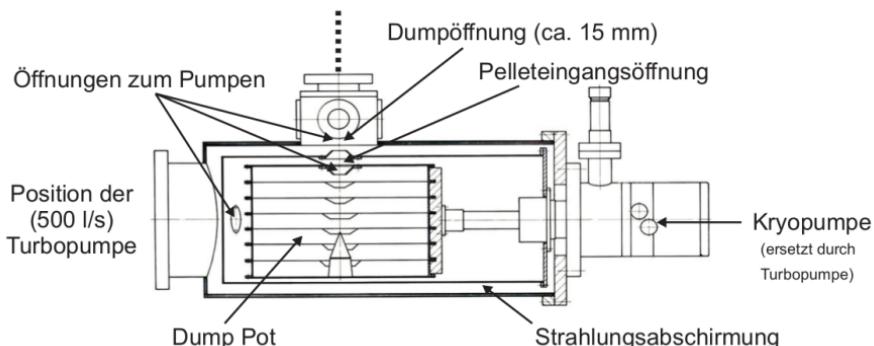


Abbildung 3.6: Skizze des Beadmups. Wie im Bild vermerkt ist, wurde die zuvor in Uppsala eingesetzt Kryopumpe durch eine weitere Turbopumpe ersetzt (nach [Cal08]).

Der Skimmer hält von den anfänglichen 40.000 bis 80.000 Droplets pro Sekunde den Großteil zurück, sodass am Interaktionspunkt ca. 8.000 bis 20.000 Pellets pro Sekunde übrig bleiben. Die höhere Raten werden dabei aufgrund der höheren Dichte mit Deuterium erreicht, die niedrigere Rate gilt für Wasserstoff als Targetmaterial. Die Pellets haben je nach gewähltem Durchmesser eine Flächendichte von etwa 10^{19} Atomen/cm².

Bei der Verwendung des WASA-Pelletttargets, dem einzigen derzeit an einem Beschleuniger in Betrieb befindenden Pelletttarget, sind verschiedene technische Herausforderungen zu überwinden. Es muss unter anderem auf eine hohe Reinheit der verwendeten Gase geachtet werden, auch Lecks in den Gasleitungen müssen ausgeschlossen werden. Schon geringfügige Verunreinigungen im Gassystem können zu Verstopfungen der feinen Düse führen. Um die hohe Reinheit der Targetmaterialien zu gewährleisten, werden sowohl im Wasserstoff- als auch im Deuteriumbetrieb Palladiumreiniger verwendet. Durch die im Gasreiniger befindliche Membran gelangt nur reiner Wasserstoff bzw. reines Deuterium. Zusätzlich zu dem Gasreiniger direkt am WASA-Pelletttargetsysteem wird auch der Palladiumreiniger des ANKE-Experimentes als zweiter Reiniger verwendet, da sich beide Experimente Teile des Gassystems teilen. So wird z. B. im Deuteriumbetrieb bei beiden Experimenten statt einer Deuteriumgasflasche ein Deuteriumgenerator verwendet, der das Deuteriumgas durch Elektrolyse aus schwerem Wasser gewinnt. Das auf diese Weise gewonnene Gas besitzt eine höhere Reinheit als das in Flaschen abgefüllte Deuteriumgas. Das gesamte Gassystem ist in Abbildung 3.7 zu erkennen.

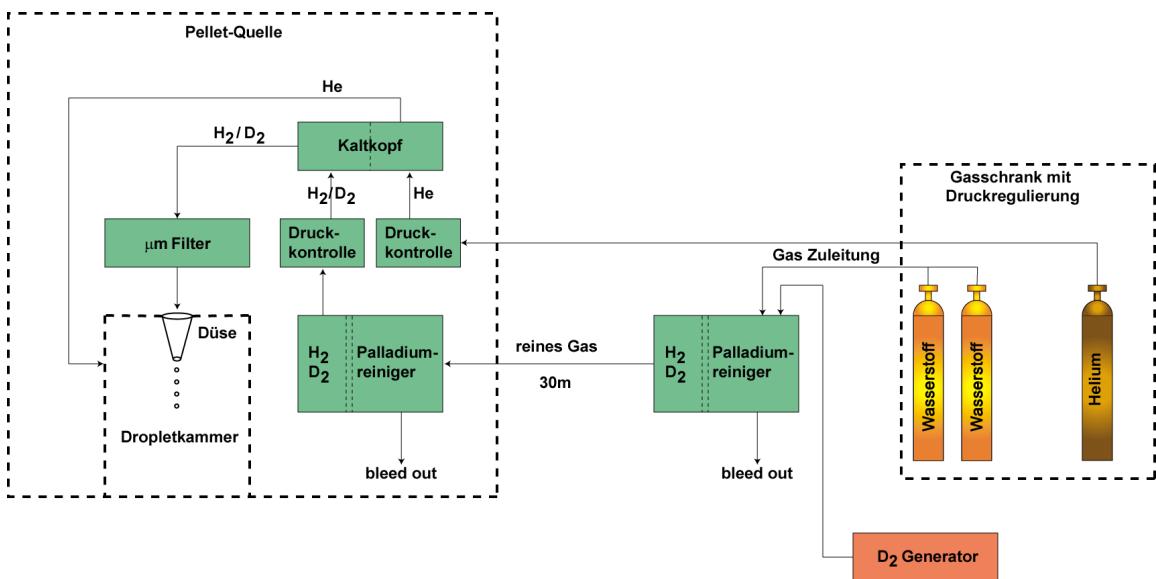


Abbildung 3.7: Skizze des Gassystems zur Versorgung des Pelletttargets zum Zeitpunkt der Datenaufnahme [Ber09].

Während des Targetbetriebs müssen die einzelnen Parameter wie Drücke, Temperatur oder Frequenz genau aufeinander abgestimmt werden, um einen stabilen Dropletstrahl gewährleisten zu können. Häufig ist ein stabiler Betrieb nur in kleinen Frequenzbereichen möglich, auch die Temperatur muss genau so eingestellt werden, dass das Targetgas verflüssigt wird, es aber nicht zum Zufrieren der Düse kommt. Um genau dieses Zufrieren zu verhindern, muss der Druck in der mit Helium gefüllten Dropletkammer groß genug sein. Wird der Druck dort jedoch auf einen zu großen Wert eingestellt, werden die Droplets in der Kapillare zu stark gestreut, sodass es wiederum nicht zu einem stabilen Strahl kommen kann. Die feine und genaue Justage der einzelnen Parameter sowie deren Überwachung ist also

eine wichtige Aufgabe bei Betrieb des WASA-Experimentes. Weitere Informationen zum Pellettarget können [Ber08], [pel], [Eks96] und [Tro95] entnommen werden.

3.2.2 Der Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (kurz CD, für Central Detector) des WASA-Experimentes ist (annähernd) kugelsymmetrisch um den Interaktionspunkt herum aufgebaut. Mit Hilfe des Zentraldetektors sollen die langlebigen Zerfallsprodukte der erzeugten Mesonen detektiert werden. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Photonen, Elektronen und geladene Pionen. Mittig durch den Zentraldetektor verlaufen das Strahlrohr und senkrecht dazu die Pelletzuleitung. Beide bestehen aus 1,2 mm dickem Beryllium. Die Wahl dieses Materials gewährleistet aufgrund der geringen Atomgröße von Beryllium, dass die Wahrscheinlichkeit einer Interaktion des Strahlteilchens mit passivem Material, wie z.B. dem Strahlrohr gering gehalten wird. Der Anteil des strukturellen Materials wird so gering wie möglich gehalten um einen idealen Kompromiss aus Stabilität der Konstruktion und möglichst wenig passivem Material zu gewährleisten.

Abbildung 3.8 zeigt einen Querschnitt durch den Zentraldetektor mit den einzelnen Bestandteilen: Der Mini Drift Chamber (MDC), dem Solenoiden (SCS), dem Plastic Scintillator Barrel (PSB) und dem Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC). Der gesamte Zentraldetektor ist von einem 5 t schweren Eisenjoch umgeben, das auf der einen Seite vor äußeren Einflüssen schützt, auf der anderen Seite zur Abschirmung des Solenoidfeldes dient. Die einzelnen Detektorkomponenten werden im Folgenden detailliert vorgestellt.

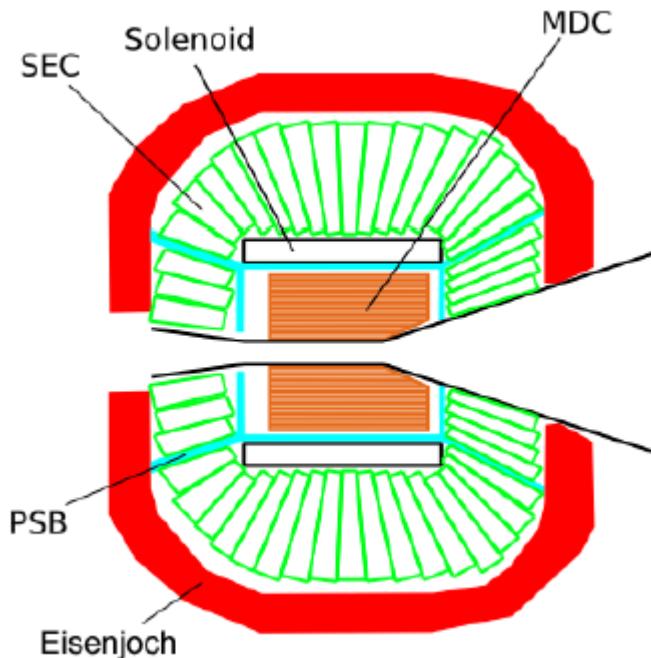


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung eines Querschnittes durch den WASA-Zentraldetektor, bestehend aus Mini Drift Chamber (MDC), Solenoid, Plastic Scintillator Barrel (PSB) und Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC). Der Detektor ist von einem 5 t schweren Eisenjoch umgeben [Höi04].

Mini Drift Chamber (MDC)

Den innersten Teil des kugelförmigen Zentraldetektors bildet die Mini Drift Chamber. Mit Hilfe der MDC sollen Teilchenimpulse geladener Teilchen gemessen und der Vertexpunkt bestimmt werden. Dabei wird ein Streuwinkelbereich von 24° bis 159° abgedeckt. Die MDC besteht aus 1738 Driftröhren, angeordnet in 17 zylindrischen Lagen. Die Durchmesser der Driftröhren variieren zwischen 4 mm (innen) und 8 mm (außen). In neun der 17 Lagen befinden sich die Driftröhren parallel zum Strahlrohr, in den anderen acht sind sie um einen Winkel von 6° bis 9° geneigt. Die Information über die Trefferpositionen in den einzelnen Lagen der MDC dienen zur Rekonstruktion der Teilchenspuren. Anhand der Krümmung dieser Bahnen, die durch das vom Solenoiden erzeugten Magnetfeldes verursacht wird, kann dann eine Impuls- und Ladungsrekonstruktion vorgenommen werden.

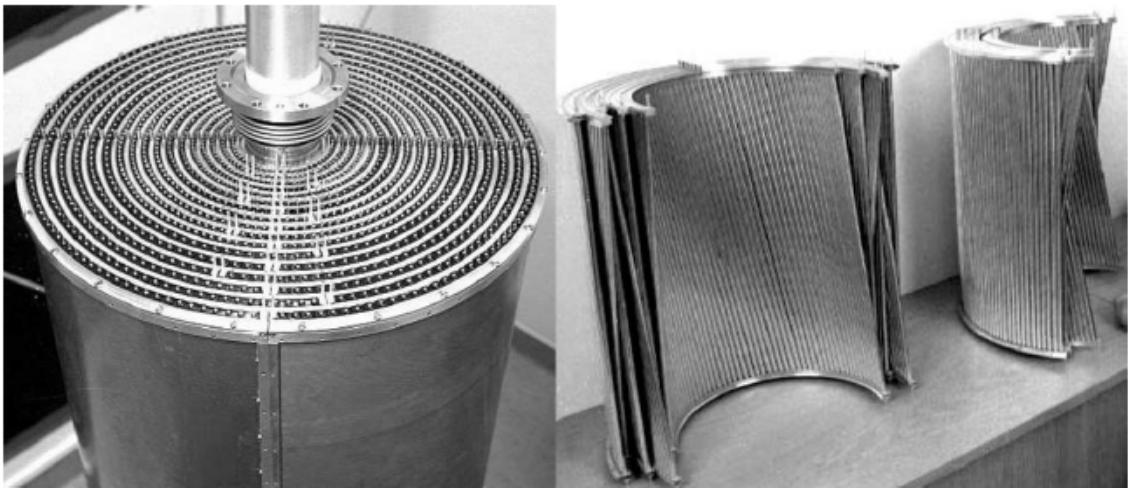


Abbildung 3.9: Fotografie der Mini Drift Chamber. Die linke Bildhälfte zeigt die zusammengesetzte MDC, umgeben von einem Al-Be-Mantel. Rechts sind die einzelnen Lagen der MDC zu erkennen, die abwechselnd verkippt sind [Höi04].

Die nächste Lage des Zentraldetektors bildet das Plastic Scintillator Barrel.

Plastic Scintillator Barrel (PSB)

Es ist ein zylinderförmiger Detektor mit zwei Endkappen, der die MDC umschließt (eine schematische Zeichnung ist in Abb. 3.10 zu erkennen). Dieser Detektor besteht aus insgesamt 146 Plastiksintillatoren, an deren Enden Acryllichtleiter befestigt wurden, die die Signale zu Photomultipliern außerhalb des Eisenjochs leiten. 50 dieser Elemente befinden sich im zylindrischen Teil des Detektors, wobei 46 davon eine Länge von 550 mm und eine Breite von 38 mm aufweisen. Sie sind in zwei Lagen angeordnet, die ca. 6 mm Überlapp aufweisen, um Akzeptanzlücken zu vermeiden. Die übrigen vier Elemente bilden paarweise den oberen bzw. unteren Abschluß des PSB, weisen jedoch eine Öffnung auf, die zur Durchführung des Pelletstrahlrohres dient. Die beiden Endkappen bestehen aus je 48 radial angeordneten Plastiksintillatoren, wobei die vordere Endkappe einen Durchmesser von 51 cm und eine zentrale Öffnung mit einem Durchmesser von 19 cm besitzt, während die Durchmesser der hinteren Endkappe bei 42 cm bzw. 12 cm liegen. Dabei ist zu beachten, dass die Benennung derart gewählt wurde, dass Teilchen, die in Strahlrichtung gestreut werden, als *nach vorne*

gestreut gelten, also die vordere Endkappe erreichen.

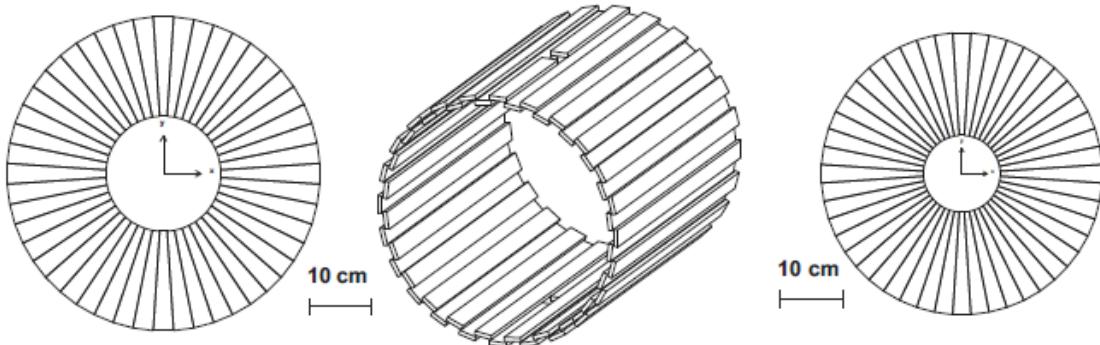


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der drei Teile des Plastic Scintillator Barrels.
Links ist die vordere Endkappe zu sehen, mittig der zentrale Zylinder-
teil mit den Öffnungen für das Pelletstrahlrohr und rechts die hintere
Endkappe [Höi04].

Das PSB liefert schnelle Signale, die während des Betriebes des Experimentes dazu verwendet werden können, eine erste Vorsortierung von Ereignissen vorzunehmen (Trigger erster Stufe). Gemeinsam mit den anderen Detektoren dient es zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der $\Delta E/p$ - und $\Delta E/E$ -Methoden. Aufgrund seiner geringen Dicke dient es außerdem als Veto für die Identifikation von Photonen.

Superconducting Solenoid (SCS)

Um das PSB herum befindet sich der supraleitende Solenoid (SCS). Er besteht aus NbTi/Cu, ein Material, das bei tiefen Temperaturen zum Supraleiter wird. Daher muss der Solenoid während des gesamten Betriebes mit der Hilfe von flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4,5 K gehalten werden. Das Magnetfeld des Solenoids erreicht eine maximale Feldstärke von 1,3 T und ist dabei parallel zur COSY-Strahlachse ausgerichtet. Es dient der Impulsmessung mit Hilfe der MDC, da Teilchenbahnen elektrisch geladener Teilchen in einem Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft gekrümmt werden. Anhand der mit der MDC beobachteten Krümmung kann dann bei bekanntem Magnetfeld eine Impulsbestimmung erfolgen. Um die Energiemessung im darauffolgenden elektromagnetischen Kalorimeter nicht zu beeinflussen, beträgt die Wanddicke des Solenoids lediglich 0,18 Strahlungslängen. Das erzeugte Magnetfeld wird über ein den kompletten Detektor umgebendes Eisenjoch zurückgeleitet. Dieses Eisenjoch dient außerdem als mechanische Unterstützung der Kalorimeterkristalle und schirmt die Ausleseelektronik vor den Auswirkungen des Magnetfeldes ab.

Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC)

Der WASA Zentraldetektor wird vom Scintillator Electromagnetic Calorimeter als äußerstem Detektor abgeschlossen. Das elektromagnetische Kalorimeter dient dazu, die Energien von Photonen und geladenen Zerfallsteilchen zu messen. Der Aufbau aus 1012 natriumdotierten CsI-Szintillatorkristallen, die einen Streuwinkelbereich von 20° bis 169° abdecken

und in 24 Ringen um das Strahlrohr herum angeordnet sind, erlaubt außerdem eine Aussage über den Streuwinkel detekterter Teilchen.

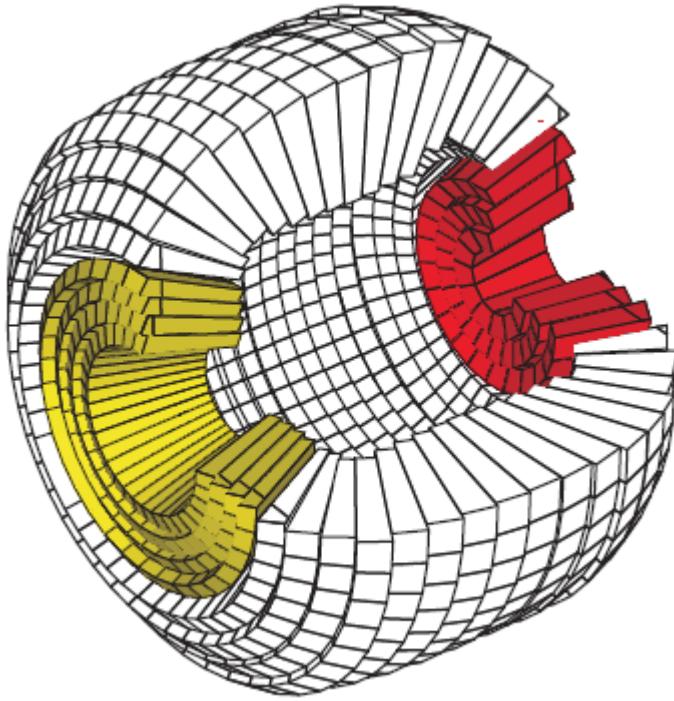


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Scintillator Electromagnet Calorimeter (SEC). Das aus 1012 mit Natrium dotierten CsI Kristallen bestehende elektromagnetische Kalorimeter besteht aus drei Teilen: Dem Vorwärts teil (gelb), dem Zentralteil (weiß) und der Endkappe (rot) [Höi04].

Abbildung 3.11 zeigt schematisch den Aufbau des SEC, erkennbar ist die Unterteilung in den Vorwärtsteil, bestehend aus vier Ringen mit je 36 Elementen, dem Zentralteil bestehend aus 17 Ringen mit je 48 Elementen und dem hinteren Teil, der zwei Ringe mit je 24 Elementen und den Abschlußring direkt am Strahlrohr mit zwölf Elementen beinhaltet. Dabei deckt der Vorwärtsteil einen Winkelbereich von 20° bis 36° ab, der Zentralteil einen Winkelbereich von 36° bis 150° und der hintere Teil den Winkelbereich von 150° bis 169° sodass sich letztlich der Streuwinkelbereich von 20° bis 169° ergibt. Abgesehen von Aussparungen für das Pelletrohr und die Heliumzuleitung, die zur Kühlung des Solenoiden benötigt wird, wird ein Azimutalwinkelbereich von 360° abgedeckt, sodass sich für das SEC eine geometrische Akzeptanz von ca. 96 % ergibt.

An den Vorwärtsteil des SEC schließt direkt der Vorwärtendetektor an.

3.2.3 Der Vorwärtendetektor

Teilchen mit großem Vorwärtsimpuls, die also unter kleinen Streuwinkeln emittiert werden, sollen mit Hilfe des Vorwärtendetektors detektiert werden. Je nach betrachteter Reaktion handelt es sich dabei um schwere geladene Teilchen wie Protonen, Deuteronen oder Heliumkerne. Über den Energieverlust im Vorwärtendetektor können die Teilchen identifiziert werden, des Weiteren kann ihr Viererimpuls bestimmt werden. Auch Neutronen und geladene Pionen können im Vorwärtssystem nachgewiesen werden. Tabelle 3.1 listet einige der wesentlichen Eigenschaften des Vorwärtendetektors auf.

| | |
|---|----------------------|
| Anzahl der Szintillatorelement | 360 |
| Winkelbereich | $3^\circ - 18^\circ$ |
| Winkelauflösung | $\approx 0,2^\circ$ |
| Maximale kinetische Energie T_{stop} für Stop im Detektor $\pi^\pm/\text{Proton}/\text{Deuteron}/\alpha / \text{MeV}$ | 170/300/400/900 |
| Zeitauflösung | < 3 ns |
| Energieauflösung: gestoppter Teilchen | 1,5 % – 3 % |
| Teilchen mit $T_{\text{stop}} < T < 2 \cdot T_{\text{stop}}$ | 3 % – 8 % |
| Identifikationsmethode | $\Delta E/E$ |

Tabelle 3.1: Wesentliche Eigenschaften des WASA Vorwärtsdetektorsystems [Höi04].

Da aufgrund der Messungen des Vorwärtsdetektors die Viererimpulse der in Vorwärtsrichtung emittierten Reaktionsprodukte sehr genau gemessen werden können, ist es möglich die Missing Mass Methode zu verwenden, um die Masse der erzeugten Mesonen zu bestimmen, ohne dass es notwendig ist, deren Zerfallsprodukte im Zentraldetektor zu detektieren und zu analysieren.

Abbildung 3.12 zeigt eine schematische Darstellung des gesamten WASA Vorwärtsdetektorsystems, bestehend aus Forward Window Counter, Forward Proportional Chamber, Forward Trigger Hodoscope, Forward Range Hodoscope, Forward Range Interleaving Hodoscope und Forward Veto Hodoscope. Diese einzelnen Detektoren sollen im Folgenden genauer vorgestellt werden.

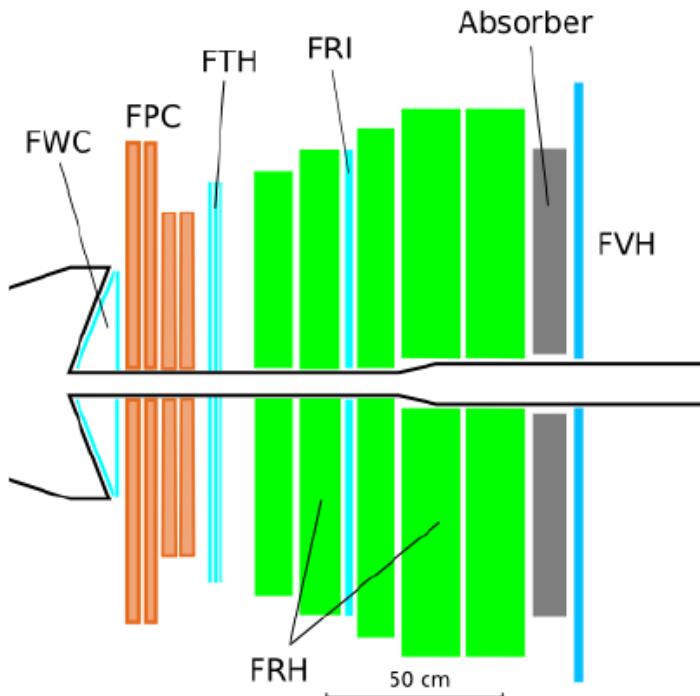


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des WASA Vorwärtsdetektorsystems bestehend aus Forward Window Counter (FWC), Forward Proportional Chamber (FPC), Forward Trigger Hodoscope (FTH), Forward Range Hodoscope (FRH), Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI) und Forward Veto Hodoscope (FVH). Zwischen der letzten Lage des FRH und dem FVH befindet sich außerdem ein passiver Absorber [Höi04].

Forward Window Counter (FWC)

Ein in Vorwärtsrichtung gestreutes Teilchen erreicht zunächst den Forward Window Counter (erkennbar in Abb. 3.13). Bei diesem Detektor handelt es sich um zwei Lagen kreisförmig angeordneter Szintillatorelemente. Jede Lage besteht aus 24 Elementen, die je 3 mm dick sind. Die erste Lage des FWC ist direkt auf das parabolisch geformte Austrittsfenster der Interaktionskammer montiert, sodass die einzelnen Elemente um ca. 10° gegenüber der Ebene senkrecht zur Strahlachse verkippt sind. Die zweite Lage dagegen ist planar aufgebaut und um ein halbes Element (ca. $7,5^\circ$) gegenüber der ersten Lage verdreht. Auf diese Weise können Lücken zwischen den Elementen der ersten Lage abgedeckt werden. An jedem der 48 Elementen ist über einen Lichtleiter ein Photomultiplier montiert, mit dem der Detektor ausgelesen werden kann. Der Forward Window Counter wird als Trigger erster Stufe verwendet, d.h. es werden nur Ereignisse gespeichert, die ein Signal im FWC ausgelöst haben. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass ein detektiertes Ereignis tatsächlich einer Reaktion in der Interaktionskammer entstammt und nicht z. B. aus Streuung im Strahlrohr oder möglicherweise sogar kosmischer Strahlung entstanden ist.

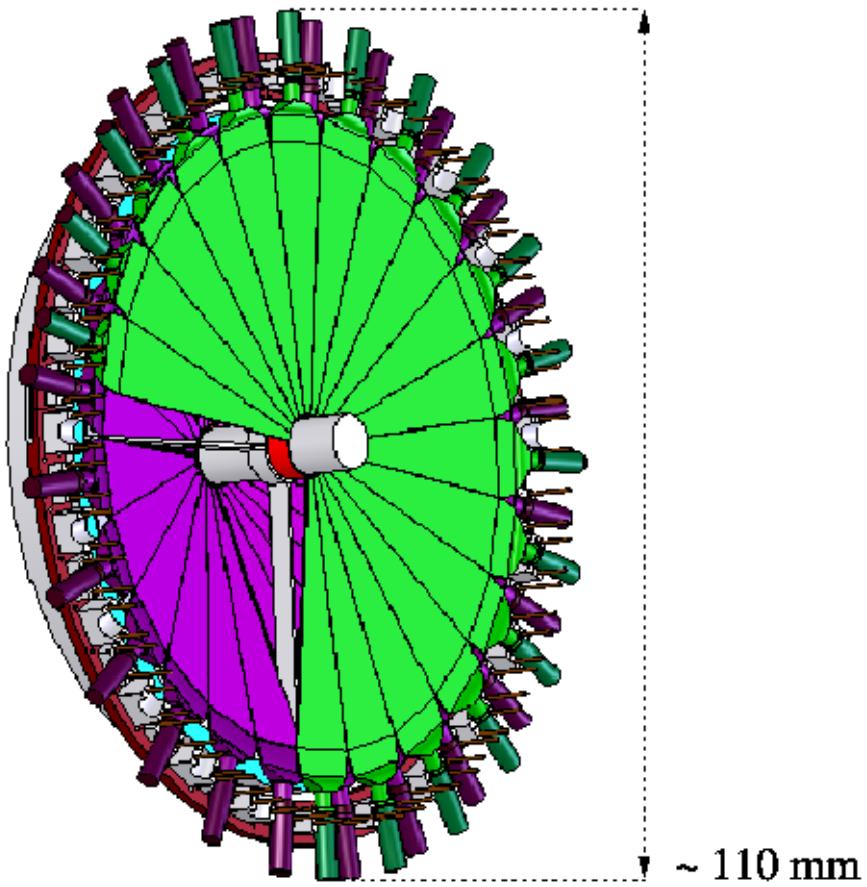


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des WASA Forward Window Counter. Zu erkennen ist, dass die Elemente der ersten Lage (violett), die direkt am Austrittsfenster der Interaktionskammer montiert sind, gegenüber der Strahlachse verkippt sind. Die zweite Lage (grün) dagegen ist planar aufgebaut. Die insgesamt 48 Szintillatorelemente werden über Photomultiplier ausgelesen [Höi04].

Forward Proportional Chamber (FPC)

Nachdem die in Vorwärtsrichtung gestreuten Teilchen den FWC durchquert haben, gelangen sie in die Forward Proportional Chamber (FPC). Die FPC besteht aus vier der in Abb. 3.14 zu erkennenden Module. Jedes dieser Module besteht aus vier Lagen von 122 je 8 mm dicken Proportionaldriftröhren. Die einzelnen Module sind in der Ebene senkrecht zur Strahlachse um je 45° zum Vorgängermodul gedreht. Mit den Informationen aus der FPC lassen sich die Koordinaten von Teilchenspuren bestimmen, sodass anhand dieser Daten der Streuwinkel rekonstruiert werden kann.

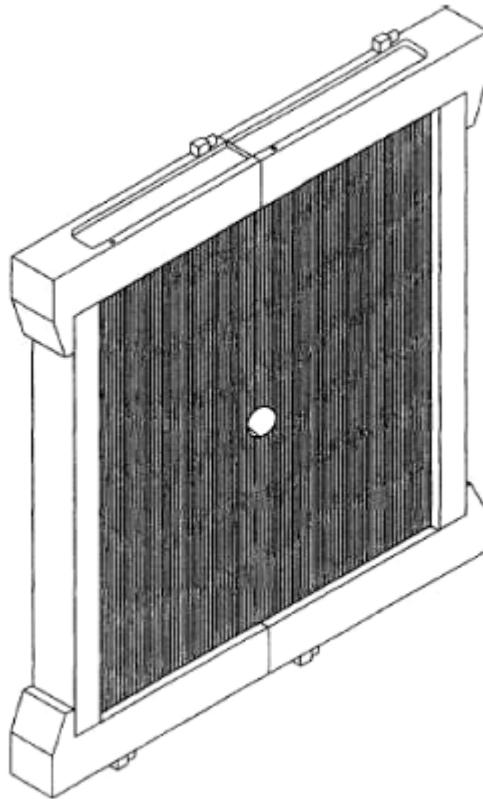


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung eines Forward Proportional Chamber Moduls. Die komplette FPC besteht aus vier dieser Module, jedes Modul aus vier Lagen mit je 122 Driftröhren [Höi04].

Forward Trigger Hodoscope (FTH)

Auf die Forward Proportional Chamber folgt in Strahlrichtung das Forward Trigger Hodoscope. Dieses besteht aus drei Lagen von 5 mm dicken Plastiksintillatoren. Die erste Lage besteht aus 48 Elementen, die zweite und dritte Lage aus jeweils 24 Elementen. Dabei sind die Szintillatorelemente der zweiten und dritten Lage in zwei gegenläufigen archimedischen Spiralen angeordnet, während die 48 Elemente der ersten Lage radial angeordnet sind (zu erkennen in Abb. 3.15). Diese geometrische Anordnung ergibt bei Überlagerung eine Pixelstruktur, die es ermöglicht festzustellen, ob ein Treffer von einem oder mehreren Teilchen verursacht wurde. Des Weiteren kann die Information über den Energieverlust der Teilchen im FTH bei der Verwendung der Teilchenidentifikation nach der $\Delta E/E$ verwendet werden.

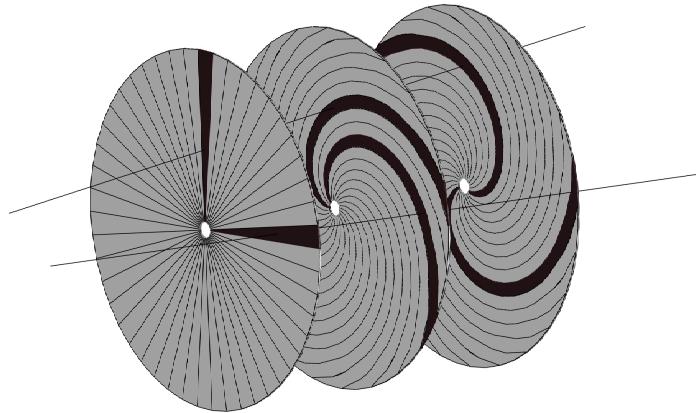


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der drei Lagen des Forward Trigger Hodoscope. Die erste Lage besteht aus 48 radial angeordneten Elementen, die zweite und dritte Lage, bestehend aus je 24 Elementen, bilden gegenläufige archimedische Spiralen [Dem13].

Forward Range Hodoscope (FRH)

Das Forward Range Hodoscope (FRH) befindet sich in Strahlrichtung hinter dem Forward Trigger Hodoscope. Es besteht aus fünf Lagen von Plastiksintillatoren, wobei die ersten drei Lagen eine Dicke von je 11 cm besitzen, die vierte und die fünfte Lage sind je 15 cm dick. Jede der fünf Lagen besteht aus 24 Elementen, die radial angeordnet sind und über Photomultiplier ausgelesen werden. Das FRH dient dazu, die Energie der einfallenden Teilchen zu bestimmen. Dabei ist die Energieauflösung maximal, wenn die Teilchen innerhalb des FRH stoppen. Sie beträgt dann ca. 1,5 % – 3 %. Die Energie nicht gestoppter Teilchen kann ebenfalls rekonstruiert werden, die Auflösung beträgt in diesem Fall 3 % – 8 %.

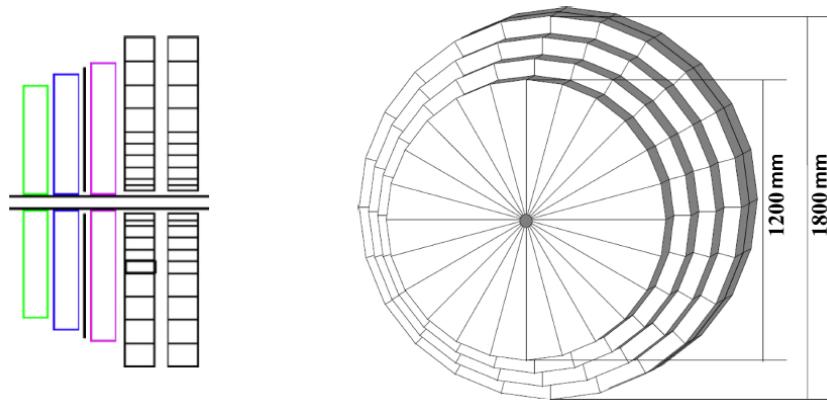


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung des Forward Range Hodoscopes. Links: Eine Seitenansicht des aus fünf Szintillatorlagen bestehenden FRH. Die dünne Lage zwischen der zweiten und der dritten Lage ist das Forward Range Interleaving Hodoscope, ein weiterer Detektor. Rechts: Eine dreidimensionale Skizze des FRH und der 24 radial angeordneten Elemente pro Lage [Cal06].

Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI)

Das Forward Range Interleaving Hodoscope (kurz: FRI) befindet sich zwischen der zweiten und dritten Lage des Forward Range Hodoscope. Es besteht aus zwei Lagen von 5,2 mm dicken Plastiksintillatorstreifen, wobei sich jede Lage aus 32 dieser Streifen zusammensetzt. Dabei sind die beiden Lagen um 90° zueinander verdreht, d.h. eine Lage ist vertikal angeordnet, die andere horizontal (vergleiche Abb. 3.17). Bedingt durch diese Anordnung erlaubt das FRI eine zweidimensionale Positionsbestimmung insofern beide Lagen erreicht werden. Dies wird z. B. für die Streuwinkelmessung von Neutronen benötigt. Die vom FRI gelieferten Informationen bezüglich der Trefferposition können auch für die Vertexrekonstruktion verwendet werden und außerdem dazu dienen, den Untergrund aus Reaktionen wie der Streuung am Strahlrohr zu reduzieren.

