

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Khoukaz
2. Gutachter: Dr. C. Klein-Bösing

Identifikation des ${}^3\text{He} \pi^0$ -Endzustandes in Deuteron-Proton-Kollisionen am ANKE-Experiment

Bachelorarbeit

vorgelegt von
Michael Evelt

-Juli 2012-

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Hadronische Materie im Quarkbild	2
2.1.1	Das statische Quarkmodell	2
2.1.2	Das π^0 -Meson	4
2.2	Relativistische Reaktionskinematik mit 2 Teilchen-Endzustand	5
2.3	Wirkungsquerschnitt	7
2.4	Luminosität	8
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	Das COoler-SYnchrotron COSY	10
3.2	Das ANKE-Experiment	11
3.3	Das Vorwärtsdetektionssystem	14
3.3.1	Die Drahtkammern	14
3.3.2	Die Szintillator-Hodoskope	16
3.3.3	Der ^3He -Trigger	16
3.4	Die verwendete Software	16
4	Identifikation des $^3\text{He}\pi^0$-Endzustandes in Deuteron-Proton-Kollisionen	18
4.1	Reduzierung des Untergrunds	20
4.2	Streuwinkelabhängigkeit der $^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion	22
4.2.1	Akzeptanz	22
4.2.2	Winkelasymmetrie des $^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands	23
4.3	Beschreibung der Untergrundreaktionen	26
4.3.1	Der Deuteronaufbruch	26
4.3.2	Die Zwei Pionen-Produktion	28
4.4	Isolierung des $^3\text{He}\pi^0$ -Peaks	28
4.4.1	Skalierung der Untergrundsimulationen	29
5	Quantifizierung des $^3\text{He}\pi^0$-Endzustands	37
6	Zusammenfassung und Ausblick	43
7	Anhang	50

1 Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit subatomaren Partikeln die nur mit ungeheurem Aufwand beobachtet werden können. Eines der Experimente denen dies möglich ist, ist das Synchrotron COSY am Forschungszentrum in Jülich. Hierbei handelt es sich um eine hochpräzise Maschine für den Mittlerenergiebereich. Dementsprechend können Reaktionen sehr genau in Abhängigkeit von ihrer Anregungsenergie untersucht werden.

Eine der Strahlzeiten wurde für Messungen am Experimentaufbau ANKE durchgeführt aus dessen Daten unter anderem eine hochpräzise Massenbestimmung des η -Mesons im Rahmen einer Diplomarbeit [Gos08] und einer Doktorarbeit (ebenfalls von Paul Goslawski [Gos12]) durchgeführt wurde. Andere Untersuchungen beschäftigen sich mit Eigenschaften der Zwei-Pionen-Produktion und der Bestimmung der zugehörigen Wirkungsquerschnitte (im Rahmen einer Dissertation von Malte Mielke [Mie12a]) oder möglichen Endzustandswechselwirkungen des η -Mesons mit dem entstehenden ^3He -Kern aus Deuteron-Proton-Kollisionen. Diese sind Untersuchungsgegenstand der Dissertation von Michael Papenbrock für eine polarisierte Strahlzeit [Pap12a]. Die Begründung für diese Vermutung liegt in dem unerwarteten Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Reaktion, welcher bereits bei vorangegangenen Messungen beobachtet wurde. Der Kurvenverlauf soll um einige Anregungsenergien in Bereichen erweitert werden, die bisher noch große Lücken aufweisen. Die große Statistik dieses Datensatzes erlaubt zusätzlich eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts mit verbesserter Präzision.

Um eine Normierung der Wirkungsquerschnitte durchzuführen muss die Luminosität bestimmt werden, eine Größe, die Aufschluss über die Anzahl der Kollisionen zwischen Strahl- und Targetteilchen liefert. Da diese Größe nur vom Eingangskanal der Reaktion abhängt, kann ein beliebiger Endzustand zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden. Dies wurde in der Vergangenheit bereits mit der elastischen Deuteron-Proton-Streuung durchgeführt [Bur11]. Da eine Normierung über diese Reaktion jedoch relativ große systematische Unsicherheiten mit sich bringt, soll eine Luminositätsbestimmung über den $^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand realisiert werden. Dies erlaubt eine Überprüfung der bereits vorhanden Werte.

Mit den ermittelten Luminositäten können die Wirkungsquerschnitte der $^3\text{He}\eta$ -Reaktion und der Zwei-Pionen-Produktion normiert werden.

Das Ziel dieser Bachelorarbeit ist es eine gute Grundlage für die Bestimmung der Luminosität über den $^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand zu schaffen über die Erstellung einer entsprechenden Software und Extrahierung der Anzahl der $^3\text{He}\pi^0$ -Endzustände für eine Strahlenergie.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Hadronische Materie im Quarkbild

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit soll die Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ untersucht werden. Um zu verstehen worum es sich bei den auftretenden Teilchen handelt, wird zunächst eine kurze Einführung in die Natur der Quarks gegeben.

2.1.1 Das statische Quarkmodell

Nach dem heutigen Stand der Forschung sind sechs *Quark*-Sorten bekannt und es gibt gute Gründe anzunehmen, dass keine weiteren existieren. Quarks sind punktförmige und somit unteilbare Spin $1/2$ -Teilchen. Aufgrund der Unteilbarkeit handelt es sich bei Quarks um *Elementarteilchen*. Letztere sind die fundamentalen Bausteine der Natur.

Für die betrachtete Reaktion sind jedoch nur 3 Sorten Quarks von Interesse: Das *up*-Quark, das *down*-Quark sowie das *strange*-Quark. Hierbei handelt es sich gleichzeitig um die leichtesten Vertreter dieser Gruppe. Alle drei sind in Tabelle 2.1 mit einigen wichtigen Eigenschaften aufgelistet.

Quarkname	I	I_3	S	B	Q	m in MeV/c^2
up	$1/2$	$1/2$	0	$1/3$	$2/3$	$1,7-3,3$
down	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	$-1/3$	$4,1-5,8$
strange	0	0	-1	$1/3$	$-1/3$	101^{+29}_{-21}

Tabelle 2.1: Die 3 leichtesten Quarks und einige wichtige Eigenschaften: der Isospin I , die dritte Komponente des Isospins I_3 , die Strangeness S , die Baryonenzahl B , die Ladung Q in Vielfachen der Elementarladung und die Masse m .

Für die zugehörigen Anti-Teilchen wechseln alle additiven Quantenzahlen ihr Vorzeichen.

Isolierte Quarks konnten bisher nicht beobachtet werden, genauso wenig wie drittelzahlige Ladungen. Das Phänomen der nie frei auftretenden Quarks bezeichnet man als *Quark-Confinement* (Quark Einschluss). Nach der *Quantenchromodynamik* (QCD) gibt es zwei Arten von gebunden Zuständen in denen Quarks auftreten können:

Eine Kombination aus drei Quarks oder drei Antiquarks, so genannte *Baryonen* und eine Verbindung aus einem Quark und einem Antiquark, welche als *Mesonen* bezeichnet werden. Weitere Kombinationsmöglichkeiten wurden bisher nicht beobachtet. Die bekanntesten Beispiele aus dem Bereich der Baryonen sind das Proton, bestehend aus zwei up- und einem down-Quark und das Neutron mit einer Zusammensetzung aus zwei down- und einem up-Quark. Damit hat das Proton eine Ladungs- und Baryonen-Zahl von eins, während das Neutron insgesamt elektrisch neutral ist, jedoch die gleiche Baryonen-Zahl aufweist. Die in der untersuchten Reaktion auftretenden Atomkerne sollen an dieser Stelle kurz eingeführt werden:

Das Proton, das Deuteron, welches sich aus einem Neutron und Proton zusammensetzt sowie das Helium-3-Isotop, bestehend aus zwei Protonen und einem Neutron.

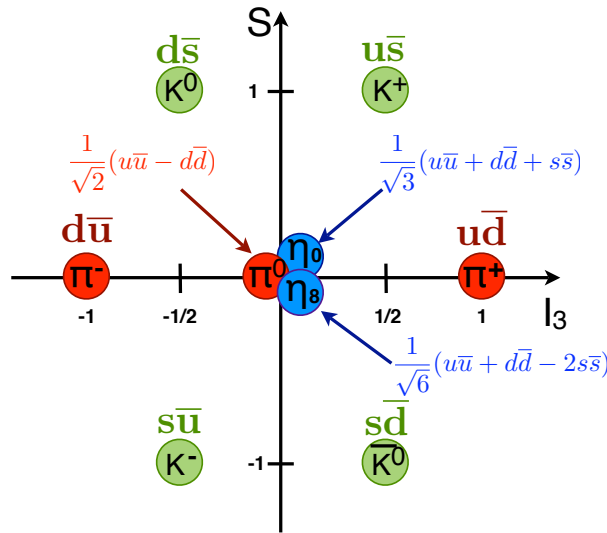


Abbildung 2.1: Das Nonett der Pseudoskalaren Mesonen; Die Strangeness S wird gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen. Entnommen aus [Pap08].

Im Falle der Mesonen wird hier nur die Gruppe der *pseudoskalaren Mesonen* betrachtet. Diese zeichnen sich durch einen Gesamtdrehimpuls von 0 und eine negative Parität aus. Abbildung 2.1 zeigt alle neun Vertreter dieser Gruppe. Um diese nach ihren Eigenschaften zu sortieren, wird die Strangeness S gegen die dritte Komponente des Isospins aufgetragen. Bei Quark-Antiquark-Paaren für die diese Quantenzahlen gleich sind, können die Zustände mischen und es treten Linearkombination solcher Paare auf. Für eine Kombination

aus zwei Quarks tritt dieser Fall genau dann auf, wenn ein Teilchen zusammen mit dem zugehörigen Antiteilchen auftritt. Pseudoskalare Mesonen lassen sich zusätzlich in drei weitere Kategorien unterteilen. Die Pionen, welche keine Strangequarks enthalten, die Kaonen, welche jeweils ein Strange- oder Anti-Strange-Quark enthalten und somit für S die Werte 1 oder -1 annehmen, sowie das η - und das η' -Meson, welche $s\bar{s}$ -Komponenten enthalten und somit eine Strangeness von 0 aufweisen.

Aufgrund dieser Zusammensetzung sind die Pionen die leichtesten Vertreter, da sie nur aus down- und up-Quarks bestehen und nicht aus den schwereren s-Quarks.

2.1.2 Das π^0 -Meson

Da diese Bachelor-Arbeit sich hauptsächlich mit der Produktion von π^0 -Mesonen beschäftigt, soll in diesem Abschnitt genauer auf dieses Teilchen eingegangen werden. Wie man in Abbildung 2.1 bereits erkennen kann, handelt es sich bei dem π^0 -Meson um einen gemischten Zustand aus einer Kombination von einem up- und einem Anti-up-Quark sowie einem down- und einem Anti-down-Quark:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (2.1)$$

Zusätzlich sind einige der wichtigsten Eigenschaften in Tabelle 2.2 eingetragen.

Masse m	$(134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}$
Ladung Q	0
mittlere Lebensdauer τ	$(8,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-17} \text{ s}$
wahrscheinlichster Zerfallskanal $(98,823 \pm 0,034)\%$	2γ

Tabelle 2.2: Einige wichtige Eigenschaften des π^0 -Mesons [PDG10].

Damit ist das π^0 -Meson das leichteste aller Mesonen und aufgrund seiner äußerst kurzen Lebensdauer, ist es am ANKE-Experimentaufbau nicht direkt zu beobachten. Letzteres ist dadurch zu erklären, dass das Meson aus Quarks und Antiquarks der gleichen Sorte aufgebaut ist und somit auf elektromagnetischem Weg zerfallen kann, anstatt über die langsame schwache Wechselwirkung. Daher ist die mittlere Reichweite nur sehr gering und das π^0 -Meson kann nur über indirekte Nachweise gemessen werden. Das ANKE-Experiment verwendet dazu weitere Reaktionsprodukte aus Deuteron-Proton-Kollisionen. Die hier untersuchte Reaktion lautet wie zuvor bereits erwähnt:



Ein beschleunigter Deutronstrahl wird also an einem feststehenden Target aus Protonen gestreut. Bei der Fusion der Kerne zu einem Helium-3-Isotop entsteht zusätzlich ein neutrales Pion. Betrachtet man diese Reaktion im Schwerpunktsystem, muss die Energie, die so genannte Schwerpunktsenergie \sqrt{s} (siehe Kapitel 2.2), die Summe der Massen der Produkte übersteigen. Der Grenzwert wird als Schwellenenergie bezeichnet und hat für diese Reaktion den Betrag

$$\sqrt{s} \geq 2,944 \text{ GeV}.$$

2.2 Relativistische Reaktionskinematik mit 2 Teilchen-Endzustand

In diesem Kapitel soll anhand der allgemeinen Reaktion $a+b \rightarrow c+d$ die relativistische Kinematik einer 2 Teilchen-Reaktion untersucht werden. Die grundlegenden Aussagen sind Quelle [RR76] entnommen. In der gesamten Arbeit wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ verwendet.

Im Folgenden soll die Reaktion im *Schwerpunkt-System* oder *CMS* (englisch: "center of mass system") betrachtet werden. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass die Position des Schwerpunkts zeitlich konstant ist. Daraus folgt, dass die Summe über alle Impulse stets gleich Null sein muss

$$\sum_{i=1}^N \vec{p}_i = 0. \quad (2.3)$$

Für eine rein kinematische Betrachtung einer zwei Teilchen-Reaktion muss sowohl die Impuls- als auch Energieerhaltung gelten. In der relativistischen Physik ist es durch die Verwendung von Vierer-Vektoren der Gestalt $\mathbb{P} = (E, \vec{p})$ möglich diese direkt in einer Gleichung zu beschreiben:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d. \quad (2.4)$$

Der über die Minkowski-Metrik gebildete Betrag der linken als auch der rechten Seite der Gleichung beschreibt die bereits in Kapitel 2.1.2 beschriebene *Schwerpunktsenergie* \sqrt{s}

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d|. \quad (2.5)$$

Wird diese Berechnung mit den Impulsen und Energien im Schwerpunktsystem durchgeführt, verschwindet die Summe der Impulse und nur die Energien tragen bei. Es gilt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_a + E_b)^2} = E_a + E_b = E_c + E_d.$$

Hieraus kann die bereits zuvor verwendete Beziehung

$$\sqrt{s} = m_c + m_d + Q \quad (2.6)$$

abgeleitet werden, wobei m_c und m_d die Massen der Ejektile beschreiben und Q der Summe der kinetischen Energien beider Teilchen entspricht. Hat letztere den Wert Null reicht die Schwerpunktsenergie exakt aus, um die Ejektile zu produzieren. Ist Q kleiner Null kann die Reaktion nicht stattfinden. Für größere Werte handelt es sich um zusätzliche kinetische Energie. Daher wird Q als *Überschussenergie* bezeichnet und $m_c + m_d$ als *Schwellenenergie*.

Als nächstes soll der *Endzustandsimpuls* p_f der Teilchen untersucht werden. Dazu ist das Schwerpunktsystem besonders nützlich, da hier beide Ejektile sowie beide Projektile paarweise den gleichen Impulsbetrag aufweisen. Es gilt:

$$p_f = |\vec{p}_c^{\text{CMS}}| = |\vec{p}_d^{\text{CMS}}|. \quad (2.7)$$

Unter Kenntnis der zugehörigen Massen und der Schwerpunktsenergie lässt sich der Endzustandsimpuls berechnen zu

$$p_f = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]}. \quad (2.8)$$

Eine weitere relevante Information ist der Streuwinkel ϑ unter dem ein Teilchen zur Kollisionslinie gestreut wird (siehe Abbildung 2.2). Die zugehörige Winkelverteilung enthält entscheidende Informationen über den Produktionsprozess und die zwischen den Teilchen wirkenden Kräfte. Insbesondere für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten (siehe Kapitel 2.3) ist diese Größe äußerst wichtig.

In Bezug auf den Azimutwinkel φ ist eine symmetrische Verteilung anzunehmen da eine Asymmetrie nur bei polarisierten Projektil-Teilchen möglich wäre, was hier nicht der Fall ist.

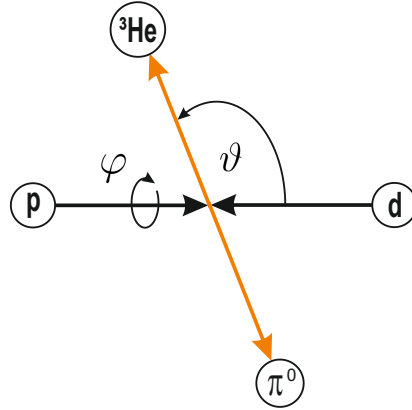


Abbildung 2.2: Zwei-Teilchen-Reaktion im Schwerpunktsystem. φ beschreibt den Azimutwinkel und ϑ den Streuwinkel.

2.3 Wirkungsquerschnitt

Der *Wirkungsquerschnitt* charakterisiert die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer bestimmten Reaktion in Abhängigkeit von Faktoren wie der Anregungsenergie oder dem Streuwinkel.

Der Wert hat die Dimension einer Fläche und wird üblicherweise in barn [b] angegeben, was in Basiseinheiten 10^{-28} m^2 und damit der Größenordnung der geometrischen Querschnittsfläche eines Atomkerns entspricht. Für die Untersuchung von Daten wird zwischen dem differentiellen und dem totalen Wirkungsquerschnitt unterschieden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass die Reaktion stattfindet und ein bestimmtes Reaktions-Produkt in das Raumwinkelement $d\Omega$ gestreut wird. Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2.$$

$f(\vartheta)$ bezeichnet die Streuamplitude, welche ein Maß für die Intensität der auslaufenden Wellenfunktion unter dem Winkel ϑ ist. Eine genaue Herleitung findet sich in Quelle [Nol06]. Der totale Wirkungsquerschnitt σ wiederum gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die Reaktion stattfindet und das Reaktionsprodukt in ein beliebiges Raumwinkelement gestreut wird.

Es gilt

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (2.9)$$

2.4 Luminosität

Die Luminosität L ist Maß für die Leuchtkraft eines Experiments. Im Fall eines Fixed-Target-Experiments (siehe Kapitel 3.2) wird diese durch die Häufigkeit von Strahl- und Target-Teilchen-Kollisionen beschrieben. Damit hängt die Luminosität von der Teilchenstromdichte im Strahl Φ_{Beam} und der Anzahl Targetteilchen N_{Target} , welche sich im Überschneidungsbereich von Strahl und Target befinden, ab und es gilt

$$L = \Phi_{\text{Beam}} \cdot N_{\text{Target}}. \quad (2.10)$$

Die Stromdichte ergibt sich aus der Anzahl der umlaufenden Teilchen N_{Beam} , der Umlauffrequenz f und der Überschneidungsfläche mit dem Target A . Die Anzahl der Targetteilchen setzt sich zusammen aus der Flächendichte des Targets ϱ_{Target} und der getroffenen Fläche:

$$\begin{aligned} L &= \frac{N_{\text{Beam}} \cdot f}{A} \cdot (\varrho_{\text{Target}} \cdot A) \\ &= N_{\text{Beam}} \cdot f \cdot \varrho_{\text{Target}}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Damit hängt die Luminosität nur von der Anzahl der Strahlteilchen, deren Umlauffrequenz und der Flächendichte des Targets ab. Eine Bestimmung der Luminosität über die in Gleichung 2.11 auftretenden Größen wäre im Rahmen des ANKE-Experiments zwar prinzipiell möglich, ist aber aufgrund der Zielsetzung der Strahlzeit und der damit verbundenen experimentellen Bedingungen hier nicht durchführbar.

Daher soll die Luminositätsbestimmung über den ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand erfolgen. Es gilt

$$L = \frac{\dot{N}}{\sigma}, \quad (2.12)$$

wobei \dot{N} die Produktionsrate und σ der totale Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion sind. Mit der damit verbundenen Unabhängigkeit von der untersuchten Reaktion, ist die Luminosität eine wertvolle Größe bei der Normierung von Wirkungsquerschnitten, da ein beliebiger Endzustand hierzu

verwendet werden kann. Da der zeitliche Verlauf von \dot{N} etwaigen Schwankungen unterliegt, ist in diesem Fall die integrierte Luminosität eine zweckmäßigere Größe, da mögliche Ungenauigkeiten so eliminiert werden:

$$\begin{aligned}
 L_{\text{int}} &= \int_0^{\Delta t} L \cdot dt \\
 &= \int_0^{\Delta t} \frac{\dot{N}}{\sigma} \cdot dt \\
 &= \frac{N}{\sigma},
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

wobei N die Anzahl der produzierten Teilchen während des gesamten Zeitraums Δt bezeichnet. Da in dieser Arbeit nur die integrierte Luminosität betrachtet wird, ist im weiteren Verlauf mit dem Begriff Luminosität stets die integrierte Luminosität gemeint.

