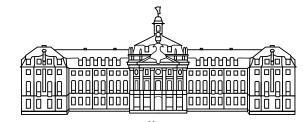
#### Experimentelle Physik

# Luminositätsbestimmung und Untersuchung des ${}^3{\rm He}\pi^0$ -Reaktionskanals bei d-p-Streuexperimenten am Experimentaufbau ANKE



WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

 ${\bf Diplomarbe it}$ 

 $\begin{array}{c} {\rm vorgelegt\ von} \\ {\bf Michael\ Papenbrock} \end{array}$ 

# Inhaltsverzeichnis

Ei	nleit	ung		1
1	The	eoretis	che Grundlagen	3
	1.1	Das N	Vonett der pseudoskalaren Mesonen	3
	1.2		<sup>0</sup> -Meson	5
	1.3	Der W	Virkungsquerschnitt und die Luminosität	5
	1.4	Die K	inematik der Zwei-Teilchen-Reaktionen	8
	1.5	Die M	Iissing Mass-Methode	10
	1.6	Der Ir	mpulsübertrag	10
<b>2</b>	Auf	bau d	es Experiments	13
	2.1	Das C	Cooler-Synchrotron COSY	13
	2.2	Das A	NKE-Experiment	15
		2.2.1	Das Magnetspektrometer ANKE	15
		2.2.2	Das Vorwärtsdetektorsystem	16
		2.2.3	Das Positiv- und das Negativdetektorsystem	19
		2.2.4	Das Clustertarget	19
	2.3	Die T	riggerbedingungen	22
		2.3.1	Der <sup>3</sup> He-Trigger	23
		2.3.2	Der FD/Or-Trigger	23
		2.3.3	Der 10 Hz Scaler	23
3	Stra	ahlzeit	durchführung und Datenanalyse	<b>25</b>
	3.1	Die ko	ontinuierliche Rampe	25
	3.2	Impul	srekonstrukion mit Hilfe des	
		ANKI	E-Vorwärtssystems	26
	3.3	Softwa	are für Analysen und Simulationen	27
		3.3.1	Das Programmpaket ROOT	27
		3.3.2	Der Ereignisgenerator PLUTO	28
		3.3.3	AnkeRoot und Ad07	29
		3.3.4	RootSorter und Analysemakros	29

4	$\operatorname{Bes}$	timmung der Luminosität	31
	4.1	Akzeptanz der dp-elastischen Streuung	32
	4.2	Referenzdaten zur dp-elastischen Streuung	34
	4.3	Identifikation der dp-elastischen Streuung	35
	4.4	Bestimmung der integrierten Luminosität	
	4.5	Vergleich der Luminositätsbestimmung mit	
		der Schottky-Methode	43
5	Unt	ersuchung der Reaktion d $+$ p $\rightarrow$ 3He $+$ $\pi^0$	45
	5.1	Die Reaktion $d+p \rightarrow ^3He+\pi^0$ im Bereich der	
		$\eta$ -Produktionsschwelle	
	5.2	Akzeptanz der Reaktion $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$	47
	5.3	Untergrundbeschreibung bei der Reaktion	
		$d+p \rightarrow ^{3}He+\pi^{0}$	50
		5.3.1 Simulation der Untergrundreaktionen	51
		5.3.2 Erster Vergleich der Simulationen mit den experimentellen	
		Daten	53
		5.3.3 Korrektur der Phasenraum-Simulationen mit Hilfe des ABC-	
		Effekts	55
		5.3.4 Die $\pi^0$ -Produktion an rückwärts gestreuten	
		<sup>3</sup> He-Kernen	59
	5.4	Vorläufige Ergebnisse zum Cusp-Effekt	60
6	Zus	ammenfassung und Ausblick	63
	6.1	Luminositätsbestimmung mit Hilfe der	
		dp-elastischen Streuung	
	6.2	Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow ^3He+\pi^0$	
	6.3	Der Cusp-Effekt	64
	6.4	Zukünftige Anwendungen	64

# Einleitung

Die Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie hat Physiker immer weiter vorangetrieben, bislang als elementar geltende Teilchen auf eine mögliche innere Struktur hin zu untersuchen. Im vergangenen Jahrhundert wurde gezeigt, dass die bis dahin als unteilbar angenommenen Atome sich aus einem Kern und einer Elektronenhülle zusammensetzen. Den Elektronen konnte bis heute noch keine innere Struktur nachgewiesen werden. Über die Atomkerne ist hingegen bekannt, dass sie sich aus Protonen und Neutronen zusammensetzen, welche wiederum aus Quarks und Gluonen bestehen. Neben Protonen und Neutronen existiert noch eine Vielzahl weiterer Teilchen, die sich aus Quarks zusammensetzen. Diese besitzen allerdings eine derart geringe Lebensdauer, dass sie nicht natürlich vorkommen.