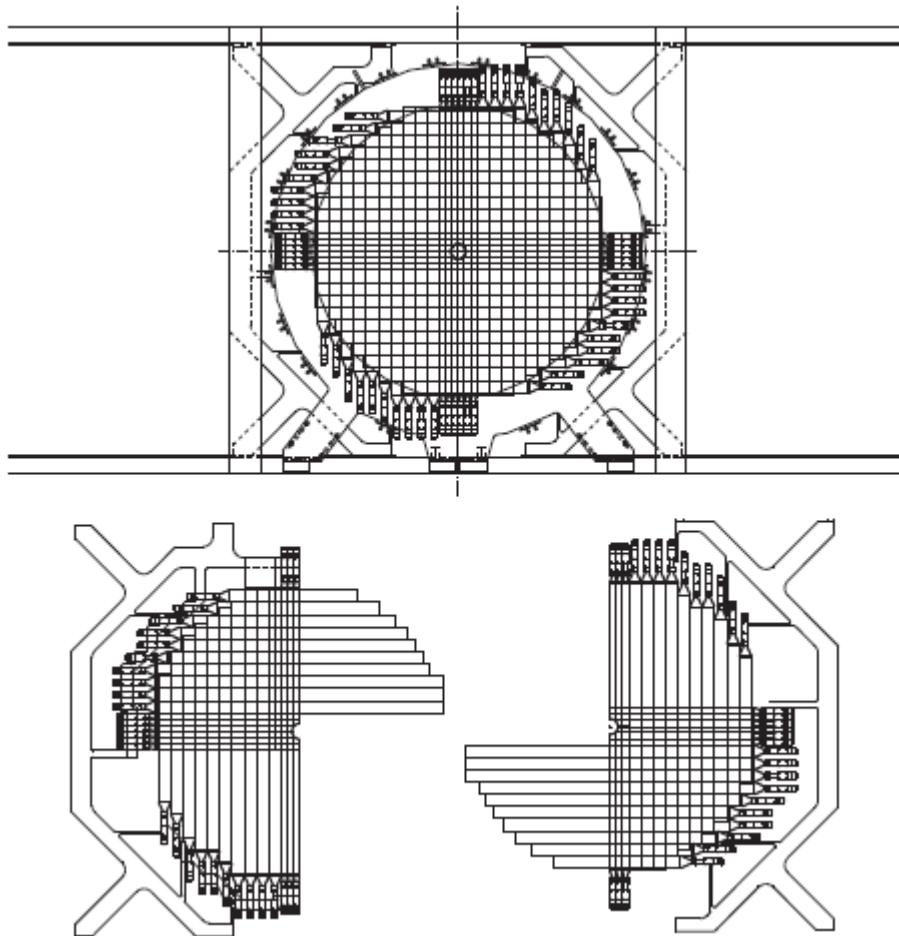


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung des Forward Range Interleaving Hodoscope. Oben ist der gesamte FRI Detektor zu erkennen, wobei deutlich zu sehen ist, dass die beiden um 90° verdrehten Lagen des Detektors eine Pixelstruktur bilden, die zur Positionsbestimmung dienen kann. Unten: Die beiden Teile des Detektors vor dem Zusammenbau. Dabei ist zu erkennen, dass der Detektor aus einer senkrechten und einer horizontalen Lage besteht [Höi04].

Forward Veto Hodoscope (F VH)

Hinter der fünften Lage des Forward Range Hodoscope bildet das Forward Veto Hodoscope die letzten zwei Lagen des WASA Vorwärtsdetektors. Wie in Abb. 3.18 dargestellt, besteht eine Lage aus zwölf horizontal angeordneten Plastiksintillatorstreifen, die an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden können. Da bei einem Treffer in einer Lage des F VH also zwei Zeitinformationen erzeugt werden, kann anhand dieser Informationen eine Positionsbestimmung entlang des getroffenen Streifens vorgenommen werden. Teilchen, die genügend Energie haben, um die kompletten fünf Lagen des FRH zu durchqueren und somit einen Treffer im F VH verursachen, erzeugen dort ein Vetsignal, da Teilchen mit einer solch großen kinetischen Energie in den meisten Fällen nicht gesucht werden.

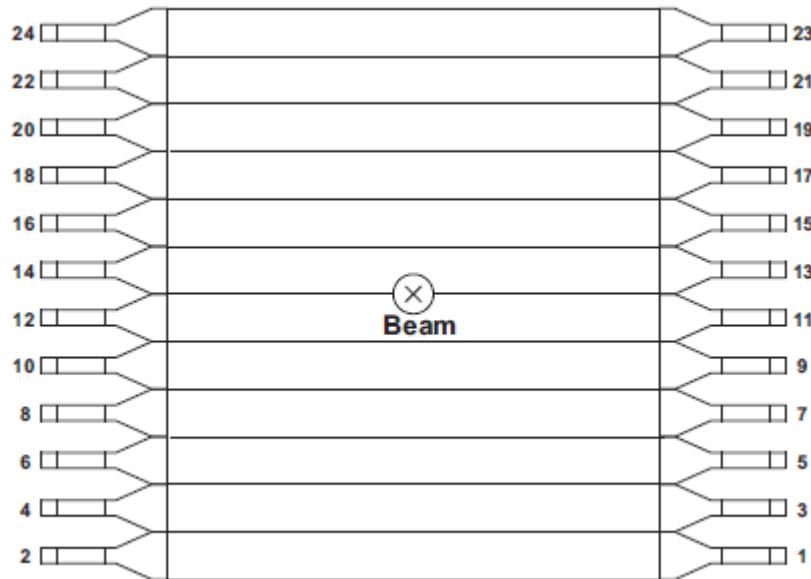


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung des aus zwölf Plastiksintillatoren bestehenden Forward Veto Hodoscope. Das beidseitige Auslesen des Detektors anhand von Photomultipliern ermöglicht eine Aussage über die Position eines Treffers entlang eines Elementes [Höi04].

Forward Absorber (FRA)

Es besteht die Möglichkeit, zwischen der fünften Lage des FRH und dem F VH zusätzlich einen Absorber aus Eisen einzubauen. Dieser Absorber kann eine Dicke zwischen 5 mm und 100 mm besitzen und dient dazu schnelle Teilchen, wie z. B. die Protonen aus der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta$ zu stoppen. Der Vorteil liegt darin, dass Protonen die dann in der Untergrundreaktion $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ entstehen, schnell genug sind, um den Absorber zu durchqueren und somit im F VH ein Vetsignal auslösen. Damit lässt sich also der Untergrund reduzieren. In der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ spielt der FRA allerdings keine Rolle, da die entstehenden schweren Heliumkerne nicht genügend Energie besitzen, um das komplette FRH zu durchqueren.

3.3 Das Triggersystem

Die hohe Luminosität von ca. $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, die beim Betrieb des WASA-Experimentes erreicht wird, und die damit verbundenen hohen Ereignisraten führen dazu, dass ein Abspeichern der Daten ohne Vorselektierung nicht möglich ist. Es wird ein Triggersystem verwendet, mit dessen Hilfe nur die gewünschten Ereignisse gespeichert werden, sodass der Untergrund signifikant reduziert wird. Das verwendete Triggersystem besteht aus zwei Stufen, den Triggern erster Stufe (First Level Trigger) und den Triggern zweiter Stufe (Second Level Trigger). Diese benötigen kurze Verzögerungszeiten von $\approx 100 \text{ ns}$ bzw. $\approx 500 \text{ ns}$. Es handelt sich daher um in der Hardware implementierte Trigger.

Als Trigger erster Stufe werden die schnellen Signale der Plastiksintillatoren wie dem PSB im Zentraldetektor und dem FTH im Vorwärtsdetektor verwendet. Mögliche Kriterien bei der Entscheidung, ob ein Ereignis den Trigger erster Stufe passieren soll, sind z. B. durchgängige Spuren in aufeinanderfolgenden Detektorlagen, die Anzahl der detektierten Teilchen oder deren Energiedeposition und Ladung.

Für den Trigger zweiter Stufe werden auch die langsamen Kalorimeter wie das CsI-Kalorimeter im Zentraldetektor verwendet. Trifft ein Teilchen auf einen Detektor wie z. B. das PSB, bei dem es einen geometrischen Überlapp gibt, so kann es passieren, dass Treffer in benachbarten Elementen registriert werden. Diese werden daher zu einem Cluster eines einzigen Teilchens zusammengefasst. Beim Trigger zweiter Stufe können z. B. die Anzahl der zu einem Cluster zusammengefassten Elemente oder die Energiedeposition eines Clusters verwendet werden.

Im Falle der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ wird der Trigger so gewählt, dass nur Ereignisse gespeichert werden, bei denen ein geladenes Teilchen (der Heliumkern) im Vorwärtsdetektorsystem registriert wurde. Zusätzlich wird gefordert, dass es einen für Heliumkerne typischen hohen Energieverlust im Forward Window Counter gibt, sodass sich die Anzahl der Protonen aus beispielsweise elastischer Streuung deutlich verringert. Des Weiteren wäre es möglich, sollte z. B. gezielt nach einem spezifischen Zerfall gesucht werden, dessen Signatur (also die Anzahl geladener und neutraler Teilchen) im Zentraldetektor zu fordern. In dem im Rahmen dieser Arbeit analysierten Datensatz wurde jedoch auf CD-Trigger verzichtet.

Die Datenaufnahme erfolgt derart, dass zunächst die analogen Daten aus den Detektoren digitalisiert und dann an das Triggersystem weitergegeben werden. Erfüllen die Daten die vorgegebenen Konditionen, werden sie zu einem Ereignis (oder Event) zusammengefasst und weggeschrieben. Dabei werden die Daten bei der Speicherung in sogenannten „runs“ zusammengefasst. Die Größe dieser Dateien beträgt ca. 20 GB, benannt werden sie mit fortlaufenden Nummern, der sogenannten „run number“.

3.4 Die WASA-Software

Die Analyse der mit dem WASA-Experiment gewonnenen Daten erfolgt mit Hilfe eines umfangreichen Softwarepaketes. Dazu gehört eine Software zur Simulation von Reaktionen, sowie eine Software zur Analyse der Daten. Zum für die Simulationen verantwortlichen Softwarepaket gehört mit Pluto eine Software zur Simulation der Reaktion selbst sowie mit WASA Monte Carlo (WMC) eine Software zur Simulation der Ejektile mit dem Detektor.

3.4.1 Simulation

Die auf Monte Carlo Ereignisgeneratoren basierte Simulation von Reaktionen wird in der Teilchenphysik häufig verwendet. Sie dient dazu, die Machbarkeit geplanter Experimente zu überprüfen oder auch das Ergebnis eines bereits durchgeföhrten Experimentes mit der theoretisch erwarteten Verteilung von Ereignissen vergleichen zu können. Ein weiteres Anwendungsgebiet liegt in der Suche nach für die Analyse geeigneten Filtern. So können sowohl Untergrundreaktionen als auch die gesuchte Reaktion simuliert werden. Mit Hilfe dieser Informationen können dann Abgrenzungsmöglichkeiten zwischen Untergrundreaktionen und gesuchter Reaktion gefunden werden. Diese Informationen können dann bei der Analyse der Daten als Filter (oder Cuts) verwendet werden, um ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu ermöglichen.

Die Simulation der Reaktionen wird mit der Software Pluto durchgeföhr [Frö07]. Dabei kann jedes beliebige Streuexperiment simuliert werden. Auch Zerfälle der Ejektile können simuliert werden. Diese Simulation der Reaktion kann beliebig häufig wiederholt werden, wobei für jedes Ejektil der Viererimpuls erzeugt wird. Diese Viererimpulse sind entsprechend des physikalischen Phasenraums verteilt.

Die auf diese Weise erzeugten Simulationen werden dann im Weiteren mit der WASA Monte Carlo Software verarbeitet. Bei WMC handelt es sich um eine an WASA angepasste Version der am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) entwickelten GEANT3-Software (GEometry ANd Tracking), die die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie simuliert. WMC simuliert anhand der vorliegenden Informationen wie Teilchenart und Viererimpuls die Wechselwirkungen und Flugbahnen der Ejektile im WASA-Detektor. Dabei wird nicht nur das aktive Detektormaterial berücksichtigt, sondern auch passive Elemente wie z. B. das Strahlrohr. Auch Effekte wie Bremsstrahlung und Paarbildung werden simuliert.

Das Format der erzeugten Simulationen entspricht dem Format der an WASA erzeugten Daten, sodass die Simulationen mit Hilfe derselben Analyse verarbeitet werden können wie die echten Daten.

3.4.2 Analyse

Die Analyse der Daten bzw. der in den Simulationen erzeugten Ereignisse erfolgt mit dem ursprünglich für ANKE entwickelten Programmpaket RootSorter [Hej04]. Der RootSorter basiert auf ROOT, einer am CERN speziell für teilchenphysikalische Anwendungen entworfenen Erweiterung der Programmiersprache C++. ROOT enthält eigene Klassen für kinematische Berechnung, wie z. B. eine Klasse für Lorentzvektoren, sowie Klassen zur Darstellung von Graphen oder Histogrammen, um Analysen großer Datenmengen zu vereinfachen.

Diese Analyse findet dabei ereignisorientiert statt, d.h. die Ereignisse werden einzeln nacheinander bearbeitet. Die von den verschiedenen Detektoren ausgegebenen Signale, die zu einem Ereignis gehören, werden zunächst zu Teilchenspuren, den sogenannten Tracks, zusammengefasst. Anschließend werden die digitalisierten Detektorsignale, die zu diesem Zeitpunkt noch als Spannungen vorliegen, in die physikalischen Werte wie Energie oder Zeit umgerechnet. Diese Umrechnung erfolgt mit Hilfe von Kalibrierungsfunktionen die für jeden Run aus einer Datenbank abgerufen werden können. Diese Kalibrierungsfunktionen, die den Zusammenhang zwischen digitalisiertem Wert und physikalischer Messgröße beschreiben, müssen für jedes einzelne Detektorelement jedes Detektors bestimmt und dann hinterlegt werden. Anschließend können physikalische Größen wie Impuls oder kinetische Energie mit Hilfe von weiteren Umrechnungsformeln aus den Energiedepositionen und Streuwinkeln

berechnet werden. Andere Messgrößen, wie z. B. die Masse eines erzeugten Teilchens, müssen dann gemäß den Gesetzen der Quantenmechanik als Mittelwerte vieler Einzelmessungen gewonnen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für eine Teststrahlzeit aus dem Jahr 2009 eine Energiekalibrierung des FRH vorgenommen. Dabei wurde die RootSorter Version 3628 verwendet, wobei kleinere Veränderungen vorgenommen wurden, um auch das bisher unbenutzte Forward Range Interleaving Hodoscope in die Analyse einbeziehen zu können.

4 Kalibrierung

Fast is fine, but accuracy is everything. - Wyatt Earp

Die Detektoren des WASA-Experimentes messen verschiedene physikalische Eigenschaften der während eines Experimentes gestreuten oder erzeugten Teilchen. Allerdings gibt der Detektor nicht direkt den Wert dieser physikalischen Messgröße aus, sondern vielmehr einen digitalisierten Spannungswert. Aus diesem Grund muss im Rahmen einer Kalibrierung die physikalische Messgröße berechnet werden. Der Begriff Kalibrierung fasst dabei das Verfahren zusammen, das sich mit dem Ermitteln der Zuordnungsfunktion zwischen digitalisiertem Wert und physikalischer Messgröße befasst.

Im Rahmen dieser Arbeit wird neben einer Teststrahlzeit aus dem Jahr 2008, die bereits von K. Demmich im Rahmen seiner Masterarbeit kalibriert wurde [Dem13], ein weiterer Datensatz aus dem Jahr 2009 analysiert. Für diesen Datensatz lag vor dem Beginn dieser Arbeit noch keine dedizierte Kalibrierung vor, sodass ein Ziel der vorliegenden Arbeit darin besteht, die Kalorimeter des WASA-Vorwärtsdetektors für den Datensatz von 2009 mit Hilfe der von K. Demmich entwickelten Software zu kalibrieren. Dabei müssen Kalibrierungsfunktionen für die 48 Elemente der ersten Lage des Forward Trigger Hodoscopes (FTH), für die je 24 Elemente der zweiten und dritten Lage des FTH, sowie für die je 24 Elemente der ersten drei Lagen des Forward Range Hodoscopes (FRH) bestimmt werden. Ähnlich wie bei den Daten aus dem Jahr 2008, bei denen Proton-Deuteron-Kollisionen bei einer Strahlenergie von $T = 1800 \text{ MeV}$ im Hinblick auf die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ untersucht wurden, ist es auch bei der Strahlzeit aus dem Jahr 2009 mit einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$ nicht nötig, die vierte und fünfte Lage des FRH zu kalibrieren. Die Heliumkerne, die zusammen mit einem η' -Meson produziert werden, besitzen nicht die nötige kinetische Energie, um die vierte oder fünfte Lage des FRH zu erreichen. Aus diesem Grund wurde, ähnlich wie bei den Daten aus dem Jahr 2008, darauf verzichtet eine Kalibrierung für die vierte und fünfte Lage durchzuführen.

Es ist wichtig, die Kalibrierung elementweise durchzuführen, da die Zuordnung von digitalisiertem Wert zu Energiedeposition von Faktoren abhängt, die für verschiedene Elemente variieren. Dazu gehören z. B. sowohl Material- oder geometrische Eigenschaften der Szintillatorkristalle als auch die Verstärkung des Photomultipliersignals. Eine dedizierte Kalibrierung für diese Strahlzeit ist deshalb notwendig, da die Funktion, die den gesuchten Zusammenhang beschreibt, zeitlich veränderlich ist und von den Betriebsparametern des Detektorsystems während der Strahlzeit abhängt.

Der zu analysierende Datensatz wurde am 02. und 03.10.2009 gemessen (run 15977 bis run 16193). Dabei wurde ein Protonstrahl mit einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$ (Impuls von $p = 2625 \text{ MeV}/c$) auf ein Deuteriumtarget beschleunigt. Es wird die Produktion eines η' -Mesons gemäß der Zweiteilchen-Reaktion



untersucht. Die Überschussenergie beträgt für diese spezielle Reaktion $Q \approx 88 \text{ MeV}$, die entstandenen Heliumkerne werden in den Vorwärtsdetektor gestreut. Zum Zweck der Kalibrierung wurde jeder dritte Run dieser Strahlzeit vorsortiert. Dabei wurden alle Ereignisse selektiert, bei denen in der ersten Lage des FTH und der ersten Lage des FRH Energie deponiert wurde, während ein Energieverlust in der fünften Lage des FRH ausgeschlossen

wurde. Auf diese Weise lassen sich Ereignisse mit schnellen Protonen, z. B. aus elastischen Stößen, bereits in einer ersten Vorsortierung ausschließen.

4.1 Messverfahren

Bei den beiden zu kalibrierenden Detektoren, dem Forward Trigger Hodoscope und dem Forward Range Hodoscope, handelt es sich um Szintillationsdetektoren, die mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen werden. Dringt ein geladenes Teilchen in einen Szintillationsdetektor ein, so verliert es kinetische Energie und gibt diese an das Detektormaterial ab. Der mittlere spezifische Energieverlust eines Teilchens in einem solchen Material kann durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden [Ber12]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] . \quad (4.2)$$

Z und A bezeichnen dabei die Ladungs- bzw. Massenzahl des Mediums, z und βc beschreiben Ladung und Geschwindigkeit des eindringenden Teilchens. Der Term $\delta(\beta\gamma)$ beschreibt Korrekturen für sehr schnelle Teilchen, ist für die Betrachtung von ${}^3\text{He}$ -Kernen im gegebenen Energierbereich jedoch nicht relevant. Die Konstante K setzt sich zusammen aus $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Elektronenmasse m_e , dem klassischen Elektronenradius r_e und der Avogadrozahl N_A . Die Konstanten T_{max} und I hängen von der Art des Absorbermediums und des eindringenden Teilchens ab.

Die im Szintillator deponierte Energie wird vom Material absorbiert. Dabei werden Elektronen im Szintillatorkristall auf ein höheres Energieniveau angeregt. Bei der nachfolgenden Abregung kommt es zur Emission von monoenergetischem Licht, das mit Hilfe der angebrachten Photomultiplier detektiert werden kann. Die gemessene Lichtmenge ist in erster Näherung proportional zur deponierten Energie. Der Photomultiplier gibt ein Spannungssignal aus, das wiederum proportional zur Lichtintensität ist. Dieses Signal wird verstärkt, digitalisiert und in der Datenaufnahme weiterverarbeitet.

4.2 Kalibrierungsverfahren

Im Idealfall verläuft die Zuordnung zwischen digitalisiertem Messwert und Energiedeposition in mehreren proportionalen Schritten, die nur vom Energieverlust abhängen. Als Kalibrierungsfunktion könnte somit eine Multiplikation mit einer Konstanten verwendet werden. Wie in der Masterarbeit von K. Demmich bereits gezeigt werden konnte, wird sowohl ein nichtlinearer Anteil beim Zusammenhang zwischen ADC-Wert A und Energiedeposition ΔE beobachtet als auch eine Nicht-Uniformität des Detektors, aus der eine Abhängigkeit vom Polarwinkel ϑ resultiert [Dem13]. Die Nicht-Uniformität wird durch die Dämpfung der Lichtausbreitung durch Absorption, Streuung oder Reflexion im Szintillator verursacht. Dringt ein Teilchen unter einem kleinen Winkel ϑ in den rotationssymmetrischen Detektor ein, so muss das Szintillationslicht eine größere Wegstrecke zum radial montierten Photomultiplier zurücklegen und es kommt häufiger zu Reflexionen, sodass bei gleicher Energiedeposition eine geringere Lichtintensität gemessen wird. Die Nicht-Linearität hängt mit unterschiedlichen Effizienzen des Szintillatormaterials, des Lichteiters oder des Photomultipliers zusammen. Beide Effekte müssen im Rahmen einer Kalibrierung berücksichtigt werden.

Zunächst ist zu beachten, dass reine Energiedepositionen nicht vergleichbar sind. Je nach

Polarwinkel ϑ ist die Wegstrecke eines Teilchens durch den Detektor länger oder kürzer. Um diesen Effekt zu korrigieren, werden lediglich Projektionen des Energieverlustes auf die Strahlachse verglichen. Dazu wird der gemessene ADC-Wert bzw. die Energiedeposition auf $\cos \vartheta$ normiert:

$$A_z = \frac{A}{\cos \vartheta} . \quad (4.3)$$

Anschließend werden die projizierten ADC-Werte mit der winkelabhängigen Nicht-Uniformitätsfunktion $f_{NU}(\vartheta)$ korrigiert:

$$A'_z = \frac{A_z}{f_{NU}(\vartheta)} . \quad (4.4)$$

Als nächster Schritt wird die Nicht-Linearität korrigiert. Es ergibt sich damit die Projektion des Energieverlustes auf die Strahlachse:

$$\Delta E_z = f_{NL}(A'_z) . \quad (4.5)$$

Der Energieverlust wird berechnet mit [Dem13]:

$$\Delta E \cdot \cos \vartheta = f_{NL} \left(\frac{A \cdot \cos \vartheta}{f_{NU}} \right) . \quad (4.6)$$

Die Funktionen f_{NU} und f_{NL} können nach [Dem13] als Polynome dritten Grades angenommen werden.

Kalibrierung des Forward Range Hodoscopes

Um die Nicht-Uniformität zu korrigieren, werden zunächst die minimal ionisierenden Teilchen (kurz: MIPs) selektiert. Bei diesen handelt es sich um leichte, schnelle Teilchen, wie z. B. Pionen oder Elektronen. Diese Teilchen befinden sich im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve und deponieren in einem Detektorelement identische Energien ΔE_z . Aufgrund der Wahl der Kalibrierungsvorschrift 4.5 stimmen auch die A'_z -Werte überein und sind nicht vom Winkel abhängig. Somit kann nach Formel 4.4 der ADC-Wert minimal ionisierender Teilchen dazu verwendet werden, die Nicht-Uniformitäts-Funktion zu bestimmen:

$$A_z = A'_z \cdot f_{NU}(\vartheta) . \quad (4.7)$$

Der Wert A'_z ist unbekannt aber für alle MIPs identisch. Zur Bestimmung von $f_{NU}(\vartheta)$ wird daher $A'_z = 1$ verwendet. Eine absolute Skalierung wird bei der Bestimmung von f_{NL} festgelegt.

Die minimal ionisierenden Teilchen besitzen einen spezifischen Energieverlust von etwa 2 MeV/cm im Detektormaterial. Da die Dicke einer Szintillatormlage in den betrachteten Lagen des FRH 11 cm beträgt, deponieren die gesuchten MIPs eine Energie von 22 MeV in jeder dieser Lagen. Um eine ungefähre Aussage über die Energiedeposition treffen zu können, wird eine für die vorherige Strahlzeit gültige Kalibrierung verwendet. Es wird gefordert, dass in jeder Lage des FRH eine Energiedeposition von weniger als 50 MeV vorliegen muss. Die so selektierten MIPs können dazu genutzt werden, die Funktion $f_{NU}(\vartheta)$ anhand von

Fits zu bestimmen [Dem13].

Anschließend muss die Funktion f_{NL} , die die Abhängigkeit von der Energie korrigiert, gefunden werden. Dazu wird das von K. Demmich im Rahmen seiner Masterarbeit entwickelte Kalibrierungstool mit grafischer Oberfläche verwendet. Dabei werden die winkelkorrigierten ADC Werte A'_z mit Hilfe des Polynoms dritten Grades f_{NL} an simulierte Energieverluste von Heliumkernen im Forward Range Hodoscope angepasst. Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen ein Anwendungsbeispiel dieses Tools. Zunächst werden die Daten eingelesen und je nachdem, ob der Heliumkern in einer Lage stoppt oder sie durchquert, in unterschiedlichen Farben dargestellt. In der oberen Grafik ist der Energieverlust in der ersten Lage des FRH auf der Ordinate aufgetragen, der Energieverlust in der zweiten Lage auf der Abszisse. Die rot markierten Datenpunkte zeigen Heliumkerne, die in der zweiten Lage gestoppt wurden, die blauen Datenpunkte Heliumkerne, die mindestens die dritte Lage des FRH erreicht haben. Analog dazu sind in der unteren Grafik, in der auf der Ordinate der Energieverlust in der zweiten Lage und auf der Abszisse der Energieverlust in der dritten Lage dargestellt werden, rot markierte Punkte mit Heliumkernen zu identifizieren, die in der dritten Lage stoppen, während blaue Punkte Heliumkerne darstellen, die mindestens die vierte Lage erreicht haben. Die schwarz dargestellten Punkte zeigen die Simulationen.

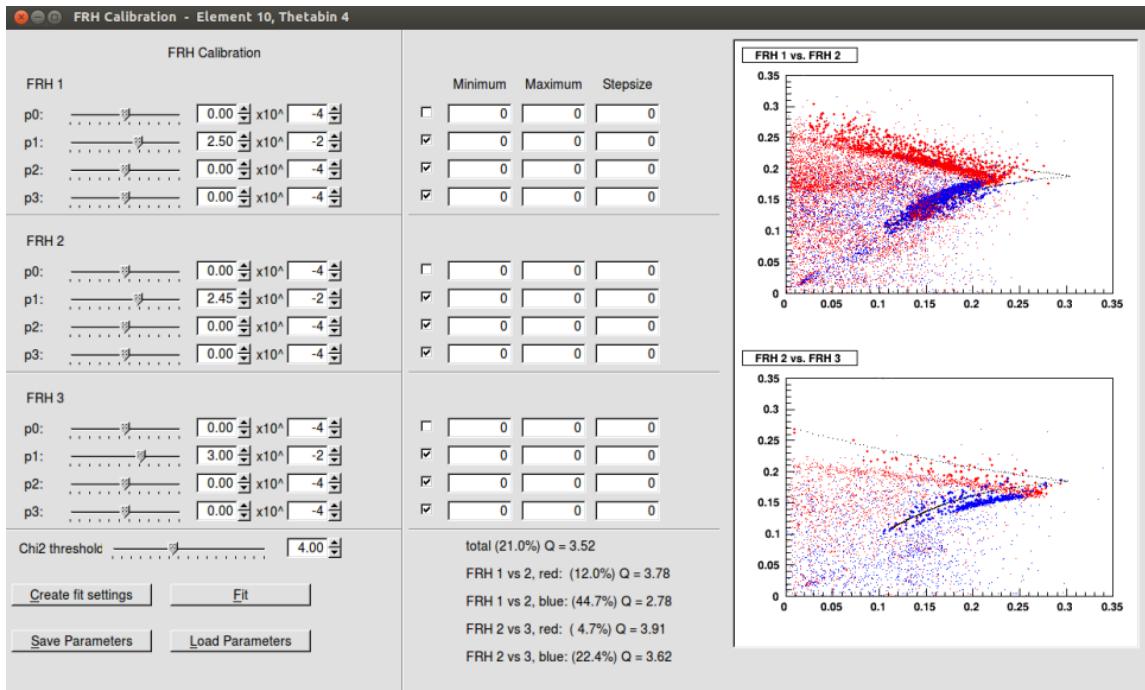


Abbildung 4.1: Das von Kay Demmich entwickelte Kalibrierungstool mit grafischer Oberfläche. Die obere Grafik zeigt den Energieverlust in der ersten Lage des FRH (Ordinate) gegen den Energieverlust in der zweiten Lage (Abszisse), die untere Grafik den Energieverlust in der zweiten Lage (Ordinate) gegen den Energieverlust in der dritten Lage (Abszisse). Rot dargestellte Datenpunkte entsprechen Heliumkernen, die in der zweiten (obere Grafik) bzw. dritten Lage (untere Grafik) gestoppt wurden. Blaue Datenpunkte entsprechen Heliumkernen, die diese Lagen (ohne Stopp) durchquert haben. Die schwarz dargestellten Punkte sind simulierte Energieverluste von Heliumkernen unterschiedlicher Energie in den jeweiligen Lagen. Anhand der Schieberegler können die Variablen in der Kalibrierungsfunktion f_{NL} derart variiert werden, dass die Daten mit den Simulationen übereinstimmen. Ein Fitverfahren sorgt für die bestmögliche Übereinstimmung.

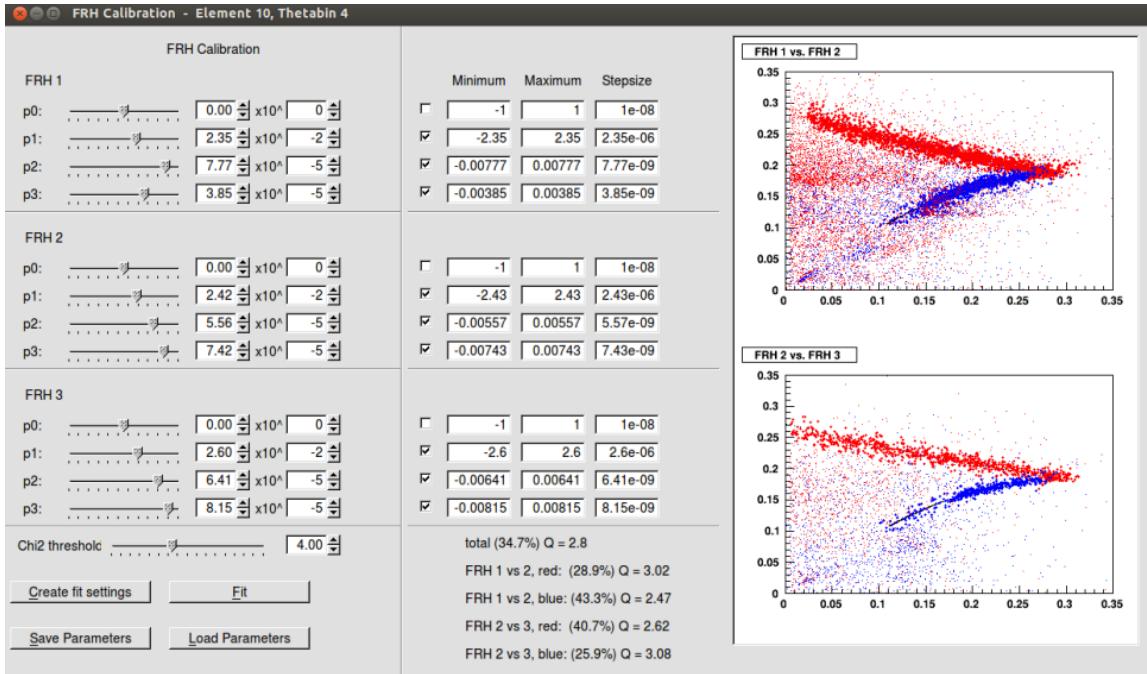


Abbildung 4.2: Nach Anwendung des Fitverfahrens werden die Datenpunkte durch die Simulationen beschrieben, die Kalibrierungsfunktion f_{NL} ist bestimmt und kann gespeichert werden.

Mit Hilfe von Schieberegeln können die Parameter der f_{NL} -Polynome für die einzelnen Detektorlagen variiert werden, sodass sich die Daten den Simulationen anpassen. Ein Fitverfahren optimiert die Parameter und sorgt dafür, dass die auf die Nicht-Linearität korrigierten Daten möglichst gut mit den Simulationen übereinstimmen. Die ermittelten Werte der Fitparameter der einzelnen Polynome lassen sich abspeichern. Weitere Informationen zum genauen Fitverfahren und den verwendeten Fitmethoden lassen sich der Arbeit von K. Demmich entnehmen [Dem13].

Abschließend wird eine weitere Nicht-Uniformitätskorrektur durchgeführt, um eine eventuelle Energieabhängigkeit dieser Korrektur, die bisher lediglich anhand von minimal ionisierenden Teilchen durchgeführt wurde, zu berücksichtigen. Dabei werden die zuvor ermittelten Werte der Parameter des Polynoms f_{NU} als Startwerte verwendet.

Weitere Informationen über einzelne Schritte der Kalibrierung befinden sich in der Arbeit von K. Demmich [Dem13].

Kalibrierung des Forward Trigger Hodoscopes

Nach erfolgter Kalibrierung des Forward Range Hodoscopes muss außerdem das Forward Trigger Hodoscope kalibriert werden. Dabei kann die bereits erfolgte Kalibrierung des Forward Range Hodoscopes ausgenutzt werden. Da das FTH nicht aus gleichförmigen Lagen aufgebaut ist, die einen genauen Überlapp bilden, sondern aus einer radialsymmetrischen Lage und zwei spiralförmigen Lagen, bietet sich aus Mangel an Statistik bei Überlappereignissen nicht die Möglichkeit, das soeben erläuterte Verfahren zur Kalibrierung des FRH zu verwenden. Da jedoch die Energiedeposition im FRH bereits bekannt ist, kann anhand einer aus Simulationen extrahierten Gleichung die Energiedeposition im FRH in eine Energiedeposition in den einzelnen Lagen des FTH umgerechnet werden. Damit können aus den

ADC-Werten aus dem FTH Energieverluste bestimmt werden, wobei dieselbe Umrechnungsvorschrift verwendet wird, die auch im Fall des FRH Anwendung gefunden hat:

$$\Delta E \cdot \cos \vartheta = f_{NL} \left(\frac{A \cdot \cos \vartheta}{f_{NU}} \right) . \quad (4.8)$$

Zunächst kann anhand von Energieverlustcuts auf die Energieverluste im Forward Range Hodoscope der Untergrund reduziert werden. Anschließend werden Heliumkerne, die im Forward Range Hodoscope zwischen 200 MeV und 250 MeV Energie deponieren, selektiert, um die Nicht-Uniformitätskorrektur durchzuführen. Im Rahmen von K. Demmichs Arbeit konnte gezeigt werden, dass solche Heliumkerne im Forward Trigger Hodoscope annähernd identische Energien deponieren, sodass keine Energieabhängigkeit besteht (siehe Abb. 4.3).

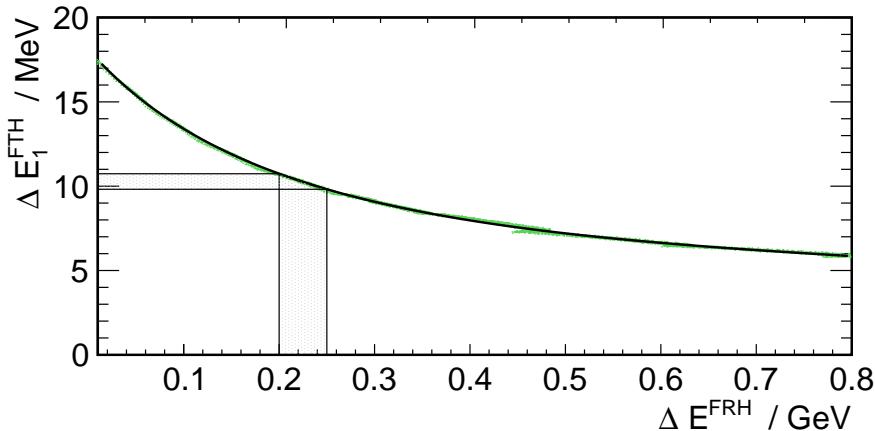


Abbildung 4.3: Simulierter Energieverlust von ^3He -Kernen in der ersten Lage des FTH aufgetragen gegen den Energieverlust im gesamten FRH. Kerne mit einem Energieverlust zwischen 200 MeV und 250 MeV in der ersten Lage des FRH verursachen annähernd identische Energieverluste im FTH [Dem13].

Die ADC-Werte im Trigger Hodoscope für die auf diese Weise selektierten Heliumkerne werden gegen den Polarwinkel ϑ aufgetragen und mit einem Polynom dritten Grades gefittet, um die Funktion f_{NU} zu bestimmen. Dies wird für jedes Element durchgeführt.

Im Anschluß wird für alle Heliumkerne der korrigierte ADC-Wert gegen den anhand der Energieverluste im FRH berechneten Energieverlust im FTH aufgetragen und mit einem Polynom dritten Grades gefittet, um die Korrekturfunktion der Nicht-Linearität f_{NL} zu bestimmen.