Die vorgehensweise zur Normierung von Wirkungsquerschnitten soll hier exemplarisch anhand der ${}^3\text{He}\eta$ -Reaktion mit Hilfe des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands verdeutlicht werden:

$$\frac{N_{\pi^0}}{\sigma_{\pi^0}} = L_{\text{int}} = \frac{N_{\eta}}{\sigma_{\eta}} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{\eta} = \frac{N_{\eta}}{L_{\text{int}}}, \tag{2.14}$$

wobei σ_X die Wirkungsquerschnitte und N_X die Anzahl der produzierten Endzustände der jeweiligen Reaktion beschreiben. Die Bestimmung der Anzahl N_{π^0} stellt das Ziel dieser Bachelorarbeit dar.

Da jedoch nur ein differentieller Wirkungsquerschnitt für den Winkelbereich $\Delta(\cos \vartheta)$ verwendet wird, muss Gleichung 2.13 angepasst werden und auf den gesamten Winkelbereich korrigiert werden:

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{2\pi \Delta(\cos \vartheta)} \cdot \frac{N(\Delta(\cos \vartheta))}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta(\cos \vartheta))}. \tag{2.15}$$

3 Experimenteller Aufbau

Alle im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurden am Forschungszentrum Jülich gemessen. Hierfür wird der Präzisionsteilchenbeschleuniger COSY [Mai97] und das Magnetspektrometer ANKE [B⁺01] verwendet deren Aufbau in diesem Kapitel kurz erklärt werden soll.

3.1 Das COoler-SYnchrotron COSY

Der Teilchenbeschleuniger COSY ist ein Synchrotron für den mittleren Energiebereich mit Strahlimpulsen von 0,3 GeV/c bis 3,7 GeV/c für Proton- und Deuteronstrahlen. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Funktionsweise soll hier kurz skizziert werden.

Im untersten Teil der Abbildung ist das Zyklotron JULIC zu sehen, welches als Vorbeschleuniger dient. Hier werden negativ geladene Wasserstoff-Ionen auf Energien beschleunigt, die sich nach der Teilchenart des verwendeten Strahls richten. Für Protonen wird eine Maximalenergie von 45 MeV erreicht, für Deuteronen 90 MeV. Vor der Injektion des Teilchenstrahls in den Beschleunigerring, wird der Ionenstrahl durch eine Graphit-Folie geleitet und die Elektronen werden abgestreift. Dadurch wird ein positiv geladener Strahl erzeugt, welcher in das Synchrotron injiziert wird. Dieser kann für ein internes Experiment, wie beispielsweise das ANKE- oder WASA-Experiment, eine gewisse Zeit gespeichert werden. Die so genannte Lebensdauer hängt unter anderem von der Güte des Vakuums und der Dichte des verwendeten Targets ab. Zusätzlich kann der Strahl für ein externes Experiment, wie das TOF-Experiment, extrahiert werden. Letzteres ist jedoch nur für Strahlimpulse bis 3,3 GeV/c möglich.

Eine besondere Eigenschaft Synchrotrons ist die Fähigkeit den Strahlimpuls in einem Zyklus von einigen Minuten linear zu erhöhen und somit eine kontinuierliche Rampe zu durchlaufen. Dies ist besonders nützlich wenn man Reaktionen in Abhängigkeit von einem kontinuierlichen Energiebereich untersuchen möchte.

Eine weitere Besonderheit ist die zuvor bereits angesprochene hohe Präzision des Strahlimpulses. Letztere wurde für die untersuchte Strahlzeit in der Diplomarbeit von Paul Goslawski mit bislang unerreichter Genauigkeit von $\Delta p_d/p_d < 8 \cdot 10^{-5}$ bestimmt[Gos08].

Des Weiteren verfügt der COSY über zwei Strahlkühlssysteme denen der Beschleunigerring seinen Namen verdankt: Eine Elektronen-Kühlung, welche für Strahlimpulse bis 0,65 GeV/c zur Verfügung steht und eine stochastische Kühlung, welche für einen Protonenstrahl ab 1,5 GeV/c und für Deuteronen ab 3 GeV/c verwendet werden kann. Beide Systeme dienen der Verringerung

der transversalen Ausdehnung des Teilchenstrahls, welche auch als Strahltemperatur bezeichnet wird. Da die Strahlzeit darauf ausgelegt war einen möglichst großen Bereich fester Strahlimpulse nahe der η -Produktionsschwelle abzudecken, wurde der Teilchenbeschleuniger im Superzyklus-Modus betrieben. Unter diesen Bedingungen wird die Verwendung beider Kühlsysteme ausgeschlossen, da die obere Grenze für die Elektronenkühlung überschritten wurde und die stochastische Kühlung nur bei konstantem Strahlimpuls verwendet werden kann. Letzteres ist in dem betriebenen Modus nur für kurze Zeiten der Fall. Stattdessen wurde eine zusätzliche Kavität verwendet um den Impuls hochpräzise konstant zu halten (siehe [Gos08]).

Im Superzyklus-Modus kann der Strahl auf bis zu sieben unterschiedliche Strahlimpulse beschleunigt werden, für die jeweils ein neuer Strahl injiziert wird, um Verluste durch Wechselwirkungen mit dem Target und dem Restgas im Beschleunigerring auszugleichen. Die Bereiche konstanten Strahlimpulses werden als Flattop bezeichnet. Im Rahmen dieser Strahlzeit wurden drei Superzyklen mit insgesamt zwölf Strahlenergien oberhalb der Produktionsschwelle für η -Mesonen und pro Superzyklus zwei unterschwellige Flattops gemessen. Diese werden für die Datenanalyse zusammengefasst um eine große Statistik für die Untergrundbeschreibung der $^3\text{He}\eta$ -Reaktion zu erreichen.

In dieser Bachelorarbeit wird die $^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion in den unterschwelligen Daten des ersten und zweiten Superzyklus für eine Luminositätsbestimmung untersucht, da in beiden Superzyklen das unterschwellige Flattop mit dem Strahlimpuls 3,120 GeV/c gemessen wurde und somit eine gute Vergleichbarkeit gegeben ist. Zusätzlich können mit der erstellten Software in künftigen Untersuchungen auch die überschwelligen Messungen analysiert werden.

3.2 Das ANKE-Experiment

Das ANKE-Experiment (**A**pparatus for **N**uclear and **K**aon **E**jectiles) ist ein Magnetspektrometer, welches speziell für Zwei-Teilchen-Reaktionen mit Fusionsprodukten aus Deuteron-Proton-Kollisionen und geringem Transversalimpuls eine hohe Akzeptanz aufweist. Dafür wurden vier Detektionssysteme konstruiert:

Das Vorwärtssystem, das Negativ-System, das Positiv-System sowie der Spectator-Detektor. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 3.2. Es handelt sich um ein Fixed-Target-Experiment mit austauschbarem Targettyp. Während dieser Strahlzeit wurde ein Cluster-Jet-Target [K⁺99] verwendet. Dabei wird Wasserstoffgas unter hohem Druck und bei Temperaturen von 20-30 K durch eine Lavalldüse gepresst. Dabei bilden sich so genannte Cluster aus, Systeme die durch die zwischen Atomen oder Molekülen wirkenden van-der-Vaals-Kräfte zusammen gehalten werden. Somit können

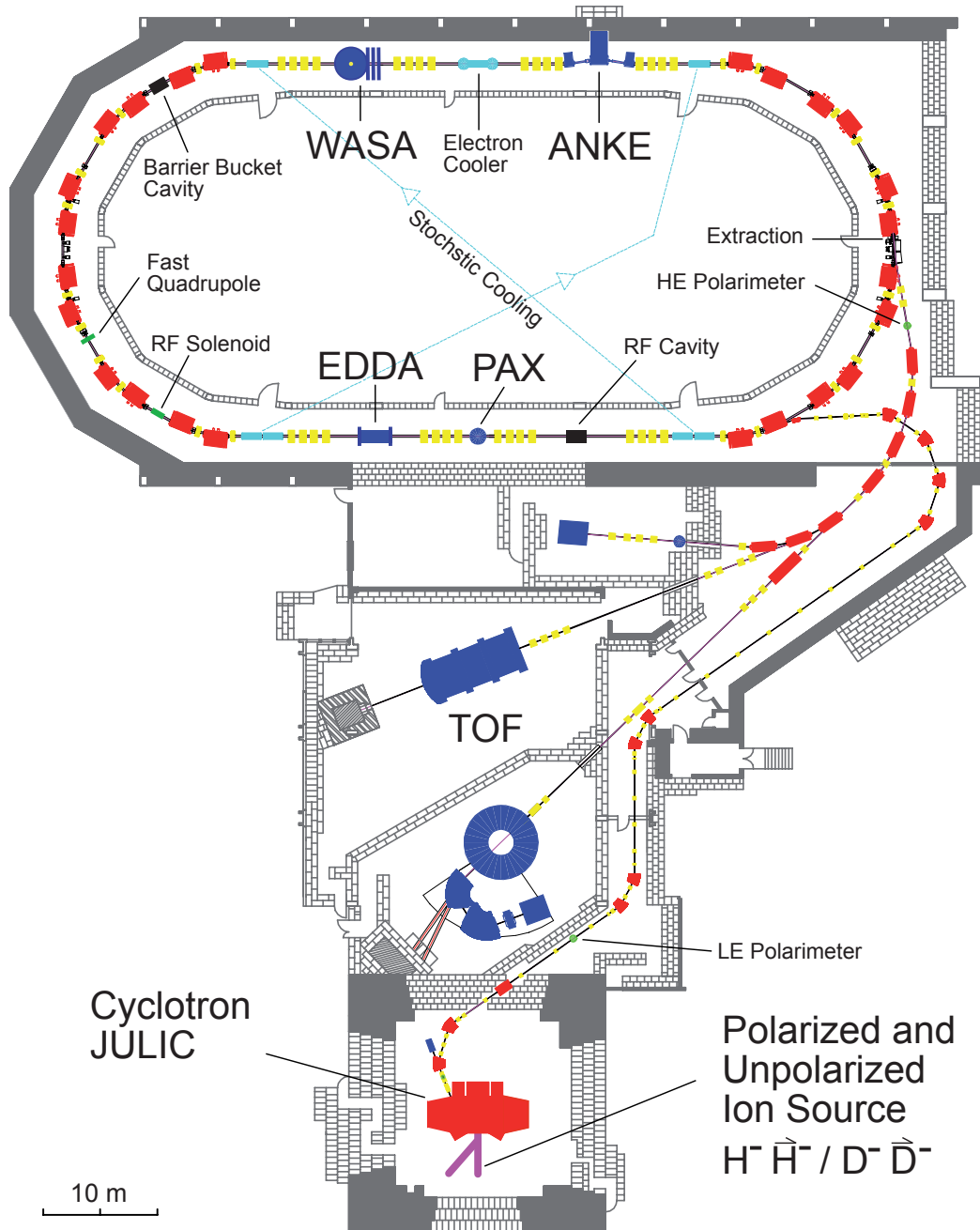


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Teilchenbeschleunigers COSY am Forschungszentrum Jülich.

Flächendichten ϱ_{target} (siehe Kapitel 2.4) von $10^{14} - 10^{15}$ Atomen/cm² erzeugt werden.

Die Beschriftungen in Abbildung 3.2 D1, D2 und D3 bezeichnen die drei Dipol-Magnete des Experimentaufbaus. Mit dem D1 Magneten wird der Strahl aus seiner Umlaufbahn ausgelenkt und auf das Target geleitet. Der D2 Magnet ist der Spektrometer-Magnet, welcher die Flugbahn abhängig von der Ladung und vom Impuls krümmt. Strahlteilchen, die nicht mit dem Target kollidieren, werden so umgelenkt, dass sie im richtigen Winkel in das Magnetfeld des D3-Magneten eintreten, wo sie wieder in das Strahlrohr eingespeist werden.

Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich das Vorwärtssystem verwendet wird, soll nur dieses im nächsten Abschnitt genauer erklärt werden.

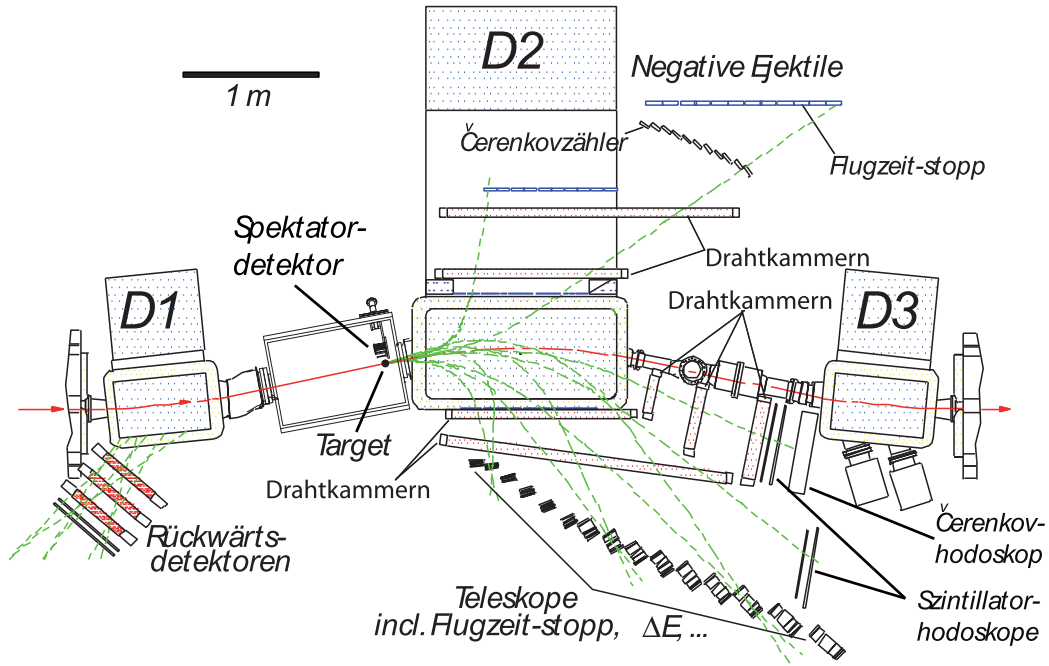


Abbildung 3.2: Grafische Darstellung des ANKE-Experiment-Aufbaus am Teilchenbeschleuniger COSY.

3.3 Das Vorwärtsdetektionssystem

Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung des Vorwärtssystems. Dieses lässt sich unterteilen in ein Untersystem aus drei Drahtkammern und drei Lagen Szintillator-Hodoskope. Die Position der Detektoren ist für schwere Reaktionsejektile mit hohem Longitudinal- und geringem Transversalimpuls optimiert. Damit bietet das Vorwärtssystem volle Akzeptanz für ^3He -Kerne aus Deuteron-Proton-Reaktionen mit geringer Überschussenergie. Ein Beispiel hierfür ist die schwelennahe $^3\text{He}\eta$ -Reaktion. Mit steigender Überschussenergie nimmt auch der Transversalimpuls für nicht nach vorne oder nach hinten gestreuter Teilchen zu und die Akzeptanz sinkt.

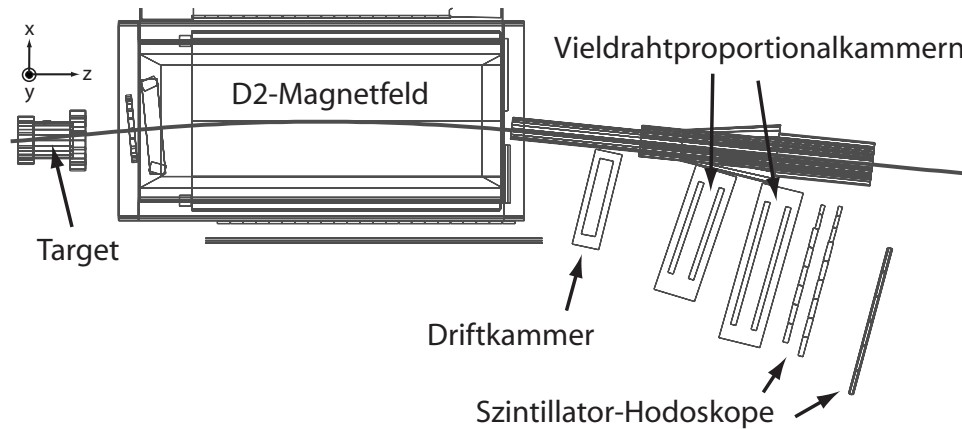


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektionssystems am ANKE-Experiment-Aufbau.

3.3.1 Die Drahtkammern

Bei den Drahtkammern handelt es sich um eine Driftkammer, welche an vorderster Stelle platziert ist und um zwei Viendrahtproportionalkammern (als Kurzform auch MWPC; englisch: "multi-wire proportional chamber"). Das Kammerensystem wird verwendet um die Teilchenspur zu rekonstruieren. Unter Kenntnis der Feldstärke des D2-Magneten und der genauen Position der Kammern, kann so die Rigidität, also das Verhältnis des Impulses zur Ladung, bestimmt werden. Der eigentliche Impuls kann also nur dann bestimmt werden, wenn die Ladung des Teilchens bekannt ist oder gemessen wird.

Die Vieldrahtproportionalkammern

Bei Vieldrahtproportionalkammern handelt es sich um Gas-Detektoren. Diese bestehen aus zahlreichen parallelen Anodendrahten, welche von einem Gas und zwei Kathodenplatten umgeben sind. Durchfliegt nun ein geladenes Teilchen die Kammer werden die Gasatome oder -moleküle ionisiert und die Elektronen werden zu den Anoden geleitet während sich die zurückbleibenden Ionen zur Kathode bewegen. Der so auftretende Stromfluss löst Sekundärelektronen aus dem umgebenden Gas aus und wird somit lawinenartig verstärkt. Die erzeugten Signale der Drähte werden separat verstärkt und ausgelesen. Unter Verwendung eines bestimmten Hochspannungsbereichs ist der gemessene Strom proportional zur erzeugten Primärladung, was den Kammern ihren Namen verleiht. Auf diese Weise kann festgestellt werden, an welchen Drähten sich das Teilchen vorbei bewegt.

Die verwendeten Kammern bestehen aus jeweils vier Anodendrahtebenen und zwei Kathodenstreifenebenen: zwei Drahtebenen sind vertikal ausgerichtet und zwei horizontal, wobei zu jeder Orientierung im Raum eine um 18° versetzte Kathodenstreifenebene existiert. Der Abstand zwischen den Anodendrahten beträgt 2 mm. Da die beiden Ebenen einer Ausrichtung jedoch um 1 mm versetzt montiert sind, also auf die Lücken zwischen den Drähten der vorderen Ebene ausgerichtet sind, beträgt die Ortsauflösung 1 mm.

Die Driftkammer

Die Driftkammer ist ebenfalls ein Gasdetektor. Zusätzlich zu der Bestimmung des stromdurchflossenen Drahtes, kann die Driftzeit der Elektronen im Gas bestimmt werden, was zu einer deutlichen Erhöhung der Präzision führt. Die hier verwendete Kammer besteht aus drei Lagen sich abwechselnder, vertikal ausgerichteter Anoden- und Kathodendrahte. Es werden 33 Anoden und 32 Kathoden verwendet. Zusätzlich existieren vier Streifenebenen die um 30° zu den Drahtebenen versetzt sind [Val09].

Die Drähte haben einen Abstand von 5 mm zueinander, die Ebenen 10 mm, wobei die Ebenen um jeweils 5 mm zueinander versetzt sind, sodass beim Durchgang von Ebene eins bis drei Anode auf Kathode folgt bzw. umgekehrt. Mit diesem Aufbau lässt sich in horizontaler Richtung eine Ortsauflösung von 200 μm erreichen.

3.3.2 Die Szintillator-Hodoskope

Der zweite Teil des Vorwärts-Systems sind die Szintillator-Hodoskope, welche zum Messen von Energieverlusten und für Flugzeitmessungen verwendet werden.

Das System besteht aus drei Lagen Plastik-Szintillatoren, welche sehr schnell auf Ereignisse ansprechen, was bei hohen Ereignisraten notwendig ist. Die erste Lage enthält acht Szintillator-Latten, die Zweite neun, die Dritte sechs. Die dritte Lage ist die Sidewall, welche eigentlich Teil des Positiv-Systems ist. Um die Effizienz des Triggers sowie der Software-Cuts noch weiter zu steigern (siehe Kapitel 3.3.3 und 4.1), wurde diese Lage dem Vorwärtssystem hinzugefügt. Die Breite der Latten nimmt in der ersten Lage vom ersten bis zum dritten Zähler zu und bleibt dann konstant. Die Dicke der ersten beiden Zähler ist zusätzlich verringert. Der gleiche Verlauf gilt für die ersten drei Zähler der zweiten Lage. Der Grund dafür liegt in der Nähe zum Strahlrohr und der daraus resultierenden hohen Zählrate an Ereignissen [C⁺02].

Die sechs Szintillatoren der Sidewall haben identische Maße.