Die Teilchen, die aus Quarks, Antiquarks und Gluonen aufgebaut sind, unterliegen der starken Wechselwirkung und werden Hadronen genannt. Sie lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die Baryonen und die Mesonen. Während die Baryonen Systeme aus drei Quarks beziehungsweise als Antibaryonen drei Antiquarks darstellen, bestehen Mesonen aus Quark-Antiquark-Paaren.

Mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern und der zugehörigen Experimentaufbauten wurde die Möglichkeit geschaffen, kurzlebige, in der Natur nicht vorkommende Teilchen in Streuprozessen herzustellen und zu untersuchen. Zu diesen Teilchen zählt auch die Gruppe der Mesonen. Über die Wechselwirkung von Mesonen mit Atomkernen existieren noch viele offene Fragen, die erst noch mit Hilfe von Präzisionsexperimenten geklärt werden müssen.

Das am "Cooler Synchrotron" COSY [M<sup>+</sup>97] des Forschungszentrums Jülich installierte Magnetspektrometer ANKE [B<sup>+</sup>01] bietet hervorragende Möglichkeiten zum Studium von Streuprozessen. Im Januar 2005 wurde dort ein Präzisionsexperiment durchgeführt, welches die Untersuchung der Endzustandswechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und <sup>3</sup>He-Kernen in der Reaktion d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\eta$  zum Ziel hatte [Mer07]. Die Endzustandswechselwirkung lässt sich über die Energieabhängigkeit des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts untersuchen. Eine grundlegende Voraussetzung für die Analyse besteht in einer qualitativ hochwertigen Normierung der gemessenen Daten. Hierzu muss die Luminosität bei der Messung bestimmt werden, womit sich der erste Teil dieser Arbeit befasst.

Die Luminosität kann mit Hilfe einer Referenzreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. In dieser Arbeit wird erläutert, wie eine solche Normierung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung durchgeführt werden kann. Zu dieser Reaktion existiert eine breite Basis an Referenzdaten, mittels derer eine präzise Bestimmung der Luminosität möglich ist. Die mit diesem Verfahren bestimmten Ergebnisse werden im Laufe der Arbeit präsentiert. Außerdem wird ein Vergleich mit der so genannten Schottky-Methode angestellt, welche ebenfalls zur Bestimmung der Luminosität dient, jedoch gegenüber dem Verfahren mittels der dp-elastischen Streuung gewissen Einschränkungen unterliegt.

Neben der dp-elastischen Streuung wurden im Rahmen dieser Arbeit weitere Reaktionskanäle mit einem  ${}^{3}$ He-Kern als Ejektil untersucht. Neben der Hauptreaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}$ He+ $\eta$  wurden bei den Messungen am ANKE-Aufbau auch Daten zu anderen Reaktionen aufgenommen, welche nach dem Schema  $d+p \rightarrow {}^{3}$ He+X verlaufen.

Die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  ist besonders interessant nahe der Produktionsschwelle der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\eta$ , da in diesem Bereich kontroverse Ergebnisse bezüglich eines möglichen Cusp-Effekts [Plo88, S<sup>+</sup>07] existieren, der möglicherweise aus dem Zerfall eines gebunden Zustands des  ${}^{3}He\eta$ -Systems in den  ${}^{3}He\pi^{0}$ -Kanal entsteht [B<sup>+</sup>03]. Im zweiten Teil dieser Arbeit werden vorläufige Ergebnisse zu den Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^{3}He+X$  präsentiert, die einen Hinweis darauf geben, ob ein Cusp-Effekt in den vorliegenden Daten sichtbar ist.

Im Zuge der hier durchgeführten Untersuchungen steht auch die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p\to^3He+\pi^0$ . Im Spektrum der Schwerpunktimpulse der  $^3He$ -Kerne sitzt das Signal dieser Reaktion jedoch auf einem Untergrund, der sich aus den Konkurrenzreaktionen  $d+p\to^3He+\pi^0+\pi^0$ ,  $d+p\to^3He+\pi^++\pi^-$  und fehlidentifizierten Protonen der Reaktion  $d+p\to p+p+n$  zusammensetzt. Mit Hilfe von Phasenraum-Simulationen der Konkurrenzreaktionen wird der Untergrund in diesem Spektrum sukzessive aufgeschlüsselt. Unter Berücksichtigung des ABC-Effekts [ABC60, B+06, Mie07], welcher eine Abweichung der Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen vom Phasenraumverhalten darstellt, wird der Untergrund vollständig beschrieben. Mit der daraufhin möglichen Extraktion des  $\pi^0$ -Signals im Impulsspektrum können differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $d+p\to^3He+\pi^0$  bestimmt werden.