Weitere Einzelheiten zur Kalibrierung des Forward Trigger Hodoscopes können [Dem13] entnommen werden.

4.3 Ergebnis der Kalibrierung

Um die Qualität der durchgeführten Kalibrierung zu überprüfen, wird im Folgenden die Breite der Energieverlustverteilungen mit den in Monte Carlo Simulationen angenommenen Detektorverschmierungen verglichen. Dazu werden Projektionen der in der Abbildung 4.4 gezeigten Energieverlustdiagramme gebildet und mit Simulationen und der bereits kalibrierten Strahlzeit bei der Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ verglichen. Zur Verringerung des

Untergrundes werden die im späteren Kapitel 6.1 erläuterten Energieverlustcuts angewendet.

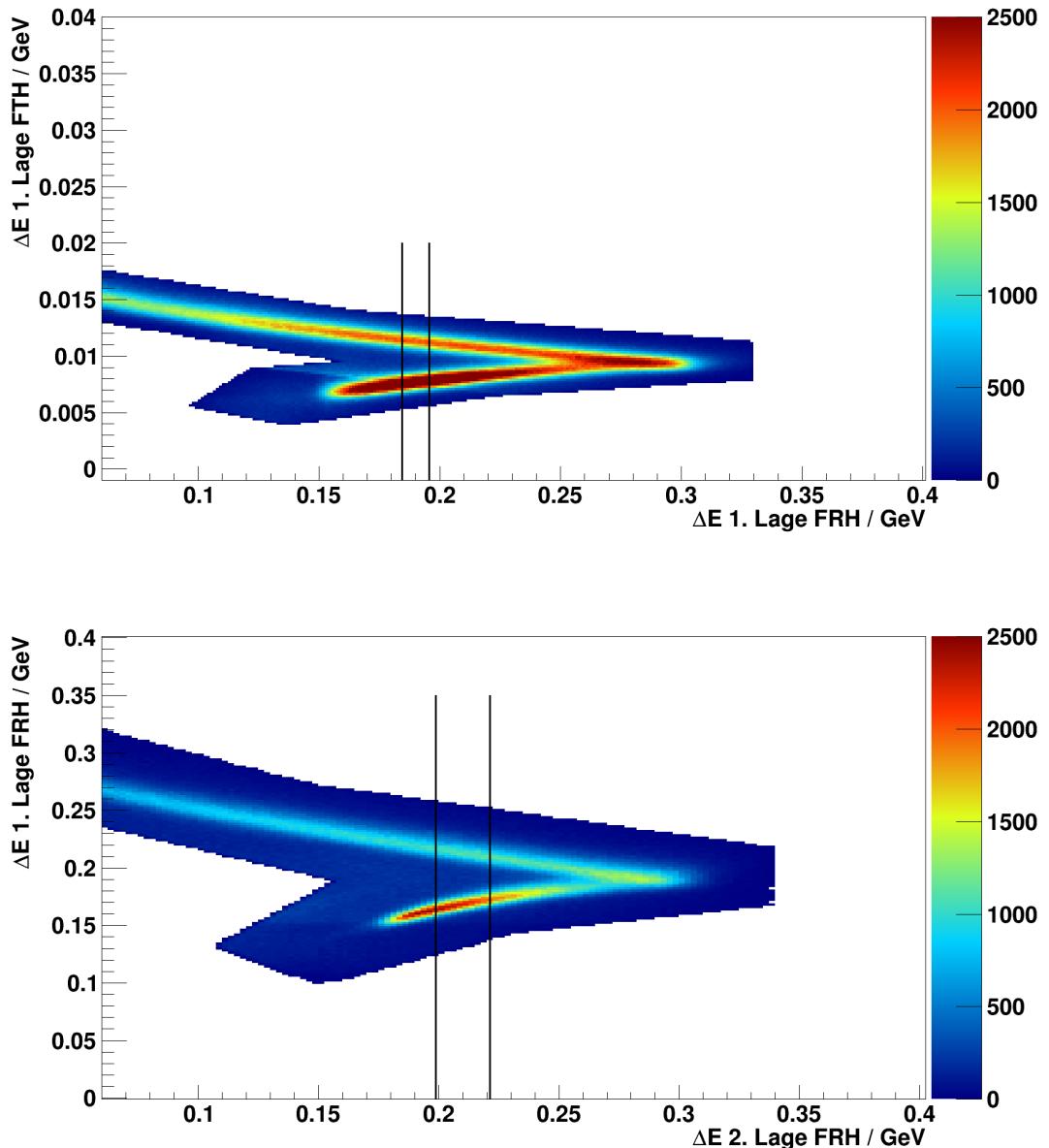


Abbildung 4.4: Oben: Energieverlust in der ersten Lage des FTH (Ordinate) gegen den Energieverlust in der ersten Lage des FRH (Abszisse), unten: Energieverlust in der ersten Lage des FRH (Ordinate) gegen den Energieverlust in der zweiten Lage des FRH (Abszisse). Es werden die im späteren Verlauf erläuterten Energieverlustcuts angewendet. Die schwarzen Balken repräsentieren den Bereich, in dem eine Projektion auf die Ordinate durchgeführt wird, um die Energieauflösung zu bestimmen.

Die Projektionen ergeben zwei peakförmige Strukturen (siehe Abbildung 4.5). Gezeigt werden Projektionen für Daten bei Strahlenergien von $T = 1850 \text{ MeV}$ (blau), $T = 1800 \text{ MeV}$ (rot) und Simulationen der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ bei einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$. Im Fall der Energieverluste in der ersten Lage des FTH besteht der Peak bei

etwa 7,5 MeV aus den Heliumkernen, die die erste Lage des FRH durchqueren, der Peak bei etwa 11,5 MeV den Kernen, die in der ersten Lage des FRH gestoppt werden. Die projizierten Energieverluste in der ersten Lage des FRH liefern Peaks bei etwa 0,17 GeV und bei etwa 0,215 GeV. Diese resultieren aus Heliumkernen, die die zweite Lage des FRH durchqueren bzw. die dort gestoppt werden.

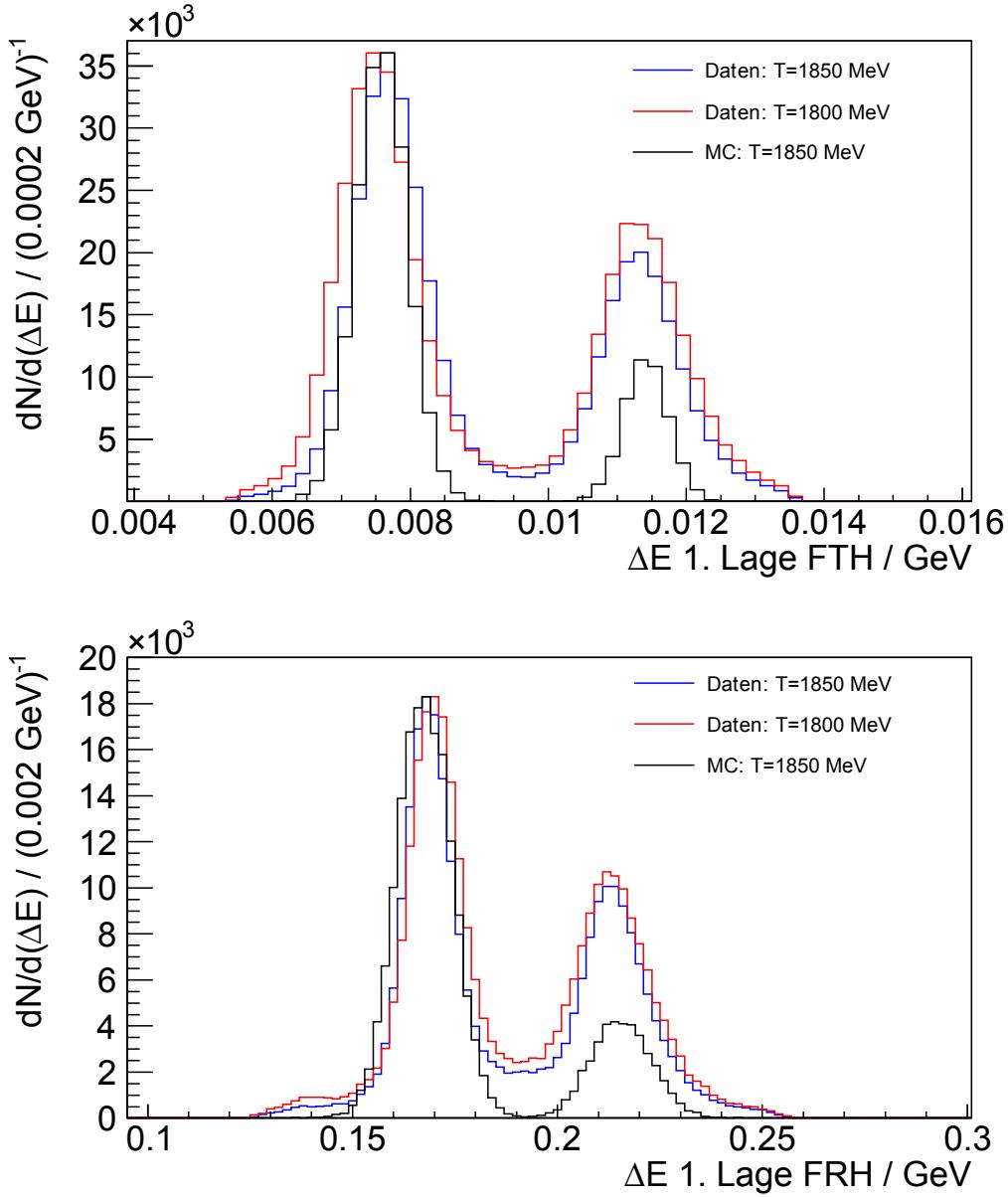


Abbildung 4.5: Energieverlust in der ersten Lage des FTH (oben) bzw. in der ersten Lage des FRH (unten) für den in Abb. 4.4 gezeigten Bereich von ΔE in der ersten Lage des FRH für die Strahlenergien $T = 1850 \text{ MeV}$ (blau) und $T = 1800 \text{ MeV}$ (rot), sowie Simulationen der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ bei einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$. Die Verteilungen der Simulation (schwarz) und der Daten bei der Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ (rot) wurden auf die Daten bei $T = 1850 \text{ MeV}$ (rot) normiert.

Um die Kalibrierung der Daten untereinander und darüberhinaus mit der in Simulationen eingestellten Verschmierung vergleichen zu können, wurden die dargestellten Peaks mit

Gaußfunktionen angefittet. Dabei gibt die in den Simulationen eingestellte Verschmierung einen Erfahrungswert an, der im Allgemeinen als Auflösung des WASA-Vorwärtsdetektorsystems angenommen wird. Die aus dem Fit bestimmte Standardabweichung σ der Gaußfunktion liefert ein quantitatives Maß für die Auflösung, mit dem ein Vergleich ermöglicht wird. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Ungenauigkeit $\Delta\sigma$ ist statistischer Natur und entspricht der vom Fitalgorithmus bestimmten Unsicherheit.

| | Simulation $T = 1850 \text{ MeV}$ | Daten $T = 1850 \text{ MeV}$ | Daten $T = 1800 \text{ MeV}$ |
|-------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $\sigma_{\text{Stop}}^{\text{FTH}}$ | $(0,373 \pm 0,004) \text{ MeV}$ | $(0,517 \pm 0,001) \text{ MeV}$ | $(0,586 \pm 0,002) \text{ MeV}$ |
| $\sigma_{\text{Pass}}^{\text{FTH}}$ | $(0,322 \pm 0,004) \text{ MeV}$ | $(0,578 \pm 0,002) \text{ MeV}$ | $(0,638 \pm 0,003) \text{ MeV}$ |
| $\sigma_{\text{Stop}}^{\text{FRH}}$ | $(6,63 \pm 0,06) \text{ MeV}$ | $(5,95 \pm 0,02) \text{ MeV}$ | $(6,48 \pm 0,03) \text{ MeV}$ |
| $\sigma_{\text{Pass}}^{\text{FRH}}$ | $(7,4 \pm 0,1) \text{ MeV}$ | $(7,66 \pm 0,04) \text{ MeV}$ | $(9,32 \pm 0,07) \text{ MeV}$ |

Tabelle 4.1: Standardabweichungen σ der Gaußfits an den Peaks in Abb. 4.5. Die oberen Indizes geben an, ob die Verschmierung die erste Lage des FTH oder des FRH betrifft. Die unteren Indizes geben an, ob der Heliumkern in der ersten Lage des FRH (bei σ^{FTH}) bzw. in der zweiten Lage des FRH (bei σ^{FRH}) gestoppt wurde, oder diese Lage passiert hat.

Es ist zu erkennen, dass die Auflösung nach der durchgeführten Kalibrierung der Daten bei den Strahlenergien $T = 1850 \text{ MeV}$ und $T = 1800 \text{ MeV}$ für die erste Lage des FTH ähnlich sind. Die Verschmierung der Simulationen wird als zu gering angenommen. Von weitaus zentralerer Bedeutung ist jedoch die Auflösung im Forward Range Hodoscope, da aus der dort deponierten Energie unter Annahme eines gestoppten Heliumkerns die kinetische Energie bestimmt wird. Die erreichten Auflösungen befinden sich im Fall des FRH in dem Bereich, der als Verschmierung bei Simulationen angenommen wird. Die Qualität der durchgeführten Kalibrierung bzw. die erzielte Auflösung liegt also in dem zu erwartenden Bereich.

Die erfolgreich durchgeführte Kalibrierung ermöglicht nach sorgfältiger Analyse, unter Ausschluß eventueller Artefakte, eine Identifikation seltener Produktionsreaktion wie z. B. $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$.

5 FRI-Implementierung

The greater the obstacle, the more glory in overcoming it. - Molière

Das Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI) soll vorrangig dazu dienen, Neutronen, die den Vorwärtsdetektor durchqueren, nachzuweisen und eine Information über deren Streuwinkel zu erlangen. Aus diesem Grund besteht das FRI aus zwei Szintillatorlagen, die um 90° gegeneinander verkippt sind. So entsteht eine Pixelstruktur, die eine Positionsbestimmung erlaubt, insofern beide Detektorlagen einen Hit registrieren. Im Rahmen der Suche nach der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ hat sich herausgestellt, dass die mit dem FRI gesammelten Daten auch bei anderen Teilchen als Neutronen von Bedeutung sind. So stoppen bei den betrachteten Strahlenergien von $T = 1800\text{ MeV}$ bzw. $T = 1850\text{ MeV}$ bei einer signifikanten Anzahl von Ereignissen die ${}^3\text{He}$ -Kerne in der ersten oder zweiten Lage des FRI.

Für die Berechnung der Missing Mass muss aus der Messung der deponierten Energien die kinetische Energie der ${}^3\text{He}$ -Kerne bestimmt werden. Wie in Tabelle 3.1 bereits dargestellt wurde, ist die Energieauflösung der in einer Lage des Detektors deponierten Energie etwa um einen Faktor zwei größer, wenn es sich um ein in dieser Lage gestopptes Teilchen handelt. Aus diesem Grund wird für die kinetische Energie eine Gleichung verwendet, die aus dem Streuwinkel und der deponierten Energie in der letzten getroffenen Lage die kinetische Energie berechnet. Abbildung 5.1 zeigt den Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie und der deponierten Energie in der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes. Die gezeigten Daten entstammen einer Monte Carlo Simulation von 250 000 Reaktionen der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$ bei einer Strahlenergie von $T = 1850\text{ MeV}$. Die dargestellte kinetische Energie $E_{\text{kin}}^{\text{True}}$ entspricht dabei dem Wert, der von Pluto erzeugt wurde. Die ${}^3\text{He}$ -Kerne, die sich im oberen Ast der Darstellung befinden, haben die erste Lage des FRH durchquert, während es sich bei den Ereignissen im unteren Ast um gestoppte Heliumkerne handelt. Dabei wird anhand der Breite der betrachteten Verteilung deutlich, dass die Auflösung bei der Rekonstruktion der kinetischen Energie genau dann maximal ist, wenn die ${}^3\text{He}$ -Kerne in der betrachteten Lage gestoppt wurden. Ist nun eine der beiden Lagen des FRI die letzte getroffene Lage, kommt es bei der Analyse mit dem RootSorter zu einer fehlerhaften Rekonstruktion der kinetischen Energie, da die Daten aus dem FRI mit dem standardmäßig verwendeten RootSorter nicht in der Analyse verwendet werden können. Stoppt ein ${}^3\text{He}$ -Kern im FRI, so wird bei der Analyse registriert, dass die zweite Lage des FRH, die Detektorlage direkt vor dem FRI, getroffen wurde, während die dritte Lage des FRH keinen Treffer registriert. Da keine Informationen aus dem FRI verarbeitet werden, interpretiert der RootSorter ein solches Ereignis als einen ${}^3\text{He}$ -Kern, der in der zweiten Lage des FRH gestoppt wurde. Zur Rekonstruktion der kinetischen Energie wird die deponierte Energie in der zweiten Lage verwendet unter der Annahme, dass der Heliumkern in dieser Lage gestoppt wurde. Aus diesem Grund wird eine zu kleine kinetische Energie bestimmt. Dies wird bei Betrachtung von Abbildung 5.1 deutlich: Wird ein Teilchen als gestoppt angenommen, wird anhand der deponierten Energie der zugehörige kinetische Energiewert des unteren Astes ausgegeben. Ein Teilchen, das genau denselben Energieverlust verursacht, den Detektor aber durchquert ohne zu stoppen, würde sich im oberen Ast befinden, hätte also bei derselben deponierten Energie eine größere kinetische Energie. Da dieser Effekt für alle im FRI gestoppten Teilchen auftritt, führt dies zu einer Überhöhung im Spektrum der kinetischen Energie bei einem geringeren Wert und gleichzeitig zu einem Einbruch bei einem

höheren Wert. Dies ist in Abbildung 5.2 dargestellt, in der die in Pluto erstellte Verteilung der kinetischen Energie (rot) mit der Verteilung der rekonstruierten kinetischen Energie (schwarz) verglichen wird.

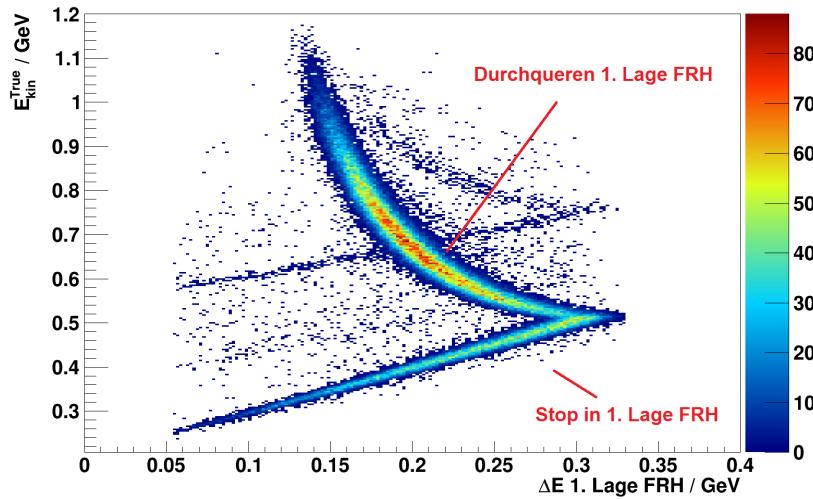


Abbildung 5.1: Simulierter Energieverlust von ${}^3\text{He}$ -Kernen in der ersten Lage des FRH aufgetragen gegen die simulierte kinetische Energie dieser Kerne. Der obere Ast der Kurve enthält die Heliumkerne, die die erste Lage des FRH durchqueren, der untere Ast die Kerne, die in der ersten Lage stoppen. Dabei ist klar zu sehen, dass die Energieauflösung im Fall gestoppter Kerne deutlich besser ist. Simuliert wurde hier die Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$. Bei dem schwach zu erkennenden zweiten Energienband handelt es sich um ein Artefakt der Simulationen.

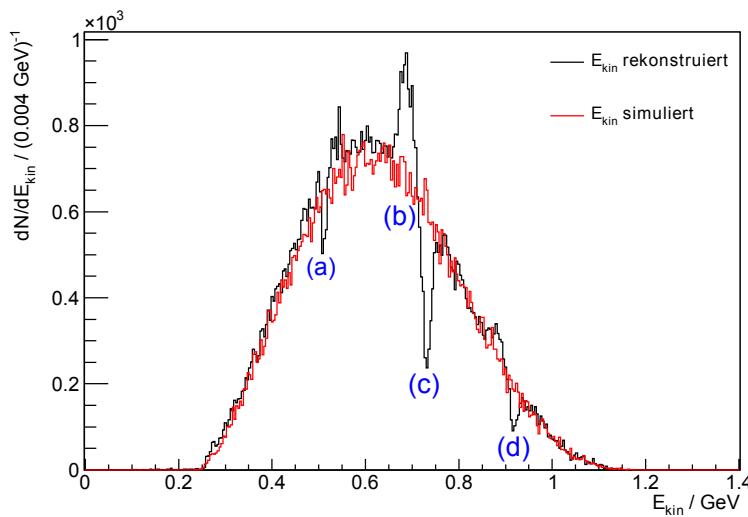


Abbildung 5.2: Häufigkeitsverteilung der simulierten (rot) und rekonstruierten (schwarz) kinetischen Energien von ${}^3\text{He}$ -Kernen aus $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$ Reaktionen. In der Verteilung der rekonstruierten kinetischen Energien sind Einbrüche bei (a), (c) und (d) zu erkennen. Des Weiteren ist die Verteilung bei (b) deutlich überhöht.

Es ist auffällig, dass es bei kinetischen Energien von etwa 0,51 GeV, 0,73 GeV und 0,91 GeV zu signifikanten Einbrüchen der Verteilung der kinetischen Energien kommt (Punkte (a), (c) und (d) in Abb. 5.2). Bei optimaler Rekonstruktion wäre eine Phasenraumverteilung zu erwarten, die weder Einbrüche noch Überhöhungen aufweist (dargestellt in rot). Eine solch optimale Rekonstruktion würde jedoch einen lückenlosen Detektor voraussetzen. In der Realität existiert sogenanntes totes Material zwischen den verschiedenen Lagen des Forward Range Hodoscopes. Dazu gehört z. B. die Folie, die das Szintillatormaterial vor Umgebungslicht schützt. Teilchen die dort stoppen, werden vom Detektor mit einer zu geringen kinetischen Energie rekonstruiert. Dies erklärt die Einbrüche bei 0,51 GeV und 0,91 GeV – sie repräsentieren die Detektorlücken zwischen der ersten und zweiten Lage bzw. der dritten und vierten Lage des Detektors. Bei 0,73 GeV fällt der Einbruch deutlich größer aus, gleichzeitig ist eine Überhöhung der Verteilung bei etwa 0,67 GeV zu erkennen (Punkt (b) in Abb. 5.2). Da zwischen der zweiten und der dritten Lage des FRH das FRI positioniert ist, tritt hier der zuvor erklärte Effekt auf. Bei der Betrachtung eines Vergleichs der rekonstruierten kinetischen Energie mit der in Simulationen erstellten kinetischen Energie (siehe Abb. 5.3), kann festgestellt werden, dass eine signifikante Menge an Ereignissen offenbar nicht auf der durch die Detektorauflösung verschmierten Ursprungsgerade liegen, sondern davon abweichen. Dies sind eben die Ereignisse, bei denen der simulierte ${}^3\text{He}$ -Kern im FRI gestoppt wurde, sodass die kinetische Energie zu gering rekonstruiert wird.

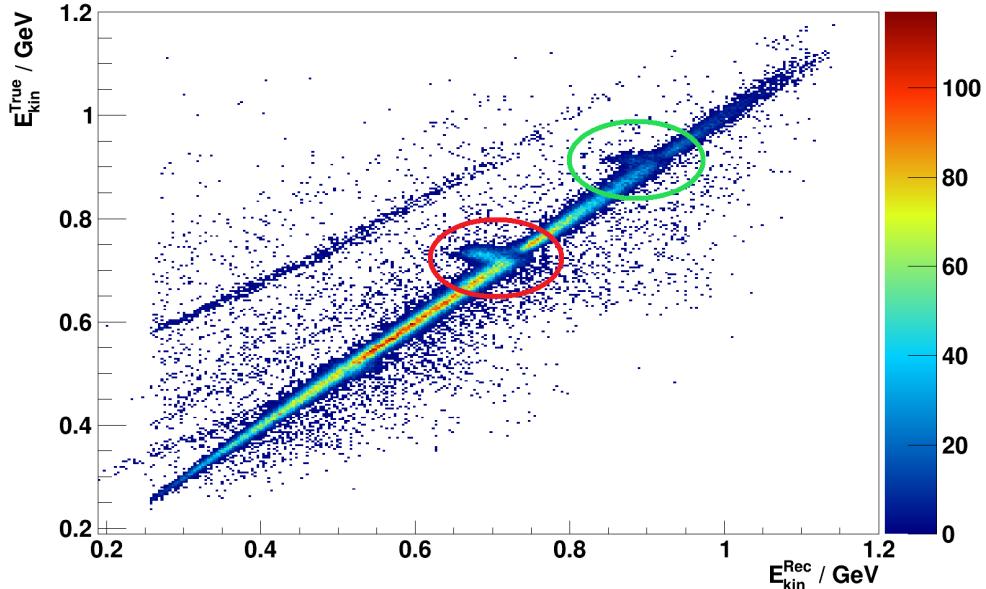


Abbildung 5.3: Vergleich der in den Simulationen erstellten kinetischen Energien auf der Ordinate mit den in der Analyse rekonstruierten kinetischen Energien auf der Abszisse. Bei einem rekonstruierten Wert der kinetischen Energie von etwa 0,7 GeV (rote Markierung) ist eine deutliche Abweichung von der erwarteten Ursprungsgerade zu erkennen, die durch zu geringe Werte der rekonstruierten kinetischen Energien aufgrund eines im FRI gestoppten ${}^3\text{He}$ -Kerns zu erklären ist. Bei etwa 0,91 GeV (grüne Markierung) ist eine weitere Abweichung zu erkennen, die durch totes Material zwischen der dritten und vierten Lage des Forward Range Hodoscopes verursacht wird.

Im Rahmen einer Missing Mass Analyse, in die diese kinetischen Energien einfließen, kann es dazu kommen, dass auch Untergrundreaktionen, bei denen mehr als zwei Teilchen entstehen, also z. B. eine Reaktion der Form $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^+ + \dots$ Peakstrukturen im Missing Mass

Spektrum aufweisen. Ein solches Missing Mass Spektrum ist in Abbildung 5.4 zu erkennen. Grundlage ist auch hier eine Simulation von Ereignissen bei denen vier Pionen entstehen. Gezeigt werden die berechneten Missing Mass Werte für Heliumkerne, die als gestoppt in der zweiten Lage des FRH angenommen werden. Dabei wurde außerdem eine Einschränkung auf den Wert von $\cos \vartheta_{^3\text{He}}^{cm}$ verwendet. Es wurde der Winkelbereich $0,2 < \cos \vartheta_{^3\text{He}}^{cm} < 0,3$ gewählt, der auch bei der Suche nach der Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta'$ untersucht wurde.

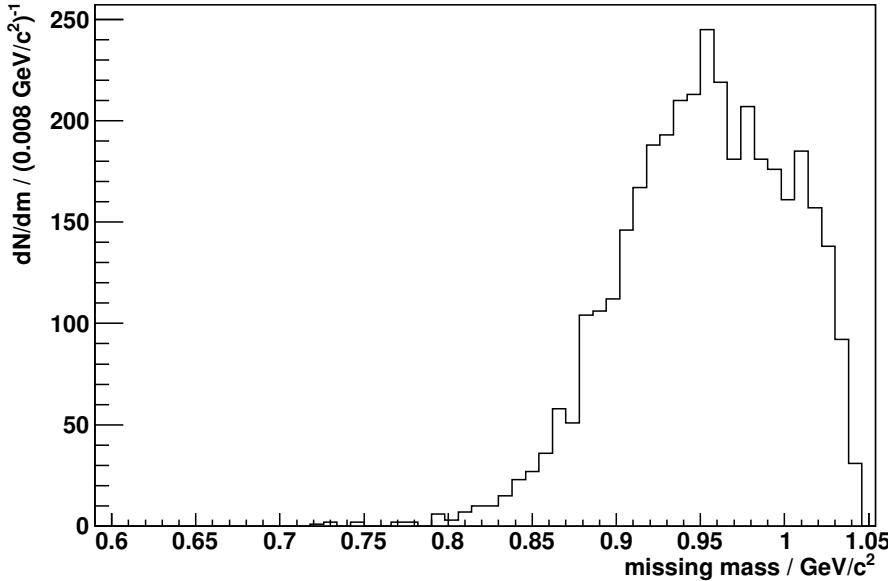


Abbildung 5.4: Missing Mass Spektrum für eine Simulation der Form $p + d \rightarrow ^3\text{He} + 4\pi$.

Dabei wurden lediglich solche ^3He -Kerne betrachtet, die als gestoppt in der zweiten Lage des FRH rekonstruiert wurden und deren Streuwinkel die Ungleichung $0,2 < \cos \vartheta_{^3\text{He}}^{cm} < 0,3$ erfüllt. Dieser Winkelbereich wird auch bei der Suche nach η' -Mesonen analysiert.

Die Missing Mass Analyse zeigt einen Peak bei einem Missing Mass Wert von etwa $0,95 \text{ GeV}/c^2$, also ungefähr der Masse des η' -Mesons. Es muss hier einschränkend erwähnt werden, dass der Inhalt des Peaks verglichen mit der Anzahl an erzeugten Ereignissen im Bereich von 1 % liegt. Wird jedoch beachtet, dass der Wirkungsquerschnitt der η' -Produktion ebenfalls deutlich geringer erwartet wird als der Wirkungsquerschnitt für Mehrpionen-Produktion, die den Untergrund bildet, so wird klar, dass ein solcher Effekt die Suche nach einer seltenen Reaktion wie $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta'$ erschwert. Es muss sichergestellt werden, dass bei der Analyse der Daten ein mit der Masse des η' kompatibler Peak im Missing Mass Spektrum kein Artefakt aus der Rekonstruktion der kinetischen Energien ist. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, mit dem unterschieden werden kann, ob ein ^3He -Kern in der zweiten Lage des FRH oder im FRI stoppt.

Das RootSorter genannte Programm Paket, das zur Analyse der Simulationen und Daten verwendet wird, liest zunächst die vom Experiment aufgenommenen Rohdaten, also die digitalisierten Spannungswerte ein und füllt sie in die sogenannten *Raw Hitbanks*. In den nächsten Schritten wird die Kalibrierungsfunktion angewendet und in nebeneinanderliegenden Elementen der Detektoren nach zeitlich koinzidenten Treffern gesucht, die zu *Clustern* zusammengefasst werden. Anschließend wird in aufeinanderfolgenden Detektoren nach zeitlich koinzidenten Clustern gesucht, aus denen die Teilchenspuren (*Tracks*) rekonstruiert werden. Für diese Tracks wird für jeden Detektor eine Ortsinformation in Form der Streuwinkel ϑ und φ , die deponierte Energie der Cluster und eine Zeitinformation gespeichert. Dies gilt für

sämtliche Detektoren des betrachteten Vorwärtsdetektorsystems bis auf das Forward Range Interleaving Hodoscope, das bisher nicht im RootSorter implementiert wurde. Im Fall des FRI werden lediglich die Rohdaten in eine Raw Hitbank gefüllt. Um während der Analyse auf diese Daten zugreifen zu können, wurden die Rohdaten ohne Veränderung in eine Hitbank für kalibrierte Daten überführt und können dann im Rahmen der Analyse ausgelesen werden. Abbildung 5.5 zeigt ein Rohdatenspektrum der digitalisierten Spannungswerte (*ADC*).

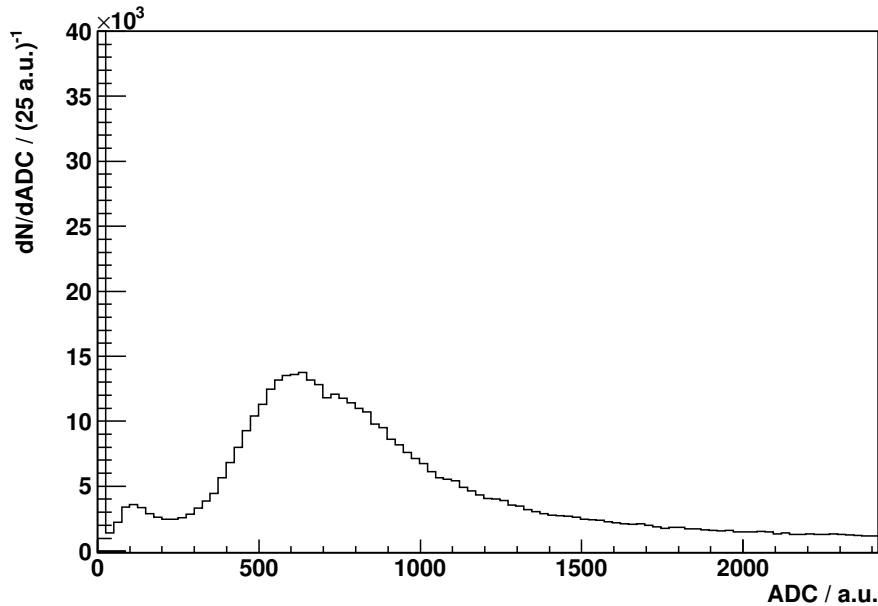


Abbildung 5.5: Spektrum der Rohdaten aus dem Forward Range Interleaving Hodoscope. Bei den hier dargestellten Werten handelt es sich um Rohdaten der Strahlzeit aus dem Jahr 2009 mit einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$.

Diese Implementierung ermöglicht eine Kalibrierung des FRI ähnlich zum FTH und FRH. Im Rahmen der Analyse sollen jedoch lediglich die im FRI gestoppten Teilchen als solche erkannt werden, sodass es möglich ist, diese Ereignisse mit einem Veto aus der Analyse auszuschließen, oder wenn möglich die rekonstruierte kinetische Energie zu korrigieren. Bei Betrachtung der simulierten Energieverluste im FRI, aufgetragen gegen die kinetische Energie der Heliumkerne (siehe Abbildung 5.6), wird klar, dass eine Kalibrierung zu diesem Zweck nicht notwendig ist. So ist die kinetische Energie in Abhängigkeit der im FRI deponierten Energie für den Fall gestoppter ${}^3\text{He}$ -Kerne nahezu konstant. Es genügt also festzustellen, ob ein ${}^3\text{He}$ -Kern im FRI gestoppt ist, um die kinetische Energie dieses Kerns mit Hilfe einer Konstanten zu korrigieren.

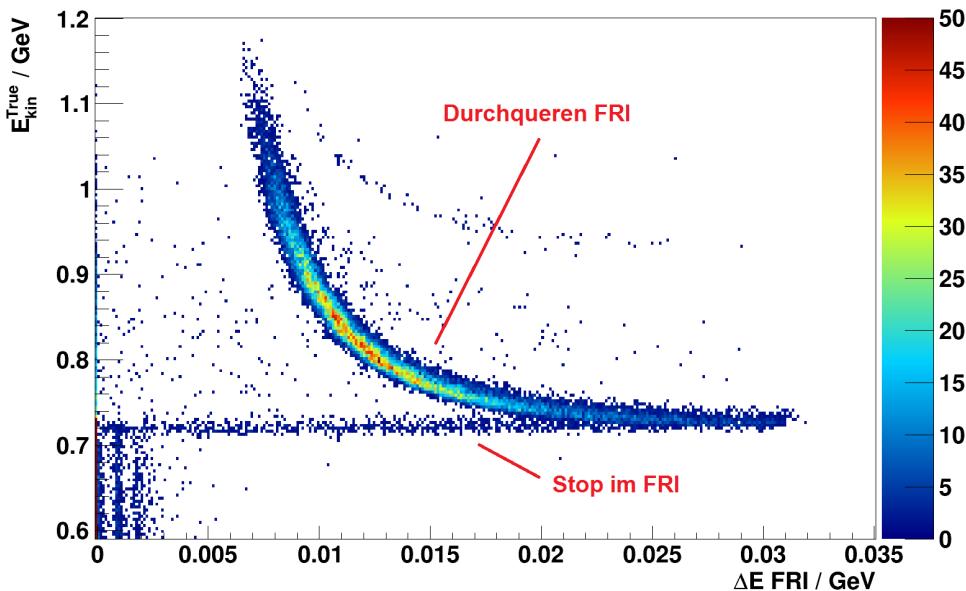


Abbildung 5.6: Zusammenhang zwischen der in Simulationen erzeugten kinetischen Energie und dem Energieverlust der ${}^3\text{He}$ -Kerne im Forward Range Interleaving Hodoscope.

Um zu überprüfen, ob ein ${}^3\text{He}$ -Kern in der zweiten Lage des FRH oder im FRI gestoppt wurde, müssen zunächst die Elemente des FRI bestimmt werden, die nach einem Treffer durchsucht werden müssen. Dazu können die bereits rekonstruierten Winkel ϑ und φ des ${}^3\text{He}$ -Tracks verwendet werden. Aus diesen Winkeln und der bekannten Entfernung z_{FRI} zwischen Interaktionspunkt und FRI lässt sich gemäß

$$\begin{aligned} x_{\text{Hit,FRI}} &= z_{\text{FRI},i} \cdot \tan \vartheta \cdot \cos \varphi \\ y_{\text{Hit,FRI}} &= z_{\text{FRI},i} \cdot \tan \vartheta \cdot \sin \varphi \end{aligned} \quad (5.1)$$

die erwartete Hitposition des ${}^3\text{He}$ -Tracks in der i -ten Lage des FRI bestimmen (siehe Abbildung 5.7).