3.3.3 Der ³He-Trigger

Im Rahmen des ANKE-Experiments ist die Zählrate der Ereignisse viel zu hoch, als dass die Datenerfassung jedes Signal speichern könnte. Aus diesem Grund wurde ein Triggersystem für die Detektoren entwickelt [Sch96], um unerwünschte Ereignisse bereits bei der Speicherung der Daten über die Hardware zu entfernen. Am ANKE-Experiment werden hierfür die Energieverluste in den Szintillatoren des Vorwärtssystems verwendet. Der in der Strahlzeit verwendete ³He- oder auch T1-Trigger forderte koinzident in den Szintillatorlagen einen hohen Energieverlust. Erst nach der Erfüllung dieser Bedingung in allen drei Lagen wird mit der Datenaufzeichnung begonnen. Dadurch wird deutlich warum die Sidewall dem Vorwärtssystem hinzugefügt wurde, da auf diese Weise eine sehr viel effizientere Vorselektion der registrierten Ereignisse erreicht werden kann als bei der Verwendung von zwei Szintillator-Lagen.

3.4 Die verwendete Software

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Software wurde mit dem Programmpaket "ROOT" geschrieben, ein am CERN erstelltes C++-basiertes Programm.

Die Entwicklung Analyse-Software stützt sich maßgeblich auf die "Reconstruction", eine in Münster mit ROOT programmierte Software zur Analy-

se der erhobenen Messungen am ANKE-Experiment [Pap12b]. Hier können alle Dektektionssysteme separat behandelt werden. Die Reconstruction ist zusätzlich in der Lage Simulationen auszuwerten.

Letztere werden in zwei Teilschritten erstellt. Der erste Schritt ist die Generierung der Ereignisse einer bestimmten Reaktion, bei der zufallsgenerierte Impulse und Zerfälle der erzeugten Teilchen berechnet werden. Dazu wird das Programmpaket PLUTO verwendet, welches speziell für Simulationen hadronischer Physik entwickelt wurde [Kag00]. Der zweite Schritt ist die Detektor-simulation. Mit Hilfe des Programms ANKE-Geant4, einem Programmpaket basierend auf Geant4 [A⁺03], wird das Verhalten der generierten Teilchen im ANKE-Detektor simuliert. Berechnet werden Wechselwirkungen mit dem Magnetfeld, Energieverluste bei Materialdurchgang sowie weitere Wechselwirkungen mit der umgebenden Materie unter Berücksichtigung der Teilcheneigenschaften wie Ladung und Masse. Die Simulationen können dann mit Hilfe der Reconstruction analysiert werden. Somit kann eine hohe Übereinstimmung zwischen Simulationen und Daten gewährleistet werden.

Zusätzlich wurden alle Abbildungen mit Fehlerbalken mit dem Programm Igor Pro Version 6.1.2.0 erstellt.

4 Identifikation des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustandes in Deuteron-Proton-Kollisionen

Anhand der Reaktion



soll die integrierte Luminosität des unterschwelligigen Strahlimpulses des ersten und zweiten Superzyklus bestimmt werden. Damit liegt der Deuteron-Strahlimpuls bei 3,120 GeV/c und die Überschussenergie hat den Wert $Q \approx 414$ MeV. Da die integrierte Luminosität von der Messzeit, der Dichte des Targets und Eigenschaften des Strahls abhängt, werden beide Superzyklen separat analysiert. Aufgrund der Ähnlichkeit der beiden Messungen wird im Folgenden nur die Analyse des ersten Superzyklus exemplarisch behandelt. Für die Bestimmung der Luminosität wird nach Gleichung (2.13) die Ereigniszahl und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion benötigt. Für eine Bestimmung der Anzahl muss die geometrische Akzeptanz, die Effizienz der Detektoren sowie die Totzeit der Datenaufnahme im Experiment berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt kann aus Veröffentlichungen entnommen werden, wie beispielsweise aus Quelle [K⁺86].

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Ereigniszahl bestimmt und auf Effizienz und Akzeptanz korrigiert werden. Um die Anzahl der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktionen zu bestimmen, wird der Peakinhalt des Endzustandsimpulses im Schwerpunktsystem bestimmt.

Dazu wird ein Histogramm der Schwerpunktsimpulse erstellt (siehe Abbildung 4.1). Dargestellt sind alle über den gesamten Streuwinkelbereich registrierten Ereignisse nach einem ersten Energieverlust- und Flugzeit-Cut auf ${}^3\text{He}$ -Kerne mit weiten Grenzen. Die Cuts werden in Kapitel 4.1 noch genauer erläutert. Um zu berücksichtigen, dass das Detektorsystem keine Effizienz von 100% aufweist, wurden die Einträge bereits für jede Teilchenspür mit einer Gewichtung versehen um somit die nicht detektierten Ereignisse statistisch zu ergänzen. Diese Form der Korrektur wird im Folgenden für jede gezeigte Abbildung durchgeführt. Eine Berechnung des zu erwartenden Endzustandsimpulses für ${}^3\text{He}$ -Isotope der untersuchten Reaktion nach Gleichung 2.7 liefert den Wert

$$p_f = 0,4830 \pm 0,0005 \text{ GeV}/c.$$

Die Unsicherheit ergibt sich aus dem in Quelle [Gos08] angegebenen Wert für den Strahlimpuls. Damit ist anzunehmen, dass die leichte Erhöhung, in Abbildung 4.1 bei ungefähr 0,48-0,49 GeV/c dem ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand entspricht.

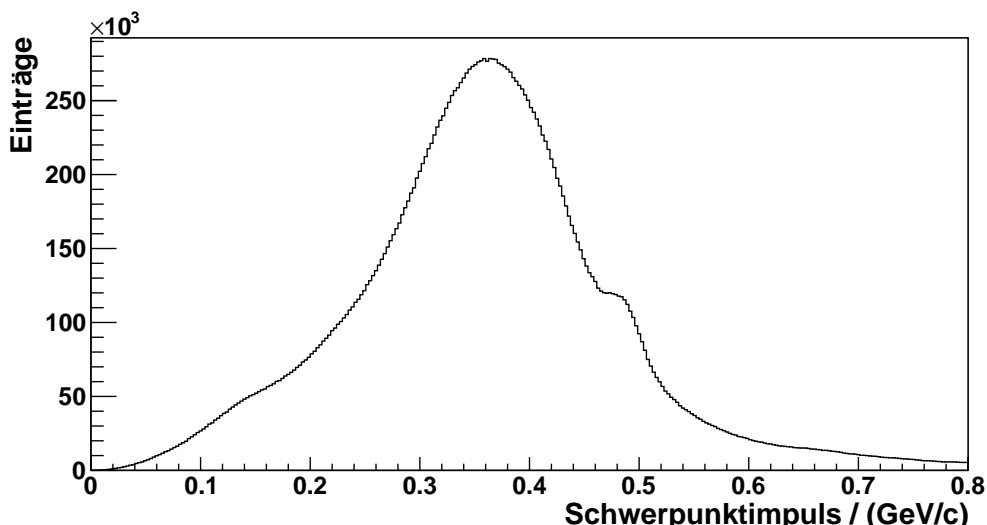


Abbildung 4.1: Impulse im Schwerpunktsystem bei einem Strahlimpuls von 3.120 GeV/c im ersten Superzyklus nach einem Energieverlust- und Flugzeit-Cut mit weiten Grenzen.

Zusätzlich ist sehr viel Untergrund zu beobachten. Um eine Auszählung des Endzustands zu ermöglichen muss die Reaktion von ihrem Untergrund separiert werden. Dazu wird dieser zunächst durch die Verwendung eines weiteren Energieverlust- und Flugzeit-Cuts reduziert und dann mit Hilfe von Simulationen von den verbleibenden Spektren subtrahiert.

Die Art der möglichen Untergrundteilchen kann bereits durch die Betrachtung des Eingangskanals bei dem angegebenen Strahlimpuls stark eingeschränkt werden. Da es sich um Deuteron-Proton-Kollisionen handelt, können nur Protonen, Deuteronen und ${}^3\text{He}$ -Isotope im Vorwärtsdetektor beobachtet werden. Diese Teilchen zeigen jedoch aufgrund ihrer verschiedenen Ladungen und Massen unterschiedliche Verhalten im Detektor anhand derer sie identifiziert werden können. Dies wird in der Verwendung der beiden Cuts ausgenutzt.

Für eine erste Reduzierung des Untergrunds wird ein großer Teil der fehlidentifizierten Teilchen aus der Analyse entfernt. Dazu wird für jedes registrierte Ereignis überprüft, ob dem getroffenen Szintillator eine über die Drahtkammern rekonstruierte Spur zugeordnet werden kann. Ist dies nicht der Fall wird das Ereignis verworfen.

Des Weiteren werden die Treffer in den ersten beiden Zählern der ersten beiden Lagen nicht in die Auswertung genommen, da Simulationen zeigen, dass die strahlrohrnahen Zähler nicht von ${}^3\text{He}$ -Kernen aus der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion durchflogen werden.

Die Anzahl der verbleibenden Untergrundereignisse werden durch die Verwendung des zweiten Energieverlust- und Flugzeit-Cuts weiter verringert.

4.1 Reduzierung des Untergrunds

Energieverlust-Cut

Beim Energieverlust-Cut wird das unterschiedliche Verhalten von geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie ausgenutzt. Teilchen die sich durch einen Detektor oder andere Materialien bewegen verlieren kinetische Energie durch die Wechselwirkung mit der sie umgebenden Materie, in diesem Fall hauptsächlich durch Ionisierung von Atomen. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt dieses Verhalten. Für kleine Weglängen Δx in Materie gilt in erster Näherung

$$-\Delta E \sim \frac{Z^2}{\beta^2} \Delta x \quad (4.2)$$

$$\sim \frac{Z^2}{v^2} \Delta x. \quad (4.3)$$

Dabei bezeichnet Z die Ladungszahl und β den relativistischen Faktor v/c und v die Geschwindigkeit. Da es sich bei dem abbremsenden Material um die in Kapitel 3.3 beschriebenen Szintillatoren handelt, ist es berechtigt von einer geringen Dicke auszugehen, aufgrund der Tatsache, dass diese einen Wert von 20 mm nicht übersteigt [C⁺02]. Multipliziert man Gleichung 4.3 mit v^2 erhält man einen konstanten Wert, welcher nur noch von Natur- oder Materialkonstanten sowie der Dicke des durchflogenen Zählers und der Ladung des Teilchens abhängt. Damit ist für einen Szintillator die einzig variable Größe von $\Delta E \cdot v^2$ die Ladungszahl. Da die Geschwindigkeit im Experiment jedoch nicht direkt zugänglich ist, muss sie über den Impuls berechnet werden. Dieser wird im Rahmen des ANKE-Experiments aus den Trefferpositionen in den Drahtkammern bestimmt. Es gilt

$$p = Z \cdot eBR, \quad (4.4)$$

wobei R den Bahnradius im Magnetfeld, B die Magnetfeldstärke, e die Elementarladung und Z die Ladungszahl des Teilchens bezeichnen.

Aufgrund der Tatsache, dass der Detektor nicht zwischen den auftretenden Teilchensorten unterscheidet, werden in der Reconstruction alle Ereignisse wie ${}^3\text{He}$ -Kerne behandelt. Da der Impuls jedoch nur über die Trefferposition in den Drahtkammern und somit die Kurve im Magnetfeld bestimmt wird, werden Teilchen mit anderer Ladung falsche Impulse zugeordnet. Die

Bestimmung der Geschwindigkeit erfolgt aus dem Impuls über

$$v = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (4.5)$$

und ist somit nicht nur von der Rekonstruktion des Impulses, sondern auch von der Masse des Teilchens abhängig. Auf diese Weise werden deutliche Unterschiede für das nach Gleichung (4.3) berechnete Produkt erreicht, über die die Teilchen identifiziert werden können. Für den hier verwendeten Cut wird dann eine obere und untere Grenze für $\Delta E \cdot \beta^2$ festgelegt, die die charakteristischen Werte für ${}^3\text{He}$ -Isotope beinhalten und andere unerwünschte Teilchen, wie beispielsweise Protonen, ausschließen. Durchfliegt ein Teilchen nun die Szintillator-Lagen, wird überprüft, ob das Teilchen einen Energieverlust in allen drei Lagen innerhalb der vorgegebenen Grenzen verursacht. Erfüllt ein Teilchen diese Bedingung nicht, wird es verworfen. Auf diese Weise wird die Anzahl unerwünschter Ereignisse sehr stark reduziert.

Flugzeit-Cut

Der zweite Cut wird über die zuvor erwähnten Flugzeiten realisiert. Hierfür werden erneut die Szintillatoren verwendet. Aus den in den beiden ersten Lagen erzeugten Signalen für die Zeitmessung wird ein Mittelwert bestimmt. Dieser wird als Startwert verwendet. In den Zählern der Sidewall wird der Stopp-Wert gemessen. Der hier angewandte Cut verwendet jedoch nicht die reinen Flugzeiten, sondern die den Teilchen über Zeitdifferenzen zugeordnete Flugstrecke. Dazu muss erneut die Geschwindigkeit nach Gleichung (4.5) berechnet werden und die Separation der Teilchen erfolgt nicht nur über die Flugzeit sondern auch über die Masse und die Ladung. Auf diese Weise kann eine höhere Auflösung erreicht werden.

Für den Cut wird eine 3σ -Umgebung um den beobachteten ${}^3\text{He}$ -Peak verwendet. Liegt die Flugstrecke eines Teilchens nicht innerhalb dieser Grenzen wird das Ereignis verworfen.

Unter Verwendung dieser Cuts wird erneut ein Histogramm mit den Schwerpunktimpulsen unter den sonst gleichen Bedingungen wie bei der Erstellung von Abbildung 4.1 gefüllt (siehe Abbildung 4.2). Damit ist sofort zu erkennen, dass die zuvor als ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion bezeichnete Erhöhung jetzt als deutlicher Peak zu erkennen ist und eine sehr große Menge des Untergrunds auf diese Weise entfernt werden konnte. Da der Peak jedoch noch nicht vollkommen isoliert zu beobachten ist, muss untersucht werden, welche Reaktionen den verbleibenden Untergrund bilden, um diese mit Hilfe von Detektorsimulationen zu beschreiben.

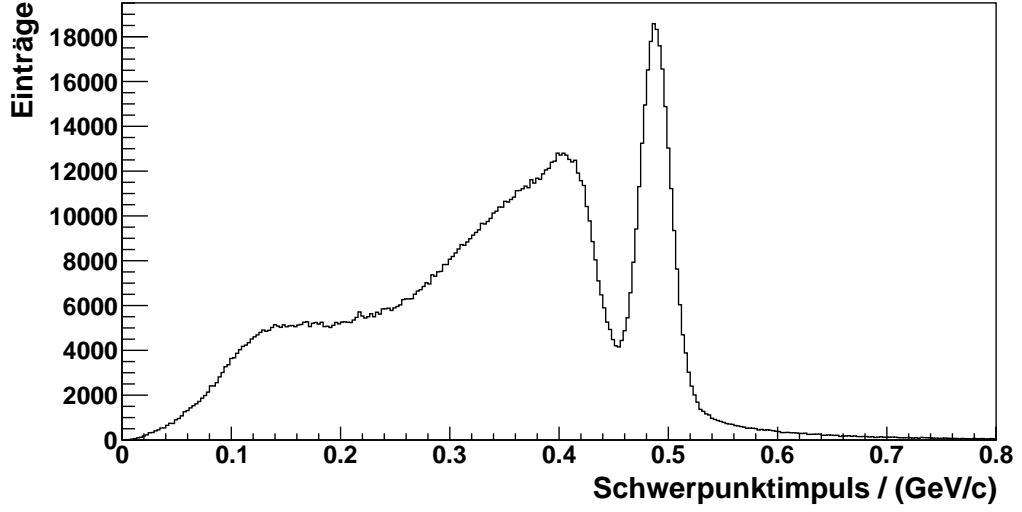


Abbildung 4.2: Impulse im Schwerpunktsystem bei einem Strahlimpuls von 3.120 GeV/c mit Energieverlust-Cut und Flugzeit-Cut auf ${}^3\text{He}$ -Kerne im Vorwärts-Detektor für den ersten Superzyklus.

4.2 Streuwinkelabhängigkeit der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion

Um die Extrahierung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands optimieren zu können, soll in diesem Kapitel auf das Akzeptanzverhalten und die Abhängigkeit der Reaktion vom Streuwinkel ϑ genauer eingegangen werden.

4.2.1 Akzeptanz

Mit einer Simulation der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion soll die Akzeptanz für den zugehörigen Endzustand im Vorwärtsdetektor bestimmt werden. Dazu werden sowohl die generierten als auch die akzeptierten Ereignisse gegen den Kosinus des Streuwinkels $\cos(\vartheta)$ aufgetragen und miteinander verglichen (siehe Abbildung 4.3). Aus der Abbildung kann entnommen werden, dass die Akzeptanz für nach vorne gestreute Kerne am größten ist. Für Streuwinkel im mittleren Bereich ist die Akzeptanz gleich Null und steigt dann für rückwärts gestreute Teilchen wieder an, erreicht jedoch nicht die gleichen Ausmaße wie bei der Vorwärtsstreuung. Die Ursache hierfür ist in der Bewegung der ${}^3\text{He}$ -Kerne durch das Magnetfeld und die Position des Vorwärtsdetektors zu finden. Letztere bietet für schwere, positive geladene Teilchen mit geringem Transversalimpulse optimale Akzeptanz. Damit erklärt sich die nicht vorhandene Akzeptanz für $\cos(\vartheta)$ -Werte um 0, welche einem hohen Transversalimpuls entsprechen und die hohe Akzeptanz für vorwärts gestreute Teilchen.

Die geringe Akzeptanz für die Rückwärtsstreuung ist auf den verringerten Impuls im Laborsystem und somit die stärker gekrümmte Flugbahn im Magnetfeld zurückzuführen.

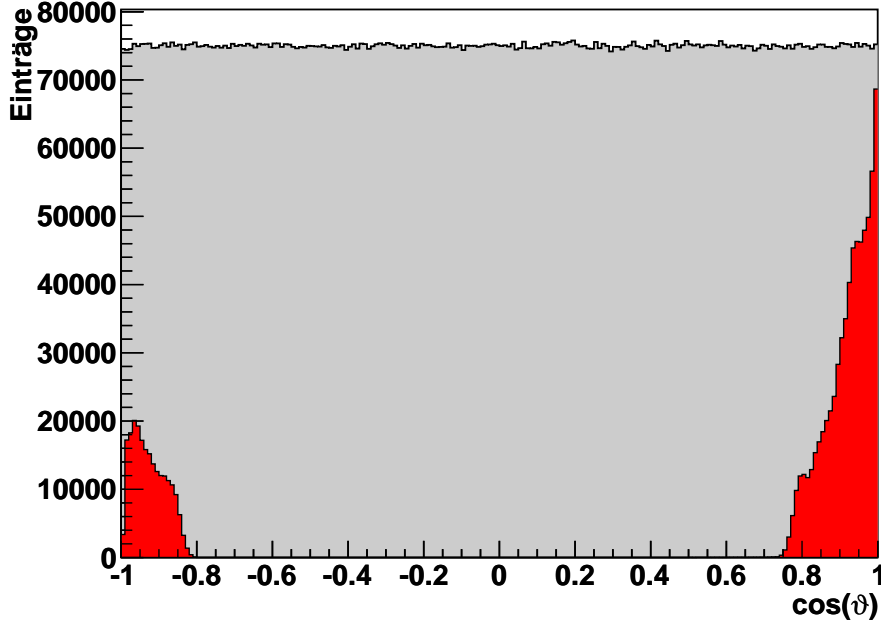


Abbildung 4.3: Vergleich der generierten Simulationen (grau) der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion mit den vom Vorwärts-Detektor akzeptierten Simulationen (rot) aufgetragen gegen den Streuwinkel $\cos(\vartheta)$.

4.2.2 Winkelasymmetrie des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands

In diesem Kapitel soll genauer auf einige Eigenschaften der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion eingegangen werden. Aufgrund der hohen Überschussenergie tritt nicht nur die in ϑ -symmetrische s-Wellenstreuung auf, sondern es werden zusätzlich Partialwellen höherer Ordnung angeregt. Für im Schwerpunktsystem rückwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne kann somit ein um ungefähr zwei Größenordnungen geringerer Wirkungsquerschnitt gegenüber der Vorwärts-Streuung beobachtet werden [K⁺86]. Dieses Verhalten ist in den generierten Ereignissen in Abbildung 4.3 nicht zu beobachten, da die Reaktion nach Phasenraum simuliert wurde. Für die Bestimmung der Akzeptanz in Abhängigkeit vom

Streuwinkel stellt dies jedoch keine Beschränkung dar, da bei einer unpolarisierten Zwei-Teilchen-Reaktion ϑ der einzige Freiheitsgrad ist.

Die Kombination des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der zuvor diskutierten geringen Akzeptanz für rückwärts gestreute Kerne zeigt, dass nur wenige Ereignisse für den $\cos(\vartheta)$ -Bereich von -1 bis -0,8 zu erwarten sind. Aus diesem Grund soll die Bestimmung der Luminosität über vorwärts gestreute Teilchen erfolgen. Um zusätzlich zu berücksichtigen, dass die Akzeptanz in diesem Bereich stark vom Streuwinkel abhängt, wird die Analyse auf den Winkelbereich $\cos(\vartheta) = 0,95 - 1,00$ beschränkt und dann in fünf gleich breite Teilbereiche unterteilt. Damit ist es möglich auf den in Quelle [K⁺86] angegebenen Wirkungsquerschnitt für $\cos(\vartheta) = 1$ zu extrapolieren.