# Kapitel 1

## Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit werden Untersuchungen der Reaktionen  $d+p\to d+p$ , im weiteren Verlauf als dp-elastische Streuung bezeichnet, und  $d+p\to^3 He+\pi^0$  durchgeführt. Während die dp-elastische Streuung mit ihren gut bekannten Wirkungsquerschnitten zur Normierung der vorliegenden Daten verwendet wird, sollen die Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p\to^3 He+\pi^0$  noch bestimmt werden. Zum Verständnis dieser Untersuchungen und den damit verbundenen Begriffen sollen im Folgenden zunächst einige theoretische Grundlagen geschaffen werden.

#### 1.1 Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen

Hadronen sind Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Nach dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik [GM64] bestehen sie aus Quarks und Gluonen. Aus diesen lassen sich die Baryonen und Mesonen zusammensetzen. Während Baryonen Systeme sind, die sich aus drei Quarks zusammensetzen, stellen die Mesonen Systeme aus Quarks und Antiquarks dar.

Quark	Isospin $I$	$I_3$	Ladung $Q[e]$	$Masse [MeV/c^2]$
up (u)	1/2	1/2	2/3	1, 5 - 3, 0
down (d)	1/2	-1/2	-1/3	3 - 7
strange (s)	0	0	-1/3	$95 \pm 25$
charm (c)	0	0	2/3	$1250 \pm 90$
bottom (b)	0	0	-1/3	$4200 \pm 70$
top (t)	0	0	2/3	$(174, 2 \pm 3, 3) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Die sechs Quarks mit ihrer Masse  $[Y^+06]$  und einigen wichtigen Quantenzahlen: Der Isospin I, die dritte Komponente des Isospins  $I_3$  und die elektrische Ladung Q als Vielfaches der Elementarladung.

Im Standardmodell gibt es 3 Familien, die je zwei dieser Quarks enthalten.

Quarks sind Fermionen und haben die Baryonenzahl 1/3. Ein Baryon hat dementsprechend die Baryonenzahl 1, da es sich aus drei Quarks zusammensetzt. Zu jedem Quark gibt es ein Antiquark, welches sich mit Ausnahme der Drehimpulsgrößen durch entgegen gesetzte Vorzeichen in seinen Quantenzahlen auszeichnet. Die Quarks zusammen mit ihren wichtigsten Quantenzahlen und ihren Massen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Mesonen können anhand ihres Spins in verschiedene Gruppen eingeteilt werden. Aufgrund der Tatsache, dass es sich um Quark-Antiquark-Systeme handelt, muss dieser ganzzahlig sein. Mesonen mit dem Spin 0 zählen zu den skalaren Mesonen, Mesonen mit dem Spin 1 dagegen zu den Vektormesonen. Eine weitere Unterteilung ergibt sich mit dem Bahndrehimpuls l, durch den auch die Parität der Mesonen festgelegt wird:

$$P = (-1)^{l+1}. (1.1)$$

Da beim Spin 0 und l=0 die Teilchen damit im Gegensatz zu skalaren Teilchen eine negative Parität haben müssen, heißen sie pseudoskalare Mesonen. Der Gesamtdrehimpuls  $J=|\vec{S}+\vec{L}|$  berechnet sich zu Null.

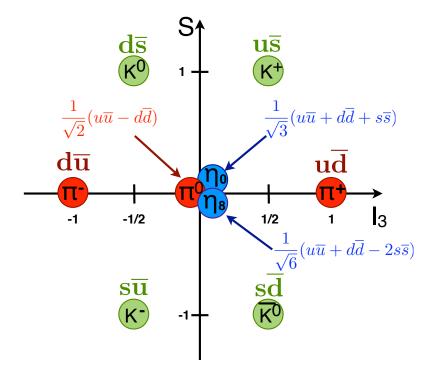


Abbildung 1.1: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Aufgetragen ist die Quantenzahl für die Seltsamkeit S gegen die dritte Komponente des Isospins  $I_3$ . Zusätzlich sind noch die Quarkinhalte für jeden einzelnen Zustand angegeben.

Aus den drei leichtesten Quarks u, d und s zusammen mit ihren Antiquarks lassen sich neun quantenmechanisch linear unabhängige Kombinationen für die pseudoskalaren Mesonen bilden. Die als leichteste Mesonen gefundenen Pionen  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  und  $\pi^-$  wurden als die Zustände identifiziert, die nur aus den u- und d-Quarks und ihren Antiquarks bestehen. Sie besitzen die Seltsamkeit S=0 und den Isospin I=1. Diejenigen Mesonen, deren Seltsamkeit nicht gleich Null ist, werden als Kaonen bezeichnet. Abbildung 1.1 zeigt das Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Erwähnenswert ist dabei, dass der Zustand  $\eta_0$  mit dem Isospin I=0 als Singlett vollständig symmetrisch gewählt wurde. Orthogonal dazu ist der Zustand  $\eta_8$  aus dem antisymmetrischen Oktett, der ebenfalls den Isospin I=0 besitzt. Diese beiden Zustände konnten keinem physikalisch gemessenen Teilchen zugeordnet werden. Stattdessen werden die Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  als Mischzustände von  $\eta_0$  und  $\eta_8$  interpretiert.