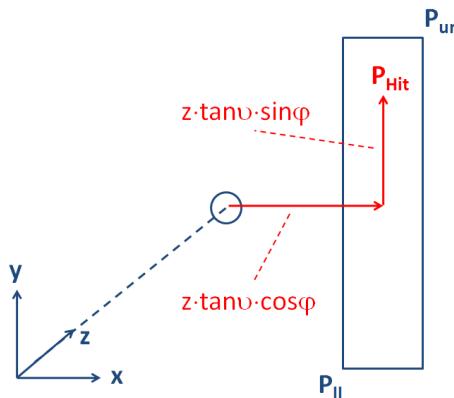


Abbildung 5.7: Berechnung der Trefferposition eines unter den Winkeln ϑ und φ gestreuten ${}^3\text{He}$ -Kerns im FRI. Die gestrichelte Linie entspricht der Richtung des Strahls bzw. des Strahlrohres.

Die erste Lage des FRI befindet sich $z_1 = 196,33$ cm, die zweite Lage $z_2 = 196,93$ cm hinter dem Interaktionspunkt. Der so berechnete Wert der vorhergesagten Hitposition muss nun mit den im FRI gefundenen Hits abgeglichen werden. Wird ein Element des FRI getroffen, so werden die Koordinaten der oberen rechten und der unteren linken Ecke dieses Elementes gespeichert. Da die Elemente die Form eines Rechtecks besitzen, lässt sich anhand dieser beiden Punkte die komplette Fläche des Elementes aufspannen. Im Rahmen der Analyse bedeutet dies, dass die zuvor berechnete vorhergesagte Hitposition mit den Eckpositionen der Hits verglichen wird:

$$x_{ll} \leq x_{\text{Hit,FRI}} \leq x_{ur} \quad \text{bzw.} \quad y_{ll} \leq y_{\text{Hit,FRI}} \leq y_{ur} \quad . \quad (5.2)$$

Die Indizes *ll* und *ur* stehen dabei für lower left bzw. upper right, also die Koordinaten der unteren linken bzw. oberen rechten Ecke eines Detektorelementes. Liegt der berechnete Wert $x_{\text{Hit,FRI}}$ zwischen dem linken und rechten Ende eines Elementes und $y_{\text{Hit,FRI}}$ gleichzeitig zwischen dem unteren und dem oberen Ende, so wurde dieses Element getroffen. Eine Schleife vergleicht für jedes Ereignis die Eckpunkte für alle getroffenen Elemente mit den vorhergesagten Trefferpositionen und registriert einen dem Track zugehörigen FRI Hit, wenn Ungleichung 5.2 erfüllt ist. Diese Ungleichung wird sowohl für Hits in der ersten Lage des FRI als auch für Hits in der zweiten Lage des FRI geprüft. Dann wird die Information, ob diese Bedingung erfüllt wurde oder nicht, mit Hilfe je einer booleschen Variablen pro Lage des FRI gespeichert. Ist die Bedingung nicht erfüllt, wird auch in den beiden benachbarten Elementen nach Hits gesucht. Dazu wird der Abstand zwischen der vorhergesagten Hitposition und der linken sowie rechten Kante der tatsächlich getroffenen Elemente berechnet. Liegt der Kleinere dieser beiden Abstände unterhalb der geometrischen Breite eines Elementes, so wurde das Nachbarelement getroffen. Da es bei Wechselwirkungen mit vorherigen Detektorlagen zu Streuungen kommen kann, werden auch die Treffer in den Nachbarelementen als korrekte Treffer akzeptiert. Die genaue Bedingung lautet für die erste Lage des FRI

$$\text{Min}(|x_{\text{Hit,FRI}} - x_{ll}|, |x_{\text{Hit,FRI}} - x_{ur}|) < b \quad , \quad (5.3)$$

und entsprechend für die um 90° gedrehte zweite Lage:

$$\text{Min}(|y_{\text{Hit,FRI}} - y_{ll}|, |y_{\text{Hit,FRI}} - y_{ur}|) < b \quad . \quad (5.4)$$

Die Breite b eines Detektorelements beträgt dabei 6 cm.

In der anschließenden Analyse wird für alle Tracks untersucht, ob eine der oben genannten Bedingungen erfüllt wurde. Ist dies nicht der Fall, ist sichergestellt, dass ein Teilchen, das in der zweiten Lage des FRH Energie deponiert hat, auch dort gestoppt wurde. Die Rekonstruktion der kinetischen Energien für die in der zweiten Lage gestoppten Teilchen führt dann nicht mehr zu einer Überhöhung bestimmter Werte der kinetischen Energie, daher sollte es ebenfalls nicht mehr zu künstlich erzeugten Peaks im Missing Mass Spektrum kommen. Abbildung 5.8 zeigt in schwarz noch einmal das in Abbildung 5.4 bereits beschriebene Missing Mass Spektrum der simulierten Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$ und als Vergleich dazu in roter Färbung das selbe Spektrum mit der zusätzlichen Bedingung, dass es keinen passenden Hit im FRI gegeben hat.

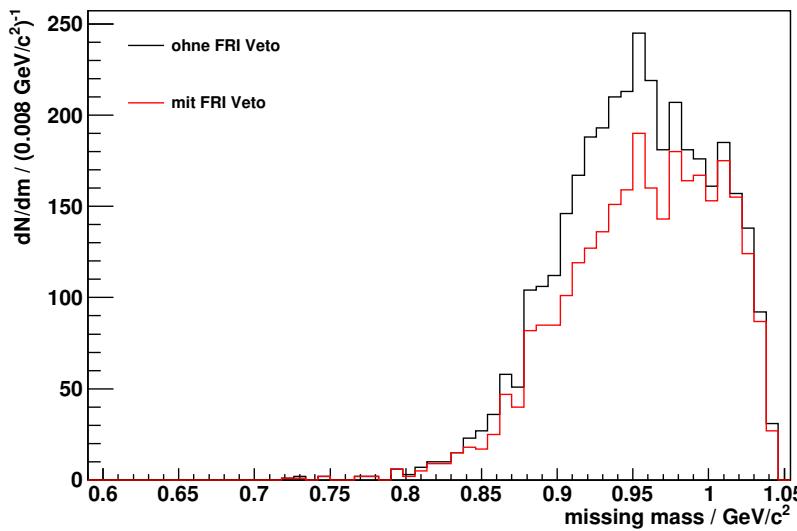


Abbildung 5.8: Missing Mass Spektrum für eine Simulation der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$. Das schwarz dargestellte Histogramm zeigt dabei alle ${}^3\text{He}$ -Kerne, die im Schwerpunktswinkelbereich $0,2 < \cos \vartheta_{{}^3\text{He}}^{cm} < 0,3$ als gestoppt in der zweiten Lage angenommen wurden, bevor das FRI implementiert wurde. Im rot dargestellten Histogramm fehlen alle Ereignisse, bei denen zuvor ein Stop in der zweiten Lage angenommen wurde, die aber einen passenden Hit im FRI erzeugt haben.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der zuvor vorhandene Peak verschwindet, wenn gefordert wird, dass es sich tatsächlich um ein in Lage Zwei gestopptes Teilchen handelt. Die einzelne Betrachtung der Missing Mass Spektren für ${}^3\text{He}$ -Kerne, die in den verschiedenen Lagen des FRH stoppen, führt durch ein Veto auf im FRI gestoppte Kerne zur Beseitigung der zuvor erläuterten Artefakte.

Soll dagegen eine Missing Mass Analyse für alle ${}^3\text{He}$ -Kerne angefertigt werden, so kann durch ein Veto auf im FRI gestoppte Kerne zwar die Überhöhung bei bestimmten Werten der kinetischen Energie verhindert werden, es wird jedoch noch immer ein Einbruch bei den Werten, die der kinetischen Energie der im FRI gestoppten Kerne entspricht, beobachtet. Um auch diesem Effekt entgegenwirken zu können, muss die rekonstruierte kinetische Energie im Falle eines Stops im FRI korrigiert werden. Wie in Abbildung 5.6 bereits gezeigt, besitzen die im FRI gestoppten Heliumkerne eine im Rahmen der Unschärfe konstante kinetische Energie, sodass es ausreicht, die kinetische Energie der im FRI gestoppten Kerne mit Hilfe eines konstanten Offsets zu korrigieren. Dieser Offset wurde anhand der Simulationen zu 0,06 GeV ermittelt. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen das Verhalten der korrigierten kinetischen Energie. Dabei ist in Abbildung 5.9 ein Vergleich der Verteilungen der kinetischen Energien mit und ohne Korrektur auf im FRI gestoppte Heliumkerne zu sehen. Es wird deutlich, dass die Überhöhung bei einer kinetischen Energie von 0,67 GeV verschwindet und gleichzeitig der Einbruch der Verteilung bei kinetischen Energien von 0,73 GeV verringert wird. Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich der in den Simulationen erzeugten kinetischen Energien mit den in der Analyse rekonstruierten Energien. Dabei ist zu erkennen, dass die Verteilung, anders als noch in Abbildung 5.3, im kritischen Bereich um etwa 0,7 GeV deutlich besser der erwarteten Ursprungsgeraden entspricht.

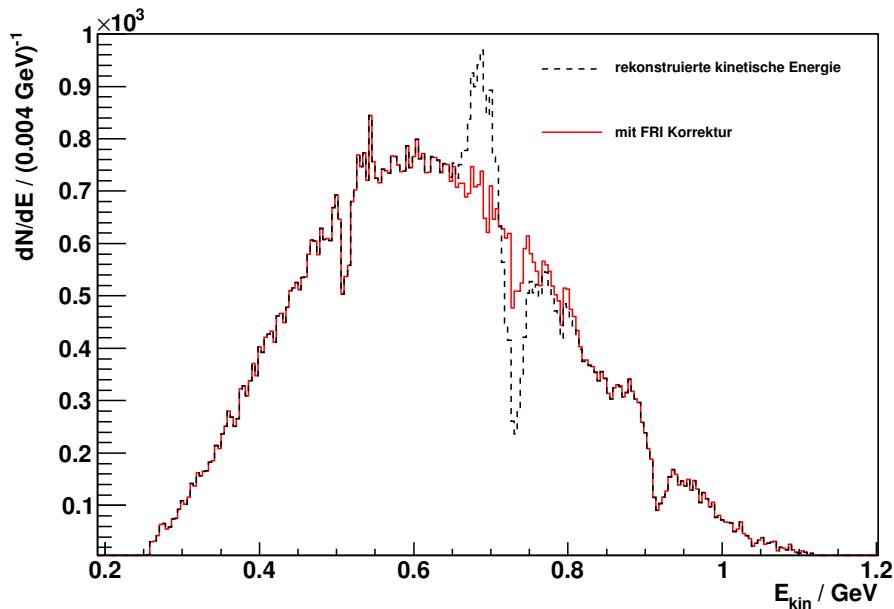


Abbildung 5.9: Vergleich der Verteilungen der kinetischen Energien für eine $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$ -Simulation ohne (schwarz) und mit (rot) Korrektur auf im FRI gestoppte Kerne.

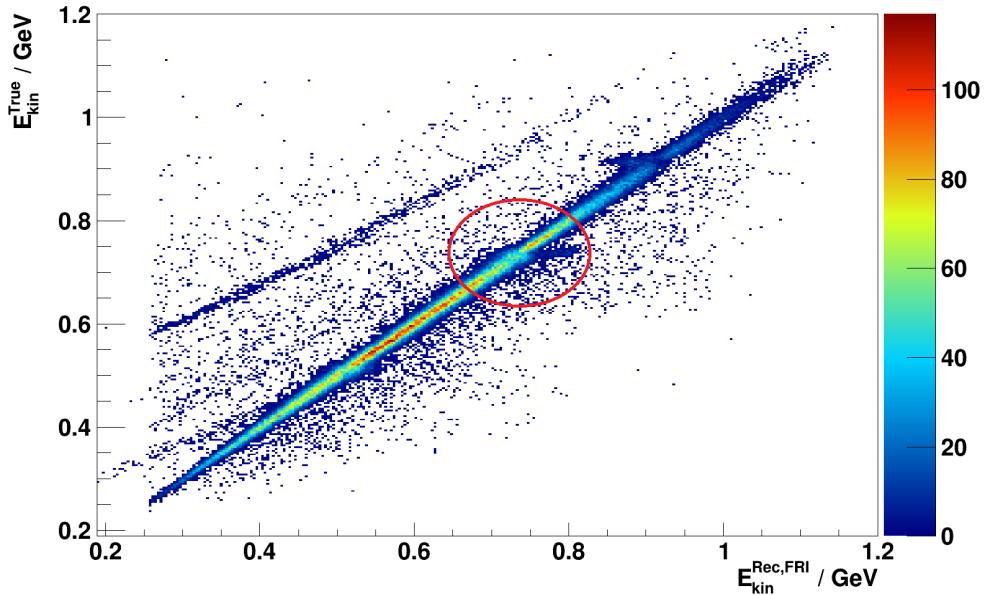


Abbildung 5.10: Zusammenhang der rekonstruierten kinetischen Energie und der in den $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi$ -Simulationen erzeugten kinetischen Energie unter Berücksichtigung einer Korrektur auf im FRI gestoppte ${}^3\text{He}$ -Kerne. Die rote Markierung zeigt den kritischen Bereich, innerhalb dessen die Korrektur angewandt wurde.

Die Simulation zeigt, dass die Korrektur für untergrundfreie Daten funktioniert. Bei der Anwendung im Rahmen der Analyse echter Daten ist jedoch ein weiterer Effekt zu beachten, der in Abbildung 5.11 illustriert wird.

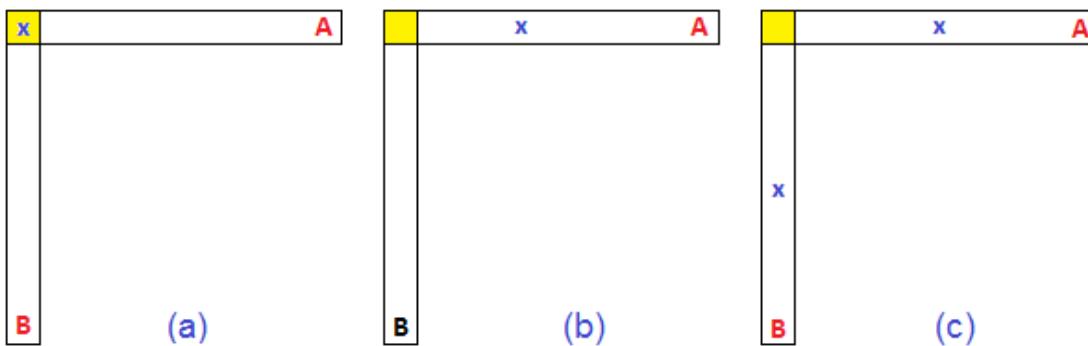


Abbildung 5.11: Schematische Skizze zweier Elemente A und B des FRI. Die gelb markierte Überlappfläche soll darstellen, wo anhand der Daten aus den vorherigen Detektorlagen der Hit eines ${}^3\text{He}$ -Kerns erwartet wird. Die blauen Kreuze markieren den Punkt eines Treffers.

- (a) Die vorhergesagte Stelle wird getroffen, sowohl in Element A als auch in Element B wird ein Hit registriert.
- (b) Element A wird getroffen, in Element B kommt es nicht zu einem Treffer. Ist kein Überlapp vorhanden (also im Fall eines in der vorderen Lage gestoppten Teilchens) reduziert sich die Ortsauflösung drastisch, ein solcher Hit wird als ein Stop im vorhergesagten Element der ersten Lage des FRI verzeichnet.
- (c) Die rechte Abbildung zeigt einen ähnlichen Fall für zwei Hits im FRI. Die beiden Hits in den Elementen A und B finden unabhängig voneinander statt. Sie erzeugen in den beiden passenden Elementen ein Signal. Das Ergebnis ist dasselbe Signal wie im Fall (a), da genau dieselben Elementen einen Hit registrieren.

Im Gegensatz zu Simulationen, bei denen jedes Ereignis zeitlich getrennt nacheinander auftritt und analysiert werden kann, kann es bei der Aufnahme echter Daten während einer Strahlzeit zu verschiedenen Störfaktoren und Sekundärreaktionen kommen. So ist es z. B. möglich, dass zu einem Messzeitpunkt zwei Reaktionen stattfinden, oder dass neben dem gesuchten Heliumkern auch Elektronen entstehen. Diese Elektronen durchqueren dann ebenfalls den Detektor und erzeugen weitere Hits. Treffen nun solche Elektronen das FRI, so kann es fälschlicherweise dazu kommen, dass für einen ${}^3\text{He}$ -Kern ein Hit im FRI registriert wird. Dies liegt daran, dass das FRI seine räumliche Auflösung hauptsächlich aus dem verwendeten Schachbrett muster erhält. Die Betrachtung von Abbildung 5.11 soll drei verschiedene Fälle visualisieren. Im Fall (a) trifft ein ${}^3\text{He}$ -Kern (das blaue x) die vorhergesagte Trefferposition (gelb gefärbt), die Elemente A und B des FRI registrieren einen Hit und speichern ein Signal. Dies ist der Optimalfall, bei dem ein ${}^3\text{He}$ -Kern das gesuchte Signal verursacht. Der Fall (b) zeigt, dass ein ähnliches Signal auch dann erzeugt wird, wenn kein ${}^3\text{He}$ -Kern das FRI trifft. Es soll angenommen werden, dass der ${}^3\text{He}$ -Kern des betrachteten Ereignisses in der zweiten Lage des FRH gestoppt wurde. Neben dem gesuchten ${}^3\text{He}$ -Track gibt es in (b) allerdings eine weitere Teilchenspur im Vorwärtsdetektor, verursacht z. B. durch ein Elektron oder ein Pion. Dieses Teilchen soll nun in der vorderen Lage des FRI gestoppt werden und trifft dabei Element A. Dieses Element registriert also ein Ereignis und speichert ein Signal. Entlang der Längsachse des Elementes gibt es keine Ortsinformation. Bei einer Breite von etwa $1,80 \text{ m} \cdot 0,06 \text{ m}$ kann es somit dazu kommen, dass ein anderes Teilchen als der gesuchte ${}^3\text{He}$ -Kern ein Signal im FRI erzeugt, dass die Bedingungen 5.2 – 5.4 erfüllt. Der dritte Fall (c) zeigt ein weiteres Ereignis, bei dem neben dem ${}^3\text{He}$ -Kern zwei weitere Teil-

chen den Vorwärtsdetektor durchqueren. Diese beiden Teilchen erzeugen in den Elementen A und B ein Signal. Der Überlapp der beiden Signale erzeugt die gesuchte ${}^3\text{He}$ -Signatur. Nach Betrachtung dieser Beispielsituationen kann festgehalten werden, dass die geometrische Struktur des FRI die Anwendung einer Korrektur der kinetischen Energien erschwert. Das Forward Range Interleaving Hodoscope bezieht seine Ortsauflösung aus dem Schachbrettmuster, das bei Überlapp beider Detektorlagen entsteht. Kommt es allerdings zu Mehrspurereignissen, ist eine Zeitinformation nötig, um den zusätzlichen Spuren die korrekten Überlappsignale zu entnehmen. Anhand dieser Zeitinformation kann eine Ortsinformation entlang der etwa 1,80 m langen Seite eines FRI Elementes gewonnen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde darauf jedoch verzichtet. Um die vorliegenden Datensätze bezüglich der Reaktion $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ analysieren zu können, genügt es, das zuvor erläuterte Verfahren zur gezielten Selektion der im FRI gestoppten Heliumkerne durchzuführen und diese Ereignisse dann anhand eines Vetos auszusortieren. So können artefaktfreie Missing Mass Spektren den selektierten Heliumkerne für Stops in den unterschiedlichen Lagen des FRH erzeugt werden. Es ist dabei jedoch zu beachten, dass ein solches Veto Ereignisse einschließt, bei denen zufällige Treffer anderer Teilchen die gesuchte Signatur im FRI erzeugen. Es ist vorzuziehen, diese Ereignisse ebenfalls durch ein Veto auszuschließen, als sie anhand einer Korrekturfunktion unberechtigt zu korrigieren.

Der geringfügige Verlust von Statistik durch dieses Veto (eine Lage des FRI besteht aus 32 Elementen, die Wahrscheinlichkeit, dass ein zusätzlicher Vorwärtstrack das richtige Element trifft, beträgt also etwa 3 %) erscheint zweckmäßig, können durch dieses Veto doch die zuvor aufgezeigten Artefakte in den Missing Mass Spektren beseitigt werden.

6 Analyse

By prevailing over all obstacles and distractions, one may unfailingly arrive at his chosen goal or destination. - Christopher Columbus

Nach erfolgreicher Kalibrierung, Vorsortierung und Modifizierung der Software zur Einbindung des Forward Range Interleaving Hodoscopes erfolgt als nächster Schritt die parallele Analyse der während der Strahlzeiten 2008 und 2009 gesammelten Daten. Im Rahmen dieser Analyse werden zunächst Monte-Carlo Simulationen durchgeführt, um anhand der simulierten Energieverluste im Vorwärtsdetektor Energieverlustcuts zu finden, die es erlauben ^3He -Kerne zu selektieren. Anschließend wird die Missing Mass dieser ^3He -Kerne berechnet und, getrennt nach $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bereich und Stoplage des Detektors, in Histogramme gefüllt und untersucht. Die Ergebnisse dieser Analysen werden mit Hilfe der Monte-Carlo Simulationen auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert.

Die Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \omega$ soll als Normierungsreaktion dienen. Zu diesem Zweck wird eine Winkelverteilung der Häufigkeit dieser Reaktion extrahiert, um einen Vergleich mit zuvor am SPES 3 Experiment gewonnenen Daten zu ermöglichen [Wur95]. Auf diese Weise können die extrahierten Häufigkeiten in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden, sodass eine Berechnung des Produktionswirkungsquerschnittes für die η' -Produktion durchgeführt werden kann.

6.1 Energieverlustcuts

Der erste Schritt der Analyse besteht darin, aus der Vielzahl geladener Teilchen, die den Vorwärtsdetektor erreichen, diejenigen auszuwählen, die als ^3He -Kerne identifiziert werden können. Da der Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie nach der Bethe-Formel (6.1) von der Geschwindigkeit der Teilchen $\beta = \frac{v}{c}$ und der Ladung der Teilchen z abhängt, zeigen ^3He -Kerne ein anderes Energieverlustverhalten als beispielsweise Protonen oder Elektronen [Ber12].

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] . \quad (6.1)$$

Aus diesem Grund ist der Energieverlust eines Teilchens in einem Detektor eine Möglichkeit die Teilchenart zu identifizieren und findet im Rahmen dieser Arbeit Anwendung. Zunächst wurden Simulationen der Reaktion $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \omega$ bei Strahlenergien von $T = 1800 \text{ MeV}$ und $T = 1850 \text{ MeV}$ erzeugt. Für diese Simulationen wurde der Energieverlust in der ersten Lage des Forward Range Hodoscopes gegen den Energieverlust in anderen Lagen des Vorwärtsdetektors in ein Histogramm gefüllt. Anschließend wurden anhand dieser simulierten Energieverluste grafische Cuts um die für ^3He typischen Energieverlustbänder ermittelt (siehe Abbildung 6.1).

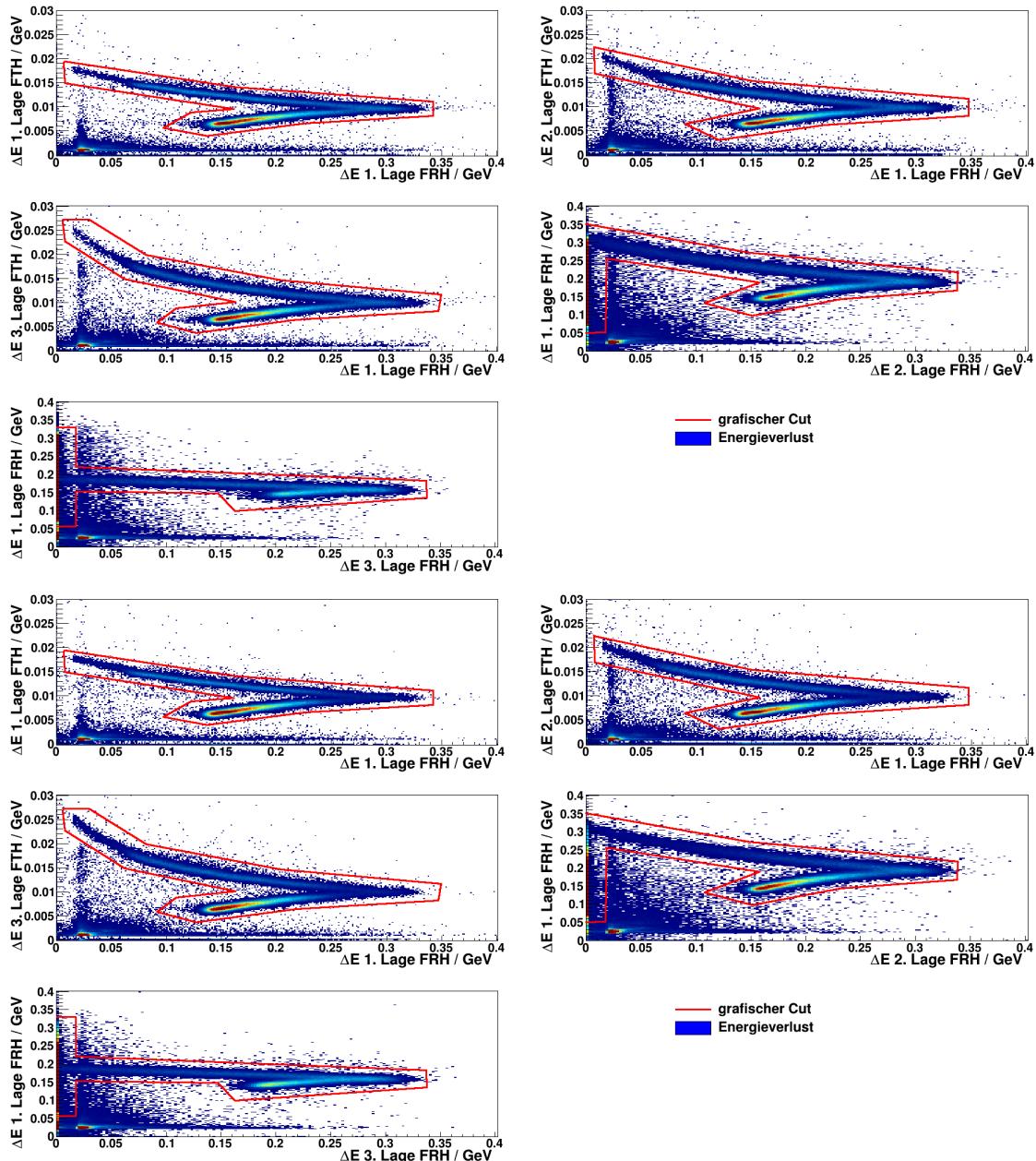


Abbildung 6.1: Simulierte Energieverluste für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ bei einer Strahlenergie von $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Gezeigt sind jeweils unterschiedliche Kombinationen von Detektorlagen auf Ordinate und Abszisse. Die rot dargestellte Linien stellen den ermittelten grafischen Cut dar, der für beide Strahlenergien Anwendung findet.

Die auf diese Weise ermittelten Energieverlustcuts sind auch für die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion gültig. Da das η' -Meson etwa $170 \text{ MeV}/c^2$ schwerer ist als das ω -Meson, ist weniger Überschussenergie vorhanden. Der maximale Wert der kinetischen Energie des Heliumkerns ist für die Produktion eines η' also kleiner als im Fall der ω -Produktion. Daher müssen alle im Rahmen einer $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion entstandenen Heliumkerne die für $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktionen ermittelten Energieverlustcuts erfüllen.

Die Abbildung 6.2 zeigt die gemessenen Energieverluste. Des Weiteren sind nochmals die verwendeten Cuts eingezeichnet. Dabei sind für beide Strahlenergien klare ${}^3\text{He}$ -Bänder zu erkennen, die vom ermittelten grafischen Cut eingeschlossen werden.

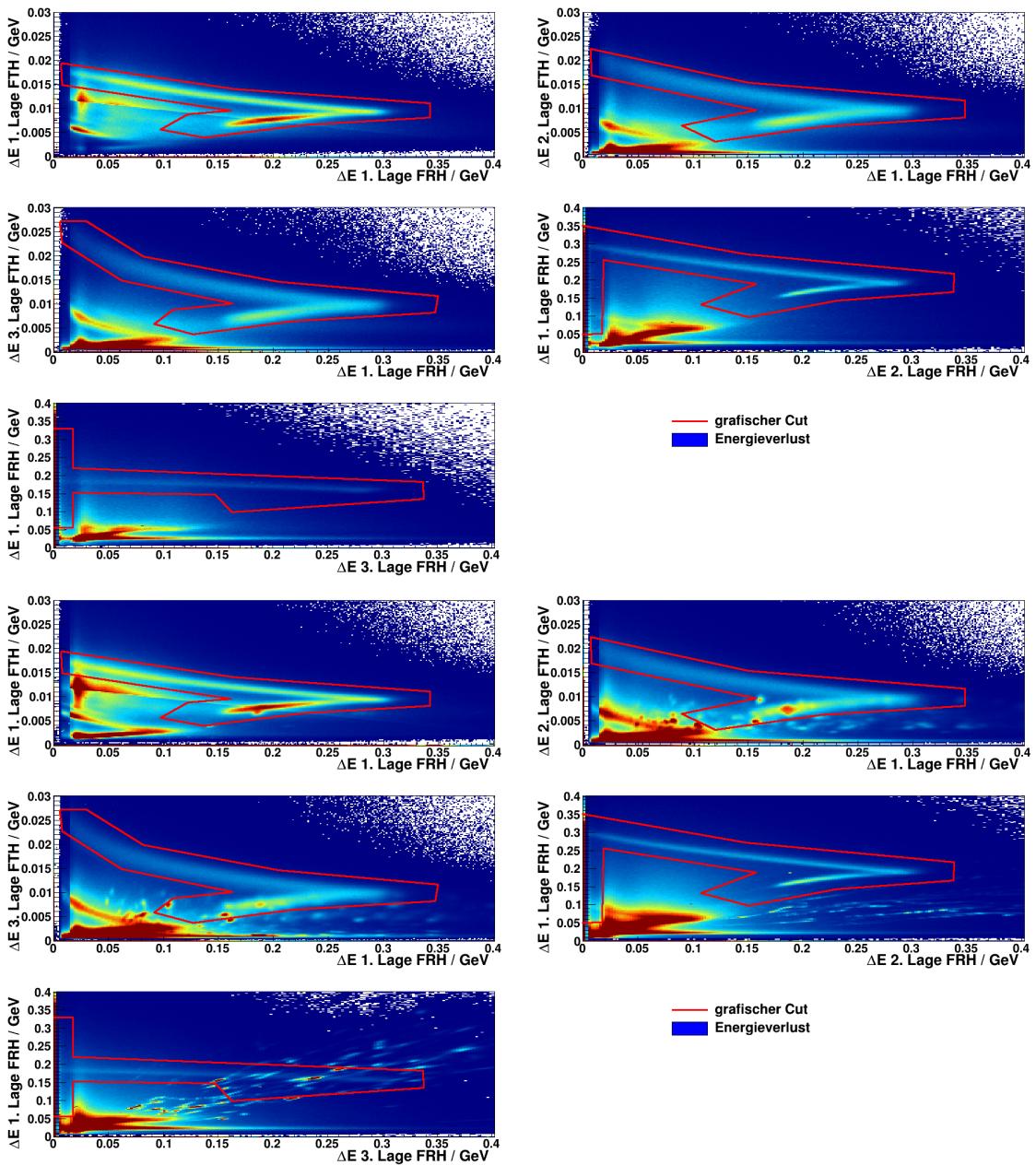


Abbildung 6.2: Energieverlustdiagramme aller aufgenommenen Ereignisse für die Strahlergien $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben) und $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die in rot dargestellten grafischen Cuts wurden im Anschluß angewandt.

Die Abbildung 6.3 zeigt dieselben Energieverlustdiagramme nach Anwendung der fünf ermittelten Cuts. Dabei ist zu erkennen, dass auch innerhalb eines einzelnen Energiefensters vorkommende Artefakte (in diesem Fall Light Pulser Signale), wie sie für die Daten bei $T = 1850 \text{ MeV}$ in Abbildung 6.2 zu sehen sind, durch die gleichzeitige Anwendung aller fünf Cuts eliminiert werden können.

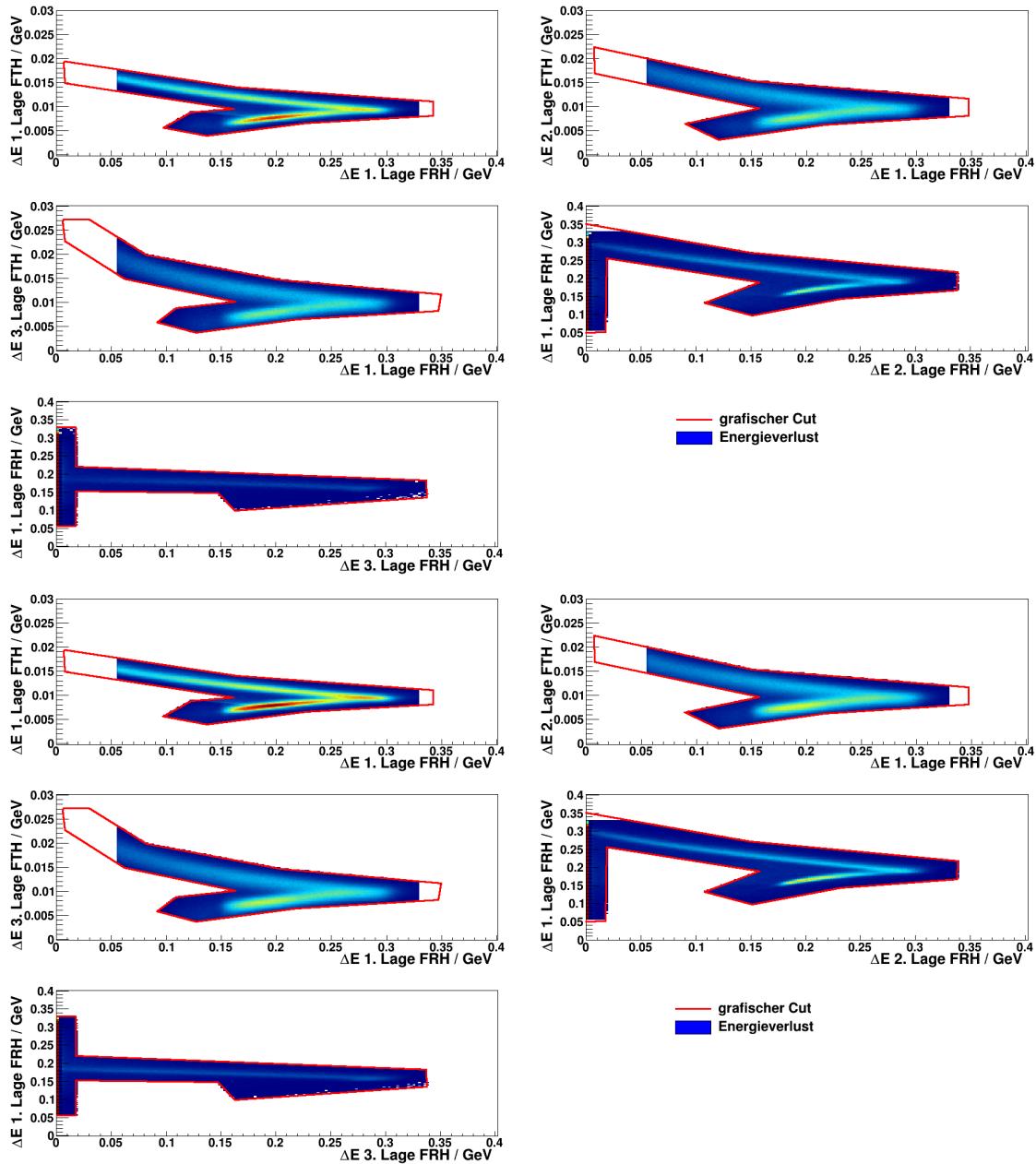


Abbildung 6.3: Energieverlustdiagramme der nach Anwendung der Cuts übrig gebliebenen Ereignisse für die Strahlenergien $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben) und $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die angewendeten grafischen Cuts sind nochmals in rot dargestellt.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Missing Mass der auf diese Weise selektierten ${}^3\text{He}$ -Kerne nach Anwendung aller Energieverlustcups für die Strahlenergien von 1800 MeV bzw. 1850 MeV .