Die Akzeptanz für diesen Bereich ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Zur Bestimmung des prozentualen Wertes wird die Anzahl der akzeptierten Ereignisse durch die Anzahl der generierten Ereignisse dividiert.

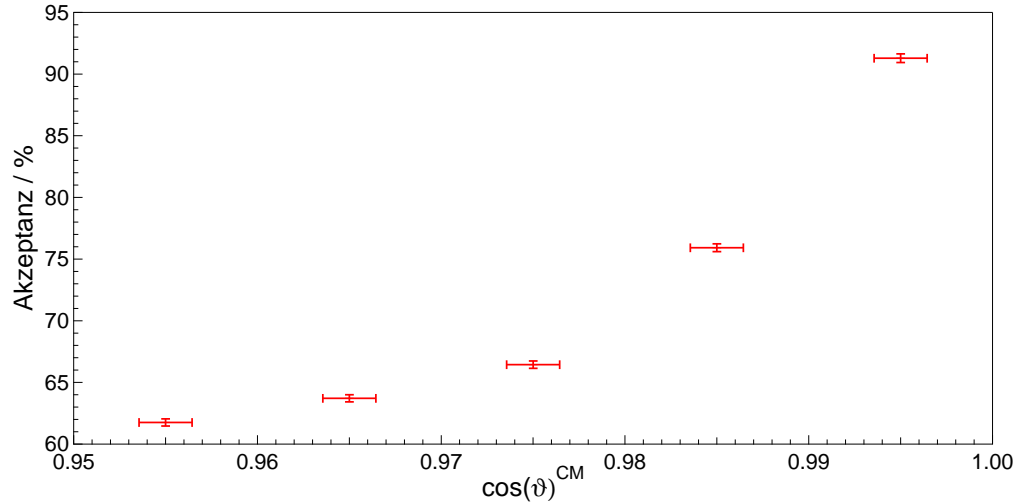


Abbildung 4.4: Akzeptanz der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion in Abhängigkeit vom Kosinus des Streuwinkels. Die Unsicherheiten für den Streuwinkel ergeben sich aus der Rechteckfunktion, welche durch das Binning erzeugt wird ($\sigma = \Delta \cos(\vartheta)/\sqrt{12}$) und für die Akzeptanz durch die statistische Unsicherheit.

Um festzustellen ob die Drahtkammern über eine ausreichende Ortsauflösung für eine solche Unterteilung verfügen, muss zunächst auf die Impulsrekonstruktion genauer eingegangen werden. Im Experiment sorgt die endliche Genauigkeit der Trackrekonstruktion für eine Verbreiterung der Impulse. Um dies in den Simulationen widerzuspiegeln wird die mit dem PLUTO-

Generator berechnete Impulsverteilung mit einer Gaußfunktion gefaltet. Die Standardabweichungen haben für alle drei Raumdimensionen die Werte

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}/c \\ \sigma_y &= 7,9 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}/c \\ \sigma_z &= 16,4 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}/c\end{aligned}\tag{4.6}$$

und sind in Analysen der $d p \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ -Reaktion von Paul Goslawski [Gos12] bestimmt worden. Um nun ein Maß für die Genauigkeit der Drahtkammern zu erhalten, wird in einem zwei-dimensionalen Histogramm der Streuwinkel für rekonstruierte Impulse der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Simulation gegen den originalen Wert aufgetragen. Das Ergebnis ist für den Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,93$ -1,0 in Abbildung 4.5 dargestellt. Betrachtet man die Einträge in den einzelnen Quadranten ist zu erkennen, dass zwar Teilchen aus einem Bin ins benachbarte verschoben werden, allerdings stets ungefähr die gleiche Menge aus dem angrenzenden Winkelbereich wieder zurückverschoben wird. Damit erlaubt die Genauigkeit der Drahtkammern eine präzise Unterteilung der Winkelbereiche in der zuvor beschriebenen Form.

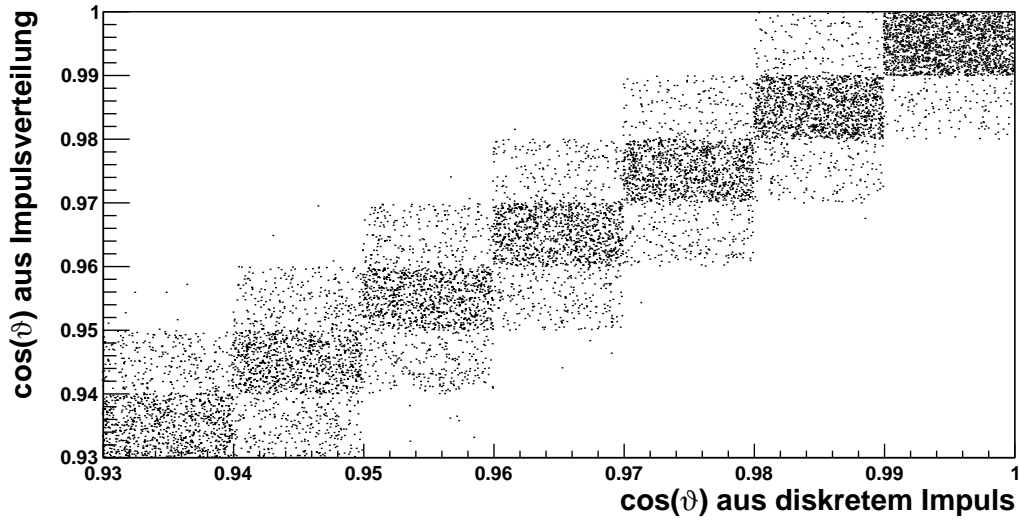


Abbildung 4.5: Streuwinkel $\cos(\vartheta)$ der simulierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion aus einer mit einer Gaußfunktion erstellten Impulsverteilung aufgetragen gegen den Streuwinkel aus dem diskreten Impuls.

4.3 Beschreibung der Untergrundreaktionen

Der restliche Untergrund besteht aus Protonen aus dem Deuteronauflbruch und ${}^3\text{He}$ -Kernen aus Mehrpionenproduktionen. Durch den eingestellten Strahlimpuls und die damit korrelierte Schwerpunktennergie sind folgende Mehrpionenreaktionen in Kombination mit ${}^3\text{He}$ -Kernen kinematisch möglich:

- die Vier-Pionen-Produktion
- die Drei-Pionen-Produktion
- die Zwei-Pionen-Produktion

Die Vier-Pionen-Produktion ist auf die Produktion von vier π^0 und einem ${}^3\text{He}$ -Kern beschränkt, da die höheren Massen der geladenen Pionen eine solche Reaktion bei der untersuchten Schwerpunktennergie ausschließen. Da die Vier- π^0 -Reaktion dementsprechend nur knapp oberhalb der Produktionsschwelle liegt, liegt die kinematische Grenze der Schwerpunktimpulse bei 0,05 GeV/c und ist somit weit von der zu untersuchenden Reaktion entfernt. Die Drei-Pionen-Produktion ist ebenfalls für eine Untergrundbeschreibung zu vernachlässigen, da aus kinematischen Gründen die maximalen Impulse für die Produktion von drei neutralen Pionen bei 0,33 GeV/c liegen und somit nicht unterhalb des π^0 -Peaks. Aufgrund der höheren Massen geladener Pionen liegt die Grenze für diesen Fall noch niedriger und ist somit ebenfalls nicht relevant. Zusätzlich ist der Wirkungsquerschnitt der Drei-Pionen-Produktion deutlich geringer als für die zwei-Pionen-Produktion und kann somit auch aus diesem Grund vernachlässigt werden[Mie12b].

Der eigentlich maximale Impuls der Zwei-Pionen-Produktion liegt zwar für beide Reaktionskanäle bei 0,43 GeV/c und somit ebenfalls unterhalb des Endzustandsimpulses der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion, ist jedoch nicht zu vernachlässigen, da die endliche Impulsauflösung der Drahtkammern eine Überlappung der Impulsverteilungen verursachen.

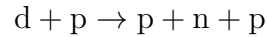
Beiträge weitere Reaktionen können aus Gründen der Akzeptanz oder aufgrund von geringen Wirkungsquerschnitten in diesem Energiebereich vernachlässigt werden.

Die relevanten Untergrundreaktionen sind also die Zwei-Pionen-Produktionen und der Deuteronauflbruch, welche im Folgenden genauer beschrieben werden.

4.3.1 Der Deuteronauflbruch

Bei Deuteronen handelt es sich um Teilchen mit sehr geringer Bindungsenergie. Diese hat den Wert $E_B = 2,225 \text{ MeV}$ [MK02]. Der Wirkungsquerschnitt für den Auflbruch des Deuterons in ein Proton und ein Neutron ist extrem

hoch, weshalb diese Reaktion in so großer Zahl auftritt, dass selbst nach der Verwendung des Energieverlust- und Flugzeit-Cuts immer noch eine signifikante Anzahl an Ereignissen beobachtet werden kann. Die Gesamtreaktion hat die Form:



Aufgrund der schwachen Bindung des Deuterons haben das Neutron und Proton einen sehr großen Abstand. In Teilchenkollisionen wechselwirkt deshalb häufig nur eines der beiden Nukleonen mit dem Targetteilchen. Diese Betrachtung wird als Spectator-Modell (englisch für Beobachter) bezeichnet. Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

Proton als Spectator In diesem Fall kollidiert das Neutron mit dem Targetproton und das Spectator-Proton fliegt ungehindert mit etwa halbem Strahlimpuls und geringem Transversalimpuls weiter. Diese Protonen werden nahezu ausschließlich nach vorne gestreut und haben im Vorwärtsdetektor eine hohe geometrische Akzeptanz. Damit bilden Spectator-Protonen mit der Kombination aus dem hohen Wirkungsquerschnitt und der hohen Akzeptanz im gleichen Winkelbereich wie für ${}^3\text{He}$ -Kerne der untersuchten Reaktion (siehe Kapitel 4.2.1) den größten Anteil des restlichen Untergrunds.

Neutron als Spectator Hier behält das Neutron seine Flugbahn nahezu ungehindert bei. Da es keine Ladung trägt, wird es nicht vom Magnetfeld abgelenkt und kann somit nicht vom Vorwärtssystem detektiert werden. Auch für die Protonen bleibt aufgrund ihres hohen Transversalimpulses nur eine sehr geringe geometrische Akzeptanz, da nur im Fall von quasi-zentralen Stößen oder für sehr geringe Streuwinkel eine hohe Akzeptanz für die Protonen erreicht wird.

Aufgrund der zu vernachlässigenden Akzeptanz für den zweiten Fall wird also für die Untergrundbeschreibung nur der Deuteronen-Aufbruch mit dem Proton als Spectator-Teilchen betrachtet. Eine graphische Darstellung findet sich in Abbildung 4.6.

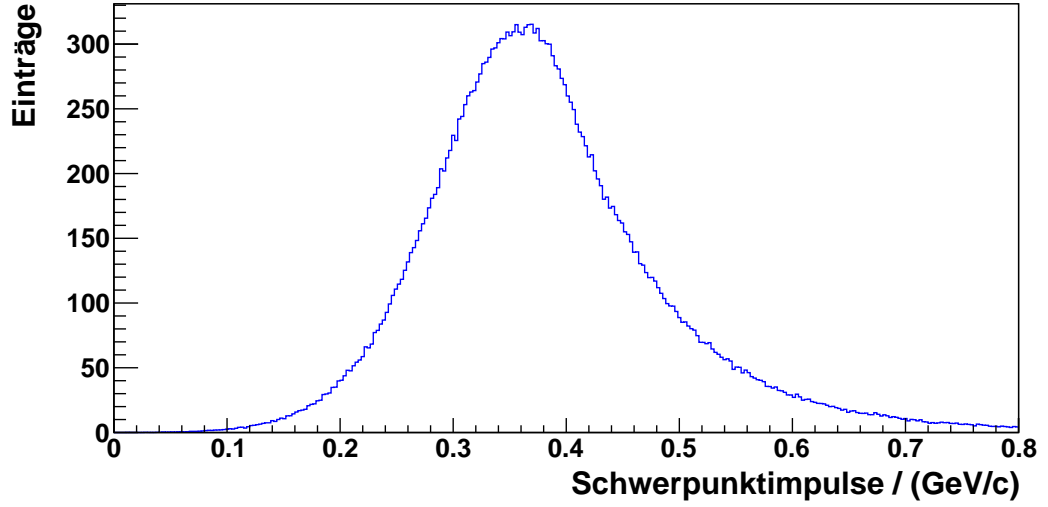
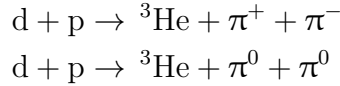


Abbildung 4.6: Histogramm der Schwerpunktimpulse des Deuteronauflaufs für den Winkelbereich $\cos(\vartheta) = 0,96 - 0,97$ bei einem Strahlimpuls von $3,120 \text{ GeV}/c$.

4.3.2 Die Zwei Pionen-Produktion

Die Zwei-Pionen-Produktion lässt sich in zwei Reaktionskanäle unterteilen, den geladenen und den ungeladenen:



In beiden Fällen handelt es sich um Drei-Teilchen-Reaktionen, welche somit eine kontinuierliche Impulsverteilung zeigen. Zusätzlich ist zu bemerken, dass der Wirkungsquerschnitt der geladenen Pionen-Reaktion um ungefähr einen Faktor 2 größer ist als für den neutralen Fall [B⁺06]. Aus diesem Grund ist nach Gleichung 2.12 die Produktionsrate von $\pi^+\pi^-$ doppelt so hoch. Dieser Faktor wird in weiteren Analysen stets berücksichtigt. Ein Histogramm der Schwerpunktimpulse ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

4.4 Isolierung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peaks

Der Untergrund setzt sich wie in Kapitel 4.3 beschrieben hauptsächlich aus dem Deuteronauflauf und der Zwei-Pionen-Produktion in Kombination mit ${}^3\text{He}$ -Kernen zusammen. Über Simulationen sollen diese nun beschrieben und von den Daten subtrahiert werden, um so den π^0 -Peak zu isolieren und die Anzahl der erzeugten Endzustände zu ermitteln.

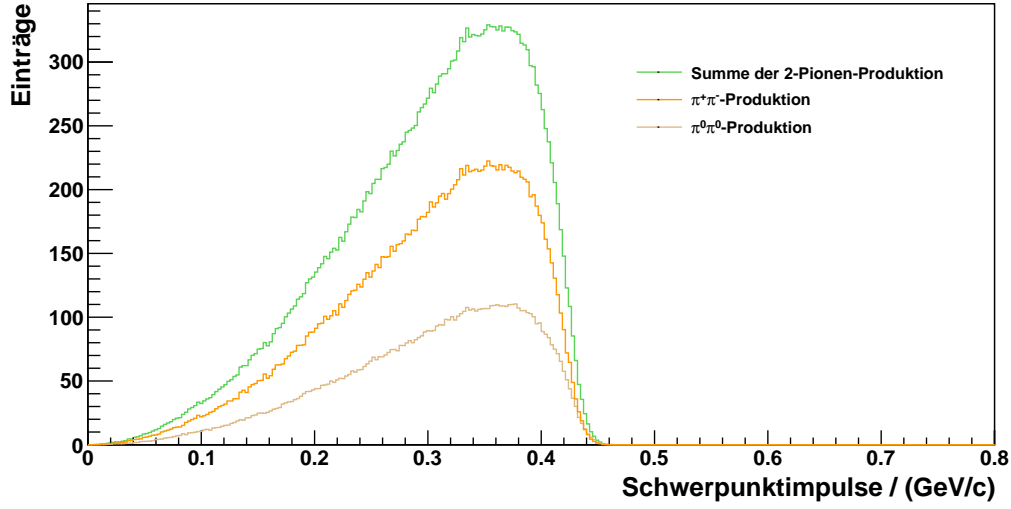


Abbildung 4.7: Histogramm der Schwerpunktimpulse des Deuteronauflaufs für den Winkelbereich $\cos(\vartheta) = 0,96 - 0,97$ bei einem Strahlimpuls von $3,120 \text{ GeV}/c$.

4.4.1 Skalierung der Untergrundsimulationen

Im Folgenden soll die verwendete Methode zur Untergrundkorrektur erläutert werden. Die Isolation der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion erfolgt über die Betrachtung der Impulse im Schwerpunktsystem. Da die Anzahl der Reaktionsereignisse der Untergrundsimulationen willkürlich gewählt ist, müssen diese durch einen Fit an die Daten angepasst werden. Dazu werden die Simulationen einzeln in einem iterativen Prozess an die Daten skaliert. Durch die anschließende Subtraktion der skalierten Simulation von den Messergebnissen kann so der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand isoliert werden. Begonnen wird mit dem Deuteronen-Auflauf, da dies die einzige Reaktion ist, welche Bereiche im Schwerpunktimпульs-Spektrum zeigt, die keinerlei Untergrund durch andere Reaktionen aufweisen. Für die Skalierung wird der Impulsbereich von $0,55 - 0,8 \text{ GeV}/c$ verwendet (siehe Abbildung 4.6). Die untere Grenze entspricht einem 5σ -Abstand vom Erwartungswert des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands, um Einflüsse des π^0 -Peaks auf den Fit zu verhindern. Ist die Anzahl der Ereignisse angepasst, können die Simulation von den Daten subtrahiert werden. Damit ist auch die Zwei-Pionen-Produktion von ihrem Untergrund befreit. Der Skalierungsfaktor der $\pi\pi$ -Reaktionen wird für die Summe beider Reaktionen bestimmt, da sich die Anzahl der zugehörigen Endzustände durch einen Faktor 2 unterscheiden (siehe Kapitel 4.3.2). Der Skalierungsbereich wird zu $0 - 0,43 \text{ GeV}/c$

gewählt (siehe Abbildung 4.7). Die obere Grenze entspricht damit einem 4σ -Abstand vom Erwartungswert des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands. In diesem Fall wurde ein näherer Wert gewählt als beim Deuteronen-Aufbruch, um die deutliche Variation des Verlaufs bei peaknahen Impulsen zu berücksichtigen.

Eine erste Analyse des Untergrunds ist in Abbildung 4.8 a) exemplarisch anhand des Winkelbereichs von $\cos(\vartheta) = 0,96$ bis $0,97$ für den ersten Superzyklus dargestellt. Der auf diese Weise isolierte ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak ist in Abbildung 4.8 b) dargestellt. Die anderen Winkelbereiche werden aufgrund der Gleichartigkeit der Abbildungen nicht explizit gezeigt. Im Folgenden wird stets so verfahren.

Betrachtet man Abbildung 4.8 stellt man einige Unterschiede zwischen dem gemessenen und simulierten Untergrund fest. Zunächst fällt in Abbildungsteil b) auf, dass die Position des π^0 -Peaks nicht mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmt. Zusätzlich scheint die Form der simulierten Zwei-Pionen-Produktion nicht der Form der Daten zu entsprechen.