#### 1.2 Das $\pi^0$ -Meson

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der Reaktion  $d+p\rightarrow^3He+\pi^0$ . In diesem Zusammenhang soll das  $\pi^0$ -Meson, welches schon in Kapitel 1.1 Erwähnung gefunden hat, kurz vorgestellt werden.

Im Nonett der pseudoskalaren Mesonen befindet sich das  $\pi^0$ -Meson genau in der Mitte mit einer Seltsamkeitsquantenzahl S=0 und der dritten Komponente des Isospins  $I_3=0$ . Mit einer Masse von  $m_{\pi^0}=134,9766\pm0,0006\,\mathrm{MeV/c^2}$  ist es das leichteste aller Mesonen. Nach einer mittleren Lebensdauer  $\tau=(8,4\pm0,6)\cdot10^{-17}\,\mathrm{s}$  zerfällt es mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 99% in zwei  $\gamma$ -Quanten. Aufgrund dieser kurzen Lebensdauer ist die freie Wegstrecke bis zum Zerfall vernachlässigbar klein.

Die in den Streuprozessen entstehenden  $\pi^0$ -Mesonen können mit dem ANKE-Aufbau nicht direkt nachgewiesen werden. Daher ist es nötig, bei der Reaktion  $d+p \to {}^3{\rm He} + \pi^0$  die  $\pi^0$ -Mesonen als Peak im Spektrum der Impulse der  ${}^3{\rm He}$ -Kerne im Schwerpunktsystem zu identifizieren.

#### 1.3 Der Wirkungsquerschnitt und die Luminosität

Treffen zwei Teilchen aufeinander, finden bestimmte Reaktionen mit einer charakteristischen Wahrscheinlichkeit statt. Ein Maß für diese Wahrscheinlichkeit ist der Wirkungsquerschnitt. Im ersten Teil dieser Arbeit wird die dp-elastische Streuung behandelt. Mit ihren gut bekannten Wirkungsquerschnitten soll die Luminosität bestimmt werden, eine Größe, welche die Normierung der Daten erlaubt. Diese Luminosität kann verwendet werden, die Wirkungsquerschnitte anderer Reaktionen zu bestimmen, die im Datensatz enthalten sind. Im zweiten Teil dieser Arbeit wird gezeigt, wie differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  mit Hilfe der Luminosität bestimmt werden können.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  bezieht sich auf die Streuung eines der Ejektile der Reaktion in das Raumwinkelelement  $d\Omega$ . Er besitzt die Dimension einer Fläche. Abbildung 1.2 veranschaulicht diesen Prozess anhand einer sich

in z-Richtung ausbreitenden, einlaufenden Wellenfunktion, die für ein physikalisch einlaufendes Teilchen steht.

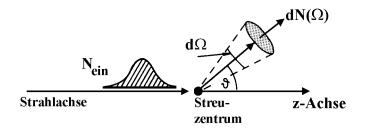


Abbildung 1.2: Streuung einer Welle in ein Raumwinkelelement der Größe  $d\Omega$ .

Ein Teilchenstrahl lässt sich quantenmechanisches als einlaufendes Wellenpaket beschreiben:

$$\varphi_0(\vec{r}) = e^{i\vec{k_0}\vec{r}} = e^{ik_0z}. (1.2)$$

Dieses genügt der freien, stationären Schrödingergleichung:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi_0(\vec{r}) = E\varphi_0(\vec{r}). \tag{1.3}$$

Ist  $n_0$  die Teilchendichte im einfallenden Strahl, ergibt sich mit der Wahrscheinlichkeitstromdichte

$$\vec{j} = \frac{1}{2m} (\psi^* \vec{p} \psi - \psi \vec{p} \psi^*) = \frac{\hbar \vec{k_0}}{m}$$
 (1.4)

für den physikalischen Teilchenstrom

$$n_0 \cdot \hbar \vec{k_0} \cdot \frac{1}{m} = n_0 \cdot \vec{j}. \tag{1.5}$$

Da für  $r \to \infty$  für die auslaufenden Teilchen wieder eine kräftefreie Bewegung einsetzt, geht die Streuwelle  $\varphi_s(\vec{r})$  in eine auslaufende Kugelwelle über. Für die Streuwelle ergibt sich der Ansatz:

$$\varphi_s(\vec{r}) \xrightarrow{r \to \infty} f(\vartheta) \frac{e^{ikr}}{r}$$
 (1.6)