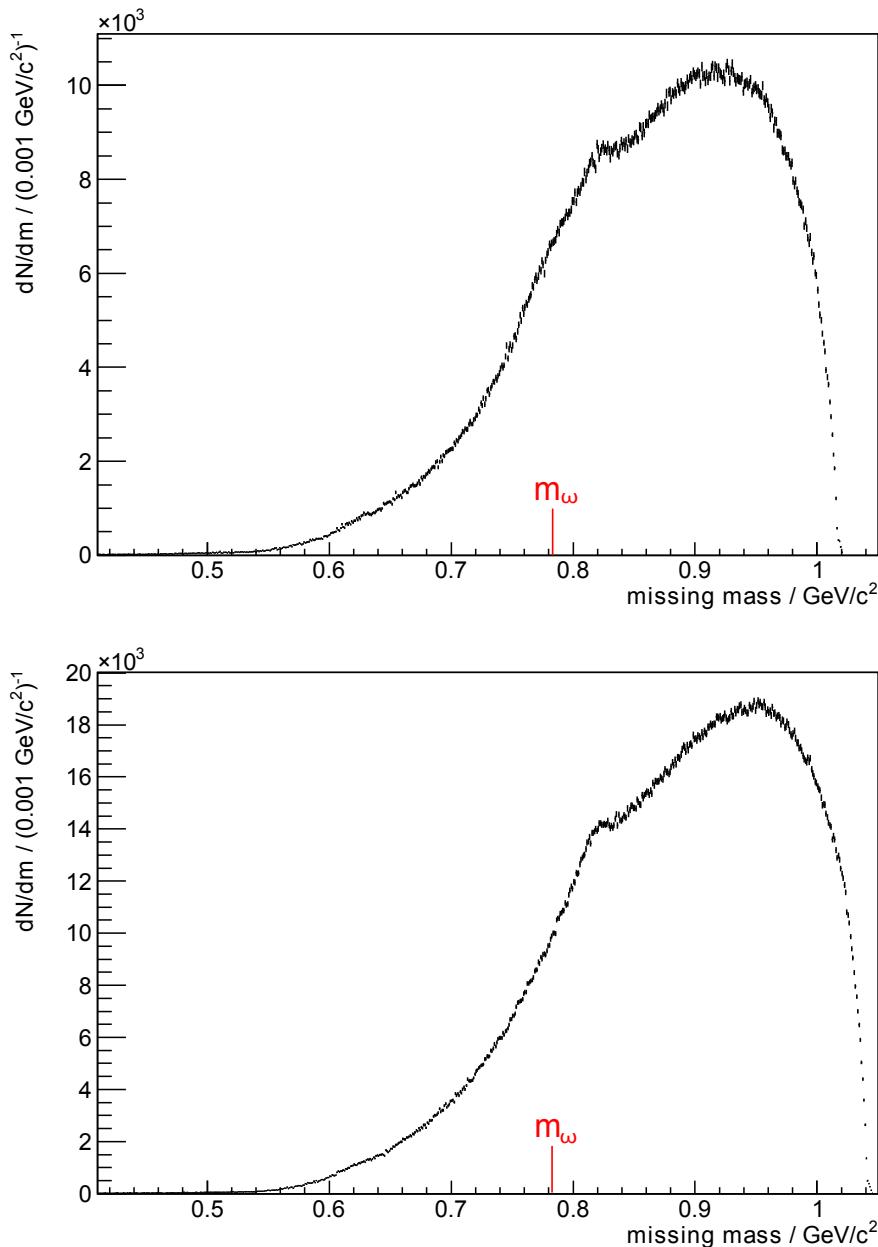


Abbildung 6.4: Missing Mass der mit Hilfe von grafischen Cuts selektierten ${}^3\text{He}$ -Kerne bei Strahlenergien von $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben) bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die Erhöhung bei einem Wert von etwa $0,81 \text{ GeV}/c^2$ kann im späteren Verlauf der Analyse dem ω -Meson zugeordnet werden.

Nach Anwendung der grafischen Cuts sind für die bei einer Strahlenergie von $T = 1800 \text{ MeV}$ aufgenommenen Daten noch 2 499 906 Ereignisse gültig, im Fall der $T = 1850 \text{ MeV}$ Daten verbleiben 4 679 320 Ereignisse. Bei genauerer Betrachtung der Missing Mass Spektren beider Strahlenergien ist bei einem Missing Mass Wert von etwa $0,81 \text{ GeV}/c^2$ bereits eine Erhöhung zu erkennen, die auf die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktion hinweist.

6.2 Das ω -Meson

Bei der Untersuchung einer Reaktion, z.B. der Form $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$, besteht das Interesse meist nicht darin, anzugeben wie häufig diese Reaktion stattgefunden hat, sondern mit welcher Wahrscheinlichkeit sie stattfindet. Das bedeutet, dass das Interesse einer solchen Untersuchung in erster Linie darin besteht, aus den ermittelten Ereigniszahlen den Produktionswirkungsquerschnitt der Reaktion zu ermitteln, da dieser eine Aussage über die zugrundeliegende Physik erlaubt, während die Anzahl der Ereignisse vom Experiment abhängt. Um die Anzahl stattgefunder Ereignisse in einen Wirkungsquerschnitt umrechnen zu können, ist es notwendig, Kenntnis über die sogenannte Luminosität zu erlangen. Die Luminosität eines Beschleunigers berechnet sich aus der Anzahl der Teilchen im Strahl, der Dichte des Targets und dem Überlapp des Targets mit dem Strahl. Sie gibt an, wie viele Reaktionen pro Zeitintervall beim Betrieb des Beschleunigers erwartet werden und ist damit der Proportionalitätsfaktor zwischen Ereignisrate $\frac{dN}{dt}$ und Wirkungsquerschnitt σ [Win11]:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad . \quad (6.2)$$

Bei Betrachtung aller während einer Strahlzeit gesammelten Daten wird das Integral über dt gebildet, die integrierte Luminosität $\int L dt$ gibt die Anzahl aller stattgefundenen Reaktionen an. Der Anteil N an Ereignissen, die einer bestimmten Reaktion zugeordnet werden können, normiert auf alle stattgefundenen Reaktionen entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass genau diese Reaktion stattfindet und ist proportional zum gesuchten Wirkungsquerschnitt.

Kann die Luminosität nicht direkt gemessen werden, so besteht die Möglichkeit anhand einer zweiten Reaktion, deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist, die Luminosität zu bestimmen. Dieser Vorgang wird Normierung genannt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktion zur Normierung verwendet. Zu diesem Zweck wurden zunächst Ereigniszahlen der ω -Produktion für bestimmte Winkelbereiche extrahiert, auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert und anschließend extrapoliert, um mit Hilfe eines im Rahmen einer früheren Messung am SPES 4 Experiment ermittelten Wirkungsquerschnittes [Wur95] eine Normierung zu bestimmen. So können aus den winkelabhängigen Ereigniszahlen differentielle Wirkungsquerschnitte für die ω -Produktion in Proton-Deuteron-Fusionen ermittelt werden. Außerdem ist es möglich anhand dieser Normierung einen Produktionswirkungsquerschnitt für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ zu bestimmen. Die nachfolgend erläuterten Analyseschritte wurden jeweils identisch für die bei Strahlenergien von $T = 1800\text{ MeV}$ und $T = 1850\text{ MeV}$ aufgenommenen Daten durchgeführt.

6.2.1 Missing Mass Analyse

Als erster Schritt wurden die in Abschnitt 6.1 erläuterten Energieverlustcuts angewendet. Anschließend wurde zusätzlich verlangt, dass eine durchgängige Spur von der ersten Lage des Forward Window Counter bis zur letzten getroffenen Lage existieren muss, d.h. der mittels Energieverlustcut selektierte Track muss unter einem passenden Winkel in allen Detektorlagen zwischen der ersten Lage des FWC und der Lage, in der der Heliumkern gestoppt wird, mindestens 1 MeV Energie deponieren. Nach Anwendung dieses Cuts verbleiben 2 378 421 bzw. 4 413 602 Ereignisse (die erstgenannte Zahl bezieht sich im Folgenden

immer auf die Daten bei einer Strahlenergie von $T = 1800 \text{ MeV}$, die zweite Zahl für die Daten bei $T = 1850 \text{ MeV}$). Die dazugehörigen Missing Mass Spektren sind in Abbildung 6.5 zu sehen.

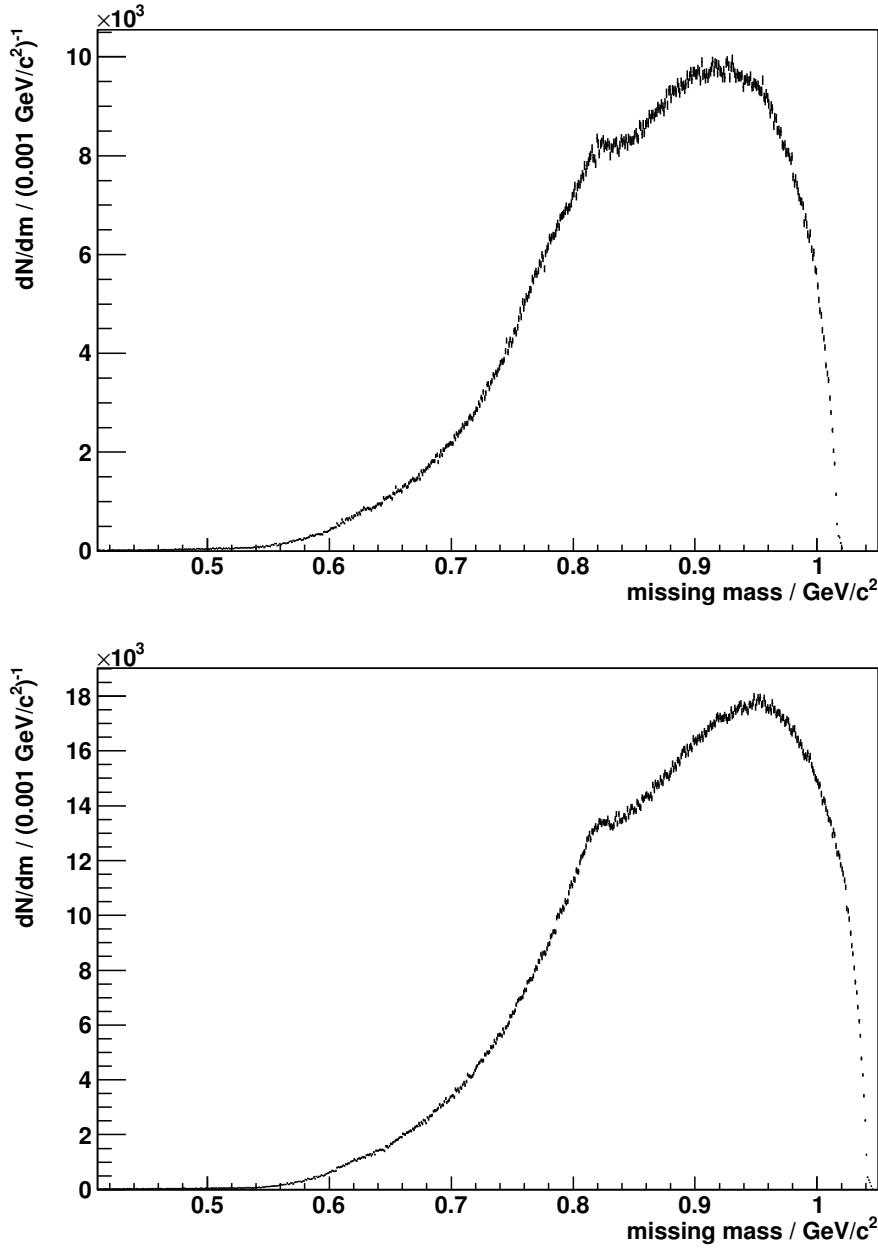


Abbildung 6.5: Missing Mass Spektrum für $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten) nach Anwendung der grafischen Energieverlustcuts und Forderung einer durchgängigen Spur durch den Vorwärtsdetektor. Dabei muss in jeder Lage angefangen bei der ersten Lage des Forward Window Counter bis hin zur Lage, in der der selektierte Heliumkern stoppt, mindestens 1 MeV Energie deponiert worden sein.

Nachfolgend wurden die Missing Mass Spektren zunächst für in verschiedenen Lagen des Forward Range Hodoscopes gestoppte ${}^3\text{He}$ -Kerne aufgeteilt. Die Abbildung 6.6 zeigt diese Missing Mass Verteilungen jeweils für in der ersten, zweiten und dritten Lage des FRH gestoppte Heliumkerne im Fall beider Strahlenergien.

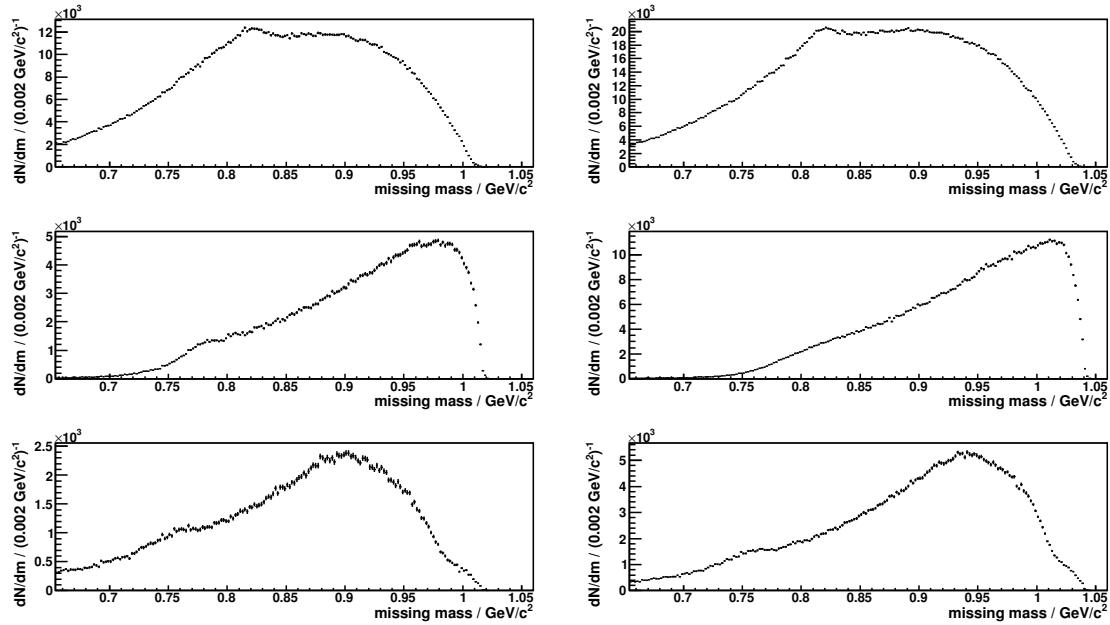


Abbildung 6.6: Missing Mass Spektren aufgeteilt nach Strahlenergie (links $T = 1800 \text{ MeV}$, rechts $T = 1850 \text{ MeV}$) und nach den Lagen des FRH, in denen der ${}^3\text{He}$ -Kern gestoppt wurde (oben erste Lage, mittig zweite Lage, unten dritte Lage).

Es ist zu erkennen, dass die Missing Mass Spektren, bei denen der ${}^3\text{He}$ -Kern in der ersten Lage des FRH gestoppt wurde, einen Peak bei etwa $0.81 \text{ GeV}/c^2$ aufweisen. Des Weiteren sind bei der Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ sowohl in der zweiten als auch in der dritten Lage kleinere Erhöhungen zu erkennen. Bei der Strahlenergie $T = 1850 \text{ MeV}$ ist dies lediglich in der dritten Lage der Fall. Die Anzahl der Ereignisse innerhalb dieser Erhöhungen erweist sich im weiteren Verlauf der Analyse als zu gering, um eine Winkelverteilung extrahieren zu können, sodass weitere Analyseschritte notwendig sind, um eine Identifikation dieser Erhöhung als Signal der $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ zu erlauben (siehe Kapitel 7: Zusammenfassung & Ausblick). Zur weiteren Untersuchung der Peakstruktur in der ersten Lage wurde wie folgt verfahren: Zunächst wurde eine Funktion der Form $f(x) = a \cdot (x - x_0)^2 + b$ an einen weiten Bereich des Untergrundes angefitten. Dabei wurde der Bereich in dem der Peak zu erkennen ist ($0.795 \text{ GeV}/c^2$ bis $0.85 \text{ GeV}/c^2$) nicht für den Fit berücksichtigt. Die auf diese Weise gewonnenen Parameter a , b und x_0 werden als Startparameter für einen zweiten Fit verwendet. Dabei wird eine Funktion der Form

$$f(x) = a \cdot (x - x_0)^2 + b + c \cdot \exp \left(-0.5 \cdot \left(\frac{x - x_{MM}}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (6.3)$$

verwendet. Damit wird gleichzeitig der Untergrund mit einem Polynom sowie der Peak mit einer Normalverteilung beschrieben. Die Konstante c beschreibt die Höhe des Peaks im Maximum, σ die Standardabweichung der Normalverteilung, die über die Gleichung $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma$ mit der Halbwertsbreite FWHM (Full Width at Half Maximum) verknüpft ist, und x_{MM} die Missing Mass Position des Peakmaximums. Die Abbildung 6.7 zeigt die auf diese Weise gefitteten Missing Mass Spektren für in der ersten Lage des FRH gestoppte ${}^3\text{He}$ -Kerne. Die Anzahl N der in den Peaks enthaltenen Ereignisse wird ermittelt, in dem zunächst die Differenz zwischen dem Missing Mass Spektrum und dem den Untergrund beschreibenden Polynom für jedes Bin des Missing Mass Histograms gebildet wird. Anschließend wird diese Differenz in einem Bereich von $x_{MM} - 3\sigma$ bis $x_{MM} + 3\sigma$

ausgezählt. Bei einer Normalverteilung liegen im 3σ -Intervall um den Mittelwert 99,7% aller Ereignisse. Aus diesem Grund wird die ausgezählte Anzahl der Ereignisse noch mit dem Faktor $\frac{1}{0,997}$ skaliert.

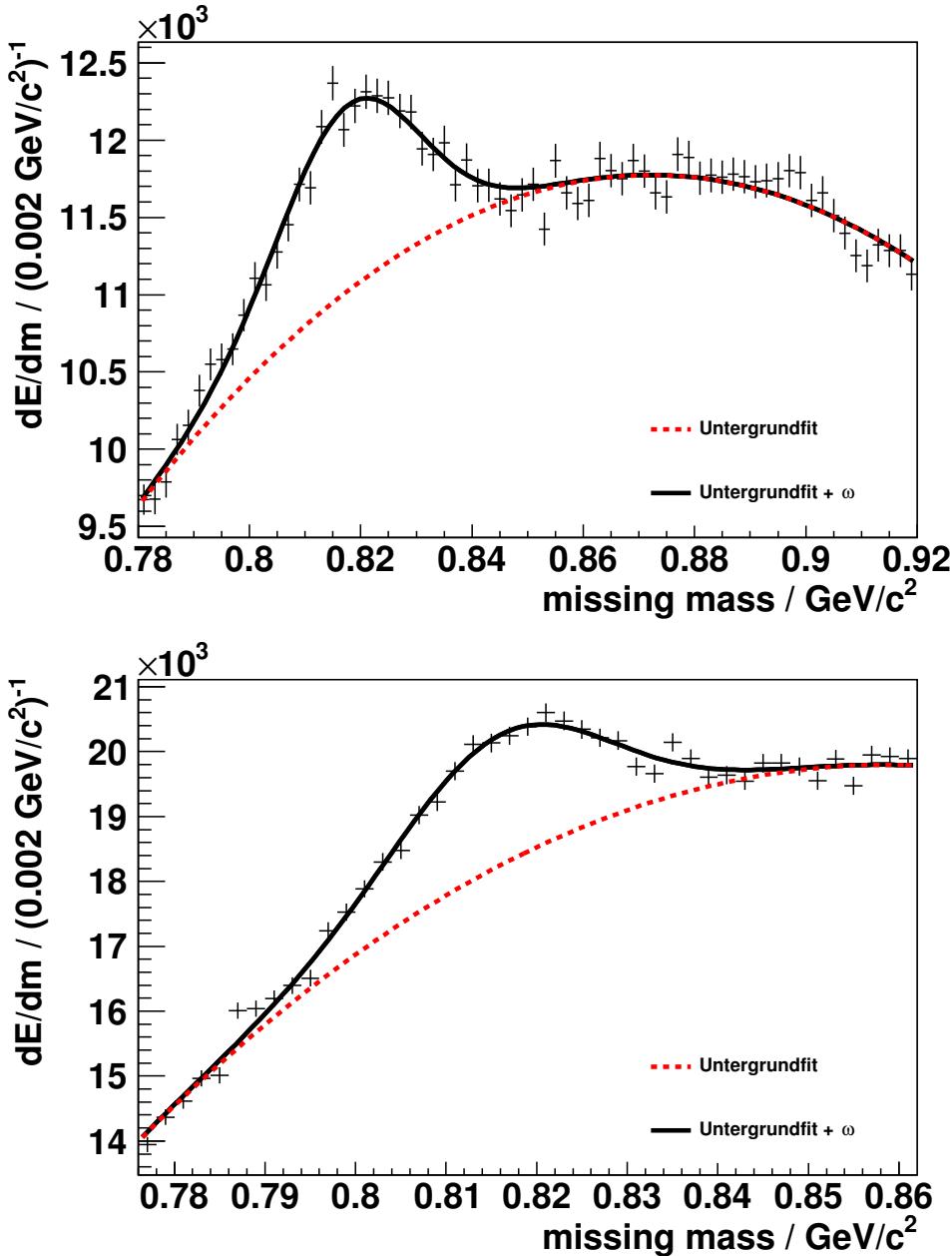


Abbildung 6.7: Gefittetes Missing Mass Spektrum für in der ersten Lage des FRH gestoppte Heliumkerne bei einer Strahlenergie von $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die rote Kurve zeigt dabei den per Fit extrapolierten Untergrundverlauf, die schwarze Kurve zeigt die Addition aus diesem Untergrund und einer Normalverteilung zur Beschreibung des ω -Mesons.

Zur Abschätzung der aus dem Fit resultierenden systematischen Unsicherheit wurden nacheinander die linke und die rechte Fitgrenze in mehreren Schritten variiert. Es entstehen sowohl für die ermittelte Anzahl der Ereignisse innerhalb des Peaks als auch für die Fitparameter unterschiedliche Ergebnisse. Die Standardabweichung dieser variierenden Ergebnisse

kann als systematische Unsicherheit interpretiert werden. Die Parameterunsicherheiten, die sich aus dem Fit ergeben, sind statistischer Natur, da sie aus dem Anpassen der Fitfunktion an die, mit der statistischen \sqrt{N} Unsicherheit behafteten, Daten stammen. Die statistische Unsicherheit des Peakinhaltes wird aus der statistischen Unsicherheit des Histogramminhaltes ΔN_{tot} im gewählten Intervall und der statistischen Unsicherheit des davon subtrahierten Untergrundes ΔN_{unt} berechnet als $\Delta N = \sqrt{(\Delta N_{tot})^2 + (\Delta N_{unt})^2}$. Die Unsicherheit ΔN_{unt} wird mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung der Fitfunktion unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix berechnet (vergleiche Gleichung 6.19). Damit ergeben sich die folgenden Werte für x_{MM} , FWHM und N :

$$\begin{aligned} x_{MM,1800} &= (0,8180 \pm 0,0006_{stat.} \pm 0,0006_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 , \\ \text{FWHM}_{1800} &= (0,029 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,002_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 , \\ N_{1800} &= 17139 \pm 720_{stat.} \pm 1831_{sys.} , \end{aligned} \quad (6.4)$$

bzw.

$$\begin{aligned} x_{MM,1850} &= (0,8159 \pm 0,0006_{stat.} \pm 0,0001_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 , \\ \text{FWHM}_{1850} &= (0,027 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,001_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 , \\ N_{1850} &= 29499 \pm 1194_{stat.} \pm 3283_{sys.} . \end{aligned} \quad (6.5)$$

Der Vergleich der systematischen mit den statistischen Unsicherheiten der Peakinhalte zeigt, dass die Varianz der Peakinhalte bei der Wahl verschiedener Fitgrenzen nicht im Rahmen der statistischen Unsicherheit zu erklären ist. Daher werden im Folgenden sowohl die statistische als auch die systematische Unsicherheit berücksichtigt. Da die statistische Unsicherheit der Ereignisse die Fitergebnisse und damit die systematische Unsicherheit beeinflusst, handelt es sich bei dieser Behandlung der Unsicherheit um eine konservative Abschätzung.

Die Peakpositionen stimmen für beide Strahlenergien nicht mit der Masse des ω -Mesons von $m_\omega = 0,78265 \text{ GeV}/c^2$ überein [Ber12]. Dies kann allerdings mit Hilfe einer Feinkalibrierung korrigiert werden. In einem späteren Kapitel dieser Arbeit soll näher auf diesen Vorgang eingegangen werden, dessen Durchführbarkeit geprüft wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Feinkalibrierung nicht angewandt, da weitere Analyseschritte eingebunden und weitere Lagen des Detektors kalibriert werden müssen, um die Zuverlässigkeit einer solchen Feinkalibrierung zu gewährleisten. Nähere Informationen zu den im Anschluss an diese Arbeit geplanten weiteren Schritten sind in Kapitel 7 - Zusammenfassung & Ausblick zu finden. Die erzielten Ergebnisse dieser Arbeit müssen somit als vorläufige Ergebnisse interpretiert werden.

Die Zerfallsbreite Γ des ω -Mesons beträgt $\Gamma = 8,49 \text{ MeV}/c^2$. Bei einer idealen Detektorauflösung würde die Breite FWHM der angefitteten Normalverteilung diesem Wert entsprechen. Da die Auflösung des WASA Detektors jedoch begrenzt ist, entspricht der beobachtete Peak einer Faltung aus dem physikalischen Zustand und der Detektorauflösung, sodass ein deutlich größerer Wert für die Breite beobachtet wird. Es wurde bisher keine Korrektur auf die Akzeptanz des WASA Detektors durchgeführt, sodass es sich bei den angegebenen Anzahlen N um die reinen Ereigniszahlen handelt. Ohne Kenntnis der Luminosität und der Akzeptanz ist ein Vergleich dieser beiden Zahlen nicht sinnvoll.

Im nächsten Schritt der Analyse wurden die in der ersten Lage gestoppten ${}^3\text{He}$ -Kerne nach ihrem Streuwinkel im Schwerpunktssystem $\vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ sortiert. Zu diesem Zweck wurden 20 $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ Bereiche mit einer Breite von 0,1 gebildet. Für jeden dieser Bereiche wurde die Missing Mass berechnet und ein Missing Mass Spektrum erstellt. Bei einer Strahlenergie von

$T = 1800 \text{ MeV}$ ist in den ersten sechs Bereichen, also für $-1 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} \leq -0,4$, bei einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$ in den ersten fünf Bereichen ($-1 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} \leq -0,5$) ein ω Signal zu erkennen. Die Missing Mass Spektren sind in der Abbildung 6.8 zu erkennen.

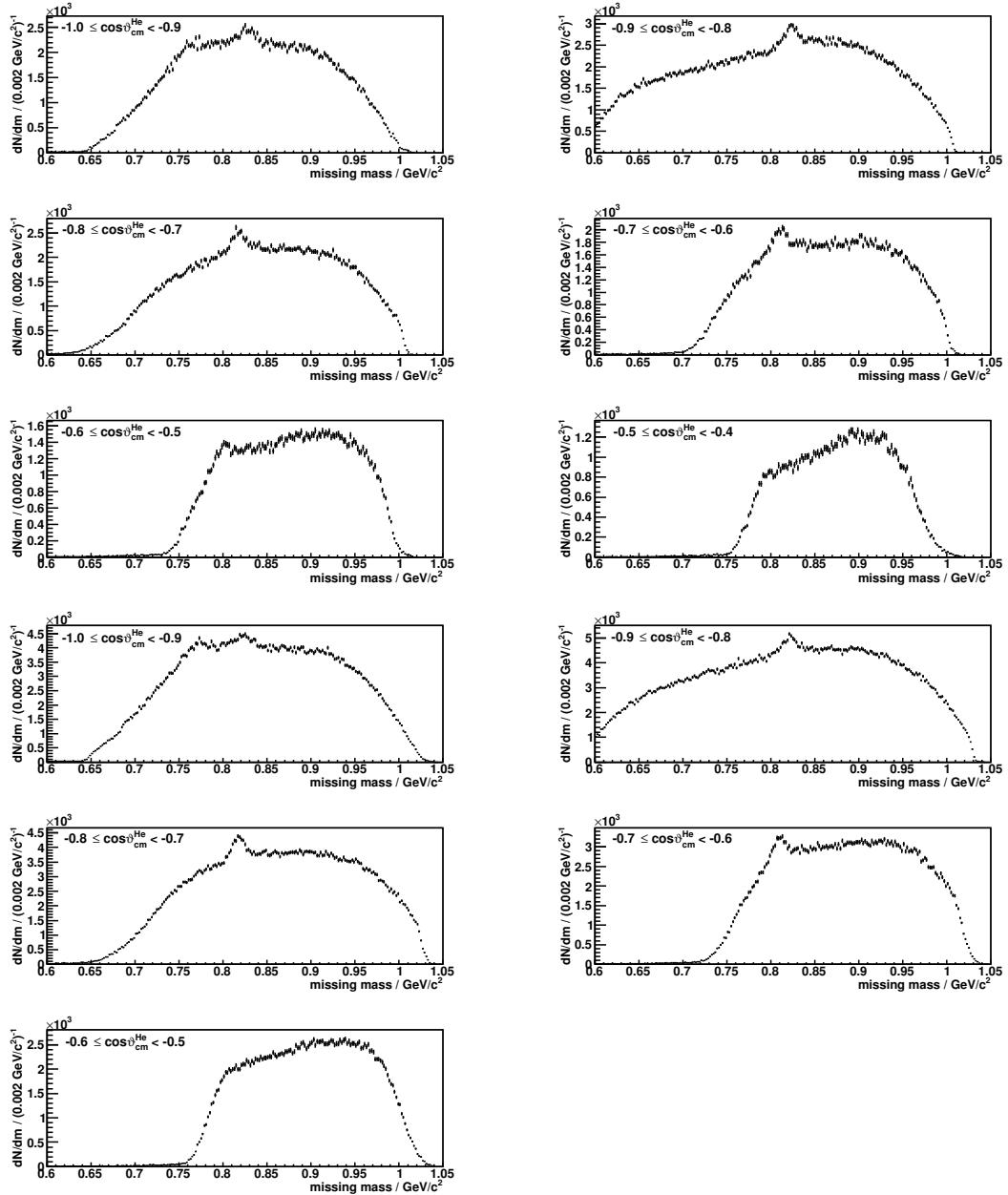


Abbildung 6.8: Missing Mass Spektren der in der ersten Lage des FRH gestoppten ${}^3\text{He}$ -Kerne für verschiedene Bereiche von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ bei Strahlenergien von $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben) und $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten).

Es wurde wiederum die zuvor beschriebene Fitmethode verwendet, um den Peakinhalt N , die Breite FWHM und die Masse x_{MM} zu bestimmen. Die Fitgrenzen wurden erneut systematisch variiert, um aus der Varianz der zu bestimmenden Größen einen systematischen Fehler zu berechnen. Für die Strahlenergie $T = 1850 \text{ MeV}$ wurde im Bereich $-1,0 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} < -0,9$ statt der in Gleichung 6.3 genannten Fitfunktion zur Beschreibung des Untergrundes die Funktion $f(x) = (a \cdot (x - x_0))^3 - (a \cdot (x - x_0))^2 + a \cdot (x - x_0) + b$ mit den Fitparametern a, b und x_0 verwendet, um eine angemessene Beschreibung des Unter-

grundverhaltens zu gewährleisten.

Die Abbildung 6.9 zeigt einen Ausschnitt der Missing Mass Spektren, sowie den durchgeführten Fit. Die rote Kurve zeigt dabei das extrapolierte Untergrundverhalten, die schwarze Kurve die Summe aus angefitteter Normalverteilung und Untergrundkurve.

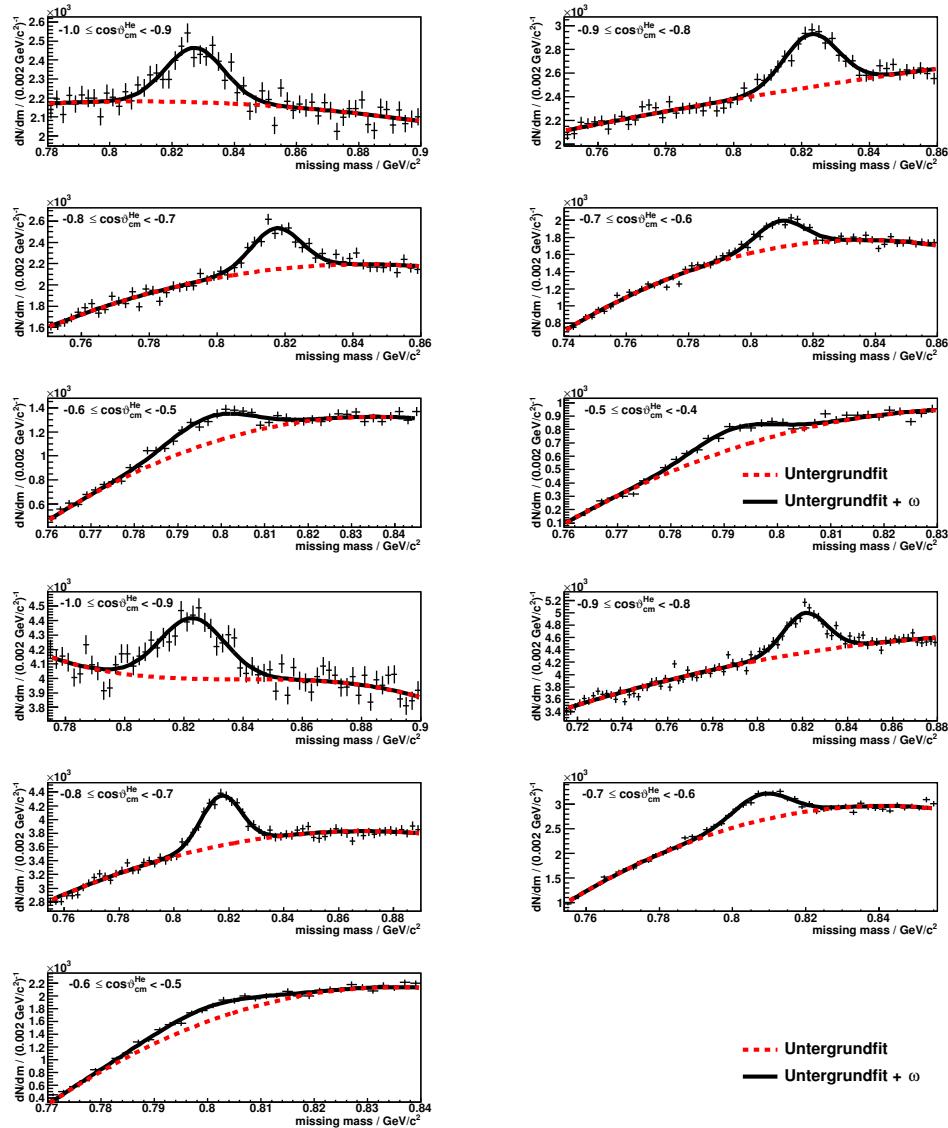


Abbildung 6.9: Fit an das Missing Mass Spektrum für verschiedene Bereiche von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ bei in der ersten Lage des FRH gestoppten Heliumkernen für die Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die rote Kurve dient der Untergrundbeschreibung, die schwarze Kurve zeigt eine Addition aus Untergrund und Normalverteilung zur Beschreibung des Peaks.

Für die Parameter N , FWHM und x_{MM} ergeben sich die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Werte.

| $-\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ | N | $x_{MM} / \text{GeV}/c^2$ | FWHM / GeV/c^2 |
|--------------------------------------|------------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| 1,0 – 0,9 | $3310 \pm 274 \pm 162$ | $0,8271 \pm 0,0008 \pm 0,0003$ | $0,022 \pm 0,002 \pm 0,001$ |
| 0,9 – 0,8 | $4522 \pm 269 \pm 178$ | $0,8228 \pm 0,0005 \pm 0,0003$ | $0,019 \pm 0,002 \pm 0,001$ |
| 0,8 – 0,7 | $3650 \pm 242 \pm 261$ | $0,8174 \pm 0,0005 \pm 0,0001$ | $0,017 \pm 0,002 \pm 0,001$ |
| 0,7 – 0,6 | $3004 \pm 216 \pm 219$ | $0,8094 \pm 0,0006 \pm 0,0002$ | $0,018 \pm 0,001 \pm 0,001$ |
| 0,6 – 0,5 | $2617 \pm 272 \pm 322$ | $0,797 \pm 0,001 \pm 0,001$ | $0,022 \pm 0,004 \pm 0,001$ |
| 0,5 – 0,4 | $1474 \pm 154 \pm 323$ | $0,7917 \pm 0,0008 \pm 0,0007$ | $0,018 \pm 0,003 \pm 0,002$ |

| $-\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ | N | $x_{MM} / \text{GeV}/c^2$ | FWHM / GeV/c^2 |
|--------------------------------------|------------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| 1,0 – 0,9 | $5903 \pm 433 \pm 212$ | $0,8228 \pm 0,0008 \pm 0,0002$ | $0,026 \pm 0,002 \pm 0,001$ |
| 0,9 – 0,8 | $8091 \pm 395 \pm 406$ | $0,8211 \pm 0,0005 \pm 0,0001$ | $0,023 \pm 0,002 \pm 0,001$ |
| 0,8 – 0,7 | $6586 \pm 308 \pm 271$ | $0,8172 \pm 0,0004 \pm 0,0001$ | $0,017 \pm 0,001 \pm 0,001$ |
| 0,7 – 0,6 | $5123 \pm 278 \pm 523$ | $0,8080 \pm 0,0004 \pm 0,0002$ | $0,018 \pm 0,001 \pm 0,001$ |
| 0,6 – 0,5 | $3191 \pm 355 \pm 517$ | $0,800 \pm 0,001 \pm 0,001$ | $0,024 \pm 0,006 \pm 0,002$ |

Tabelle 6.1: Die den in Abbildung 6.9 dargestellten Fits entnommenen Ereigniszahlen, Massenmittelwerte und Peakbreiten N , x_{MM} und FWHM für die Strahlenergien 1800 MeV (oben) und 1850 MeV (unten). Die erste Unsicherheit ist statistischer Natur, die zweite Unsicherheit systematisch.