Skalierung der Endzustandsimpulse

Eine Abweichung der Schwerpunktimpulse vom erwarteten Wert wurde bereits im Rahmen der von Paul Goslawski angefertigten Doktorarbeit [Gos12] für die Strahlimpulse oberhalb der η -Produktionsschwelle festgestellt. Diese sind auf die endliche Genauigkeit der Impulskalibrierung [Dym09] zurückzuführen. In der Analyse der $d p \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ Reaktion konnte für die überschwelligen Daten ein Skalierungsparameter der Endzustandsimpulse von $1/1,008$, was einer Abweichung um $0,8\%$ entspricht. Um die prozentuale Abweichung zu verdeutlichen wird mit dem Skalierungsparameter im weiteren Verlauf stets der Kehrwert angegeben. Da bei genauerer Betrachtung aller Winkelbereiche auffällt, dass die Abweichung vom Streuwinkel ϑ abhängt, muss für jeden Winkelbereich ein eigener Skalierungsparameter eingeführt werden. Die Einführung eines solchen Parameters hat keinerlei Auswirkung auf die Winkelverteilung der Daten, da nur der Betrag des Impulses verändert wird, jedoch nicht dessen Ausrichtung im Raum. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren werden die Peakpositionen des isolierten Peaks der Daten durch die berechnete Position dividiert. Die Unsicherheiten der Daten ergeben sich aus leichten Variationen der Untergrundbeschreibung. Für die Simulationen wird die Unsicherheit des Endzustandsimpulses aus der bekannten Genauigkeit des Strahlimpulses (siehe [Gos08]) berechnet. Eine grafische Darstellung findet sich in Abbildung 4.9. Die auftretenden Werte liegen alle in der Größenordnung des Skalierungsparameters für überschwellige Impulse. Mit der Kenntnis dieser Faktoren werden die Endzustandsimpulse der Daten korrigiert. Um zu

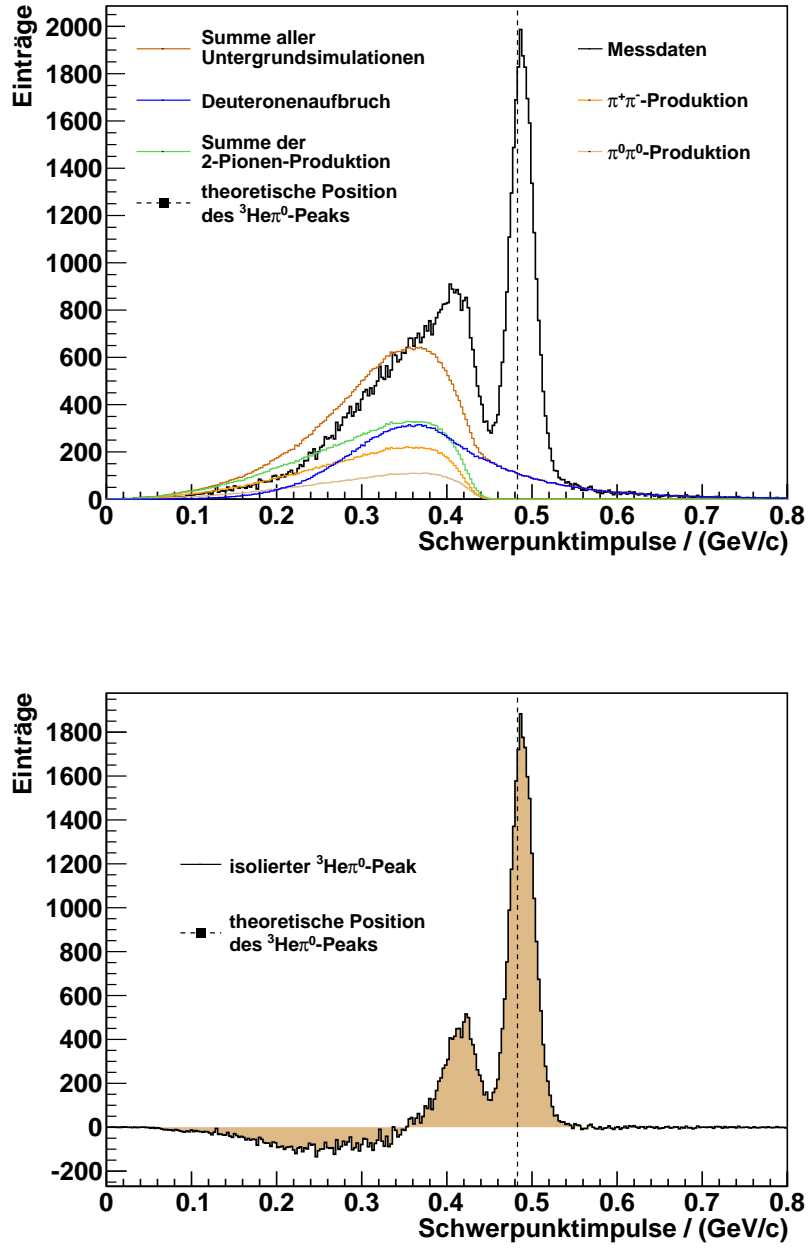


Abbildung 4.8: a) Erste Beschreibung der Untergrundreaktionen.
b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,96$ bis $0,97$ für den ersten Superzyklus.

überprüfen ob die durchgeführte Korrektur ausreichend ist, werden die Faktoren nach der Reskalierung erneut mit dem gleichen Verfahren bestimmt. Der Mittelwert der sich so ergebenden Abweichungen beträgt 0,01% und alle Werte zeigen im Rahmen ihrer Genauigkeit eine Überschneidung mit einem Skalierungsfaktor von eins. Damit ist keine weitere Iteration notwendig.

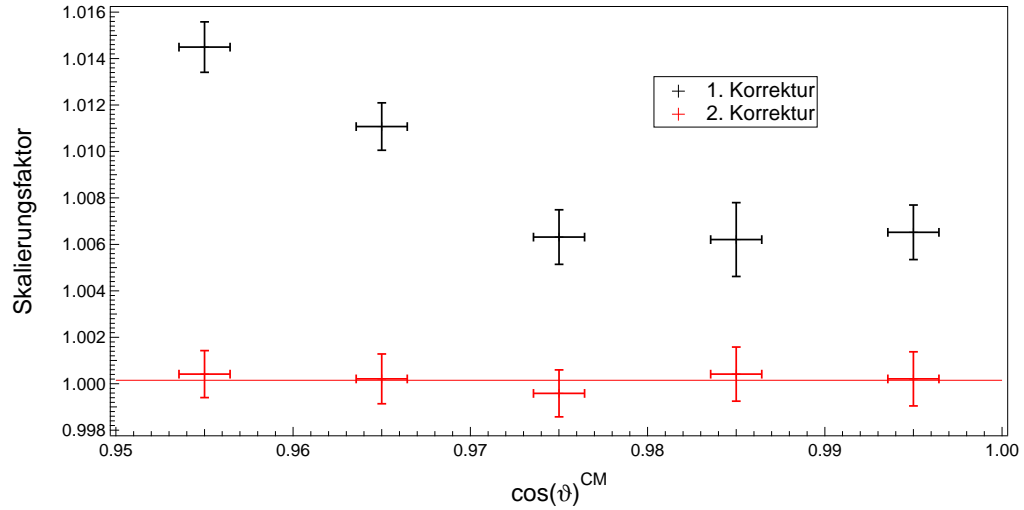


Abbildung 4.9: Korrekturfaktoren aufgetragen gegen den Streuwinkel $\cos(\vartheta)$. Die Unsicherheiten für den Streuwinkel ergeben sich aus der durch das Binning erzeugten Rechteckfunktion, für die Faktoren über die Unsicherheiten der Peakposition in den Daten und Berechnungen. Die erste Korrektur berechnet die Skalierungsfaktoren für die unskalierten Schwerpunktimpulse, zweite für die bereits einmal korrigierten Werte mit einem konstanten Fit.

Berücksichtigung des ABC-Effektes in der Zwei-Pionen-Produktion

Wird nun mit den korrigierten Daten erneut eine Untergrundkorrektur durchgeführt stellt man fest, dass die Position des π^0 -Peaks nun zwar mit den Berechnungen übereinstimmt (siehe Abbildung 4.10 b)), aber die simulierte Verteilung der Zwei-Pionen-Produktion wie zuvor vermutet nicht mit den Daten übereinstimmt (siehe Abbildung 4.10 a)). Dieses Phänomen ist bereits aus der Diplomarbeit von Michael Papenbrock bekannt und ist auf den so genannten ABC-Effekt zurückzuführen [Pap08]. Durch den ABC-Effekt tritt eine deutliche Überhöhung in der Verteilung der invarianten Masse bei niedrigen Werten nahe dem minimalen Wert auf. Eine kleine invariante Masse entspricht einem hohen Endzustandsimpuls. Damit ist ein Anstieg der Anzahl der peaknahen

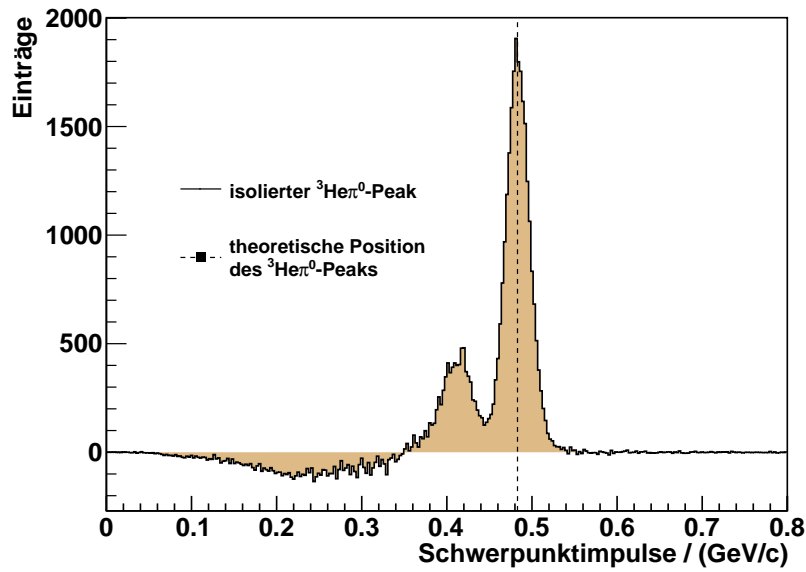
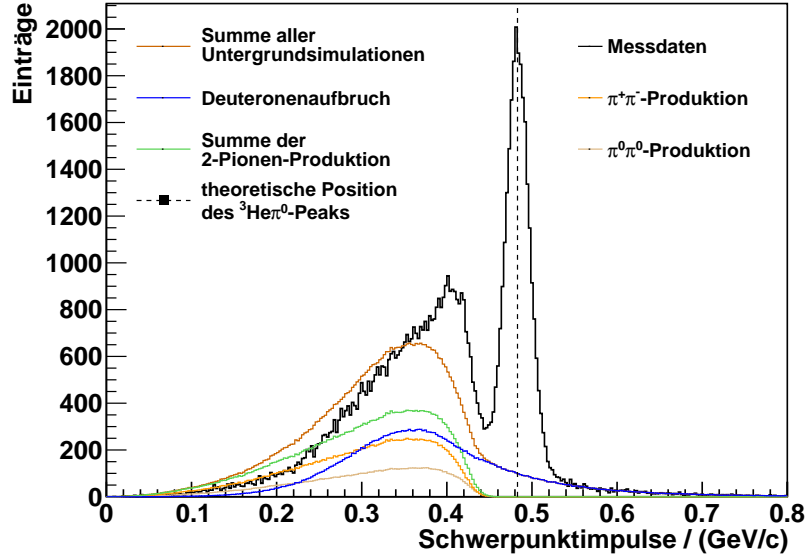


Abbildung 4.10: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse.
b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Dargestellt ist der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,96$ bis $0,97$ für den ersten Superzyklus.

Schwerpunktimpulse zu erwarten. Im Rahmen der Doktorarbeit von Malte Mielke [Mie12a] wurde mit dem hier untersuchten Datensatz eine vorläufige Verteilung des ABC-Effekts bestimmt. Verwendet wurden hierfür rückwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne. Da der ABC-Effekt eine Vorwärts-Rückwärt-Symmetrie aufweist, sind diese Ergebnisse geeignet, um einen ABC-Effekt für die Untergrundbeschreibung nach vorne gestreuter Kerne vorzunehmen. In Abbildung 4.11 ist der Quotient aus den Histogrammeinträgen der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems der Daten dividiert durch die Einträge eines entsprechenden Histogramms aus Phasenraumsimulationen (PS) dargestellt. Bei geringen Massen ist eine deutliche Überhöhung zu erkennen, welche damit die Vorhersagen bestätigt. Mit dem in der Graphik erstellten Polynom-Fit 4. Ordnung lässt sich für die Analyse der Zwei-Pionen-Simulationen eine Gewichtungsfunktion generieren.

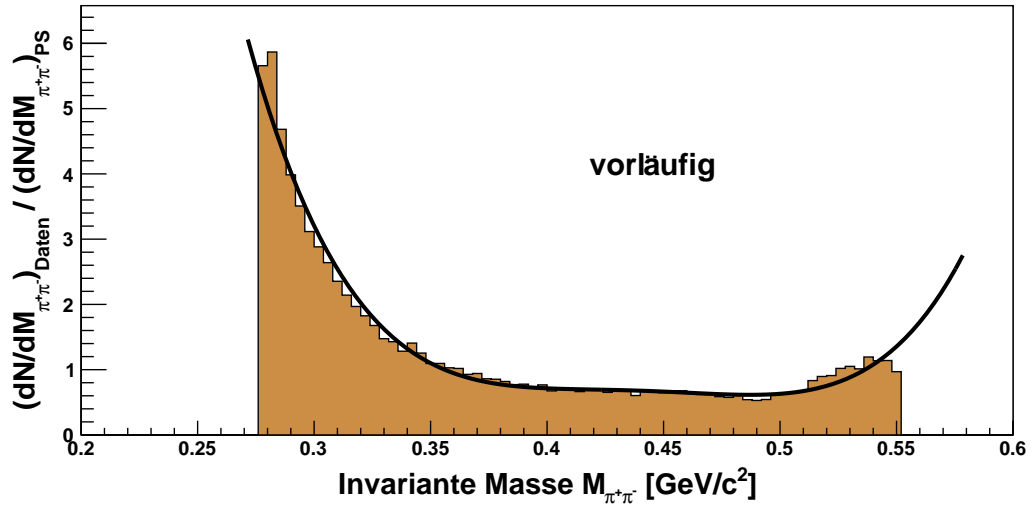


Abbildung 4.11: Invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems der ${}^3\text{He}\pi^+\pi^-$ -Reaktion aus akzeptanzkorrigierten Daten des ersten Superzyklus bei einem Strahlimpuls von 3,120 GeV/c dividiert durch die invariante Masse aus Phasenraumsimulationen (PS). Eingezeichnet ist zusätzlich ein Polynom-Fit 4. Ordnung.

Zusätzlich zeigen andere Experimente (wie beispielsweise das WASA-at-COSY-Experiment), dass ein Unterschied zwischen der Produktion der neutralen und der geladenen Pionen zu erwarten ist. Für den ungeladenen Fall sollte der Überhöhungs-Faktor einen stärkeren Wert annehmen [B⁺06]. Dies kann jedoch aus den in Kapitel 2.1.2 genannten Gründen im Rahmen des ANKE-Experiments nicht überprüft werden. Da die Form des Verlaufs ansonsten sehr dem geladenen Fall gleicht, wird trotzdem dieselbe Funktion

verwendet. Eine Unterscheidung kann jedoch über die Abbruchbedingung des Fits vorgenommen werden. Es ist klar zu erkennen, dass der Fit nicht bis zu beliebig kleinen Massen verwendet werden kann. Aus diesem Grund wird er ab einem bestimmt Wert abgebrochen und dann konstant gehalten. Für den Fall der $\pi^+\pi^-$ -Reaktion wird ein Wert von $0,28\text{ GeV}/c^2$ als untere Grenze gesetzt, für die $2\pi^0$ -Reaktion wird diese zu $0,27\text{ GeV}/c^2$ gewählt. Damit ist die Überhöhung für den neutralen Fall größer als für die Produktion geladener Pionen. Variationen dieser Parameter zeigen, dass der Einfluss auf Anzahl der extrahierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustände verschwindend gering ist (siehe Kapitel 5). Dies ist darauf zurückzuführen, dass nur die Ausläufer der Zwei-Pionen-Produktion eine Überschneidung mit dem ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand zeigen und sich nur wenige Ereignisse unter dem Peak liegen. Die obere Grenze wird in beiden Fällen auf $0,54\text{ GeV}/c^2$ gesetzt. Die Bedeutung dieses Wertes ist jedoch von untergeordneter Bedeutung, da diese Massen im Impulsspektrum sehr geringen Impulsen zugeordnet werden, was einem großen Abstand zum ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand entspricht.

Mit den so erstellten Spektren wird erneut eine Untergrundbeschreibung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 a) dargestellt.

Nach der Berücksichtigung des ABC-Effektes ist eine deutlich höhere Übereinstimmung mit den Daten festzustellen. Da mit der verwendeten Überhöhungsfunktion keine perfekte Beschreibung der Daten erzeugt werden kann, wird die Bestimmung des Skalierungsfaktors der Simulationen auf einen Impulsbereich von $0,405\text{--}0,43\text{ GeV}/c$ beschränkt. Dies entspricht der steil abfallenden Flanke der Zwei-Pionen-Verteilung. Auf diese Weise kann eine gute Beschreibung der Daten in der direkten Umgebung des Peaks realisiert werden. Durch Subtraktion der skalierten Simulationen von den Daten erhält man den isolierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand (siehe Abbildung 4.12 b)). Es ist deutlich zu erkennen, dass der Deuteronen-Aufbruch rechts vom Peak durch die Simulationen gut beschrieben wird. Auch auf der linken Seite des Peaks wird der Untergrund bis $0,415\text{ GeV}/c$ durch die Simulation der $\pi\pi$ -Produktion mit hoher Genauigkeit beschrieben. Die Abweichungen hin zu geringeren Strahlimpulsen sind auf den nicht vollständig bekannten Verlauf des Überhöhungsfaktor für den ABC-Effekt zurückzuführen und auf die Tatsache, dass die 2-Pionen-Simulationen nur in einem peaknahen Bereich skaliert wurden. Damit wird deutlich, dass der Untergrund in naher Umgebung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands sehr gut durch Simulationen beschrieben und der zugehörige Peak auf diese Weise von seinem Untergrund separiert werden kann.

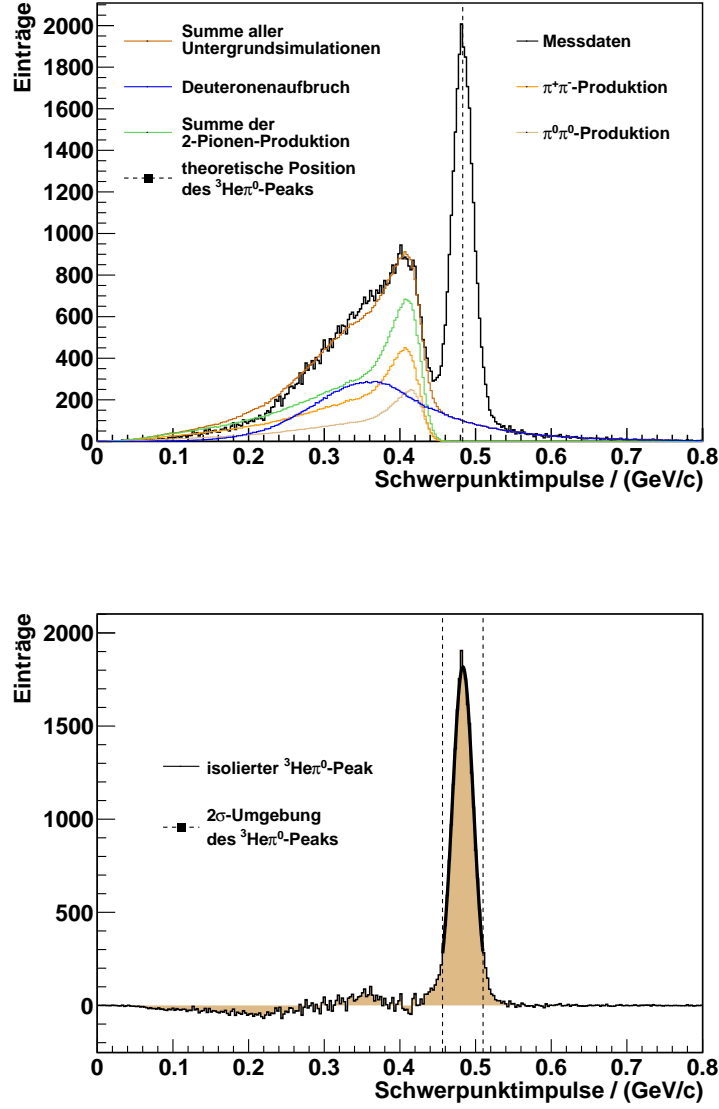


Abbildung 4.12: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes.

b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak

Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,96$ bis $0,97$ für den ersten Superzyklus. Die Ergebnisse der anderen Winkelbereiche sowie der zweite Superzyklus sind im Anhang in den Abbildungen 7.1 bis 7.9 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme durch den Deuteronen Unterbruch hin zu höheren Winkelbereichen.

5 Quantifizierung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands

Aus den Histogrammen des untergrundkorrigierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands lässt sich die Gesamtanzahl der Ereignisse für jeden $\cos(\vartheta)$ -Bereich und Superzyklus einzeln bestimmen. Hierzu wird für den Peak eine gaußförmige Verteilung angenommen und eine 2σ -Umgebung ausgezählt, welche für jeden Peak separat bestimmt wird. Um zu verdeutlichen, dass diese Annahme berechtigt ist, wurde in Abbildung 4.12 ein Fit einer Gauß-Kurve eingefügt, welcher eine hohe Übereinstimmung mit den Daten zeigt. Da der ausgezählte Bereich nur 95,45% der Gesamtanzahl enthält, muss der Peakinhalt auf diesen Wert korrigiert werden. Eine weitere Korrektur erfolgt für den Flugzeit-Cut dessen 3σ -Umgebung nur 99,73% der Reaktionen umfasst. Anschließend wird die Anzahl, wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben, auf die Akzeptanz korrigiert. Auf diese Weise werden auch die Anzahl der durch den Energieverlust-Cut verworfenen Ereignisse ergänzt, da dieser Cut auch in den Simulationen verwendet wurde.