Dabei wird  $f(\vartheta)$  als Streuamplitude bezeichnet. Aufgrund der  $\varphi$ -Symmetrie bei unpolarisierten Experimenten steht diese nur in Abhängikeit vom Polarwinkel  $\vartheta$ . Damit ergibt sich als Stromdichte der Streuwelle:

$$\vec{j_s} = \frac{\hbar k}{m} \cdot \frac{|f(\vartheta)|^2}{r^2} \vec{e_r} + O(\frac{1}{r^3}). \tag{1.7}$$

Der zweite Summand kann vernachlässigt werden. Mit Hilfe der Stromdichten lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt ausdrücken als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{j_{\text{ein}}} \cdot \frac{dN}{d\Omega \cdot dt} = r^2 \cdot \frac{j_{\text{aus}}(r, \vartheta, \varphi)}{j_{\text{ein}}}.$$
 (1.8)

Es zeigt sich, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt eng mit der Streuamplitude zusammenhängt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r^2 \frac{\left|\frac{\hbar k}{m} \cdot \frac{|f(\vartheta)|^2}{r^2} \cdot \hat{e_r}\right|}{\left|\frac{\hbar \vec{k_0}}{m}\right|} = |f(\vartheta)|^2 \tag{1.9}$$

Eine ausführliche Herleitung hierfür findet sich in [Nol06]. Ein Ansatz zur Interpretation der Streuamplitude ist die Partialwellenanalyse. Die Partialwellen ergeben sich aus Kugelflächenfunktionen und werden je nach Drehimpuls mit den Buchstaben s, p, d, f und so fort bezeichnet. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Integral von Gleichung 1.9 über den gesamten Raumwinkelbereich:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int |f(\vartheta)|^2 d\Omega \tag{1.10}$$

Die Einheit des Wirkungsquerschnitts ist das Barn [b]. Ein Barn entspricht  $10^{-28}$  m<sup>2</sup>.

Damit aus der Zahl der gemessenen Ereignisse einer Reaktion der entsprechende Wirkungsquerschnitt bestimmt werden kann, muss zunächst die integrierte Luminosität bestimmt werden. Die Luminosität L wird als Normierungsgröße über den Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und Ereignisrate einer bestimmten Reaktion definiert:

$$L = \frac{\Delta N/\Delta t}{\sigma}. (1.11)$$

Die Luminosität ergibt sich aus den Eigenschaften von Target und Beschleunigerstrahl. Eine höhere Dichte bei Target oder Beschleunigerstrahl führt zu einer größeren Zahl an gemessenen Ereignissen einer Reaktion pro Zeitintervall. Welche Reaktion betrachtet wird, hat keinen Einfluss auf die Luminosität.

In dieser Arbeit werden die bekannten Wirkungsquerschnitte der dp-elastischen Streuung benutzt, um die Luminosität zu bestimmen. Für diese steht eine Vielzahl an Referenzdaten zur Verfügung. Die bekannte Luminosität kann anschließend verwendet werden, um die Wirkungsquerschnitte anderer Reaktionen, wie zum Beispiel  $d+p\rightarrow^3He+\pi^0$ , zu bestimmen.

Um die Messergebnisse dieser Reaktionen mit der Luminosität normieren zu können, muss diese jedoch zunächst über die Messzeit integriert werden:

$$L_{\rm int} = \int_{t_{\rm Messzeit}} L(t)dt. \tag{1.12}$$

#### 1.4 Die Kinematik der Zwei-Teilchen-Reaktionen

Die dp-elastische Streuung und die Reaktion  $d+p\to {}^3\mathrm{He}+\pi^0$  haben je zwei Teilchen im Ausgangskanal, weshalb sie als Zwei-Teilchen-Reaktionen bezeichnet werden. Aufgrund der hohen Strahlimpulse der Deuteronen sind die Geschwindigkeiten der Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit, so dass eine relativistische Beschreibung für die Reaktionskinematik angewendet werden muss. Mit Hilfe des Konzepts der Vierervektoren lässt sich dies allerdings sehr einfach realisieren. Im Folgenden gilt die in der Kernphysik übliche Konvention  $\hbar=c=1$ .

In der relativistischen Kinematik gelten Energie- und Impulserhaltung. Aus diesen Erhaltungssätzen folgt, dass die Summe der Vierervektoren zweier einlaufender Teilchen gleich der Summe der Vierervektoren der auslaufenden Teilchen ist.