Die Summierung der in den Tabellen aufgelisteten Ereigniszahlen liefert $N_{1800} = 17103 \pm 1427_{\text{stat.}} \pm 1465_{\text{sys.}}$ bzw. $N_{1850} = 28894 \pm 1769_{\text{stat.}} \pm 1929_{\text{sys.}}$. Diese Zahlen stimmen im Rahmen der Unsicherheit mit denen überein, die den Fits an die Missing Mass aller in der ersten Lage gestoppten ${}^3\text{He}$ -Kerne entnommen wurden (vergleiche Gleichung 6.4 bzw. 6.5). Es ist außerdem zu erkennen, dass sich sowohl die Position des Mittelwertes des Missing Mass Peaks als auch die Breite der Peaks mit $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ verändert. Dies ist auf die Energierkonstruktion zurückzuführen. Eine Feinkalibrierung zur Korrektur dieses Ergebnisses wird in Kapitel 6.2.5 vorgestellt.

Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Ereigniszahlen stark von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ abhängig sind. Für diese Abhängigkeit kann es zwei Ursachen geben. Es ist z. B. möglich, dass die Akzeptanz des WASA Detektors in den verschiedenen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ Bereichen unterschiedlich ist. Um mit Kenntnis der Effizienz des Detektors aus den gemessenen Ereigniszahlen die Anzahl der produzierten ω -Mesonen zu erhalten, wird im Folgenden eine Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Ist nach dieser Korrektur weiterhin eine Änderung der Ereigniszahlen mit $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ zu erkennen, bedeutet dies, dass der Wirkungsquerschnitt für die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktion nicht konstant in $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ verläuft.

6.2.2 Akzeptanzkorrektur

Um eine Akzeptanzkorrektur durchzuführen, wird anhand von Simulationen überprüft, welcher Anteil der erzeugten Ereignisse im Rahmen der Analyse unter Verwendung der bisher erläuterten Cuts rekonstruiert werden kann. Die Abbildung 6.10 zeigt sowohl die Anzahl der in den einzelnen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins simulierten Ereignisse als auch die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse nach Anwendung der Energieverlustcuts, sowie der Beschränkung auf ${}^3\text{He}$ -Kerne, die in der ersten Lage des FRH gestoppt werden. Dazu wird als simuliertes Modell zunächst eine Phasenraumverteilung angenommen, d.h. abgesehen von statistischen Fluktuationen wird in jedem $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bin dieselbe Anzahl Ereignisse erstellt. Zur Bestimmung der Anzahl

der rekonstruierten Ereignisse wird dasselbe Verfahren verwendet, das auch im Fall der Daten Anwendung findet, d.h. mit Hilfe eines Fits einer Normalverteilung wird der Mittelpunkt der Verteilung und die 3σ Umgebung um diesen Mittelpunkt bestimmt, um anschließend das Histogramm in dieser Umgebung auszuzählen und mit dem Faktor $\frac{1}{0,997}$ zu korrigieren.

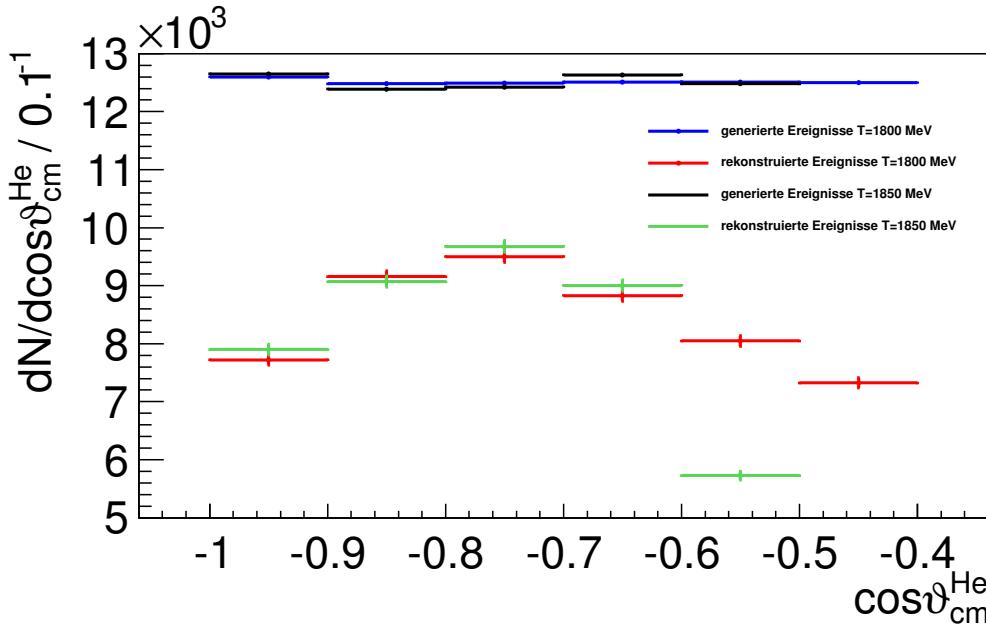


Abbildung 6.10: Gezeigt wird die Anzahl der in einem $\cos \vartheta_{cm}^{He}$ in Simulationen erzeugten Ereignisse, sowie die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse nach Anwendung der Energieverlustcuts und der Beschränkung auf in der ersten Lage des FRH gestoppte ${}^3\text{He}$ -Kerne für beide Strahlenergien.

Die anhand der Daten ermittelten Ereigniszahlen werden mit Hilfe der Gleichung

$$N_{akz}(\vartheta) = N_{Daten}(\vartheta) \cdot \frac{N_{true}^{MC}(\vartheta)}{N_{Rec}^{MC}(\vartheta)} \quad (6.6)$$

auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert. Dabei berechnet sich die Unsicherheit der akzeptanzkorrigierten Ereignisse ΔN_{akz} nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsformel wie folgt (die Abhängigkeit von ϑ wurde aus Gründen der Übersicht hier weggelassen):

$$\Delta N_{akz} = \sqrt{\left(\frac{N_{true}^{MC}}{N_{Rec}^{MC}} \cdot \Delta N_{Daten} \right)^2 + \left(N_{Daten} \cdot \frac{N_{True}^{MC}}{N_{Rec}^{MC}} \cdot \Delta N_{Rec}^{MC} \right)^2} \quad . \quad (6.7)$$

Die auf diese Weise korrigierten Daten können für beide Strahlenergien der Abbildung 6.11 entnommen werden. Dabei wurde als Unsicherheit für die aus den Daten extrahierten Anzahlen $\Delta N_{Daten} = \sqrt{(\Delta N_{Daten}^{stat.})^2 + (\Delta N_{Daten}^{sys.})^2}$ verwendet. Beim Auszählen des Histogramms der rekonstruierten Ereignisse existieren zwei verschiedene Quellen von Messgenauigkeiten: Auf der einen Seite der statistische Fehler $\Delta N_{Rec}^{MC} = \sqrt{N_{Rec}^{MC}}$, auf der anderen Seite wurden Mittelwert und Standardabweichung, die bei der Bestimmung der Integrationsgrenzen verwendet werden, mit Hilfe eines Fits ermittelt und besitzen dementsprechend Unsicherheiten. Da diese Unsicherheiten jedoch kleiner sind als die Breite der Missing Mass Bins, kann dieser Fehler vernachlässigt werden.

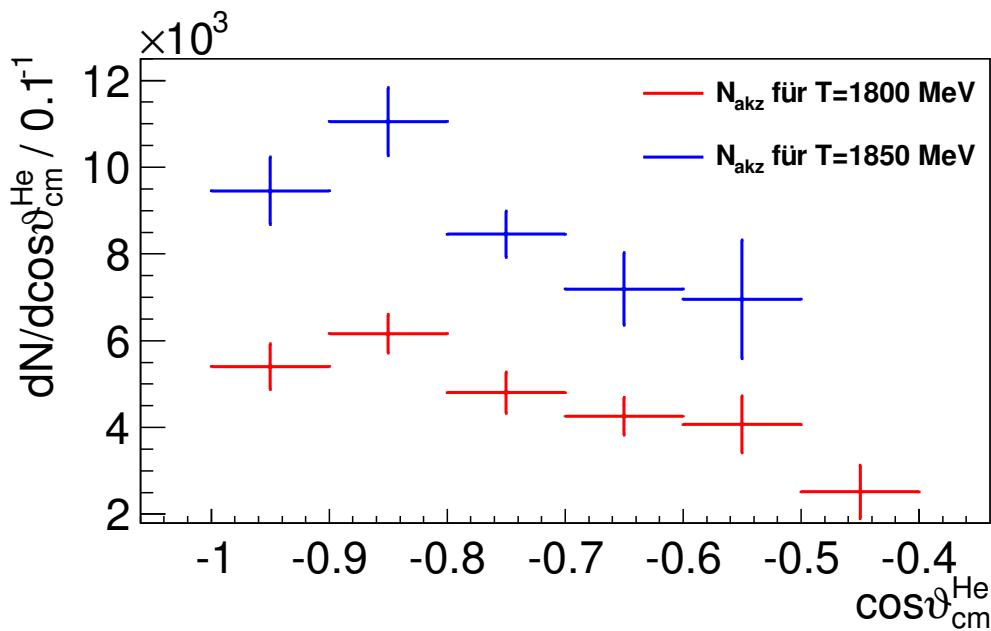


Abbildung 6.11: Anzahl der mit Hilfe von Phasenraumsimulationen korrigierten Ereignisse N_{akz} für die Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ (rot) und $T = 1850 \text{ MeV}$ (blau).

Die Ereigniszahlen zeigen nach der Akzeptanzkorrektur weiterhin ein von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ abhängiges Verhalten (vergleiche Abb. 6.11), sodass nicht von einem Phasenraumverhalten der $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \omega$ Reaktion ausgegangen werden kann.

Messungen an WASA und am SPES 3 Experiment haben bereits eine Abweichung vom Phasenraumverhalten bei einer Strahlenergie von $T = 1450 \text{ MeV}$ nachgewiesen. Abbildung 6.12 zeigt die im Rahmen dieser Messungen ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $\cos \vartheta_{cm}^\omega$. Es ist ein Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei $\cos \vartheta_{cm}^\omega = \pm 1$ zu erkennen. Da es sich um eine Zweiteilchenreaktion handelt, lässt sich die gezeigte Verteilung auf die Abhängigkeit von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = -\cos \vartheta_{cm}^\omega$ übertragen. Da also die für die Simulationen angenommene Phasenraumverteilung der generierten Ereignisse für $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ offenbar nicht gegeben ist, ist die bisher durchgeführte Akzeptanzkorrektur noch nicht vollständig. Vielmehr muss im Fall der generierten Ereignisse eine Verteilung angenommen werden, die der beobachteten Physik entspricht. Anschließend wird wiederum die Anzahl rekonstruierter Ereignisse bestimmt und mit Hilfe des Quotienten dieser Anzahlen und den Gleichungen 6.6 und 6.7 eine erneute Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Zu diesem Zweck werden zunächst die in Abbildung 6.11 gezeigten Verteilungen gefittet. Ein Fit an die in Abbildung 6.12 dargestellten Daten des CELSIUS-WASA Experimentes zeigt, dass ein um $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 0$ symmetrisches Polynom der Form $f(\cos \vartheta) = a \cdot \cos^4 \vartheta + b$ eine gute Beschreibung der Daten gewährleistet (vergleiche Abbildung 6.13). Die gefittete Funktion wird verwendet, um die Verteilungen der generierten und rekonstruierten Ereignisse zu gewichten. Mit Hilfe dieser gewichteten Ereignisse wird anhand der Gleichungen 6.6 und 6.7 die Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Dadurch entsteht erneut eine Verteilung der Ereigniszahlen gegen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$, die wiederum mit einem Fit der Form $f(\cos \vartheta) = a \cdot \cos^4 \vartheta + b$ gefittet wird. Dieser Vorgang wird iterativ fortgesetzt, bis sich die Anzahl N_{akz} der auf die Akzeptanz korrigierten Ereignisse nicht mehr verändert. Dann ist das Verfahren konvergiert, die generierten Ereignisse entsprechen der beobachteten Physik.

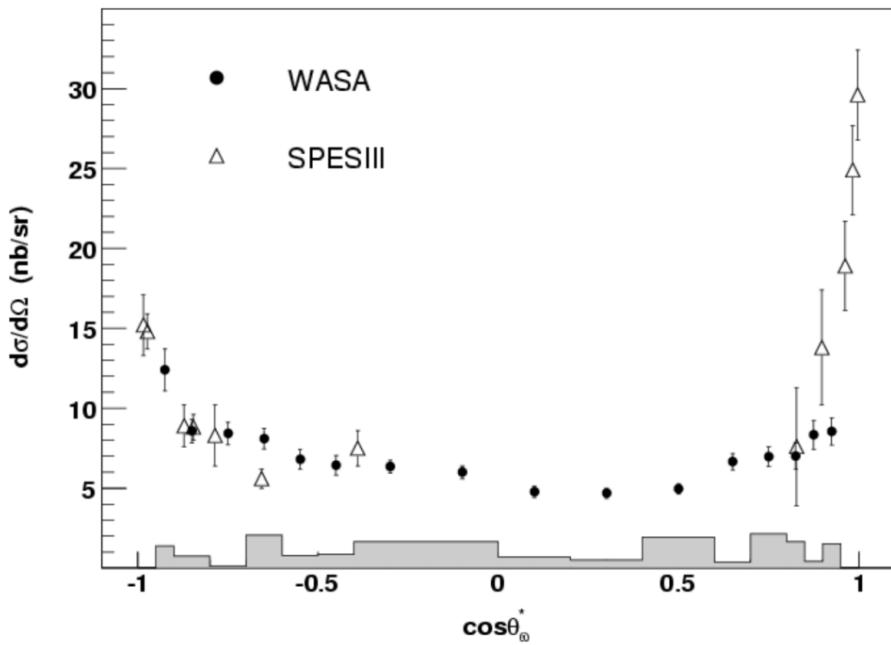


Abbildung 6.12: An CELSIUS-WASA (schwarze Punkte) und am SPES 3 Experiment (weiße Dreiecke) bei einer Strahlenergie von $T = 1450 \text{ MeV}$ bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$. Die Fehlerbalken der WASA-Messung sind statistischer Natur, das graue Histogramm gibt den systematischen Fehler dieser Messung an [Sch09].

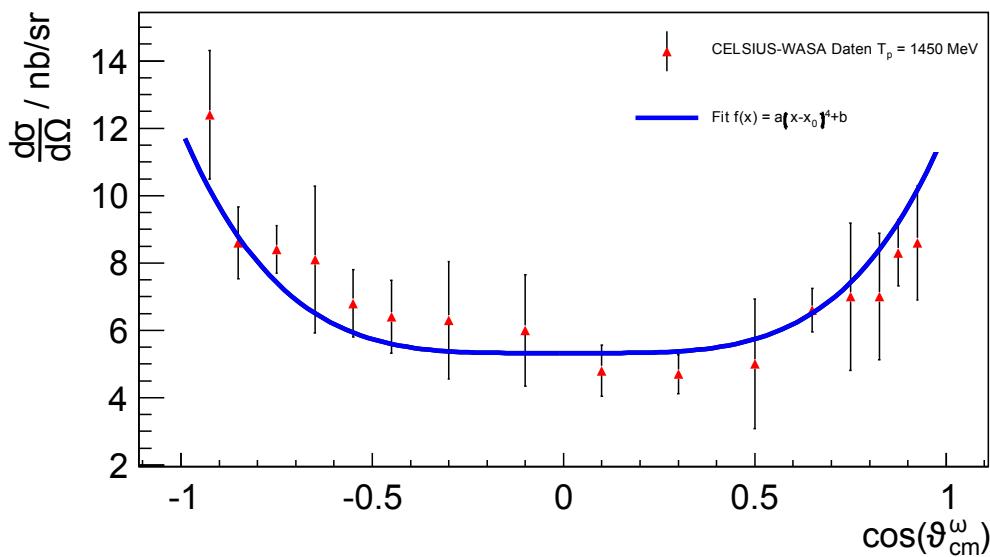


Abbildung 6.13: Fit an die Datenpunkte des CELSIUS-WASA Experimentes [Sch09]. Die gezeigte Messunsicherheit berechnet sich gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung aus den in Abbildung 6.12 dargestellten Fehlerbalken sowie der in grau dargestellten systematischen Unsicherheit. Der Fit der Form $f(\cos \vartheta) = a \cdot \cos^4 \vartheta + b$ besitzt ein reduziertes χ^2 von $\chi^2_{\text{red}} = 0,71$, der Parameter x_0 wurde auf den Wert $x_0 = 0$ gesetzt.

Der Datenpunkt bei $-1,0 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} < -0,9$ wurde für den Fit nicht berücksichtigt, da Streuungen in diesem Schwerpunktswinkelbereich einem Laborwinkelbereich entsprechen, der vom WASA Vorwärtsdetektors nicht mehr komplett abgedeckt wird. Aus diesem Grund kann es zu Effekten kommen, die auch im Rahmen einer Akzeptanzkorrektur nicht komplett korrigiert werden können. Der Datenpunkt wird aber bei jedem Iterationsschritt korrigiert. Die Abbildung 6.14 zeigt die in den einzelnen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins enthaltenen, auf die Akzeptanz des Detektors korrigierten Ereigniszahlen nach Konvergenz der Iteration in sechs ($T = 1800 \text{ MeV}$) bzw. sieben ($T = 1850 \text{ MeV}$) Schritten.

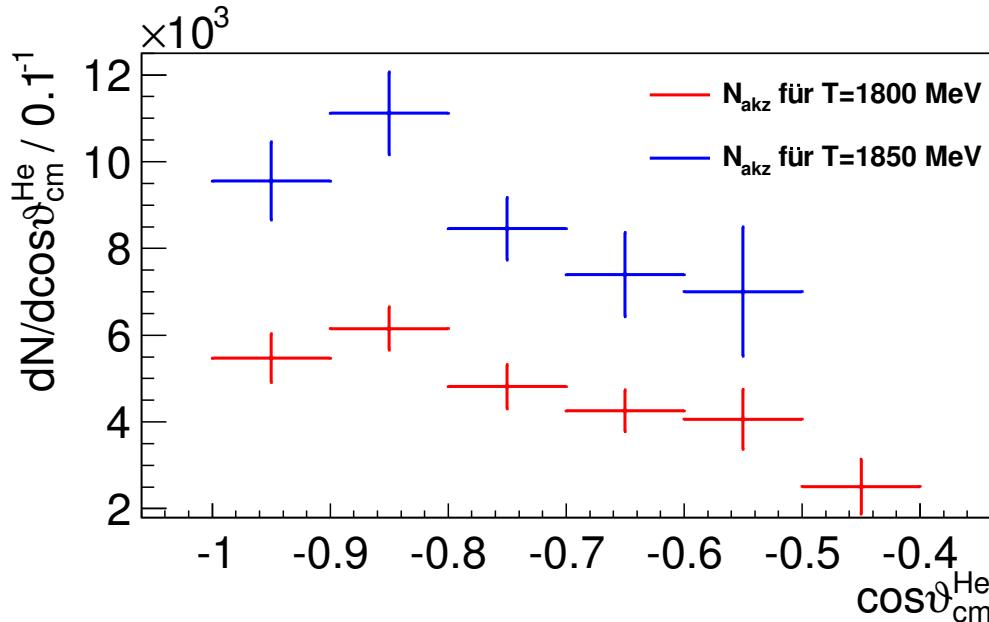


Abbildung 6.14: Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens wurden die Simulationen schrittweise an die beobachtete Verteilung der Ereignisse in den jeweiligen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins angepasst. Gezeigt werden hier die auf die Akzeptanz des Detektors korrigierten Ereigniszahlen für die Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ (rot) und $T = 1850 \text{ MeV}$ (blau) nach Konvergenz dieses Verfahrens, d.h. nach einer Akzeptanzkorrektur anhand von Simulationen, die das physikalisch beobachtete Verhalten beinhalten.

Ein quantitativer Vergleich der akzeptanzkorrigierten Ereigniszahlen für die beiden unterschiedlichen Strahlenergien ist an dieser Stelle aufgrund der unterschiedlichen noch nicht bestimmten Luminosität nicht sinnvoll. Es ist aber zu erkennen, dass der qualitative Verlauf der Ereigniszahlen bei Variation des Streuwinkels für beide Strahlenergien dasselbe Verhalten zeigt. Im ersten Bin sind etwas geringere Ereigniszahlen zu sehen, da innerhalb dieses Bins der vom Vorwärtsdetektorsystem abgedeckte Laborwinkelbereich endet. Vom $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ Intervall von $-0,9$ bis $-0,8$ an sinken die Ereigniszahlen mit wachsendem $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$. Für weitere vergleichende Aussagen ist die Bestimmung der Luminosität bzw. die Umrechnung der akzeptanzkorrigierten Ereigniszahlen in einen Wirkungsquerschnitt nötig.

6.2.3 Normierung

Zur Normierung werden am SPES 4 Experiment gemessene Daten aus dem Jahr 1995 verwendet [Wur95]. Die vorliegenden Daten wurden bei 20 verschiedenen Strahlenergien zwischen der Schwelle von $T = 1325,6 \text{ MeV}$ und einer maximalen Strahlenergie von

$T = 1900 \text{ MeV}$ aufgenommen. Dabei wurde der ${}^3\text{He}$ -Kern bei einem Schwerpunktswinkel von $\vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}} = 0^\circ$ detektiert (bzw. $\vartheta_{cm}^\omega = 180^\circ$). Da es sich um eine Zweiteilchenreaktion handelt, kann aus dem gemessenen Impuls des Heliumkerns unter Verwendung der Impulserhaltung der Schwerpunktsimpuls p_{cm}^ω des ω berechnet werden. Aus dem bekannten Strahlimpuls p_{cm}^p , der ebenfalls ins Schwerpunktsystem transformiert wurde, und den gemessenen Wirkungsquerschnitten $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}\right)_{180^\circ}$ wurden gemittelte quadratische Streuamplituden $|f_\omega|^2$ berechnet:

$$|f_\omega|^2 = \frac{p_{cm}^p}{p_{cm}^\omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{180^\circ} . \quad (6.8)$$

Diese Amplituden sind in Abbildung 6.15 in abhängig des Schwerpunktsimpulses des ω -Mesons dargestellt. Der SATURNE 2 Beschleuniger bietet den Vorteil, dass zwei Szintillatortelestelescope den Fluß der extrahierten Protonen messen. Diese Szintillatortelestelescope sind hinter einer $50 \mu\text{m}$ dicken Mylarfolie angebracht, die es erlaubt die ${}^{12}\text{C}(p,pn){}^{11}\text{C}$ Methode für eine absolute Kalibrierung zu verwenden. So kann die Luminosität des Detektors gemessen und damit direkt Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Der Fehler dieser absoluten Kalibrierung liegt bei $\pm 5\%$ [Wur95].

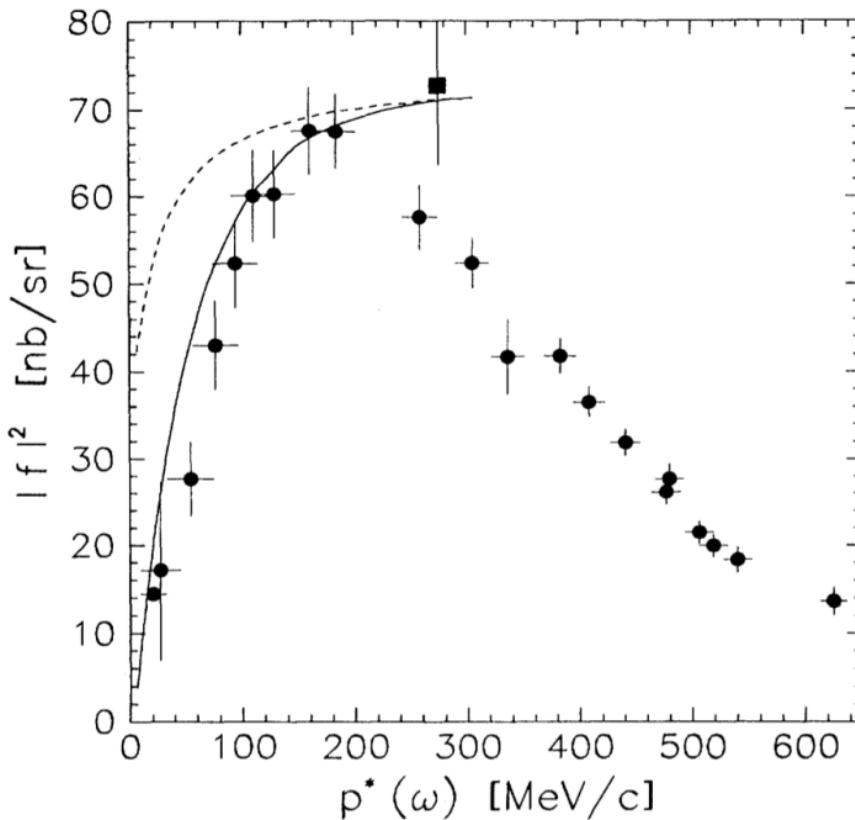


Abbildung 6.15: Die am SPES 4 Experiment für 20 verschiedene Strahlenenergien gemessenen quadratischen Amplituden $|f_\omega|^2$ in Abhängigkeit des Impulses des ω -Mesons im Schwerpunktsystem. Der eckige Datenpunkt entstammt einer weiteren Messung [Kir93], die Kurven entsprechen Simulationen für den ω -Zerfall in $\pi\gamma$ (unterbrochen) bzw. in $\pi^0\pi^+\pi^-$ (durchgezogen) [Wur95].

Um nun diese Daten für eine Normierung der im vorherigen Kapitel vorgestellten, am WASA Experiment aufgenommenen Daten verwenden zu können, sind weitere Berechnungen notwendig. Zunächst wird der Betrag des Schwerpunktsimpulses des ω -Mesons für die beiden Strahlenergien von $T = 1800 \text{ MeV}$ und $T = 1850 \text{ MeV}$ berechnet. So kann mit Hilfe eines Fits an die Daten aus Abbildung 6.15 der dazugehörige Wert der Amplitude $|f_\omega|^2$ bestimmt werden. Aus dem bekannten Strahlimpuls wird der Schwerpunktsimpuls des Strahls berechnet. Mit Hilfe von Gleichung 6.8 wird anschließend der erwartete Wirkungsquerschnitt bei einem Winkel von $\vartheta_{cm}^\omega = 180^\circ$ bestimmt. Durch einen Fit an die Daten aus Abbildung 6.14 können unter der Annahme, dass das Verhalten der Ereigniszahlen bei variierendem $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ symmetrisch ist um $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 0$, extrapolierte Ereigniszahlen für $\vartheta_{cm}^\omega = 180^\circ$ (also $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1$) bestimmt werden. Aus dem Quotienten dieser extrapolierten Ereigniszahlen und dem erwarteten Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann die Normierung, die auf die gemessenen Ereigniszahlen angewendet werden kann, um differentielle Wirkungsquerschnitte zu bestimmen.

Im Gegensatz zum SPES 4 Experiment, bei dem Teilchenimpulse gemessen werden, muss der Schwerpunktsimpuls des ω -Mesons an WASA mit Hilfe der für Zweiteilchen-Reaktionen vereinfachten relativistischen Kinematik aus den verschiedenen kinetischen Energien berechnet werden. Zunächst soll der bekannte Strahlimpuls in das Schwerpunktssystem überführt werden. Dabei gilt:

$$p_{p,cm} = \gamma (p_p - \beta T_p) = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} (p_p - \beta T_p) \quad , \quad (6.9)$$

mit dem Strahlimpuls p_p , der kinetischen Energie des Strahls T_p und der relativistischen Geschwindigkeit β . Der Strahlimpuls lässt sich aus der bekannten Strahlenergie und der Masse des Strahlteilchens m_p mit Hilfe der Energie Impuls Relation bestimmen:

$$p_p = \sqrt{E_p^2 - m_p^2} = \sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p} \quad \text{mit} \quad \Delta p_p = \left| \frac{E_p \cdot \Delta T_p}{\sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p}} \right| \quad . \quad (6.10)$$

Die relativistische Geschwindigkeit β lässt sich aus der Gesamtenergie und dem Gesamtimpuls vor dem Stoß im Laborsystem berechnen:

$$\beta = \frac{|\vec{p}_p + \vec{p}_d|}{T_p + m_p + T_d + m_d} = \frac{\sqrt{T_p^2 + 2 \cdot T_p \cdot m_p}}{T_p + m_p + m_d} \quad . \quad (6.11)$$

Dabei wird angenommen, dass das Targetdeuteron ruht, also keinen Impuls und keine kinetische Energie besitzt. Es wird weiterhin angenommen, dass die Ungenauigkeit der verwendeten Massen m_p und m_d vernachlässigbar klein sind. Für die Unsicherheit $\Delta\beta$ ergibt sich dann:

$$\Delta\beta = \left| \left(\frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{(2T_p + 2m_p) \cdot (T_p + m_p + m_d)}{\sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p}} - \sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p}}{(T_p + m_p + m_d)^2} \right) \cdot \Delta T_p \right| \quad . \quad (6.12)$$

Zur Berechnung der Unsicherheit des Schwerpunktsimpulses des Strahlprotons wird das totale Differential $\frac{dp_{p,cm}}{dE_p}$ verwendet:

$$\frac{dp_{p,cm}}{dE_p} = \frac{\partial p_{p,cm}}{\partial E_p} + \frac{\partial p_{p,cm}}{\partial p_p} \frac{\partial p_p}{\partial E_p} + \frac{\partial p_{p,cm}}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial E_p} \quad . \quad (6.13)$$

Auf diese Weise wird die Abhängigkeit der Variablen β und p_p von T_p berücksichtigt und auf die Messunsicherheit ΔT_p zurückgeführt, während Gleichung 6.9 eine kompakte Form behält. Auch im weiteren Verlauf der Rechnung wurde diese Technik verwendet, wenn Abhängigkeiten unsicherheitsbehafteter Größen voneinander auftreten. Damit ist der Impuls des Strahlprotons im Schwerpunktsystem, sowie die dazugehörige Messungenauigkeit bestimmt:

$$\Delta p_{p,cm} = \sqrt{\left(\left(-\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \beta + \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{(T_p + m_p)}{\sqrt{T_p^2 + 2T_p m_p}} + \left(\beta \cdot \frac{(p_p - \beta \cdot (T_p + m_p))}{(1-\beta^2)^{3/2}} - \frac{(T_p + m_p)}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) \right. \right.} \\ \left. \left. \cdot \left(\frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_p^2 + 2 \cdot T_p \cdot m_p}} \cdot (2T_p + 2m_p) \cdot (T_p + m_p + m_d) - \sqrt{T_p^2 + 2 \cdot T_p \cdot m_p}}{(T_p + m_p + m_d)^2} \right) \right) \cdot \Delta T_p \right)^2 \quad . \quad (6.14)$$

Die letzte zu bestimmende Größe ist der Impuls des ω -Mesons im Schwerpunktsystem. Dieser lässt sich aus der nach dem Stoß verfügbaren kinetischen Energie T_{cm}^f und der gesamten Energie E_{cm} , jeweils im Schwerpunktsystem, berechnen:

$$p_{\omega,cm} = \sqrt{\left(\frac{T_{cm}^f}{2} \cdot \frac{T_{cm}^f + 2m_{^3\text{He}}}{E_{cm}} + m_\omega \right)^2 - m_\omega^2} \quad . \quad (6.15)$$

Die gesamte im Schwerpunktsystem verfügbare Energie wird wie folgt berechnet:

$$E_{cm} = \sqrt{(T_p + m_p + m_d)^2 - (T_p^2 + 2T_p m_p)} \quad \text{mit} \quad \Delta E_{cm} = \sqrt{\left(\frac{m_d}{E_{cm}} \cdot \Delta T_p \right)^2} \quad . \quad (6.16)$$

Die kinetische Energie im Schwerpunktsystem nach dem Stoß ist dann die Differenz aus der gesamten Energie und den Massen der Ejektile.

$$T_{cm}^f = E_{cm} - m_\omega - m_{^3\text{He}} \quad \text{mit} \quad \Delta T_{cm}^f = \Delta E_{cm} \quad . \quad (6.17)$$

Somit ergibt sich für die Unsicherheit des Schwerpunktimpulses des ω -Mesons:

$$\Delta p_{\omega,cm} = \sqrt{\left(\frac{1}{4p_{\omega,cm}^2} \cdot \left(\left(2 \cdot \left(\frac{T_{cm}^f}{2} \cdot \frac{T_{cm}^f + 2 \cdot m_{^3\text{He}}}{E_{cm}} + m_\omega \right) \cdot \left(\frac{2 \cdot T_{cm}^f + 2 \cdot m_{^3\text{He}}}{2 \cdot E_{cm}} \right) \right. \right. \right.} \\ \left. \left. \left. + 2 \cdot \left(\frac{T_{cm}^f}{2} \cdot \frac{T_{cm}^f + 2 \cdot m_{^3\text{He}}}{E_{cm}} + m_\omega \right) \cdot \left(\frac{T_{cm}^f}{2} \cdot \frac{T_{cm}^f + 2 \cdot m_{^3\text{He}}}{E_{cm}^2} \right) \cdot \Delta E_{cm} \right)^2 \right) \right)^2 \quad . \quad (6.18)$$

Damit ergeben sich unter Annahme einer Ungenauigkeit der Strahlenergie von $\Delta T_p = 2 \text{ MeV}$ (etwa 1 % nach [Pas10]) die in Tabelle 6.2 angegebenen Werte und Unsicherheiten.

| Strahlenergie | $T_p = 1800 \text{ MeV}$ | $T_p = 1850 \text{ MeV}$ |
|--------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $p_{p,cm} / \text{GeV}/c$ | $1,2597 \pm 0,0034$ | $1,2776 \pm 0,0034$ |
| E_{cm} / GeV | $3,8302 \pm 0,0010$ | $3,8546 \pm 0,0010$ |
| T_{cm}^f / GeV | $0,2383 \pm 0,0010$ | $0,2627 \pm 0,0010$ |
| $p_{\omega,cm} / \text{GeV}/c$ | $0,5642 \pm 0,0014$ | $0,5949 \pm 0,0014$ |

Tabelle 6.2: Die berechneten Werte, der zur Normierung benötigten Größen $p_{p,cm}$, E_{cm} , T_{cm}^f und $p_{\omega,cm}$ mitsamt ihren Unsicherheiten.

Mit Hilfe des bestimmten Wertes $p_{\omega,cm}$ lässt sich aus einem Fit an die Daten des SPES Experimentes der Wert für die quadratische Amplitude $|f_\omega|^2$ extrapolieren (siehe Abbildung 6.15). Dazu wurden die in Abbildung 6.16 dargestellten Datenpunkte zwischen $p_{\omega,cm} \approx 380 \text{ MeV}/c$ und $p_{\omega,cm} \approx 650 \text{ MeV}/c$ mit einer Funktion der Form $f(x) = a \cdot (x - x_0)^2 + b$ angefittet. Aus dem Wert der Fitfunktion an der Stelle $p_{\omega,cm}$ wird die Amplitude $|f_\omega|^2$ bei Strahlenergien von 1800 MeV bzw. 1850 MeV bestimmt.

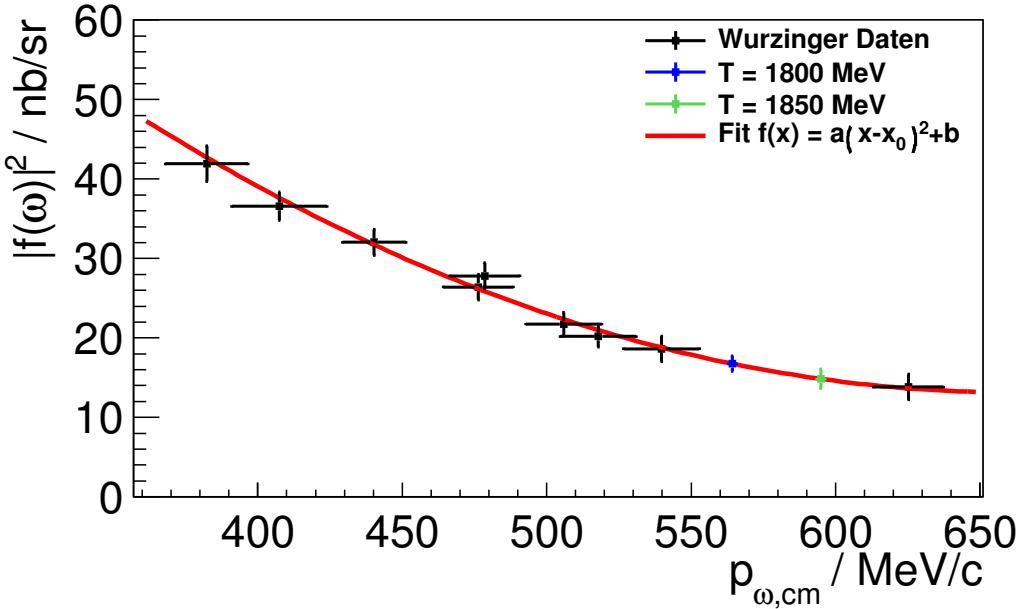


Abbildung 6.16: Fit an die Daten aus [Wur95]. Aus dem extrapolierten Verlauf der Amplitude $|f_\omega|^2$ (rot dargestellt) lässt sich der Wert für die Strahlenergien von 1800 MeV (blau) bzw. 1850 MeV (grün) bestimmen.