Eine mathematische Beschreibung der Auszählung des Peaks liefert den Zusammenhang

$$N_{{}^3\text{He}\pi^0} = \frac{1}{0,9545} \cdot \frac{1}{0,9973} \cdot \frac{1}{A} (N_{\text{total}} - \alpha \cdot N_{2\pi} - \beta \cdot N_{\text{pnp}}). \quad (5.1)$$

$N_{{}^3\text{He}\pi^0}$	akzeptanzkorrigierter Peakinhalt
N_{total}	Peakinhalt und Untergrund ohne Akzeptanzkorrektur
$N_{2\pi}$	subtrahierter, unskalierter Untergrund durch die Zwei-Pionen-Produktion
N_{pnp}	subtrahierter, unskalierter Untergrund durch den Deuteronenaufbruch
A	Akzeptanz der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion
α	Skalierungsfaktor der Zwei-Pionen-Reaktionen
β	Skalierungsfaktor des Deuteronenaufbruchs

Alle angegebenen Anzahlen beziehen sich auf die zuvor beschriebene 2σ -Umgebung. Die beiden Vorfaktoren sind auf den Flugzeit-Cut und auf die Auswahl einer 2σ -Umgebung zurückzuführen. Für die Akzeptanz A gilt

$$A = \frac{N_{\text{Akz}}}{N_{\text{Gen}}}.$$

N_{Akz} bezeichnet die Anzahl der akzeptierten und N_{Gen} die Anzahl der generierten Ereignisse. In beiden Fällen sind wie zuvor beschrieben die Simulationen der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion gemeint.

Aus Gleichung (5.1) lassen sich durch eine Gauß'sche Fehlerfortpflanzung die statistischen Ungenauigkeiten bestimmen. Die Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren können hierbei vernachlässigt werden, da diese im Promillebereich liegen. Mit der Standardabweichung $\Delta N = \sqrt{N}$ folgt daraus

$$\Delta N_{{}^3\text{He}\pi^0} = \sqrt{\frac{1}{0,9545^2} \cdot \frac{1}{0,9973^2} \cdot \frac{1}{A^2} (N_{\text{total}} + \alpha^2 \cdot N_{2\pi} + \beta^2 \cdot N_{\text{pnp}}) + \frac{N_{{}^3\text{He}\pi^0}^2}{N_{\text{Akz}}^2 \left(\frac{1}{N_{\text{Akz}}} + \frac{1}{N_{\text{Gen}}} \right)}}. \quad (5.2)$$

Um die systematischen Unsicherheiten zu bestimmen wird die Stabilität der Untergrundbeschreibung überprüft. Diesbezüglich wurden die im Fit gesetzten Begrenzungen der Simulation in Abbildung 4.12 variiert. Dazu zählen die obere und untere Begrenzung der Schwerpunktimpulse für die Skalierung der Zwei-Pionen-Produktion, die untere Grenze für den Deuteronauflbruch sowie die Startwerte der Skalierungsfaktoren. Nur bei der Veränderung der Beschränkung des Deuteronauflbruchs konnten nennenswerte Variationen des Peakinhalts beobachtet werden. Diese waren jedoch stets geringer als die statistische Unsicherheit und sind daher nicht zu berücksichtigen.

Die nicht exakte Kenntnis der Impulsverteilung der Zwei-Pionen-Produktion hat ebenfalls einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die extrahierte Anzahl der ${}^3\text{He}\pi^0$ Ereignisse, da Variationen der Abbruchparameter der Überhöhungsfunktion des ABC-Effekts (siehe 4.11) stets Abweichungen unter einem Promille zeigen. Erst durch die Verwendung von Phasenraumsimulationen können größere Abweichungen beobachtet werden, die maximal in der Größenordnung von 1% einzuordnen sind. Da der ABC-Effekt jedoch berücksichtigt wurde und die Daten um den ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak damit sehr gut beschrieben werden, ist auch dieser Einfluss zu vernachlässigen.

Die größte Unsicherheit ergibt sich aus der Festlegung der Grenzen für die Auszählung des Peaks. Wird eine 3σ -Umgebung mit entsprechender Korrektur auf 100% anstatt einer 2σ -Umgebung ausgezählt, wird eine Vergrößerung des Peakinhalts festgestellt. Die Ursache hierfür liegt in einer möglichen kleinen Abweichung von der gaußförmigen Verteilung oder in restlichem Untergrund auf der linken Flanke des Peaks. Auf diese Weise kann eine systematische Unsicherheit von 0,6-2,8% zu höheren Werten festgestellt werden. In Rahmen einer konservativen Abschätzung wird diese Ungenauigkeit auch für Abweichungen zu niedrigeren Werten angenommen.

Damit sind sowohl die Mittelwerte als auch deren Unsicherheiten bekannt.

Die einzelnen Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Abbildung 5.1 zeigt zusätzlich eine graphische Darstellung der Ergebnisse in der die extrahierte Anzahl an erzeugten $^3\text{He}\pi^0$ -Paaren gegen den Kosinus des Streuwinkels $\cos(\vartheta)$ aufgetragen ist. Die Fehlerbalken in $\cos(\vartheta)$ -Richtung ergeben sich wie zuvor bei der Akzeptanz (Abbildung 4.4) aus dem Binning der Winkel.

Um zu überprüfen ob die Ergebnisse der beiden Superzyklen innerhalb ihrer Unsicherheiten übereinstimmen, wird für jeden Winkelbereich die extrahierte Anzahl an $^3\text{He}\pi^0$ -Ereignissen im zweiten Superzyklus durch die Anzahl des ersten Superzyklus dividiert. Der so bestimmte Faktor sollte nach Gleichung (2.13) konstant sein, da der Wirkungsquerschnitt für beide Superzyklen den gleichen Wert hat und somit bei der Bestimmung der Anzahl der produzierten $^3\text{He}\pi^0$ die integrierte Luminosität die einzig variable Größe ist. Der relative Verlauf der Ereigniszahlen entspricht also dem Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts für den ausgewählten Streuwinkelbereich. Zu berücksichtigen ist an dieser Stelle, dass die Ereigniszahlen noch nicht auf die Totzeit der Datenerfassung korrigiert sind. Daher sind die folgenden Ergebnisse vorläufig. Die entsprechenden Faktoren zwischen dem ersten und zweiten Superzyklus sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Ein konstanter Fit liefert den Wert

$$f = 1,08 \pm 0,01.$$

Damit zeigt sich, dass die integrierte Luminosität des zweiten Superzyklus um $(8 \pm 1)\%$ größer ist als im ersten Superzyklus. Um die Übereinstimmung der beiden Superzyklen zu überprüfen wurde in Abbildung 5.3 die im ersten Superzyklus bestimmte Anzahl mit diesem Faktor multipliziert.

Es zeigt sich, dass sich die Ergebnisse innerhalb ihrer Ungenauigkeiten bestätigen. Die Analyse der beiden Superzyklen mit der hier vorgestellten Methode ist also selbstkonsistent.

Erster Superzyklus			
Winkelbereich $\cos(\vartheta)$	Anzahl der akzeptanzkorrigierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Ereignisse	relative systematische Unsicherheit	relative statistische Unsicherheit
0,95-0,96	32573	$\pm 1,7\%$	$\pm 1,1\%$
0,96-0,97	37071	$\pm 1,7\%$	$\pm 1,0\%$
0,97-0,98	36818	$\pm 1,8\%$	$\pm 1,0\%$
0,98-0,99	42174	$\pm 1,2\%$	$\pm 0,9\%$
0,99-1,00	42613	$\pm 1,9\%$	$\pm 1,0\%$

Zweiter Superzyklus			
Winkelbereich $\cos(\vartheta)$	Anzahl der akzeptanzkorrigierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Ereignisse	relative systematische Unsicherheit	relative statistische Unsicherheit
0,95-0,96	34933	$\pm 1,9\%$	$\pm 1,1\%$
0,96-0,97	40153	$\pm 1,0\%$	$\pm 1,0\%$
0,97-0,98	40100	$\pm 2,8\%$	$\pm 1,0\%$
0,98-0,99	45753	$\pm 0,6\%$	$\pm 0,9\%$
0,99-1,00	44439	$\pm 1,6\%$	$\pm 0,8\%$

Tabelle 5.1: Anzahl der akzeptanzkorrigierten Ereignisse der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion für alle fünf Winkelbereiche und für den ersten und zweiten Superzyklus mit systematischen und statistischen Unsicherheiten in Prozent.

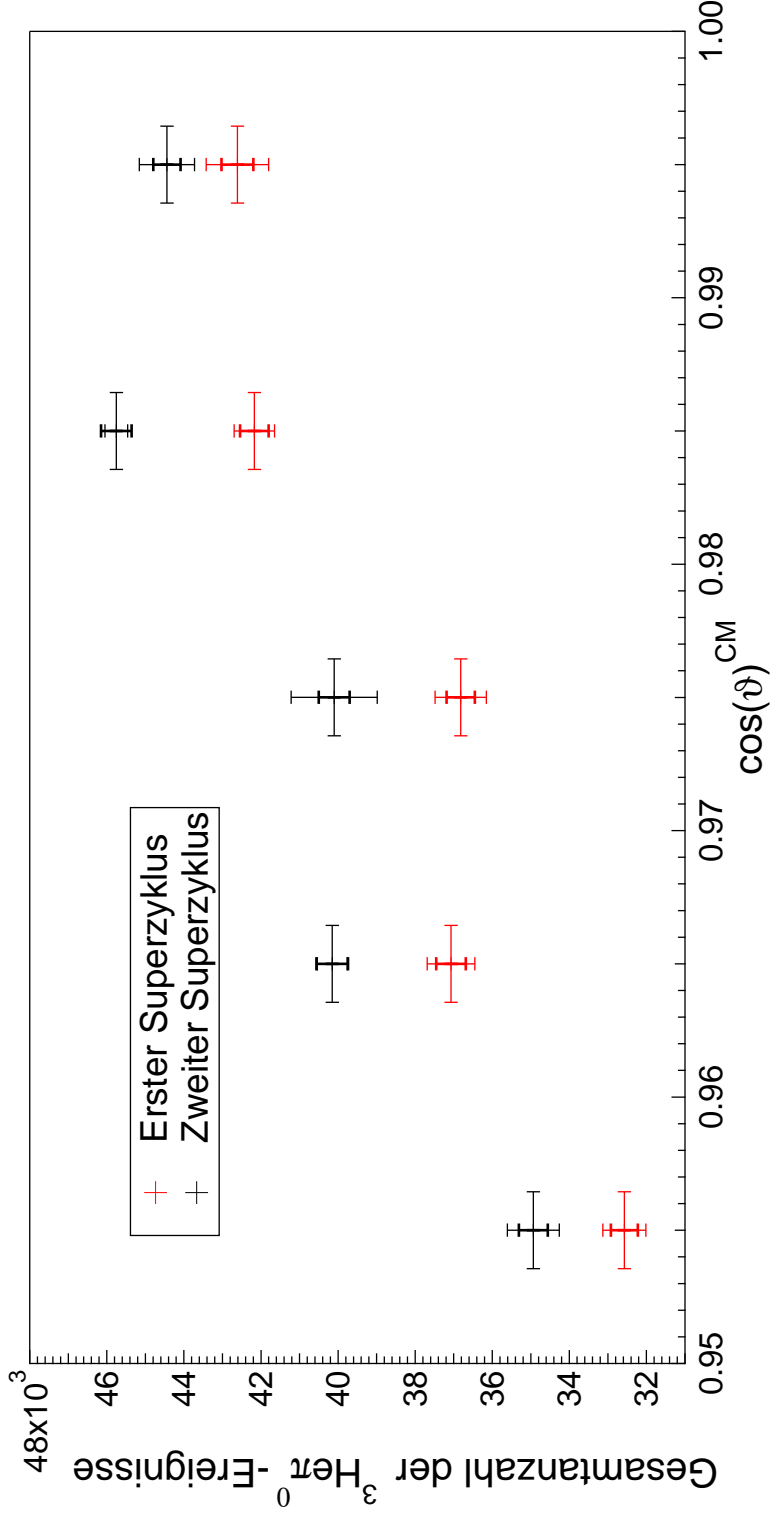


Abbildung 5.1: Anzahl der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Ereignisse für den ersten und zweiten Superzyklus aufgetragen gegen den Kosinus des Streuwinkels $\cos(\vartheta)$. Die breiten Fehlerbalken kennzeichnen die statistische, die schmalen die systematische Unsicherheit.

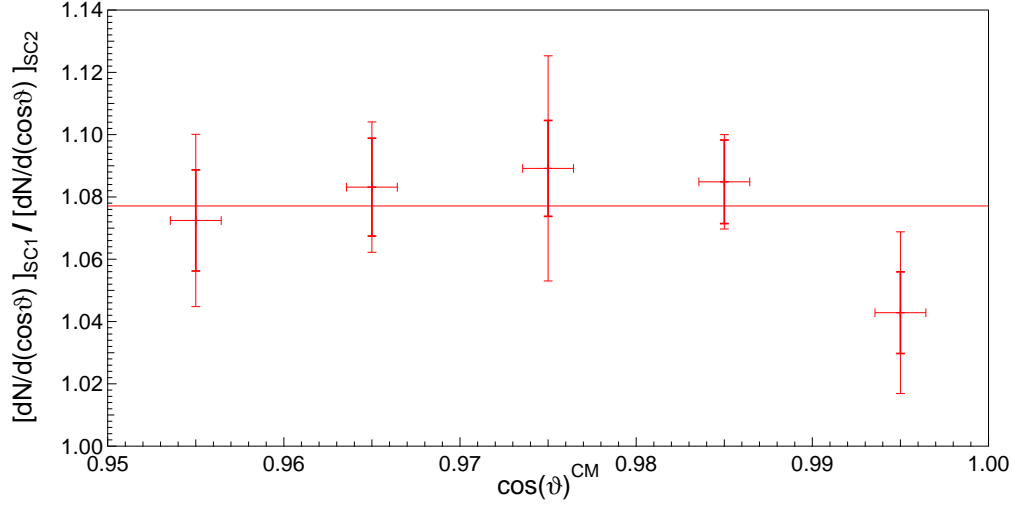


Abbildung 5.2: Relativer Unterschied der integrierten Luminosität zwischen dem ersten und dem zweiten Superzyklus aufgetragen gegen den Kosinus des Streuwinkels $\cos(\vartheta)$.

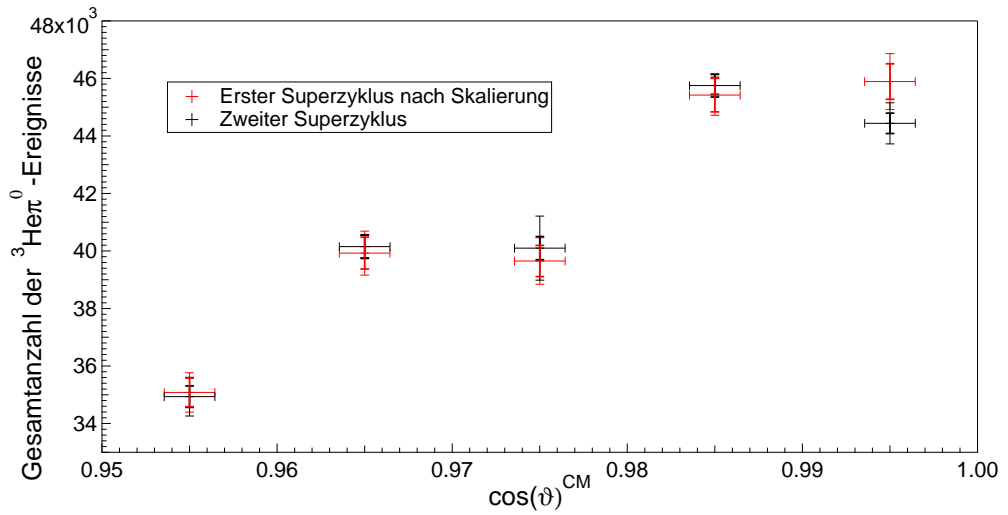


Abbildung 5.3: Vergleich des ersten und zweiten Superzyklus unter Berücksichtigung des relativen Unterschieds zwischen den integrierten Luminositäten beider Messungen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustand aus Deuteron-Proton-Kollisionen durch die Verwendung von Simulationen mit hoher Präzision isolieren und quantifizieren lässt.

In einem ersten Schritt konnte der Untergrund durch die Verwendung eines Energieverlust- und eines Flugzeit-Cuts deutlich reduziert werden. Der restliche Untergrund konnte durch kinematische Überlegungen sowie die Berücksichtigung von Wirkungsquerschnitten der Untergrundreaktionen und der Akzeptanz des Vorwärtsdetektors auf den Deuteronauflbruch und die $\pi\pi$ -Produktion in Kombination mit ${}^3\text{He}$ -Kernen eingegrenzt werden. Durch die Erstellung von Simulationen konnte der Untergrund unter Berücksichtigung des ABC-Effektes in der $\pi\pi$ -Produktion mit großer Übereinstimmung mit den Daten in einer peaknahen Umgebung beschrieben werden. Des Weiteren wurde die Winkelasymmetrie der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion berücksichtigt, um eine hohe Genauigkeit bei der Extraktion der Anzahl an produzierten Endzuständen zu erreichen. Diese wurde durch die Auszählung einer 2σ -Umgebung des isolierten ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peaks und einer anschließenden Korrektur auf 100% für die 2σ -Umgebung aus der Auszählung und die 3σ -Umgebung aus dem Flugzeit-Cut realisiert. Abschließend wurde eine Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Die auftretenden systematischen Unsicherheiten überschreiten einen Wert von 2,8% nicht.

Die Analysen im ersten und im zweiten Superzyklus zeigen, dass sich der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Produktion in einem Streuwinkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,95 - 1,00$ im Rahmen ihrer Unsicherheit übereinstimmen.

Auf die gleiche Weise konnte festgestellt werden, dass die Luminosität im zweiten Superzyklus um $(8 \pm 1)\%$ größer ist als im ersten Superzyklus. Mögliche Ursachen hierfür sind Variationen in der Dichte des Targets, den Eigenschaften des Strahls, vor allem aber in Unterschieden der Messzeit.

Für eine Berechnung der Luminosität ist noch eine Bestimmung der Totzeit der Datenaufzeichnung notwendig. Damit sind der relative Unterschied zwischen den beiden Superzyklen sowie die gegenseitige Bestätigung des Verlaufs der differentiellen Wirkungsquerschnitte als vorläufig zu betrachten. Für die Luminositätsbestimmung wird der am SATURNE-Beschleuniger gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Streuwinkel von $\cos(\vartheta) = 1$ verwendet [K⁺86]. Damit wird aus der für jedes Winkelbin extrahierten Anzahl der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustände nach Gleichung (2.13) eine virtuelle Luminosität bestimmt. Ein anschließender Fit auf $\cos(\vartheta) = 1$ liefert die gesuchte integrierte Luminosität. Da der Wirkungsquerschnitt jedoch nur in Form eines Diagramms zugänglich ist (siehe Abbildung 6.1), wurden die Werte für den

Wirkungsquerschnitt nach vorne gestreuter Kerne mit dem Programm "Engauge Digitizer - Version 4.1" [Eng12] extrahiert (dargestellt in Tabelle 6.1 und Abbildung 6.2). Die Unsicherheiten der Energie ergeben sich aus der endlichen Auflösung der Abbildung. Aus dem gleichen Grund tritt eine leichte Vergrößerung der Fehlerbalken des Wirkungsquerschnitts für die statistische Unsicherheit auf. Der angegebene Wirkungsquerschnitt hat eine systematische Unsicherheit von $\pm 8\%$. Zusammen mit der systematischen Unsicherheit aus der Quantifizierung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Endzustands, ergibt eine vorläufige Größtfehlerabschätzung für die Ungenauigkeit der Luminosität einen maximalen Wert von $10,8\%$. Nicht berücksichtigt sind mögliche Ungenauigkeiten durch die Totzeitkorrektur sowie durch den Fit auf die Luminosität bei $\cos(\vartheta) = 1$. Die bisherige Standardmethode zur Normierung von Wirkungsquerschnitten wurde über die elastische Deuteron-Proton-Streuung durchgeführt, welche eine Unsicherheit von 15% mit sich bringt (siehe [Bur11]).

Die aus den unterhalb der Produktionsschwelle des η -Mesons gemessenen Daten bestimmten Luminositäten können genutzt werden um damit die Wirkungsquerschnitte der ${}^3\text{He}\pi^+\pi^-$ -Reaktion zu normieren [Mie12a]. Des Weiteren kann die im Rahmen dieser Bachelorarbeit erstellte Software genutzt werden um die Luminosität der überschwelligen Messungen zu bestimmen und die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $d p \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ und der $\pi^+\pi^-$ -Reaktion zu normieren. Das zusätzliche Auftreten der ${}^3\text{He}\eta$ -Produktion stellt bei der Untergrundkorrektur kein Problem dar, da selbst bei dem maximalen gemessenen Strahlimpuls von $3,204\text{ GeV}/c$ der Endzustandsimpuls den Wert $0,118\text{ GeV}/c$ nicht übersteigt. Damit ist die entsprechende Impulsverteilung weit vom ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak entfernt.

Abschließend wird noch einmal die Skalierung der Schwerpunktimpulse genauer betrachtet. In den hier durchgeführten Analysen wurde für die Impulsrekonstruktion eine Feldstärke des Spektrometermagneten von $1,4060\text{ T}$ verwendet. Damit war eine Skalierung der Schwerpunktimpulse notwendig. Eine testweise durchgeführte Korrektur des Magnetfeldes auf $1,4020\text{ T}$ zeigte eine Übereinstimmung der Schwerpunktimpulse für vorwärts und rückwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Kerne der π^0 -Produktion, was für den ersten Wert nicht exakt der Fall war, bei einer optimalen Kalibrierung aber erwartet wird. Ob damit eine Skalierung der Schwerpunktimpulse noch notwendig ist soll in weiteren Analysen geklärt werden. Mit der Veränderung des Magnetfeldes zeigt sich jedoch, dass die bei der Feinkalibrierung der überschwelligen Messungen beobachteten Tendenzen [Gos12] auch auf die unterschwelligen Daten angewandt werden können, da der Wert des neuen Feldes analog zu den Abweichungen aus den Messungen oberhalb der η -Produktionsschwelle gewählt wurde.