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b = \mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d \tag{1.13}$$

Für die Schwerpunktenergie  $\sqrt{s}$  des Systems gilt:

$$\sqrt{s} = |\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b| = |\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d|. \tag{1.14}$$

Aufgrund der Impulserhaltung muss die Summe der Impulse der einlaufenden Teilchen gleich der Summe der Impulse der auslaufenden Teilchen sein. Speziell im Schwerpunktsystem (CMS) bedeutet dies, dass die Summen der Impulse sowohl für die einlaufenden als auch für die auslaufenden Teilchen gleich Null sein müssen.

$$\vec{p}_a^* + \vec{p}_b^* = \vec{p}_c^* + \vec{p}_d^* = \vec{0} \tag{1.15}$$

Aus Gleichung 1.15 lässt sich direkt ablesen, dass bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion im Schwerpunktsystem die Impulse der auslaufenden Teilchen mit entgegen gesetzten Vorzeichen gleich groß sein müssen. Der Enzustandsimpuls  $p_f$  lässt sich nach [BK94] bestimmen zu:

$$p^* = \sqrt{\frac{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]}{4 \cdot s}}.$$
 (1.16)

Die zur Verfügung stehende kinetische Energie ist durch die Schwerpunktenergie und die Masse der Teilchen im Ausgangskanal bestimmt. Für diese Überschussenergie Q gilt:

$$Q = \sqrt{s} - (m_c + m_d). (1.17)$$

Ist Q<0, steht nicht genügend Energie zur Verfügung, um die auslaufenden Teilchen zu produzieren. Bei Q=0 befindet man sich an der Produktionsschwelle. An diesem Punkt steht gerade genug Energie für die Erzeugung der Ejektile bereit. Im letzten Fall für Q>0 wird die Überschussenergie als kinetische Energie auf die einzelnen Ejektile verteilt.

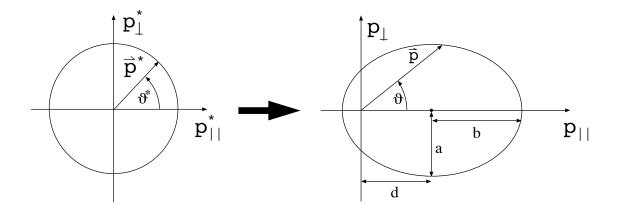


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Transformation einer Impulsellipse vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem.

Im Schwerpunktsystem liegen die möglichen Impulskomponenten  $p_i$  auf einer Kugeloberfläche. Durch eine Lorentztransformation in das Laborsystem werden die Impulskugeloberflächen in Ellipsoidoberflächen transformiert. In Abbildung 1.3 wird dies veranschaulicht. Dabei werden der transversale Impuls  $p_{\perp}$  und der longitudinale Impuls  $p_{\parallel}$  gemäß Gleichung 1.18 verwendet.

$$p_{\perp} = \frac{p_x}{|p_x|} \cdot \frac{p_y}{|p_y|} \cdot \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

$$p_{\parallel} = p_z$$
(1.18)

Die Verschiebung der Ellipse zum Koordinatenursprung und zu den Halbachsen ergibt sich aus den Zusammenhängen

$$d = \beta \cdot \gamma \cdot E_{\text{ges}}^*$$

$$a = |\vec{p}^*|$$

$$b = \gamma \cdot |\vec{p}^*|$$
(1.19)

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{1.20}$$

und

$$\beta = \frac{p_{\text{Strahl}}}{E_{\text{ges}}}.$$
 (1.21)

 $E_{\rm ges}^*$  ist die Gesamtenergie der einlaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem,  $\beta$  die Relativgeschwindigkeit des Laborsystems zum Schwerpunktsystem. Die zum Transversalimpuls beitragenden Komponenten bleiben unverändert, da die Transformation in Strahlrichtung durchgeführt wird. Dementsprechend bleibt auch die vertikale Halbachse der transformierten Impulsellipse unverändert und behält die Länge  $p^*$ . Die horizontale Halbachse b wird dagegen gemäß Gleichung 1.19 auf die Länge b gestreckt. Der Mittelpunkt der Ellipse wird um den Wert d in Transformationsrichtung verschoben. Eine ausführliche Beschreibung hierzu findet sich in [BK94].

#### 1.5 Die Missing Mass-Methode

Je nach Aufbau des entsprechenden Experiments können bei vielen Reaktion nicht alle Ejektile einer Reaktion oder deren Zerfallsprodukte direkt nachgewiesen werden. Dies bedeutet jedoch nicht, dass man diese Teilchen nicht rekonstruieren kann. Die Viererimpulse der detektierten Teilchen lassen sich nutzen, um mit Hilfe der Missing Mass-Methode Informationen über die "verlorenen" Teilchen zu gewinnen. Soll untersucht werden, ob die beteiligten Teilchen einem Zerfall entspringen, kann die invariante Masse dieser Teilchen bestimmt werden. Sofern sämtliche Zerfallsprodukte registriert wurden, gibt deren invariante Masse die Masse des zerfallenen Teilchens wieder. Bei nur einem zerfallenen Teilchen liefert das Ergebnis die Masse dieses Teilchens.