Um die nur in Form der dargestellten Abbildung 6.15 vorliegenden Daten anzufitten zu können, wurde das Programm Engauge Digitizer [eng13] dazu verwendet, die Datenpunkte samt ihrer Unsicherheiten zu extrahieren. Die Ungenauigkeit der bestimmten Werte $|f_\omega|^2$ für $p_{\omega,cm} = (0,5642 \pm 0,0014) \text{ GeV}/c$ bzw. $p_{\omega,cm} = (0,5949 \pm 0,0014) \text{ GeV}/c$ setzt sich zusammen aus der aus dem Fit resultierenden Unsicherheit und der Unsicherheit in $p_{\omega,cm}$. Um die aus dem Fit resultierende Messunsicherheit zu bestimmen, wurde die Fehlerfortpflanzungsformel für korrelierte Fehler verwendet:

$$\Delta f(x) = \sqrt{\sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial f(x)}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial f(x)}{\partial x_j} \cdot \Delta x_i \cdot \Delta x_j \cdot \chi^2_{\text{red}}} . \quad (6.19)$$

Dabei bezeichnet x_i die Parameter des Fits, also in diesem Fall a , b und x_0 . Δx_i bezeichnet deren Unsicherheiten und $f(x) \pm \Delta f(x)$ den aus dem Fit bestimmten Wert an der Stelle x sowie seine Unsicherheit. Die Unsicherheiten der einzelnen Parameter wurden mit dem reduzierten χ^2 des Fits gewichtet. Die Unsicherheit für $|f_{\omega}|^2$, die aus der Unsicherheit $\Delta p_{\omega,cm}$ resultiert, wurde bestimmt, in dem in den Fit die Werte $p_{\omega,cm} \pm \Delta p_{\omega,cm}$ eingesetzt wurden. Die Abweichungen $|f(p_{\omega,cm} \pm \Delta p_{\omega,cm}) - f(p_{\omega,cm})|$ wurden als Unsicherheit des extrapolierten Wertes bedingt durch die Unsicherheit von $p_{\omega,cm}$ verwendet. Damit ergibt sich als gesamte Unsicherheit:

$$\Delta |f_{\omega,cm}|^2 = \sqrt{\left(\left(\Delta |f_{\omega,cm}|^2\right)_{\text{Fit}}\right)^2 + \left(\left(\Delta |f_{\omega,cm}|^2\right)_{p_{\omega,cm}}\right)^2} . \quad (6.20)$$

Für die Strahlenergie von 1800 MeV ergibt sich

$$|f_{\omega,cm}|^2 = (16,8 \pm 1,2) \text{ nb/sr} , \quad (6.21)$$

und für die Strahlenergie von 1850 MeV:

$$|f_{\omega,cm}|^2 = (14,9 \pm 0,9) \text{ nb/sr} . \quad (6.22)$$

Der daraus berechnete Wirkungsquerschnitt bei $\cos \vartheta_{cm}^\omega = -1$ liefert

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}\right)_{1800} = 7,5 \pm 0,5 \text{ nb/sr} , \quad (6.23)$$

bzw.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}\right)_{1850} = 6,9 \pm 0,4 \text{ nb/sr} . \quad (6.24)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt kann (unter der Annahme, dass Symmetrie um $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 0$ vorliegt) mit einer extrapolierten Ereigniszahl bei $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1$ verglichen werden, um so den Faktor zu finden, mit dem die zuvor bestimmten, akzeptanzkorrigierten Ereigniszahlen in differentielle Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden können. Um die Anzahl der produzierten ω -Mesonen bei $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1$ zu bestimmen, wird ein Fit der Form $f(x) = a \cdot (x - x_0)^4 + b$ an die Verteilung der auf die Akzeptanz des Detektors korrigierten Ereigniszahlen gegen $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ durchgeführt (mit $x = \cos \vartheta$, $x_0 = 0$). Dies ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Zur Berechnung der Unsicherheit der Ereigniszahl bei $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1$ wird Gleichung 6.19 verwendet. Es ergeben sich:

$$N_{akz,1800} (\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1) = 9236 \pm 1171 , \quad (6.25)$$

bzw.

$$N_{akz,1850} (\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1) = 15836 \pm 990 . \quad (6.26)$$

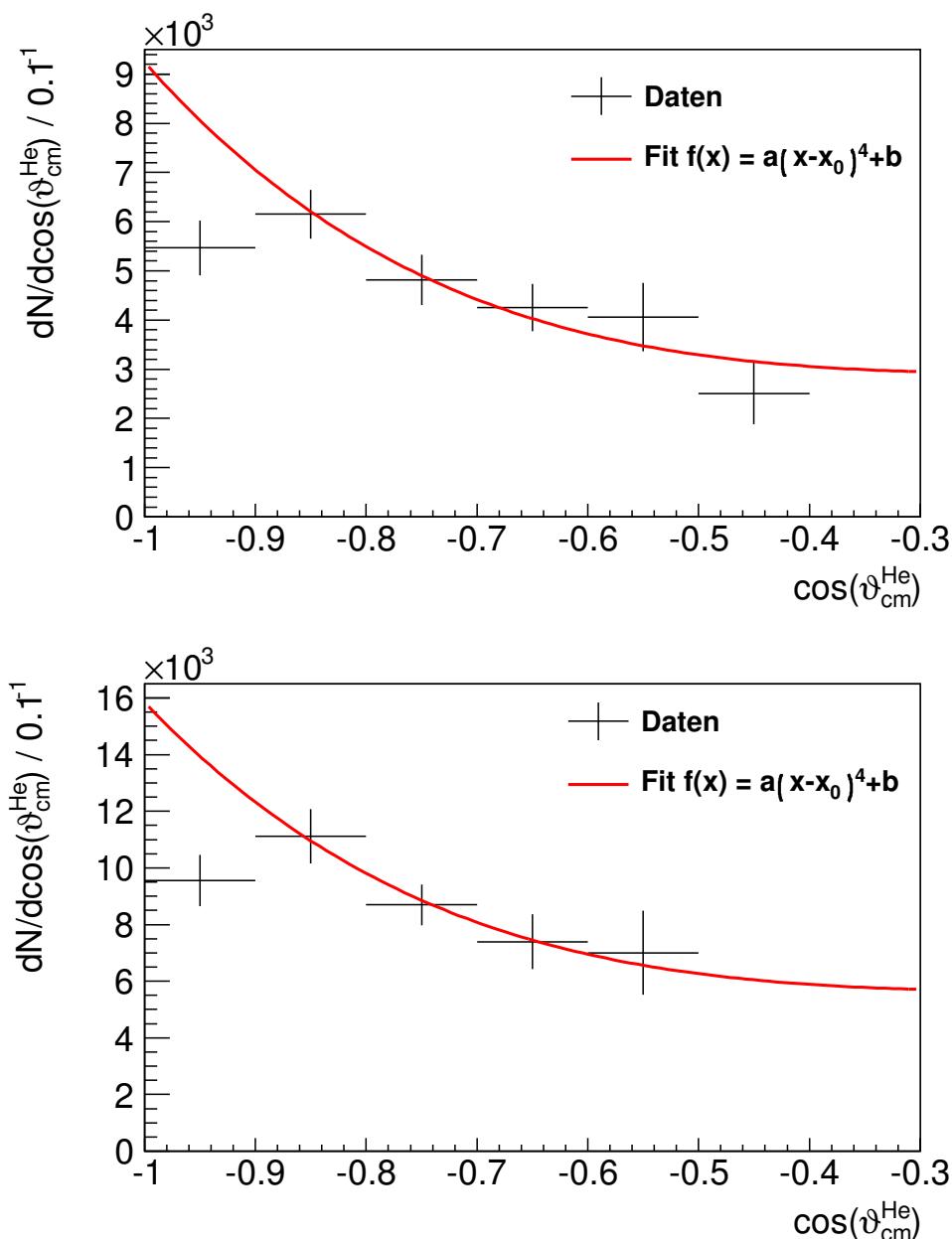


Abbildung 6.17: Fit an die auf die Akzeptanz des Vorwärtsdetektorsystems korrigierte Verteilung der produzierten ω -Mesonen pro Streuwinkelintervall $\cos \vartheta_{cm}^{He}$ für die Strahlenergien $T = 1800$ MeV (oben) und $T = 1850$ MeV (unten). Mit Hilfe des Fits kann die Anzahl der ω -Mesonen bei $\cos \vartheta_{cm}^{He} = 1$ (bzw. bei $\cos \vartheta_{cm}^{He} = -1$) extrapoliert werden. Der erste Datenpunkt bei $-1 < \cos \vartheta_{cm}^{He} \leq -0.9$ wird nicht für den Fit verwendet.

6.2.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Anhand der im vorherigen Kapitel durchgeföhrten Rechnungen und den daraus ermittelten Werten $N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He} = 1)$, $|f_{\omega,cm}|^2$, $p_{p,cm}$ und $p_{\omega,cm}$ können differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He}) = N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He}) \cdot \frac{\frac{p_{\omega,cm}}{p_{p,cm}} \cdot |f_{\omega,cm}|^2}{N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He} = 1)} . \quad (6.27)$$

Dabei berechnen sich die Unsicherheiten wie folgt

(mit den Abkürzungen: $N_{akz}^0 = N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He} = 1)$, $N_{akz} = N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^3\text{He})$):

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{\text{stat.}} &= \left| \frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \cdot \frac{\Delta N_{akz}}{N_{akz}} \right| , \\ \Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{\text{sys.}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta |f_{\omega,cm}|^2}{|f_{\omega,cm}|^2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{akz}^0}{N_{akz}^0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{\omega,cm}}{p_{\omega,cm}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{p,cm}}{p_{p,cm}} \right)^2} . \end{aligned} \quad (6.28)$$

Damit ergeben sich die in Tabelle 6.3 angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$. Diese sind in der Abbildung 6.18 grafisch dargestellt.

| $-\cos \vartheta_{cm}^3\text{He}$ | $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1800} / \text{nb/sr}$ | $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1850} / \text{nb/sr}$ |
|-----------------------------------|---|---|
| 1 – 0,9 | $4,44 \pm 0,46$ | $4,17 \pm 0,39$ |
| 0,9 – 0,8 | $5,00 \pm 0,40$ | $4,85 \pm 0,42$ |
| 0,8 – 0,7 | $3,91 \pm 0,42$ | $3,80 \pm 0,31$ |
| 0,7 – 0,6 | $3,46 \pm 0,39$ | $3,23 \pm 0,42$ |
| 0,6 – 0,5 | $3,30 \pm 0,56$ | $3,06 \pm 0,65$ |
| 0,5 – 0,4 | $2,04 \pm 0,51$ | |
| syst. Fehler | $\pm 14,5\%$ | $\pm 9\%$ |

Tabelle 6.3: Ermittelte differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Bereiche von $\cos \vartheta_{cm}^3\text{He}$ für die beide Strahlenergien.

Die Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird durch die Unsicherheiten der auf die Akzeptanz korrigierten Ereignisse ΔN_{akz} und ΔN_{akz}^0 sowie die Unsicherheit der Streuamplitude $|f_{\omega,cm}|^2$ dominiert:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_{akz}}{N_{akz}} &\approx 8\% - 25\% , & \frac{\Delta N_{akz}^0}{N_{akz}^0} &\approx 6\% - 13\% \\ \frac{\Delta |f_{\omega,cm}|^2}{|f_{\omega,cm}|^2} &\approx 6\% - 7\% , & \frac{\Delta p_{\omega,cm}}{p_{\omega,cm}} &\approx \frac{\Delta p_{p,cm}}{p_{p,cm}} \approx 0,3\% . \end{aligned} \quad (6.29)$$

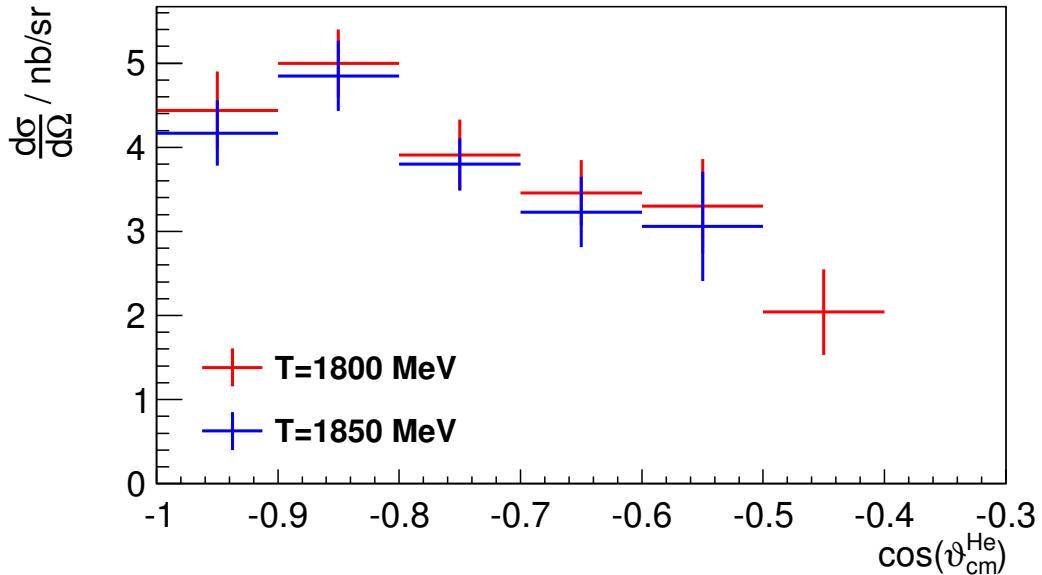


Abbildung 6.18: Die nach Formel 6.27 und 6.28 bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Strahlenergien $T = 1800$ MeV (rot) und $T = 1850$ MeV (blau). Die dargestellten Unsicherheiten entsprechen der statistischen Messunsicherheit, es ist desweiteren eine systematische Unsicherheit von 14,5 % ($T = 1800$ MeV) bzw. 9 % ($T = 1850$ MeV) zu beachten.

Die Unsicherheiten der Ereigniszahlen können durch größere Statistik verkleinert werden. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt in jedem $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bereich bei der höheren Strahlenergie geringer ausfällt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen des SPES 4 Experimentes bei $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1$ (vergleiche Abbildung 6.15 bzw. [Wur95]). Des Weiteren kann festgehalten werden, dass im Rahmen der Unsicherheiten eine Abweichung des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Phasenraumverhalten beobachtet werden kann. Dies deckt sich mit früheren Beobachtungen bei geringeren Strahlenergien (vergleiche Abbildung 6.12 bzw. [Sch09]).

6.2.5 Feinkalibrierung

Wie in Kapitel 6.1 festgestellt wurde, weicht die Position des Missing Mass Peaks vom Literaturwert des ω -Mesons ab. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass sich Position und Breite des Missing Mass Peaks mit $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ verändern (vergleiche Tabelle 6.1). Um dieses Verhalten zu korrigieren, wird im Rahmen dieses Kapitels die Möglichkeit einer Feinkalibrierung untersucht. Dazu wird die rekonstruierte kinetische Energie $E_{kin}^{^3\text{He}}$ der ${}^3\text{He}$ -Kandidaten gegen den Streuwinkel $\vartheta_{lab}^{^3\text{He}}$ im Laborsystem aufgetragen und mit dem aus $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Simulationen bekannten Zusammenhang zwischen $E_{kin}^{^3\text{He}}$ und $\vartheta_{lab}^{^3\text{He}}$ verglichen. Charakteristisch für eine Zweiteilchen-Reaktion ist das scharfe Band, auf dem die meisten Ereignisse verteilt sind (vergleiche Abbildung 6.19).

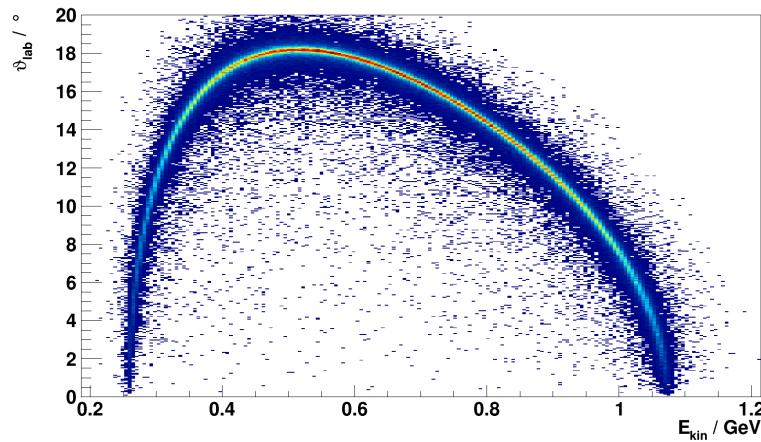


Abbildung 6.19: Simulation der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ bei einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$. Gezeigt wird der Zusammenhang zwischen kinetischer Energie und Streuwinkel im Laborsystem. Aufgetragen wurden hier die in der Simulation erzeugten Werte, die Verschmierung ist also lediglich durch die Breite des ω -Mesons bedingt, nicht durch die Detektorauflozung.

Ein solcher Bogen ist, wie in Abbildung 6.20 zu erkennen, ebenfalls in den Daten zu sehen.

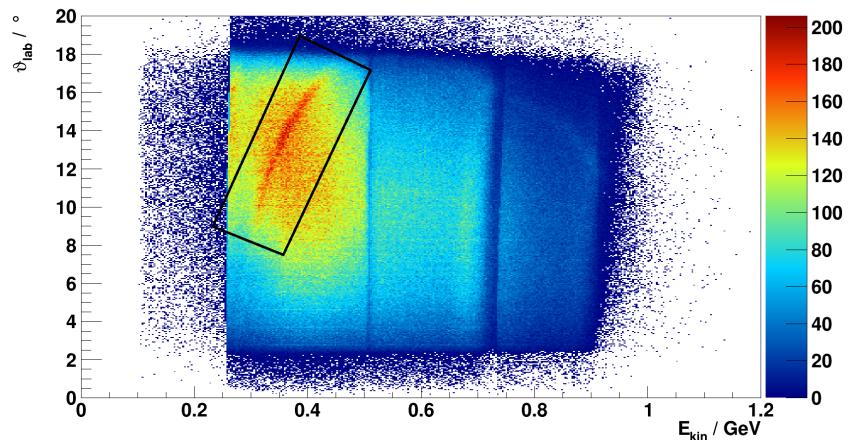


Abbildung 6.20: Rekonstruierte kinetische Energie aufgetragen gegen den rekonstruierten Streuwinkel im Laborsystem für die per Energieverlustcuts selektierten ${}^3\text{He}$ -Kerne. Die Daten entstammen der Strahlzeit mit einer Strahlenergie von $T = 1850 \text{ MeV}$. Bei niedrigen kinetischen Energien ist ein für eine Zweiteilchenreaktion charakteristischer Bogen zu erkennen (schwarze Umrandung).

Ein Vergleich des in Simulationen ermittelten Bogen mit den gemessenen Daten ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Der in den Daten erkennbare Bogen ist gegenüber den Simulationen verschoben.

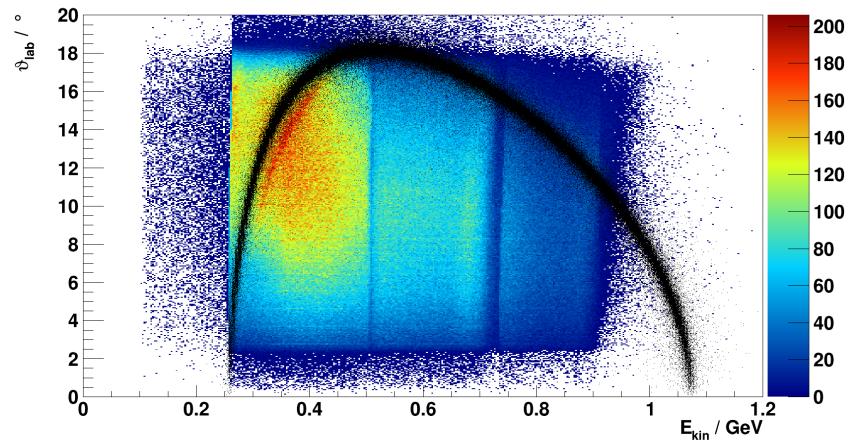


Abbildung 6.21: Vergleich des in Simulationen ermittelten Bogen (schwarz) mit den gemessenen Daten (farbig). Es liegt eine Verschiebung zwischen der in den Daten sichtbaren Linie und dem zu erwartenden Bogen vor.

Aus diesem Grund wurden für die Simulation für jeweils 20 ϑ_{lab} -Bins Projektionen der kinetischen Energie bestimmt und mit einer Gaußkurve gefittet. Damit lässt sich ein Laborwinkel einer kinetischen Energie zuordnen. Derselbe Vorgang wurde anschließend im Fall der Daten wiederholt. Dabei wurde als Fitfunktion die Summe einer Gaußkurve und einer Konstanten gewählt. Für die Winkelbereiche, bei denen die Kurve in Abbildung 6.20 sichtbar ist, können ebenfalls Laborwinkel kinetischen Energien zugeordnet werden. Anschließend wird der Mittelwert der Gaußfits für Daten und Simulationen für identische Laborwinkel gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.22 dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen dabei der 1σ -Umgebung des Gaußfits.

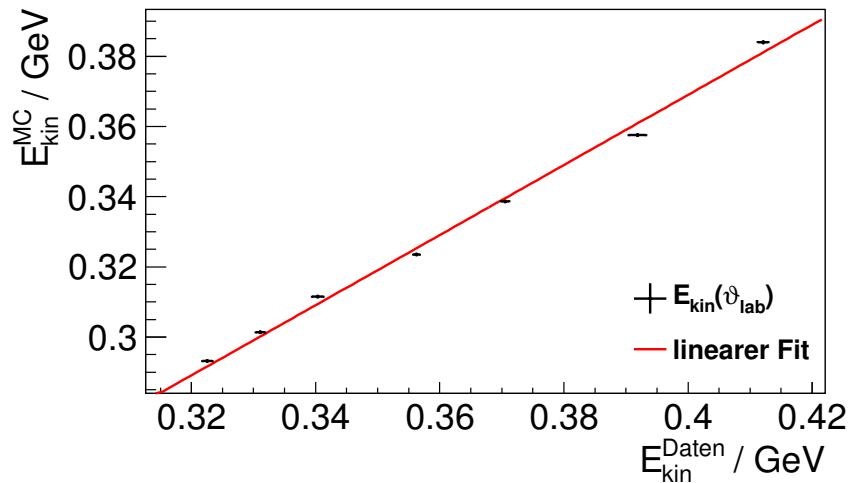


Abbildung 6.22: Für jeweils 20 ϑ_{lab} Bins wurden die kinetischen Energie aufsummiert und anhand eines Gaußfits die Position des ω -Bandes ermittelt. Für jeweils identische ϑ_{lab} Bereiche ist hier die kinetische Energie der ${}^3\text{He}$ -Kerne im ω -Band für Simulationen und Daten gegeneinander aufgetragen. Ein linearer Fit (rot) ermöglicht eine Korrektur der kinetischen Energie, so dass das in den Daten zu sehende Band auf die aus den Simulationen ermittelte Position geschoben wird.

Mit einem linearen Fit lässt sich ein Zusammenhang zwischen der gemessenen kinetischen Energie und der nach Simulationen korrekten kinetischen Energie bestimmen, sodass eine Feinkalibrierung durchgeführt werden kann, die das in Abbildung 6.20 erkennbare Band so verschiebt, dass es sich mit der Position des Bandes aus den Simulationen deckt. Anschließend kann wieder eine Missing Mass Analyse durchgeführt werden, um den Mittelwert und die Breite des Missing Mass Peaks zu bestimmen. Abbildung 6.23 zeigt das Missing Mass Spektrum nach Anwendung der Feinkalibrierung.

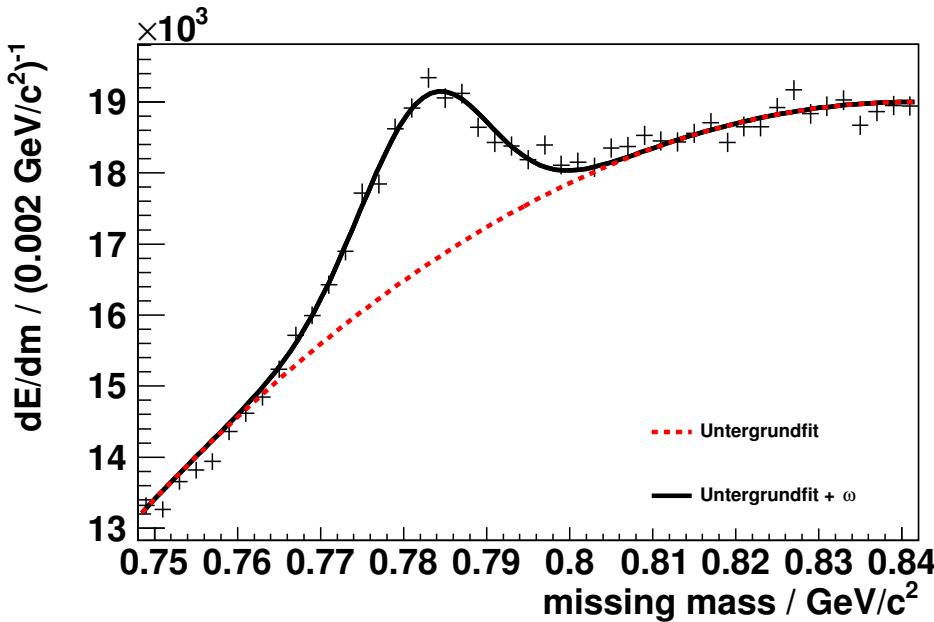


Abbildung 6.23: Missing Mass Spektrum nach Anwendung der Feinkalibrierung. Wie zuvor vorgestellt, wurde ein Polynomfit verwendet, um den Untergrund zu beschreiben und eine Normalverteilung um den Mittelwert und die Breite des Missing Mass Peaks zu bestimmen. Dargestellt wird die Missing Mass der per Energieverlustcuts selektierten ${}^3\text{He}$ -Kerne, die in der ersten Lage des FRH gestoppt wurden.

Das korrigierte Missing Mass Spektrum wird dazu verwendet, die Position des ω -Peaks und dessen Breite zu bestimmen. Nach Untersuchung der Fitsystematik durch Variation der Fitgrenzen ergibt sich:

$$\begin{aligned} x_{MM} &= (0,7824 \pm 0,0002_{stat.} \pm 0,0002_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 \\ \text{FWHM} &= (0,0180 \pm 0,0007_{stat.} \pm 0,0007_{sys.}) \text{ GeV}/c^2 \quad . \end{aligned} \quad (6.30)$$

Die Position des Missing Mass Peaks stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit dem PDG Wert von $0,78265 \pm 0,00012 \text{ GeV}/c^2$ überein. Die Breite FWHM konnte deutlich verringert werden (vor der Feinkalibrierung: $(0,027 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,001_{sys.}) \text{ GeV}/c^2$). Aufgrund der Detektorauflösung ist die Breite größer als die Teilchenbreite von $(0,00849 \pm 0,00008) \text{ GeV}/c^2$ [Ber12]. Unter der Annahme, dass sowohl ein ω -Peak als auch die Detektorauflösung mit einer Gaußverteilung beschrieben werden können, kann aus der Faltung zweier Gaußfunktionen die Auflösung σ_{Det} des Detektors bestimmt werden. Nach [Hon06] liefert die Faltung zweier Gaußverteilungen mit den Standardabweichungen σ_1 und σ_2 eine Gaußverteilung mit der Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$. Damit folgt:

$$\sigma_{\text{Det}} = \frac{1}{2\sqrt{2 \ln 2}} \cdot \sqrt{(18 \text{ MeV}/c^2)^2 - (8,49 \text{ MeV}/c^2)^2} \approx 6,7 \text{ MeV}/c^2 . \quad (6.31)$$

Die Auflösung der Missing Mass liegt folglich in dem Bereich, der nach der Bestimmung der Auflösung der deponierten Energie zu erwarten war (vergleiche Tabelle 4.1). Bei einem Missing Mass Wert von etwa $782 \text{ MeV}/c^2$ entspricht die ermittelte Detektoraufklärung σ_{Det} einer relativen Auflösung von etwa 0,9 %.

Im Rahmen dieses Kapitels konnte gezeigt werden, dass die Möglichkeit einer Feinkalibrierung besteht. Um diese bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte verwenden zu können, sind allerdings weitere Untersuchungen nötig. So können lediglich in sieben der 20 Winkelbereiche Gaußfunktionen an die Verteilung der kinetischen Energien angepasst werden. Diese Situation wäre durch größere Statistik und der damit verbundenen deutlicheren ω -Kurve (vergleiche Abbildung 6.20) zu verbessern. Des Weiteren wurden im Rahmen der Vorsortierung Ereignisse ausgeschlossen, bei denen der ${}^3\text{He}$ -Kern die vierte Lage des FRH erreicht. Diese Einschränkung ist bezüglich einer Analyse der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion sinnvoll, führt allerdings zu einem Verlust von $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Ereignissen, bei denen der ${}^3\text{He}$ -Kern mit hoher kinetischer Energie gestreut wird. Aus diesem Grund soll im Anschluss an diese Arbeit eine Kalibrierung der vierten und fünften Lage des FRH durchgeführt werden, um derartige Ereignisse berücksichtigen zu können. Weitere Information finden sich in Kapitel 7 - Zusammenfassung & Ausblick.

6.3 Das η' -Meson

Das η' -Meson ist etwa $170 \text{ MeV}/c^2$ schwerer als das ω -Meson. Aus diesem Grund ist nach einer $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion deutlich weniger Energie vorhanden, die in kinetische Energie der Ejektile umgewandelt werden kann, als dies bei einer $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktion der Fall ist. Deshalb ist zu erwarten, dass die Verteilung der kinetischen Energie der gleichzeitig mit einem η' -Meson entstandenen Heliumkerne auf einen schmaleren Bereich beschränkt ist, als dies beim ω -Meson beobachtet werden konnte. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen Streuwinkel im Laborsystem und kinetischer Energie ist ein kleineres Streuwinkelintervall zu erwarten. Dies ist in Abbildung 6.24 dargestellt. Es wird der schon zuvor gezeigte erwartete Bogen für die $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ Reaktion mit dem der Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ verglichen. Dabei ist zu erkennen, dass es sich um einen deutlich kleineren Bogen handelt. Es werden geringere kinetische Energien erreicht, eine Hauptzahl der Einträge beschränkt sich auf einen relativ schmalen Laborwinkelbereich um etwa 10° . Dies entspricht $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ Werten zwischen etwa $-0,3$ und $0,3$. Bei diesen kinetischen Energien und $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ Werten werden ${}^3\text{He}$ -Kerne erwartet, die in der zweiten Lage des FRH gestoppt werden.

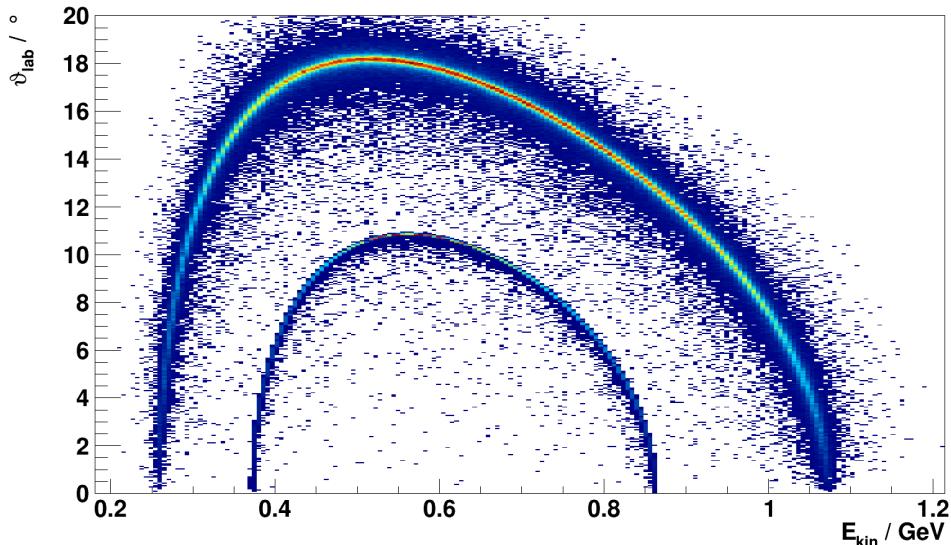


Abbildung 6.24: Vergleich der erwarteten Ellipsen für die ω - (große Ellipse) bzw. η' -Produktion (kleine Ellipse) bei $T = 1850 \text{ MeV}$.

Das η' -Meson besitzt eine Masse von $m = (0,95778 \pm 0,06) \text{ GeV}/c^2$ [Ber12]. Ein Missing Mass Signal der $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion ist somit im Missing Mass Bereich zwischen $0,9 \text{ GeV}/c^2$ und $1,0 \text{ GeV}/c^2$ zu erwarten. Dabei wurde bereits berücksichtigt, dass es bei der Position eines Peaks zu einer Verschiebung, ähnlich der beobachteten Verschiebung im Fall der ω -Produktion, kommen kann. Abbildung 6.25 zeigt die Anzahl der Ereignisse in diesem Missing Mass Intervall nach Anwendung der Energieverlustcuts aufgetragen gegen $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung ein breites Minimum im Bereich von etwa $-0,3$ und $0,3$ aufweist. Innerhalb dieses $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ -Intervalls sind somit die Voraussetzungen gegeben, aufgrund des minimalen Untergrundes im Spektrum kleine Signale seltener Reaktionen zu detektieren.

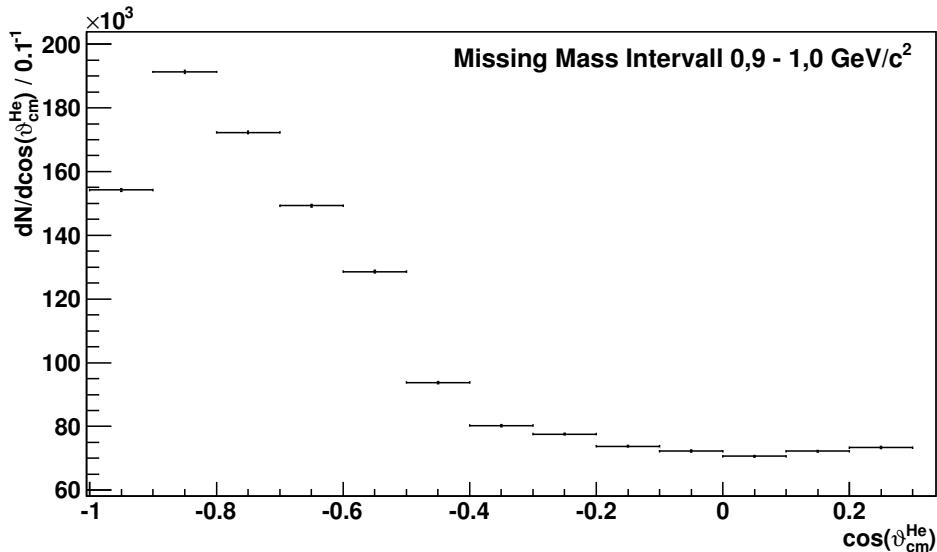


Abbildung 6.25: Anzahl aller Einträge nach Energieverlustcut im Missing Mass Intervall $0,9 \text{ GeV}/c^2$ bis $1,0 \text{ GeV}/c^2$ in Abhängigkeit von $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ bei einer Strahlenergie $T = 1850 \text{ MeV}$.

6.3.1 Missing Mass Analyse

Im Rahmen der Missing Mass Analyse werden die zuvor eingeführten Energieverlustcuts verwendet. Des Weiteren werden lediglich ${}^3\text{He}$ -Kandidaten betrachtet, die in der zweiten Lage des FRH gestoppt wurden. Es muss eine durchgängige Spur durch alle vorherigen Detektoren (also FWC, FTH und die erste Lage des FRH) existieren, und es darf kein passender Treffer im FRI beobachtet werden. Auf diese Weise soll sichergestellt werden, dass es sich bei einem eventuellen Signal nicht um ein Untergrundartefakt bedingt durch eine falsche Rekonstruktion der kinetischen Energie handelt. Außerdem werden lediglich die $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins von $-0,3$ bis $0,3$ betrachtet. Bei Werten kleiner als $-0,3$ handelt es sich um in der ersten Lage des FRH gestoppte Kerne, allerdings wächst der Untergrund dort schnell an. Werte größer als $0,3$ entsprechen ${}^3\text{He}$ -Kernen, die das FRI erreichen. Diese werden nicht betrachtet, um jegliche Effekte des nicht kalibrierten FRI ausschließen zu können. Da es sich bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ um eine deutlich seltener Reaktion handelt als die ω -Produktion, werden die betrachteten $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins nicht einzeln analysiert, sondern addiert. Die beobachteten Missing Mass Spektren beider Strahlenergien sind Abbildung 6.26 zu entnehmen.