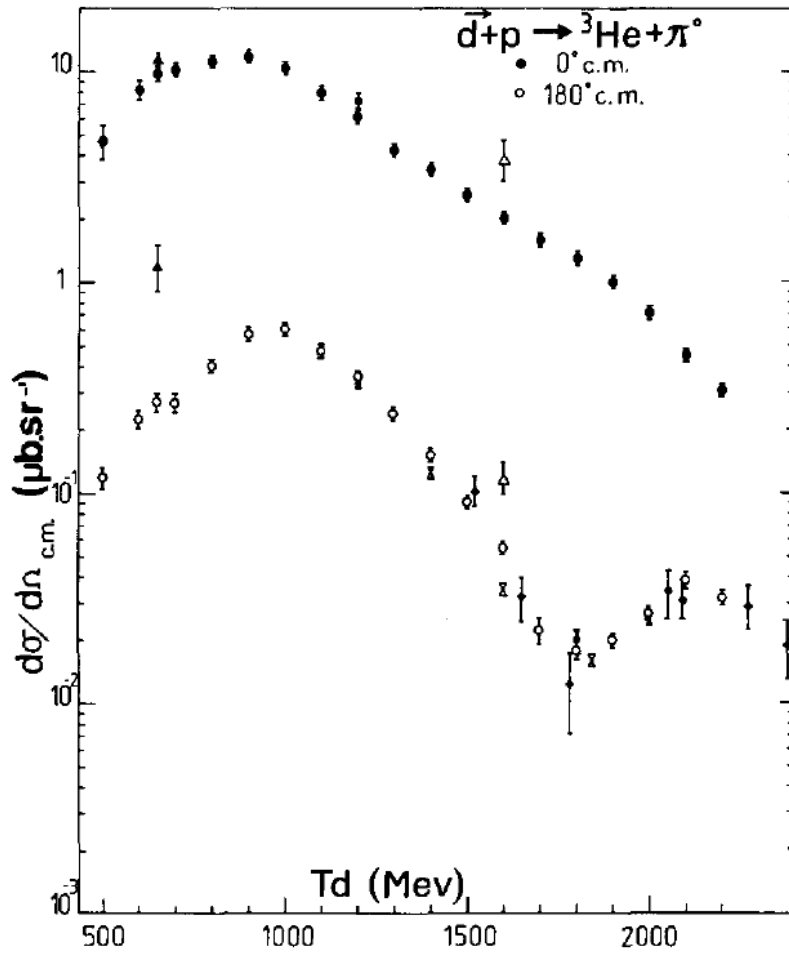


Abbildung 6.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion für einen Streuwinkel von $\cos(\vartheta) = 1$ aufgetragen gegen die kinetische Energie der Strahldeuteronen [K⁺86].

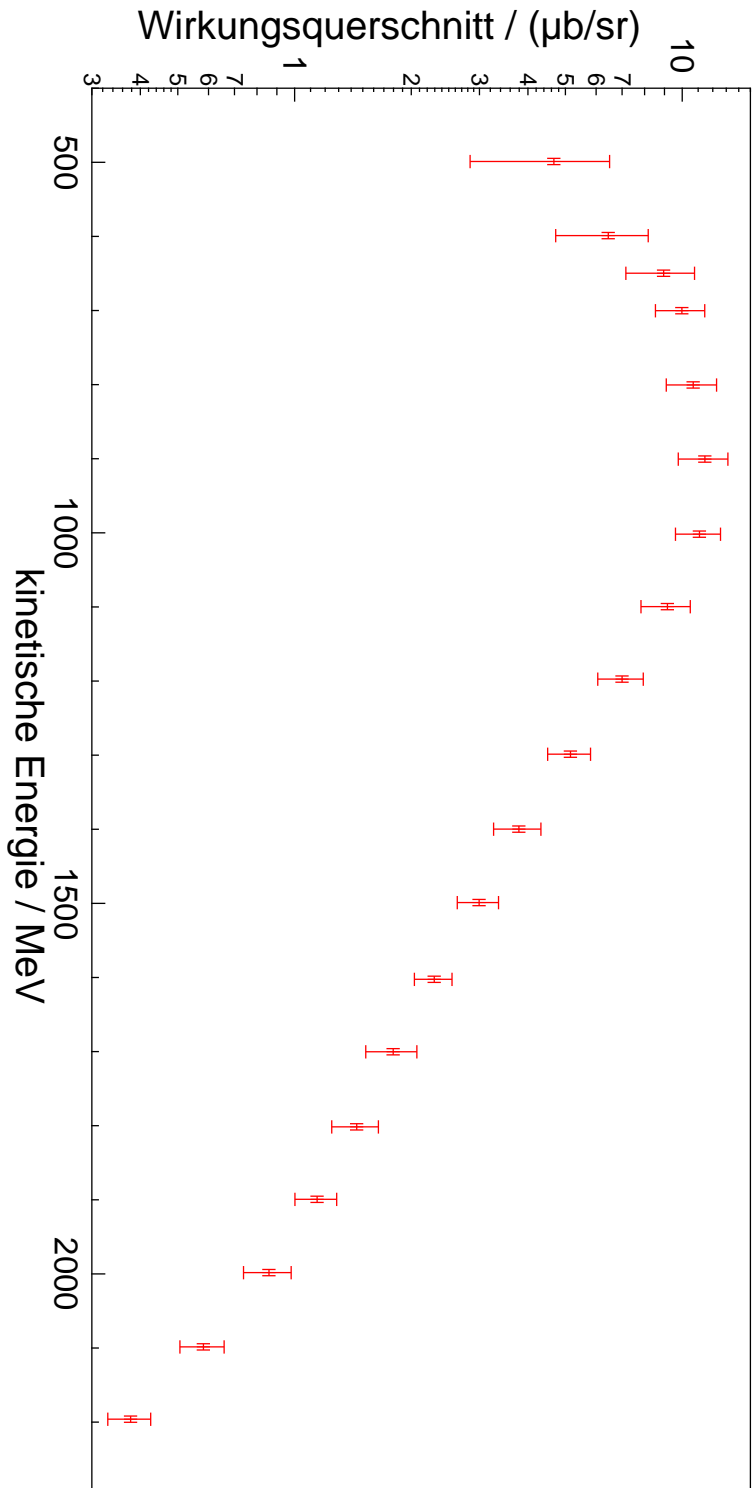


Abbildung 6.2: Extrahierter differentieller Wirkungsquerschnitt der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion für einen Streuwinkel von $\cos(\vartheta) = 1$ aufgetragen gegen die kinetische Energie der Strahldeuteronen aus Quelle [K⁺86].

kinetische Energie der Strahldeuteronen in MeV	Wirkungsquerschnitt in $\mu\text{b/sr}$	statistische Unsicherheit des Wirkungsquer- schnitts in $\mu\text{b/sr}$
499 ± 4	4,7	1,8
599 ± 4	6,4	1,7
650 ± 4	9,0	1,8
700 ± 4	10,0	1,5
800 ± 4	10,7	1,6
900 ± 4	11,5	1,7
1002 ± 4	11,1	1,5
1100 ± 4	9,2	1,3
1197 ± 4	7,00	0,94
1299 ± 4	5,15	0,65
1400 ± 4	3,79	0,53
1499 ± 4	2,99	0,36
1602 ± 4	2,29	0,26
1700 ± 4	1,80	0,27
1802 ± 4	1,45	0,20
1899 ± 4	1,45	0,20
1998 ± 4	0,86	0,12
2098 ± 4	0,582	0,076
2196 ± 4	0,378	0,048

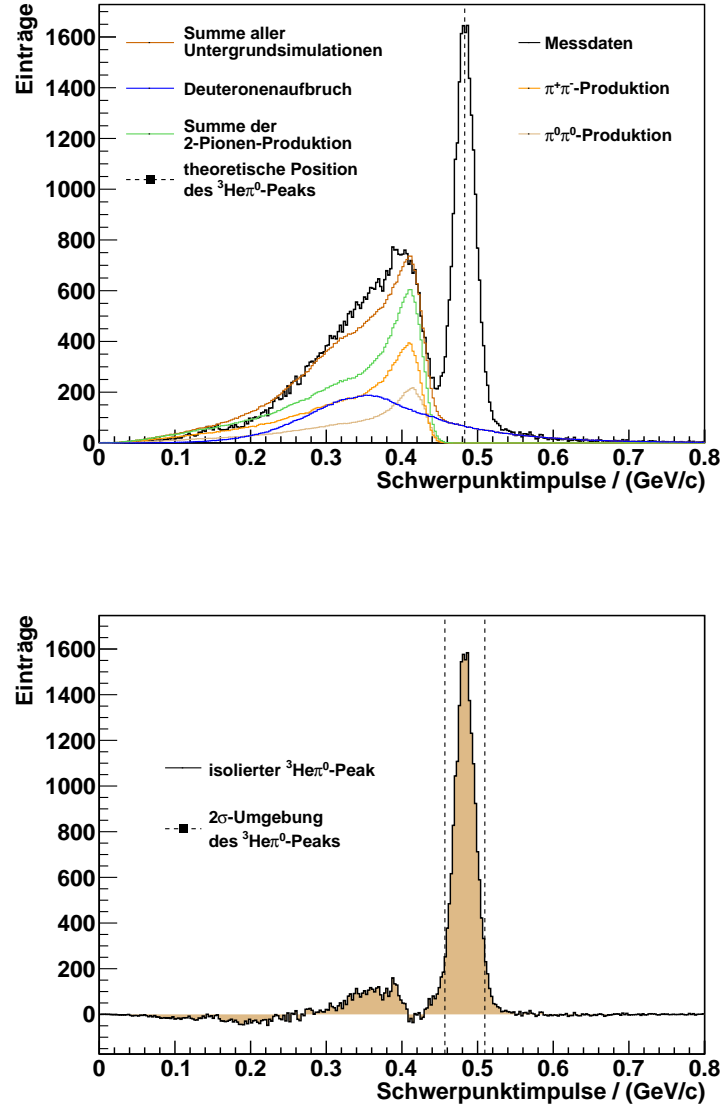
Tabelle 6.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktion für einen Streuwinkel von $\cos(\vartheta) = 1$ mit der zugehörigen kinetischen Energie der Strahldeuteronen [K⁺86].

Literatur

- [A⁺03] S. Agostinelli et al. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506, 53:250–303, 2003.
- [B⁺01] S. Barsov et al. ANKE, a New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Jülich. *Nuclear Instruments Metr. A* 462, 1:364, 2001.
- [B⁺06] M. Bashkanov et al. Exclusive Measurements of $p d \rightarrow {}^3\text{He} \pi\pi$: the *ABC* Effect Revisited. *Physics Letters B*, 8:223–228, 2006.
- [Bur11] I. Burmeister. Luminositätsbetrachtung und Analyse des ${}^3\text{He} \eta$ -Reaktionskanals in $d p$ -Kollisionen am ANKE-Magnetspektrometer. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [C⁺02] B Chiladze et al. The Forward Detector of the ANKE Spectrometer. Scintillation and Cherenkov Hodoscopes. *Particles and Nuclei, Letters*, 6:95–100, 2002.
- [Dym09] S. Dymov. FD Momentum calibration for March08 beam time. *ANKE internal notes*, 13:1–13, 2009.
- [Eng12] Engauge Digitizer Version 4.1. <http://digitizer.sourceforge.net/>, 2012.
- [Gos08] P. Goslawski. Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Gos12] P. Goslawski. *High precission η -meson mass determination at ANKE-COSY*. Dissertation in Bearbeitung, Westfälische Wilhelms-Universität, 2012.
- [K⁺86] C. Kerboul et al. Deuteron tensor analysing power for the collinear $\vec{d} p \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ at intermediate energies. *Physic Letters B*, 5:28–32, 1986.
- [K⁺99] A. Khoukaz et al. The Cluster Target for the ANKE-Experiment at COSY. *Eur. Phys. J. D* 5, 1:275, 1999.
- [Kag00] Marios A. Kagarlis. *Pluto++, a Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. GSI, 2000.

- [Mai97] R. Maier. Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 8:1–8, 1997.
- [Mie12a] M. Mielke. Investigation of the ABC-Effektes in the reaction $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^+\pi^-$. Dissertation in Bearbeitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2012.
- [Mie12b] M. Mielke. Verhältnis des Wirkungsquerschnitts der drei-Pionen-Produktion zur zwei-Pionen-Produktion. private Kommunikation, 2012.
- [MK02] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik: Eine Einführung; 7. Aufl.* Teubner, Stuttgart, 2002.
- [Nol06] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 5/2 Quantenmechanik-Methoden und Anwendungen.* Springer-Verlag, 2006.
- [Pap08] M. Papenbrock. Luminositätsbestimmung und Untersuchung des ${}^3\text{He}\pi^0$ -Reaktionskanals bei d-p-Streuexperimenten. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Pap12a] M. Papenbrock. *Investigation of the tensor analyzing power t_{20} in the polarized reaction $\vec{d}+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ at the ANKE experiment.* Dissertation in Bearbeitung, Westfälische Wilhelms-Universität, 2012.
- [Pap12b] M. Papenbrock. private Kommunikation, 2012.
- [PDG10] Particle Data Group PDG. particle physics booklet, July 2010.
- [RR76] G. Ranft and J. Ranft. *Elementarteilchen, Eine Einführung in die Hochenergiephysik.* BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1976.
- [Sch96] R. Schleichert. *Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich.* Dissertation, RWTH Aachen, 1996.
- [Val09] Yuri Valdau. *Investigation of the $pp \rightarrow K^+n\Sigma^+$ reaction at the magnetic spectrometer ANKE-COSY.* Dissertation, Universität zu Köln, 2009.

7 Anhang



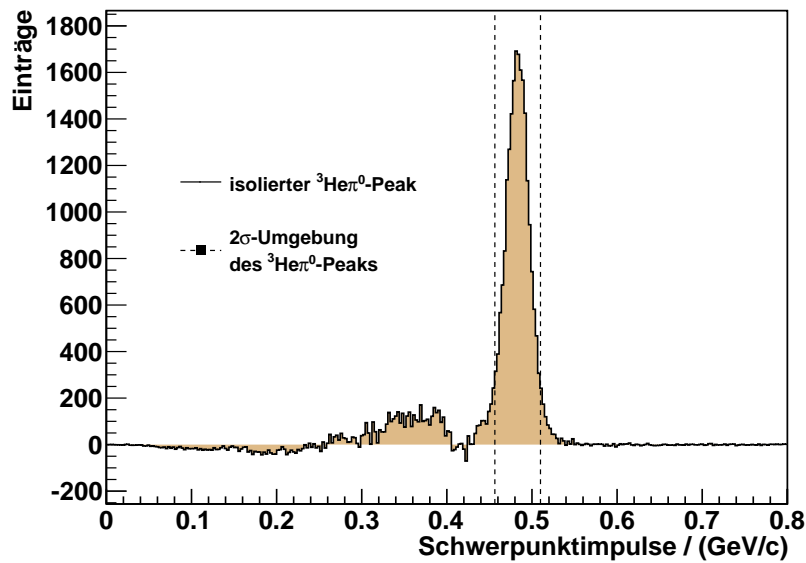
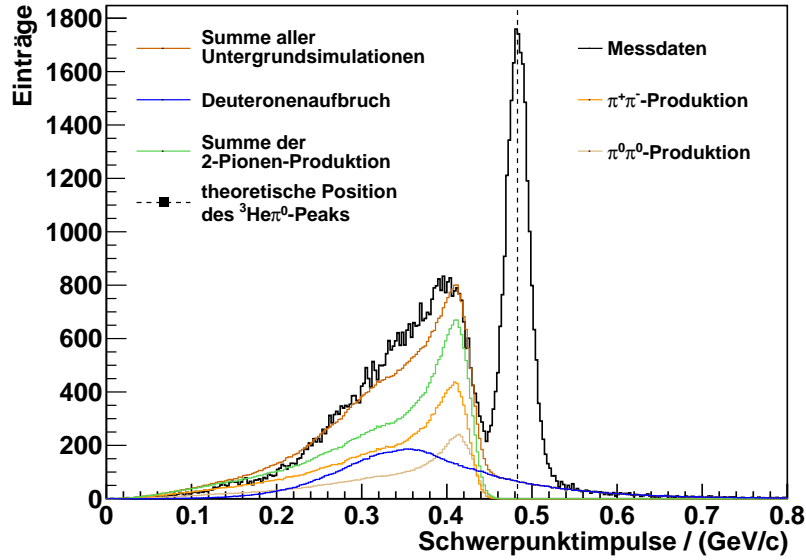


Abbildung 7.2: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den zweiten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,95$ bis $0,96$.

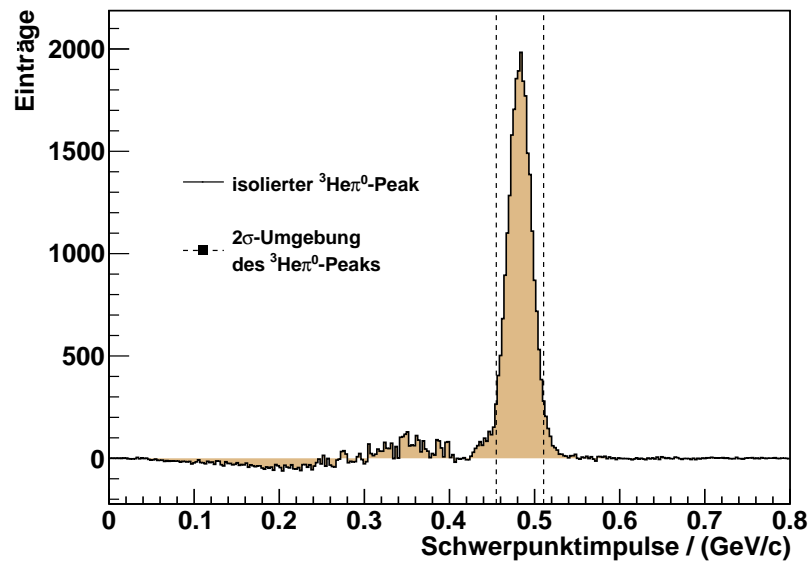
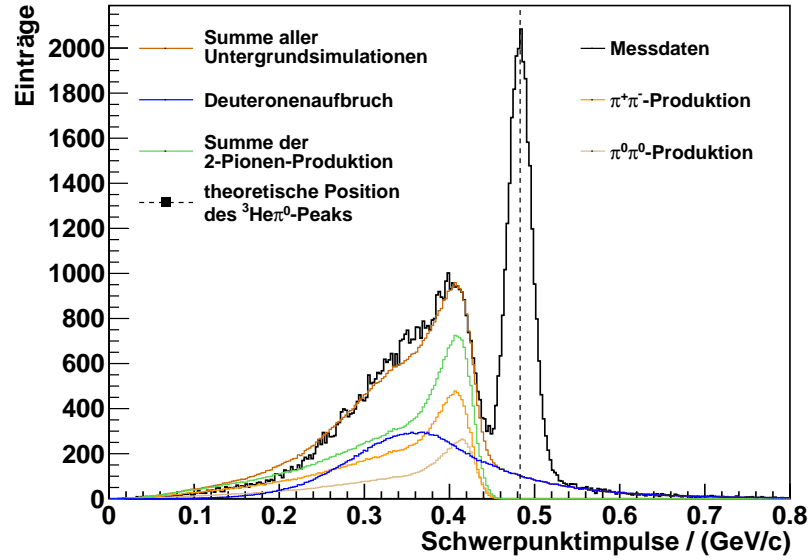


Abbildung 7.3: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den zweiten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,96$ bis $0,97$.