Die Missing Mass eines oder mehrerer Teilchen lässt sich mit Hilfe der Vierervektoren bestimmen. Bei einer beliebigen Reaktion  $a+b\rightarrow c+d+X$  seien c und d detektierte Teilchen, deren Missing Mass bestimmt werden sollen, um die fehlenden Teilchen X zu rekonstruieren. Die Viererimpulse der Teilchen im Eingangskanal a und b seien ebenfalls bekannt. Aus der Impulserhaltung ergibt sich der Gesamtviererimpuls der fehlenden Teilchen X zu

$$\mathbf{P}_X = \mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b - (\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d). \tag{1.22}$$

Per Konstruktion entspricht der Betrag eines Vierervektors eines einzelnen Teilchens seiner Masse. Energie- und Impulserhaltung vorausgesetzt, bedeutet dies, dass sich die fehlende Masse aus der Missing Mass-Funktion

$$MM(\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d) = |\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b - (\mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d)| \tag{1.23}$$

ergeben muss, sofern es sich bei X lediglich um ein einzelnes fehlendes Teilchen handelt.

Bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion mit nur einem detektierten Ejektil, wie dies zum Beispiel bei der dp-elastischen Streuung der Fall ist, lässt sich damit das fehlende Teilchen eindeutig über seine Masse identfizieren. Die Missing Mass-Funktion auf das Deuteron angewendet entspricht in dem Fall, unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten, der Masse des Protons.

#### 1.6 Der Impulsübertrag

Bei der Bestimmung der Luminosität mit Hilfe der dp-elastischen Streuung werden frühere Messungen dieser Reaktion als Referenz benutzt. Wie später noch gezeigt wird, liegt nur ein kleiner Streuwinkelbereich innerhalb der Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems. Daher kann nicht der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verwendet werden, sondern es muss auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  der dp-elastischen Streuung zurückgegriffen werden. Untersuchungen der Winkelverteilung der dp-elastischen Streuung haben gezeigt, dass es sinnvoll ist, den differentiellen

Wirkungsquerschnitt nicht in Abhängigkeit vom Raumwinkelelement  $\Omega$  darzustellen. Stattdessen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag t betrachtet.

Im Laborsystem beträgt der Kosinus des Streuwinkels  $\vartheta$  der dp-elastischen Streuung:

$$\cos \vartheta = \frac{p_z}{|\vec{p}|}.\tag{1.24}$$

Mit Hilfe der Lorentztransformation lässt sich dieser in das Schwerpunktsystem übertragen Dadurch lässt sich der Impulsübertrag darstellen, welcher vom Strahldeuteron auf das Targetproton übertragen wird.

$$t = -2|(\vec{p}^*)|^2(1 - \cos \vartheta^*) \tag{1.25}$$

Dies kann in ausführlicherer Form nachgeschlagen werden in [BK94].

## Kapitel 2

## Aufbau des Experiments

Die Daten, die Gegenstand dieser Arbeit sind, wurden bei Messungen am Magnetspektrometer ANKE (Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles) [B+01] aufgenommen, welches als internes Experiment am Speicherring COSY [M+97] des Forschungszentrums Jülich installiert ist.