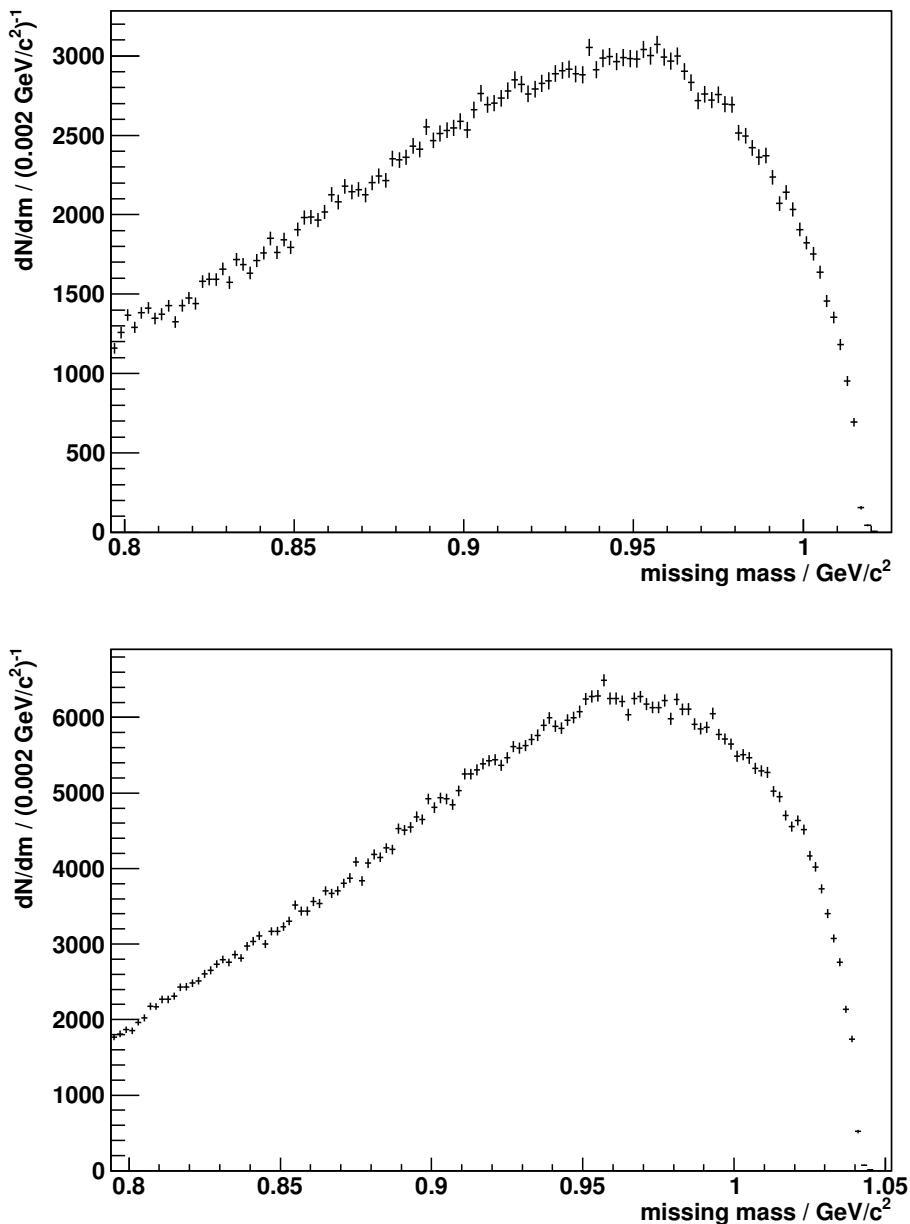


Abbildung 6.26: Missing Mass Spektrum für in der zweiten Lage des FRH gestoppte Heliumkerne bei Streuwinkeln, die die Relation $-0,3 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} < 0,3$ erfüllen. Die Strahlenergie beträgt $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten).

Wie zuvor bei der Analyse des ω -Mesons, wird der Untergrund zunächst mit einem Polynom der Form $f(x) = a \cdot (x - x_0)^2 + b$ angefittet. Die Fit-Parameter werden als Startparameter für einen Fit der Form

$$f(x) = a \cdot (x - x_0)^2 + b + c \cdot \exp \left(-0.5 \cdot \left(\frac{x - x_{MM}}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (6.32)$$

verwendet. Dieser Fit beschreibt einen gaußförmigen Peak oberhalb eines durch das Polynom beschriebenen Untergrundes. Die Abbildung 6.27 zeigt die durchgeführten Fits. Dabei

stellt die rote Kurve den interpolierten Untergrund dar, die schwarze Kurve die Summe aus Untergrund und Gaußfunktion zur Beschreibung eines eventuell vorliegenden Peaks im Missing Mass Spektrum.

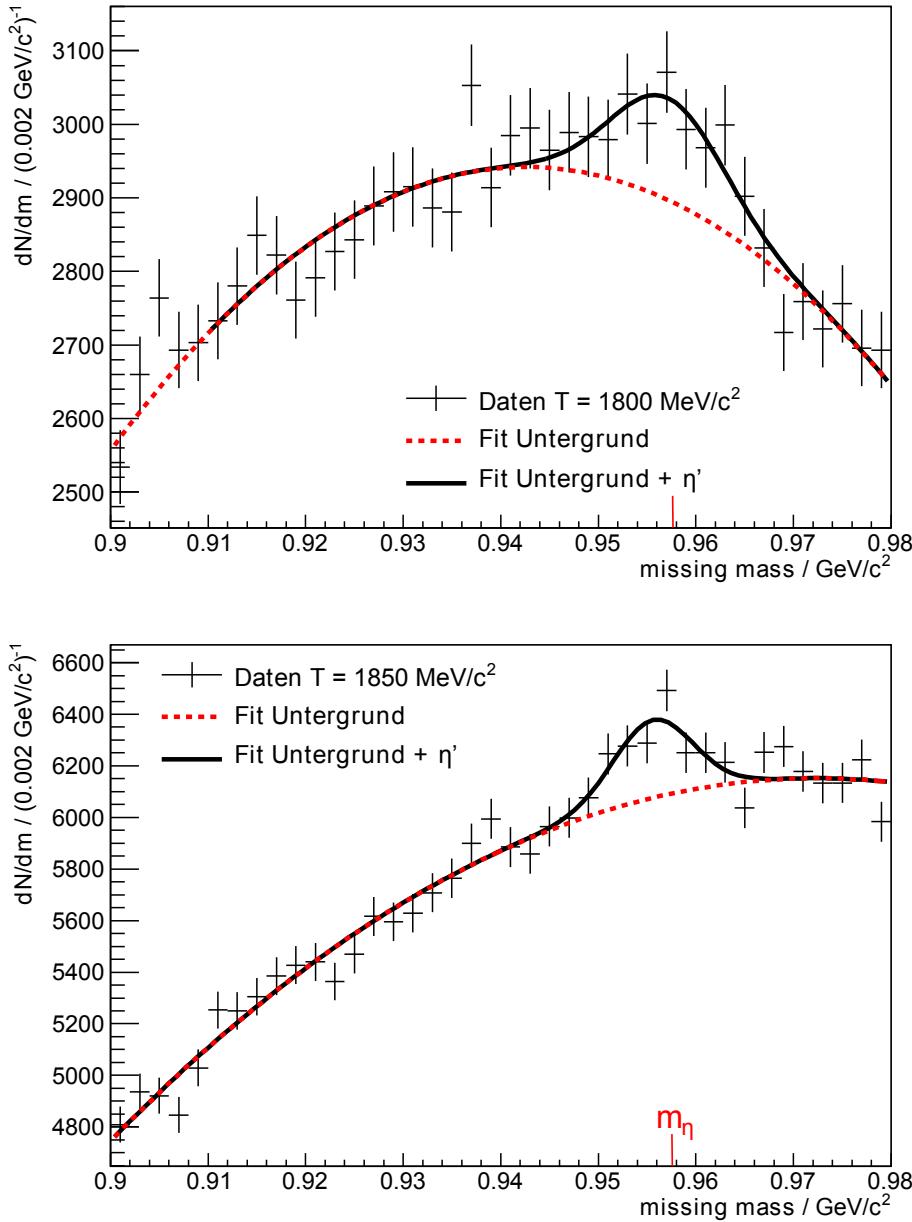


Abbildung 6.27: Fit an die Missing Mass Spektren aus Abbildung 6.26. Die rote Kurve zeigt dabei das interpolierte Verhalten des Untergrundes, die schwarze Kurve eine Summe aus Untergrundfit und Normalverteilung zur Beschreibung eines eventuell vorliegenden Peaks in der Nähe der Masse des η' -Mesons. Die Strahlenergie beträgt $T = 1800 \text{ MeV}$ (oben), bzw. $T = 1850 \text{ MeV}$ (unten). Die rote Markierung kennzeichnet die zu erwartende Position eines Missing Mass Peaks für die η' -Produktion.

Im Fall der Daten bei der Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ enthält der gefittete Peak 960 Einträge, bei einer Missing Mass Position von $0.957 \text{ GeV}/c^2$. Der interpolierte Untergrund enthält in demselben 3σ Intervall um die ermittelte Peakposition 49030 ± 221 Einträge.

Damit entspricht die beobachtete Peakstruktur einer Signifikanz von etwa $4,3\sigma$. Der in Abbildung 6.27 unten dargestellte Fit an die bei einer Strahlenergie von $T = 1850$ MeV aufgenommenen Daten besteht aus einer Untergrundfunktion mit 73733 ± 272 Einträgen im Intervall $[x_{MM} - 3\sigma; x_{MM} + 3\sigma]$, der darauf zu addierende Gaußpeak beinhaltet 1376 Einträge bei einer Peakposition von $0,9556$ GeV/c 2 . Damit beträgt die Signifikanz dieses Signals etwa $5,1\sigma$.

Die Kombination beider Signale, das heißt die Addition beider Missing Mass Spektren mit anschließend ausgeführtem Fit (siehe Abbildung 6.28), liefert 2495 Ereignisse bei einem Untergrund von 126613 ± 356 und damit eine Signifikanz von 7σ . Es ist also auszuschließen, dass eine statistische Schwankung zu beiden beobachteten Signale führt, vielmehr können die Signale in Abbildung 6.27 der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ zugeordnet werden.

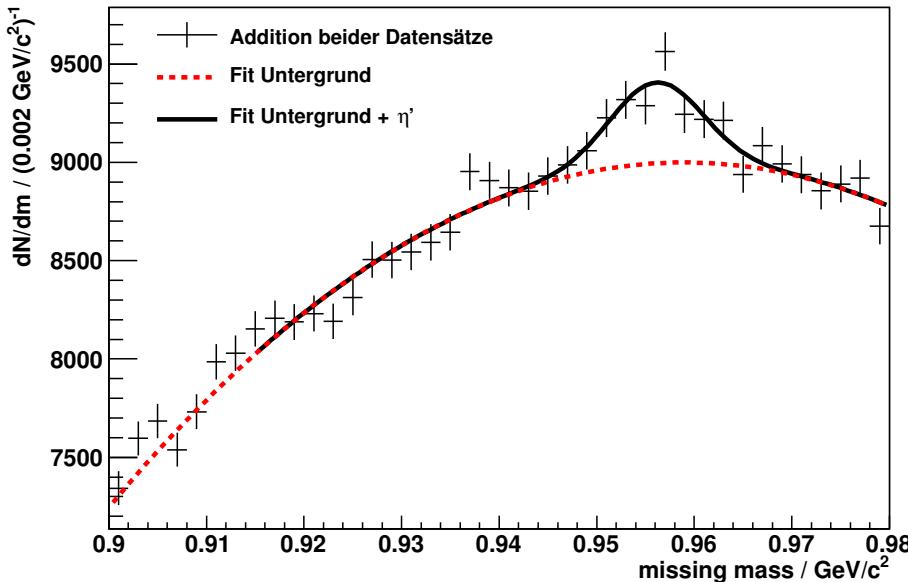


Abbildung 6.28: Summe der Missing Mass Spektren aus Abbildung 6.27. Die Kombination der beiden Spektren liefert ein η' -Signal mit einer Signifikanz von 7σ .

Durch Variation der Fitgrenzen wurden, wie bereits beim ω -Meson, systematische Unsicherheiten bestimmt. Für den Peakinhalt N , die Missing Mass Position x_{MM} und die Breite FWHM ergeben sich die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} N_{1800} &= 960 \pm 245_{\text{stat.}} \pm 246_{\text{sys.}} \\ x_{MM,1800} &= (0,957 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,001_{\text{sys.}}) \text{ GeV/c}^2 \\ \text{FWHM}_{1800} &= (0,013 \pm 0,005_{\text{stat.}} \pm 0,002_{\text{sys.}}) \text{ GeV/c}^2 \quad , \end{aligned} \quad (6.33)$$

bzw.

$$\begin{aligned} N_{1850} &= 1376 \pm 296_{\text{stat.}} \pm 227_{\text{sys.}} \\ x_{MM,1850} &= (0,9556 \pm 0,0008_{\text{stat.}} \pm 0,0001_{\text{sys.}}) \text{ GeV/c}^2 \\ \text{FWHM}_{1850} &= (0,010 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,001_{\text{sys.}}) \text{ GeV/c}^2 \quad . \end{aligned} \quad (6.34)$$

Für die Strahlenergie $T = 1800 \text{ MeV}$ stimmt die ermittelte Missing Mass Position im Rahmen der Unsicherheiten mit dem PDG Wert von $(0,95778 \pm 0,06) \text{ GeV}/c^2$ überein, im Fall der Strahlenergie $T = 1850 \text{ MeV}$ existiert eine Abweichung von etwa $2 \text{ MeV}/c^2$. Anders als dies beim ω -Meson der Fall war, kann im Fall des η' -Mesons jedoch keine Feinkalibrierung durchgeführt werden, da die beobachteten Signale zu klein sind, um sie winkelauflöst zu betrachten. Um anhand der aus dem Fit extrahierten Ereigniszahlen einen Produktionswirkungsquerschnitt zu bestimmen, muss zunächst eine Akzeptanzkorrektur durchgeführt werden.

6.3.2 Akzeptanzkorrektur

Die ermittelten Ereigniszahlen müssen, wie zuvor bei der Analyse des ω -Mesons durchgeführt, auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert werden. Da im Fall der η' -Mesonen jedoch aufgrund der geringen Statistik keine Winkelverteilung extrahiert werden kann und auch keine winkelauflösten differentiellen Wirkungsquerschnitte anderer Experimente vorliegen, wird davon ausgegangen, dass die Winkelverteilung der ${}^3\text{He}$ -Kerne konstant vorliegt. Auf eine winkelabhängige Akzeptanzkorrektur wird daher verzichtet. Es genügt die Anzahl der im Bereich $-0,3 \leq \cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}} < 0,3$ in Simulationen erzeugten η' -Mesonen mit der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse zu vergleichen. Die Anzahl der erzeugten η' -Mesonen ist aus den Simulationen bekannt. Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse wird ausgezählt, in dem zunächst eine Gaußfunktion an die Missing Mass Verteilung gefittet wird. Anhand der so bestimmten Mittelwerte und Standardabweichungen wird dann das 3σ -Intervall um den Mittelwert ausgezählt und darauf korrigiert, dass lediglich 99,7% der Ereignisse in diesem Intervall liegen. Es ergeben sich für die beiden Strahlenergien:

$$\begin{aligned} N_{True,1800}^{MC} &= 30050 \quad \text{und} \quad N_{Rec,1800}^{MC} = 24103 \pm 155 \quad , \\ N_{True,1850}^{MC} &= 75045 \quad \text{und} \quad N_{Rec,1850}^{MC} = 61341 \pm 248 \quad . \end{aligned} \quad (6.35)$$

Mit Hilfe der in Kapitel 6.2.2 eingeführten Gleichungen

$$\begin{aligned} N_{akz} &= N_{Daten} \cdot \frac{N_{true}^{MC}}{N_{Rec}^{MC}} \quad , \\ \Delta N_{akz} &= \sqrt{\left(\frac{N_{true}^{MC}}{N_{Rec}^{MC}} \cdot \Delta N_{Daten} \right)^2 + \left(N_{Daten} \cdot \frac{N_{True}^{MC}}{N_{Rec}^{MC}} \cdot \Delta N_{Rec}^{MC} \right)^2} \quad . \end{aligned} \quad (6.36)$$

lassen sich die auf die Akzeptanz des Vorwärtsdetektors korrigierten Ereigniszahlen berechnen. Dabei wird als Unsicherheit der aus den Daten ermittelten Anzahlen

$$\Delta N_{Daten} = \sqrt{(\Delta N_{Daten}^{stat.})^2 + (\Delta N_{Daten}^{sys.})^2} \quad (6.37)$$

verwendet. Es ergeben sich die nachfolgenden Anzahlen:

$$\begin{aligned} N_{akz,1800} &= 1197 \pm 433 \quad , \\ N_{akz,1850} &= 1683 \pm 456 \quad . \end{aligned} \quad (6.38)$$

Diese können nun anhand der in Kapitel 6.2.3 ermittelten Normierung in einen Produktionswirkungsquerschnitt umgerechnet werden.

6.3.3 Wirkungsquerschnitt

Dazu wird die bereits bekannte Gleichung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{N_{akz}}{6} \cdot \frac{\frac{p_{\omega,cm}}{p_{p,cm}} \cdot |f_{\omega,cm}|^2}{N_{akz} (\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = 1)} \quad (6.39)$$

verwendet. Da die Binbreite des $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Intervalls für das η' -Meson um den Faktor sechs größer ist, als die $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}}$ -Bins der Normierungsreaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\omega$ muss zusätzlich ein Faktor $\frac{1}{6}$ berücksichtigt werden. Die Unsicherheit berechnet sich analog zu Gleichung 6.28. Dabei ist zu beachten, dass der so berechnete Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ als ein differentieller Wirkungsquerschnitt für den Bereich $-0,3 \leq \cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} < 0,3$ angesehen werden muss. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1800}^{\eta'} &= (0,16 \pm 0,06) \text{ nb/sr} , \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1850}^{\eta'} &= (0,12 \pm 0,03) \text{ nb/sr} . \end{aligned} \quad (6.40)$$

Zusätzlich sind systematische Unsicherheiten von 14,5 % für $T = 1800 \text{ MeV}$ und 9 % für $T = 1850 \text{ MeV}$ zu beachten. Die beiden ermittelten Wirkungsquerschnitte stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten überein. Diese werden durch die Unsicherheit des Peakinhaltes und die Unsicherheit bei der Extrapolation der Verteilung der $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\omega$ Ereigniszahlen auf $\cos \vartheta_{cm}^{^3\text{He}} = -1$, sowie die Bestimmung der Streuamplitude des ω -Mesons aus den SPES-Daten dominiert. Die beiden erstgenannten Unsicherheiten ließen sich durch größere Statistik verringern.

Durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte der gefundenen η' -Mesonen mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten der produzierten ω -Mesonen (vergleiche Tabelle 6.3) ist festzustellen, dass die Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ einen vergleichsweise geringen Wirkungsquerschnitt aufweist. Aus diesem Grund ist es schwierig, die η' -Produktion von deutlich häufigeren Untergrundreaktionen abzugrenzen. Des Weiteren ist anhand der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte abzuschätzen, dass lange Messzeiten nötig sind, um Detailstudien der Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ an WASA durchführen zu können. Abbildung 6.29 zeigt eine theoretische Berechnung des Wirkungsquerschnittes der η' -Produktion.

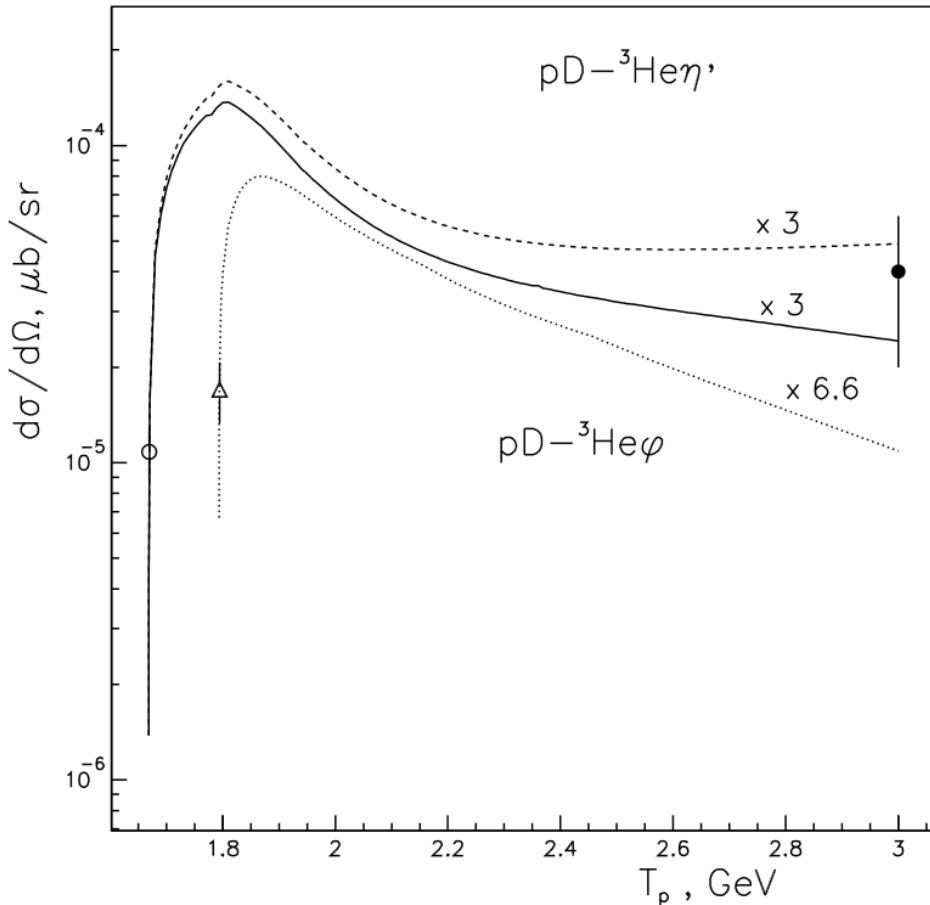


Abbildung 6.29: Es werden theoretische Berechnungen für den Verlauf der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \phi$ in Abhängigkeit der Strahlenergie gezeigt. Die theoretische Kurve wurde mit dem Faktor $N = 3$ auf die eingezeichneten Datenpunkte normiert. Die durchgezogene Kurve entspricht der theoretischen Berechnung bei einem Streuwinkel von $\vartheta_{cm} = 180^\circ$, der ungefüllte Datenpunkt wurde bei diesem Streuwinkel gemessen. Die gestrichelte Kurve entspricht der theoretischen Rechnung bei $\vartheta_{cm} = 60^\circ$, der gefüllte Datenpunkt ist die dazugehörige Messung. Die dritte Kurve sowie der dreieckige Datenpunkt beschreiben die $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \phi$ Reaktion [Kon97].

Die ermittelten Werte (6.40) liegen bei etwa 10^{-4} μb/sr, also in dem in Abbildung 6.29 vorhergesagten Bereich bei Strahlenergien von $T = 1800$ MeV bzw. $T = 1850$ MeV. Im Gegensatz zum vorhergesagten Anstieg des Wirkungsquerschnittes von $T = 1800$ MeV zu $T = 1850$ MeV ist anhand der ermittelten Wirkungsquerschnitte jedoch eher ein Abwärts-trend zu erkennen. Es kann festgehalten werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werte mit der theoretischen Erwartung nach [Kon97] kompatibel sind.

7 Zusammenfassung & Ausblick

I don't guess! As a scientist, I reach conclusions based on observations and experimentation. - Sheldon Cooper

Im Rahmen dieser Arbeit konnten das Forward Trigger Hodoscope und die ersten drei Lagen des Forward Range Hodoscopes für einen Datensatz einer Teststrahlzeit aus dem Oktober 2009 mit 216 Runs erfolgreich kalibriert werden. Dabei ist die erzielte Genauigkeit der Bestimmung deponierter Energien vergleichbar mit der zuvor von Kay Demmich erzielten Präzision der Kalibrierung von Daten aus dem Jahr 2008. Die Präzision beider Kalibrierungen liegt in dem Bereich, der in Monte-Carlo-Simulationen als Verschmierung angenommen wird und somit einen Erfahrungswert für das Auflösungsvermögen des WASA Detektors widerspiegelt. Mit Hilfe dieser präzisen Kalibrierung konnte die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ nachgewiesen werden.

Das Forward Range Interleaving Hodoscope, ein Szintillationsdetektor zum Nachweis von Neutronenstreuung, konnte in die WASA-Software implementiert werden. Dadurch können bei der Suche nach seltenen Reaktionen störende Artefakte vermieden werden. Die Software erlaubt das Auslesen der FRI-Datenbank und liefert damit insbesondere Zugriff auf die gespeicherten ADC- und TDC-Werte. Es ist nun möglich, das FRI anhand von Simulationen bezüglich des Energieverlustes zu kalibrieren. Des Weiteren kann die Software dazu verwendet werden bei Strahlzeiten mit schnelleren Projektilen, die das FRI durchqueren, aus dem Schachbrettmuster der zwei um 90° gegeneinander verkippten Lagen eine zusätzliche Ortsinformation zu berechnen. Das im Rahmen dieser Arbeit gesteckte Ziel, anhand der Implementation des Forward Range Interleaving Hodoscopes Artefakte in der Rekonstruktion der kinetischen Energien zu beseitigen, konnte erreicht werden.

Um aus einem Missing Mass Peak der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ einen Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, wurde zunächst nach einer Normierungsreaktion gesucht. Zu diesem Zweck wurden die beiden Datensätze mit Strahlenergien von $T = 1800\text{ MeV}$ und $T = 1850\text{ MeV}$ bezüglich der Produktion von ω -Mesonen untersucht. Die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \omega$ konnte im Fall beider Strahlenergien nachgewiesen werden. Dabei wurden $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ aufgelöste Häufigkeitsverteilungen im Bereich rückwärtsgestreuter Heliumkerne bestimmt und auf die Akzeptanz des Detektors korrigiert. Diese Winkelverteilung ermöglichte einen Vergleich mit zuvor am SPES 4 Experiment aufgenommenen Daten und damit eine Normierung beider Datensätze. Es konnten differentielle Wirkungsquerschnitte der Produktionsreaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\omega$ extrahiert werden. Anhand dieser Wirkungsquerschnitte konnten zwei frühere Beobachtungen anderer Experimente bestätigt werden: Zum einen sind die beobachteten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Strahlenergie von $T = 1850\text{ MeV}$ durchweg niedriger als diejenigen bei der Strahlenergie von $T = 1800\text{ MeV}$. Dies bestätigt die Beobachtung des SPES 4 Experimentes, die für große Energien eine Abnahme des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit steigender Energie feststellen konnten [Wur95]. Zum anderen zeigen die extrahierten Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes eine Abweichung vom Phasenraumverhalten. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit vorherigen Beobachtungen des WASA-Experimentes und des SPES 3 Experimentes, die einen Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnittes für vorwärts- sowie rückwärtsgestreute Heliumkerne verzeichnen konnten [Sch09].

Im Anschluss an die erfolgreich durchgeführte Normierung wurde der $\cos \vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}}$ -Bereich ermittelt, der im Missing Mass Intervall $0,9\text{ GeV}/c^2$ bis $1,0\text{ GeV}/c^2$ den geringsten Untergrund

und damit das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis aufweist. Innerhalb dieses Bereichs wurde eine systematische Analyse bezüglich der η' -Produktion durchgeführt. Im Fall beider Strahlenergien konnten Abweichungen vom erwarteten Untergrundverhalten nachgewiesen werden. Die Signifikanz dieser Abweichungen wurde zu $4,3\sigma$ bzw. $5,1\sigma$ bestimmt. Die Kombination der Daten beider Strahlzeiten ergab eine Signifikanz von 7σ . Es kann daher festgehalten werden, dass es sich bei den beobachteten Signalen um die $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ Reaktion handelt. Anhand der zuvor durchgeföhrten Normierung konnten (vorläufige) differentielle Wirkungsquerschnitte von

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1800}^{\eta'} = (0,16 \pm 0,06) \text{ nb/sr} ,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_{1850}^{\eta'} = (0,12 \pm 0,03) \text{ nb/sr}$$

mit zusätzlichen systematischen Unsicherheiten von 14,5 % bzw. 9 % ermittelt werden. Diese Werte sind mit der theoretischen Erwartung nach [Kon97] kompatibel und liefern erstmalig eine Datenbasis im oder nahe am vorhergesagten Maximum des Wirkungsquerschnittes der η' -Produktion. Insofern kann die im Rahmen dieser Arbeit durchgeföhrte Analyse der Teststrahlzeiten als erfolgreich angesehen werden. Aufgrund der geringen Menge aktuell veröffentlichter Daten zur η' -Produktion in Proton-Deuteron-Fusionen, die lediglich die zwei Datenpunkte aus Abbildung 6.29 einschließt, ist die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte dieser Produktionsreaktion für weitere Strahlenergien höchst wünschenswert. Dabei konnte gezeigt werden, dass derartige Messungen mit dem WASA-at-COSY Experimentaufbau möglich und durchführbar sind.

Es muss jedoch festgehalten werden, dass aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte Detailstudien bezüglich seltener Zerfälle oder gebundener Zustände im $({}^3\text{He} - \eta')$ -System sehr große Datenmengen und damit sehr lange Experimentierzeiten benötigen. Speziell im Fall seltener Zerfälle sind andere Produktionsreaktionen, wie z. B. die Produktion in Charmoniumzerfällen, besser geeignet, um derartige Studien durchzuführen.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass der Experimentaufbau WASA-at-COSY die Möglichkeit bietet, die Reaktion $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$ zu untersuchen und dabei differentielle Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Wenn gleich die bestimmten Wirkungsquerschnitte die Untersuchung seltener Zerfälle unrealistisch erscheinen lässt, sind weitere Messungen doch erstrebenswert, da die Menge publizierter Daten mit bisher zwei Datenpunkten sehr gering ist und speziell eine eventuelle Bindung des η' -Mesons an einen Heliumkern Signaturen in der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von der Strahlenergie hinterlässt.

Im Anschluss an diese Arbeit sind weitere Untersuchungen geplant, die unter anderem die Kalibrierung der vierten und fünften Lage des Forward Range Hodoscopes einschließen. Diese Kalibrierung wird es ermöglichen, auch vorwärtsgestreute Heliumkerne aus der ω -Produktion nachzuweisen und so die Unsicherheit aus der Normierung zu verringern. Gleichzeitig wird dadurch eine sicherere Feinkalibrierung gewährleistet, die dann in die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der ω -Produktion eingebunden werden wird. Eine Publikation der ermittelten Wirkungsquerschnitte der η' -Produktion ist aufgrund der zuvor bereits erwähnten Datenlage erstrebenswert und im Anschluss an diese weiteren Untersuchungen geplant.

Literaturverzeichnis

- [Ber08] BERGMANN, F. ET AL.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report 2008, Seite Seite 52, 2008.
- [Ber09] BERGMANN, F. S.: *Studien zum seltenen Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. 2009.
- [Ber12] BERNINGER, J. ET AL.: *Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology - Review of Particle Physics*. Physical Review D, 86, 2012.
- [Boh13] BOHR, N.: *On the Constitution of Atoms and Molecules*. Philosophical Magazine, 26:1–25, 1913.
- [Brä03] BRÄUTIGAM, W. ET AL.: *Status and perspectives of the cyclotron JULIC as COSY injector*. NUKLEONIKA, 48:123–126, 2003.
- [Cal06] CALÉN, H. ET AL.: *Upgrade of the Forward Range Hodoscope of the WASA-at-COSY facility*. Technischer Bericht, IKP: Annual Report, 2006.
- [Cal08] CALÉN, H.: *Pellet Beam Dump modification*. WASA-at-COSY Collaboration WIKI - ID: Pelletdump_HC080107, 2008.
- [Dem13] DEMMICH, KAY: *Energiekalibrierung des Vorwärtsdetektors an WASA-at-COSY unter besonderer Berücksichtigung der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta'$* . 2013.
- [Eks96] EKSTRÖM, C. ET AL.: *Hydrogen pellet targets for circulating particle beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 371:572–574, 1996.
- [eng13] Engauge Digitizer <http://digitizer.sourceforge.net/>, 2013.
- [Fel98] FELDMANN, TH. ET AL.: *Mixing and Decay Constants of Pseudoscalar Mesons*. Physical Review D, 58, 1998.
- [Frö07] FRÖHLICH, I. ET AL.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. 2007.
- [Hej04] HEJNY, V. ET AL.: *ANKE RootSorter - Users Guide*. 2004.
- [Höi04] HÖISTAD, B. UND RITMAN, J.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich - „WASA at COSY“*. 2004.
- [Hon06] HONC, SIMON: *Vorlesungsskript: Statistische Methoden der Datenanalyse*. 2006.
- [Hus12] HUSMANN, C.: *Untersuchungen zur Optimierung der Dropleterzeugung innerhalb des Pelletttargets des Experimentaufbaus WASA-at-COSY*. 2012.
- [Kho12a] KHOUKAZ, ALFONS: *Kern- und Teilchenphysik II - Skript zur Vorlesung*. 2012.
- [Kho12b] KHOUKAZ, ALFONS: *Mesonenphysik - Skript zur Vorlesung*. 2012.
- [Kir93] KIRCHNER, T.: *Ph.D. thesis, IPN Orsay*. 1993.
- [Kon97] KONDRAKYUK, L.A. ET AL.: *Two step mechanism of η , η' , ω , ϕ meson production in $pD \rightarrow {}^3\text{He}X$ reaction*. Phys. At. Nucl. N3, 60:468–477, 1997.
- [Lac85] LACLARE, J.L. ET AL.: *Polarized Particles at SATURNE*. Journal de Physique, C2:499, 1985.

- [Álv12] ÁLVAREZ-GAUMÉ, L. ET AL.: *An Invitation to Quantum Field Theory*. 2012.
- [Nag12] NAGAHIRO, H. ET AL.: *Formation of η' (958)-mesic nuclei by (p,d) reaction*. <http://arxiv.org/abs/1211.2506v1>, 2012.
- [Pas10] PASSFELD, A.: *Bestimmung von totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei 49 und 60 MeV Überschussenergie am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. 2010.
- [pel] User Manual for the WASA@COSY Pellet-Target.
- [Plo91] PLOUIN, F. ET AL.: *The η -meson mass*. Physics letters B, 276:526–530, 1991.
- [Pov09] POVH, B. ET AL.: *Teilchen und Kerne, 8. Auflage*. 2009.
- [Sch09] SCHÖNNING, K. ET AL.: *Production of the ω meson in the $pd \rightarrow {}^3\text{He}\omega$ reaction at 1450 MeV and 1360 MeV*. arXiv:0902.3905v1, 2009.
- ['t 86] 'T HOOFT, G.: *How the instantons solve the $U(1)$ problem*. Phys. Rept., 142:357, 1986.
- [Tip10] TIPLER, P. A. ET AL.: *Moderne Physik*. 2010.
- [Tro95] TROSTELL, B.: *Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 362:41–52, 1995.
- [Wei75] WEINBERG, STEVEN: *The $U(1)$ problem*. Physical Review D, 11, 1975.
- [Win11] WINNEMÖLLER, A.: *Analyse des verbotenen η -Meson Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. 2011.
- [Wit12] WITTEN, E.: *Comments On String Theory*. arXiv:hep-th/0212247v1, 2012.
- [Wur95] WURZINGER, R. ET AL.: *Near-threshold production of ω mesons in the $pd \rightarrow {}^3\text{He}\omega$ reaction*. Physical Review C, 51:443–446, 1995.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit und damit zum Abschluss des Masterstudiums möchte ich mich bei allen bedanken, die mich im Laufe des Studiums unterstützt und begleitet haben. Zunächst möchte ich mich bei Herr Prof. Dr. Alfons Khoukaz bedanken, der mir nach meiner Bachelorarbeit auch das Anfertigen dieser Masterarbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat und mir dabei jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Herrn Dr. Christian Klein-Bösing möchte ich für die Übernahme der Zweitkorrektur danken. Ein großer Dank geht an die Herren Dipl.-Phys. Florian Bergmann und MSc. Kay Demmich, die mich während der Anfertigung dieser Arbeit betreut haben. Für ihre weitreichenden Kenntnisse der Physik und der hohen Kunst der Programmierung und ihrer Bereitschaft diese Kenntnisse in zahlreichen Diskussionen mit mir zu teilen, bin ich sehr dankbar.

Auch allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich meinen Dank aussprechen, es macht Spass mit euch zu arbeiten, zu diskutieren oder sich auch mal einfach zu unterhalten. Ein weiterer Dank geht an die Mitglieder der WASA-Kollaboration, deren Beiträge im Forum bei der Lösung programmiertechnischer Probleme von großer Hilfe sind. Besonders hervorheben möchte ich dabei Dr. V. Hejny, dessen weitreichende Kenntnisse über die verwendete Software mir eine große Hilfe waren.

Nach gut fünf Jahren Studium möchte ich mich außerdem bei den Herren Fieguth, Murra, Rest, Fritzsch und Tillmann bedanken, mit euch zu studieren hat eine Menge Spass gemacht.

Zu guter letzt möchte ich mich bei meinen Eltern, Großeltern, meinem Bruder und meiner Freundin bedanken, die mich während meines Studiums zu jeder Zeit unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.
Alle Zitate, entnommene Grafiken oder Tabellen wurden unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Münster, 16. Januar 2014

Nils Hüsken