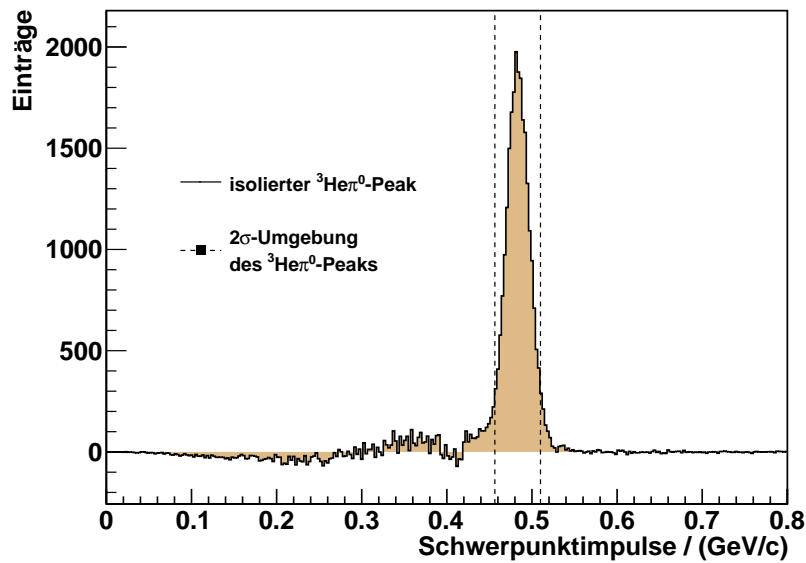
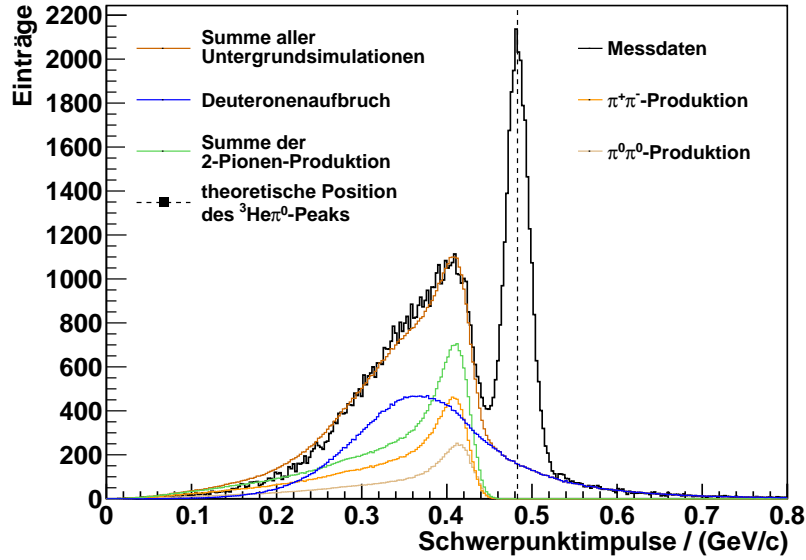


Abbildung 7.4: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den ersten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,97$ bis $0,98$.

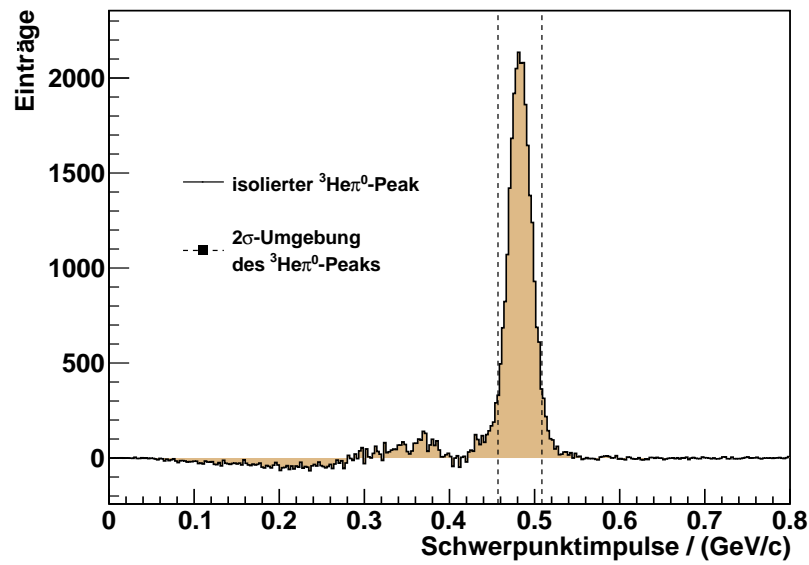
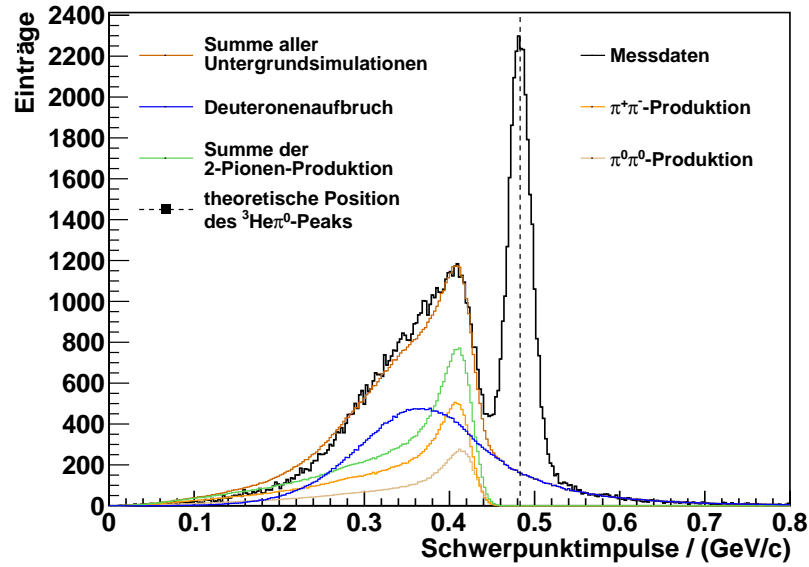


Abbildung 7.5: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den zweiten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,97$ bis $0,98$.

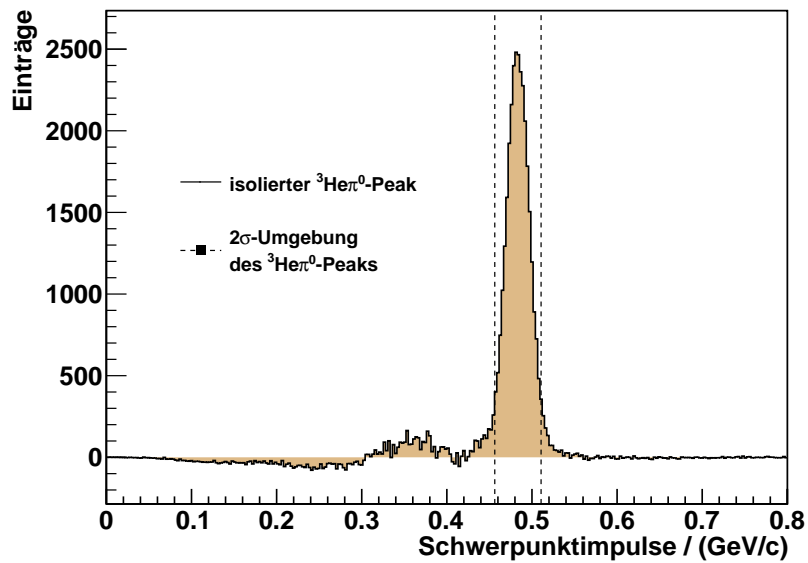
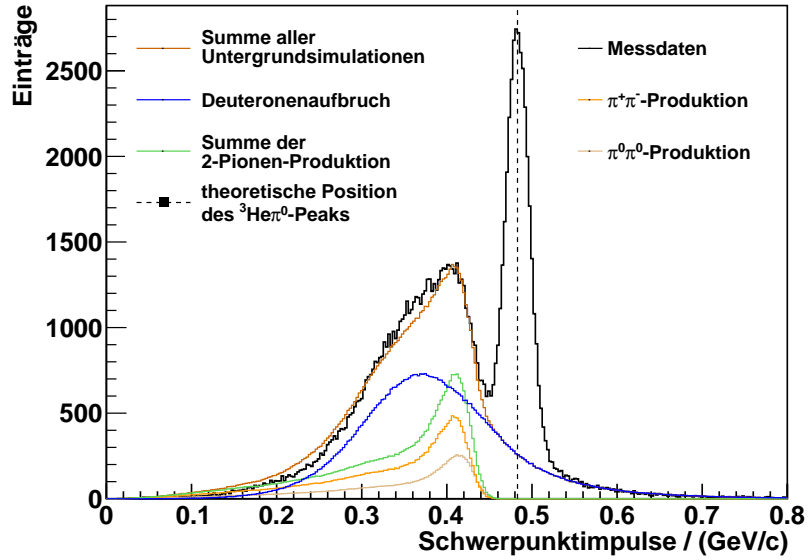


Abbildung 7.6: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den ersten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,98$ bis $0,99$.

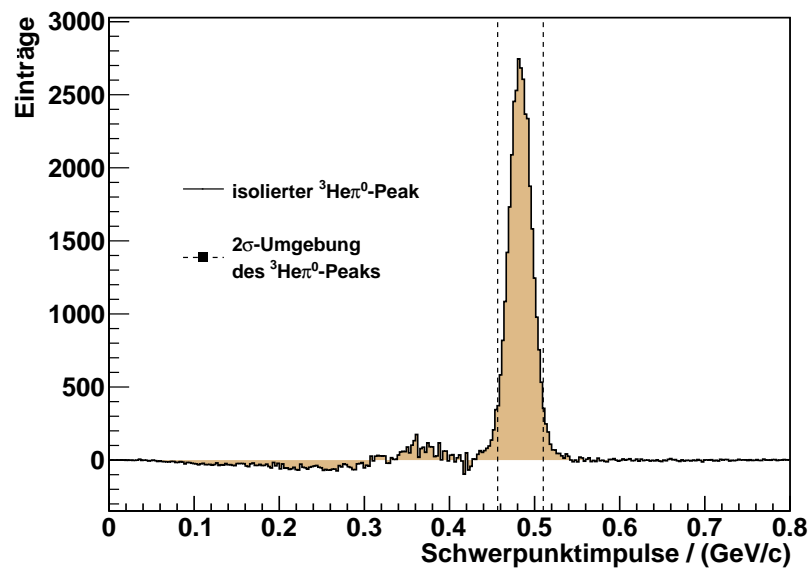
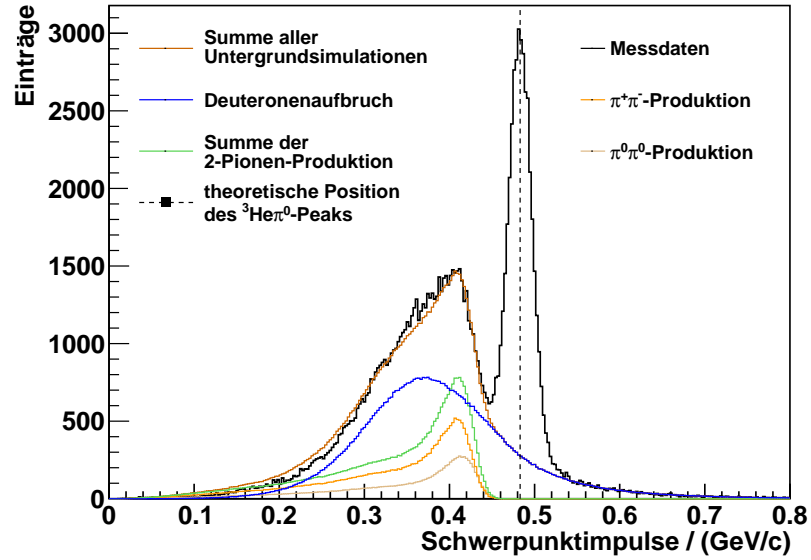


Abbildung 7.7: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den zweiten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,98$ bis $0,99$.

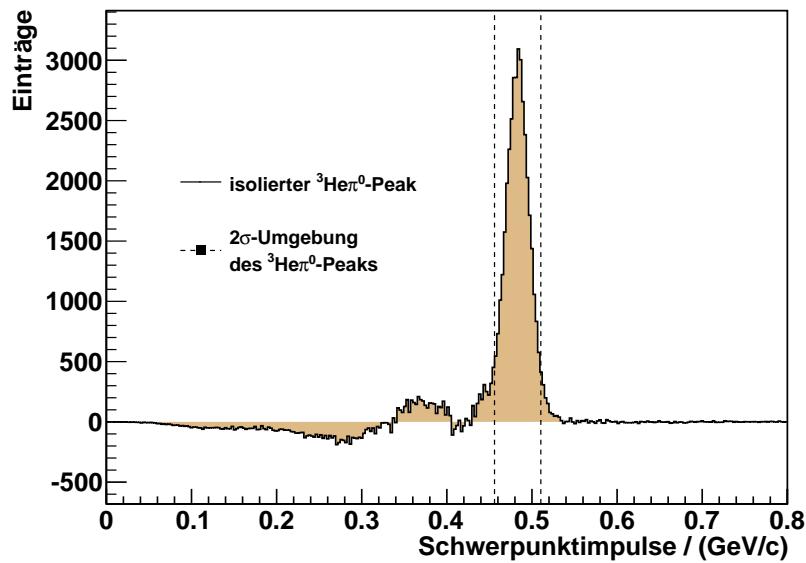
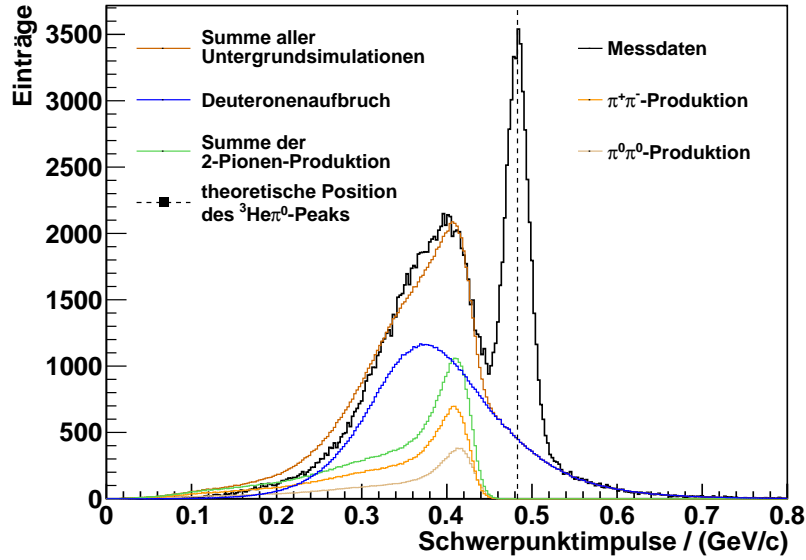


Abbildung 7.8: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den ersten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,99$ bis 1,00.

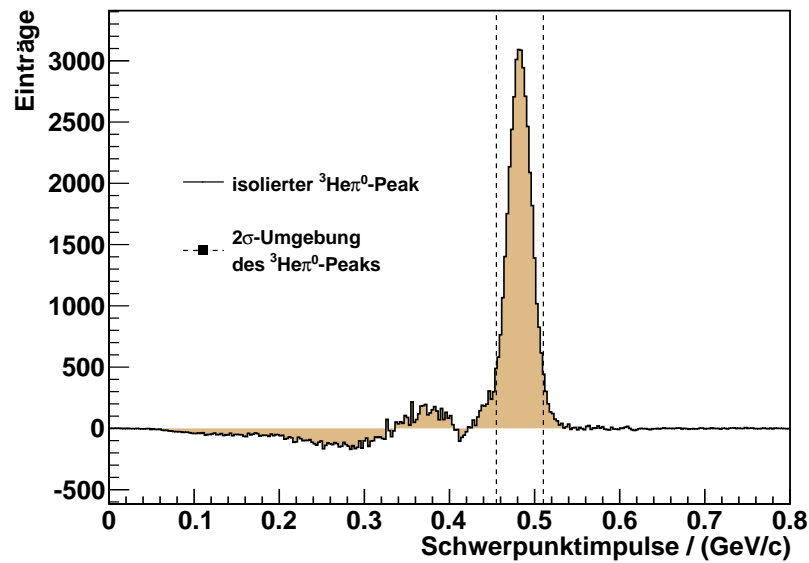
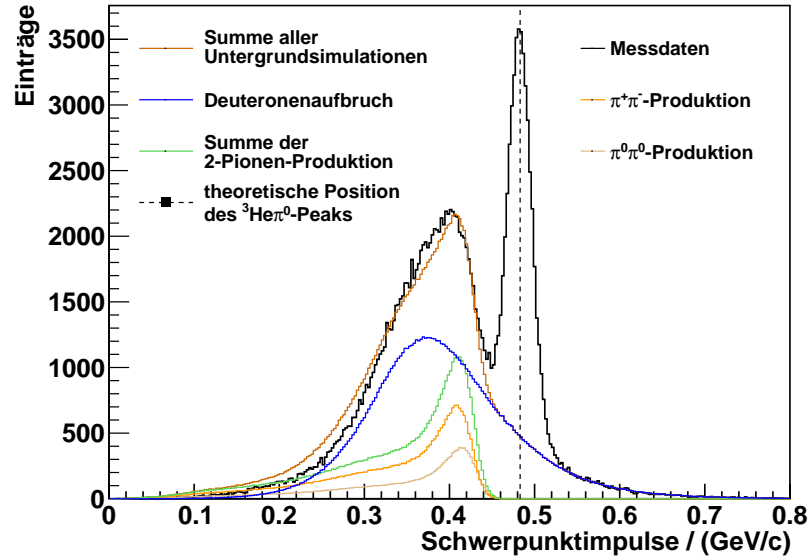


Abbildung 7.9: a) Beschreibung der Untergrundreaktionen nach einer winkelabhängigen Skalierung der Schwerpunktimpulse und der Berücksichtigung des ABC-Effektes für Zwei-Pionen-Reaktionen für den zweiten Superzyklus; b) Isolierter ${}^3\text{He}\pi^0$ -Peak
Gezeigt wird der Winkelbereich von $\cos(\vartheta) = 0,99$ bis 1,00.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz, der es mir ermöglicht hat an diesem spannenden und lehrreichen Projekt zu arbeiten. Ganz besonders danke ich für den stets freundlichen und angenehmen Umgang, sodass ich mich jederzeit willkommen fühlte. Auch die hilfsbereite Art bei Fragen und Problemstellungen gab mir immerzu das Gefühl kein Zahnrad in einem großen Getriebe, sondern ein vollwertiges Mitglied der Arbeitsgruppe zu sein.

Herr M. Mielke, der mir als mein Betreuer bei jeder noch so verquer und zusammenhangslos formulierten Frage zu allen Zeiten mit einer beeindruckenden Geduld zur Seite stand. In zahlreichen Gesprächen wurde mir so ein Arbeitsbereich gezeigt, der mich stets mit Faszination erfüllte und mich zu eigenen Überlegungen inspirierte. Weiterhin gilt meine Begeisterung den vor allem gegen Ende meiner Arbeitszeit gehäuften Zitaten aus meinem Lieblingsbuch. Auch für den Zeitaufwand, den das Korrekturlesen meiner Arbeit mit sich brachte vielen Dank.

Für all das und noch viel mehr ein ganz herzliches Dankeschön.

Herr P. Goslawski und Herr M. Papenbrock, die ebenfalls ein beeindruckendes Maß an Geduld vorzuweisen haben, was das Beantworten von Fragen und Hilfestellungen bei der Softwareentwicklung betrifft. Auch hier einen herzlichen Dank für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Herrn Goslawski gilt ein besonderer Dank für die Übernahme meiner Betreuung in der Anfangszeit aufgrund von Krankheitsfällen im Hause Mielke. Ein besonderer Dank geht zusätzlich an Herrn Papenbrock für unsere gemeinsame Fahrt zum Forschungszentrum in Jülich um dem Cluster-Jet-Target des ANKE-Experiments zu Leibe zu rücken.

Herr D. Schröer gilt ebenfalls Dank für die Unterstützung bei der Verfeinerung meiner Software und die Präsentation seiner Ninja-Schleich-Fähigkeiten beim Betreten und Verlassen von Räumen.

Herr F. Bergmann, der mich als Systemadministrator mehrfach vor dem vollkommenen Verlust meiner Daten durch ungeschicktes Überschreiben bewahrt hat. Dafür einen ganz herzlichen Dank an den besten Administrator der Arbeitsgruppe Khoukaz.

Auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Frau E. Ceballos Romero,

Herr K. Demmich, Frau A. Hergemöller, Frau E. Köhler, Herr M. Perez-Mayo, Frau M. Neumann, Herr F. Schepers, Herr A. Täschner und A. Zannotti möchte ich für die freundliche und familiäre Atmosphäre danken, die mir vom ersten Tag an das Gefühl gab dazu zu gehören.

Meinen Eltern, die mir durch ihre Unterstützung trotz schwerer Krankheit immer viel Arbeit abgenommen haben und mir während des gesamten Studiums einen starken Rückhalt geboten haben. Dafür ein ganz herzliches Dankeschön.

Meinem Bruder für das tolle Verhältnis, dass wir trotz der zahlreichen Unterschiede und der räumlichen Distanz seit vielen Jahren haben. Ganz besonders möchte ich für die offene ehrliche Art bei auftretenden Problemen danken.

Meiner Freundin Lisa dafür, dass sie mich in den vergangenen Monaten immer unterstützt und aufgebaut hat, egal wie überarbeitet und frustriert ich war, weil gerade ein Teil meiner Software nicht das tat was er sollte. Danke für die grenzenlose Geduld bei meinen nicht enden wollenden, begeisterten Geschichten über meine Arbeit. Danke für die Motivation meine Faszination selbst in schwierigen Momenten an diesem Thema aufrecht zu erhalten und danke für die Hilfe bei der Korrektur meiner Arbeit.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine außer den zuvor aufgeführten Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Münster, Juli 2012

.....
(Michael Evelt)