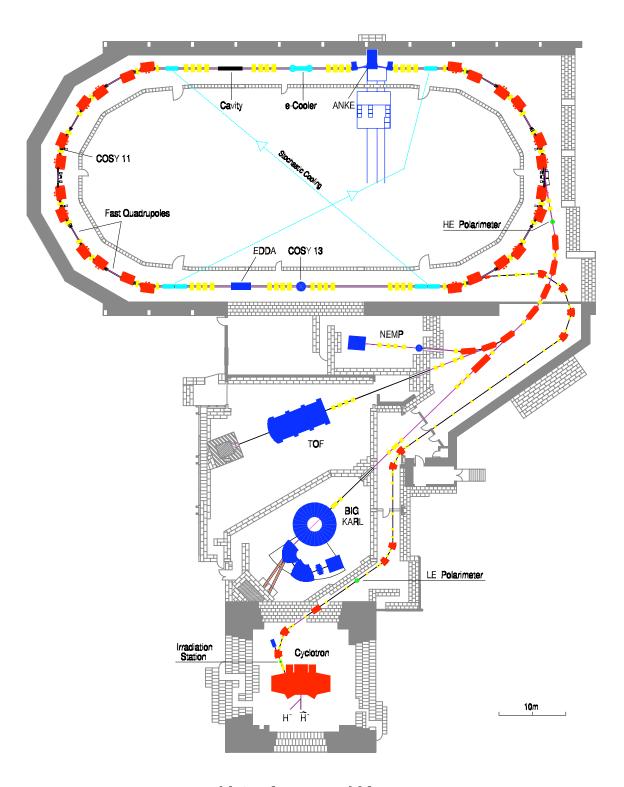
#### 2.1 Das Cooler-Synchrotron COSY

Der Speicherring COSY (COoler-SYnchrotron) zeichnet sich dadurch aus, dass der im Synchrotron beschleunigte Teilchenstrahl mit Hilfe zweierlei Verfahren gekühlt werden kann. Diese sind zum einen die Elektronenkühlung, welche für Strahlimpulse bis etwa  $0.65\,\mathrm{GeV/c}$  zum Einsatz kommen an. Dabei wird ein kalter Elektronenstrahl über Strecke von einigen Metern durch das Strahlrohr geleitet. Die Strahltemperaturen von Elektronen und Ionen gleichen sich dann durch die Coulomb-Wechselwirkung an.

Bei höheren Strahlimpulsen ab etwa  $1,5\,\mathrm{GeV/c}$  für Protonen und  $3,0\,\mathrm{GeV/c}$  für Deuteronen kann die stochastische Kühlung genutzt werden. Durch "Pick-Up"-Elektroden wird die Abweichung der Transversalimpulse der Strahlteilchen vom Sollwert bestimmt. Diese Information wird dann direkt zur gegenüberliegenden Seite des Rings geschickt, wo eine "Kicker"-Elektrode der Transversalbewegung entgegenwirkt.

Der Ring besteht aus einer 184 m langen Vakuumröhre. Diese setzt sich aus zwei 40 m langen Geraden und zwei 52 m langen Halbkreisen zusammen. 24 Dipolmagnete halten den Teilchenstrahl auf seiner Bahn, 56 Quadrupolmagnete dienen zur Fokussierung des Strahls. Außerdem sind noch Sextupolmagnete verbaut, welche bei der Extraktion des Strahls für externe Experimente benutzt werden.

Für die Injektion wird das Zyklotron JULIC verwendet. Dort werden negativ geladene Wasserstoff-Ionen beschleunigt und auf eine Kohlenstofffolie geschossen, an welcher sie ihre Elektronenhülle abstreifen. Die Wasserstoffkerne werden anschließend im Zyklotron auf eine kinetische Energie von ca. 45 MeV beziehungsweise



COoler - SYnchrotron COSY

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Speicherrings COSY.

90 MeV für Deuteronen beschleunigt, bevor sie in das Synchrotron injiziert werden.

Die möglichen Strahlimpulse an COSY umfassen einen Bereich von etwa  $0.3\,\mathrm{GeV/c}$  bis  $3.7\,\mathrm{GeV/c}$ . Im ungekühlten Betrieb beträgt die Impulsunschärfe  $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ . Mit den erwähnten Kühlverfahren verbessert sich dieser Wert bis auf  $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-4}$ . Währenddessen ist der Absolutwert des Strahlimpulses bis auf ein Promill genau bekannt.

An COSY wird zwischen internen und externen Experimenten unterschieden. Interne Experimente, zu denen auch ANKE zählt, befinden sich direkt am Ring und nutzen den umlaufenden Strahl. Da der Teilchenstrahl bei internen Experimenten das Target mehrfach passiert, sind dort bei Verwendung eines Targets geringer Dichte hohe Luminositäten erreichbar. Eine schematische Darstellung von COSY ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei externen Experimenten hingegen muss zunächst der Teilchenstrahl extrahiert werden, welcher dann dem jeweiligen Experiment mit einem maximalen Strahlimpuls von 3,3 GeV/c zugeleitet wird.

#### 2.2 Das ANKE-Experiment

#### 2.2.1 Das Magnetspektrometer ANKE

Das Magnetspektrometer ANKE besteht aus den drei Dipolmagneten D1, D2 und D3 (vergleiche Abbildung 2.2). Der erste Magnet D1 lenkt den COSY-Strahl aus seinem Standard-Orbit aus, so dass er unter dem Winkel  $\alpha$  zur ursprünglichen Strahlrichtung auf das Target gerichtet ist. Der Magnet D2 wird als Spektrometer verwendet und separiert die Reaktionsejektile nach Impulsen. Der Großteil des COSY-Strahls wird bei einem Umlauf nicht verbraucht und daher durch den Magneten D3 wieder in den Standard-Orbit eingeleitet.

Da der Magnet D2 auf einer Plattform montiert ist, die sich senkrecht zur Strahlrichtung verschieben lässt, sind verschiedene Auslenkwinkel  $\alpha$  realisierbar. So können Positionen von Magnet und Detektoren an das gewünschte Magnetfeld und den Auslenkwinkel angepasst werden.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten beschrieben, die für die deelastische Streuung sowie für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  relevant sind.

Für diese beiden Reaktionen ist der Nachweis der Deuteronen beziehungsweise der <sup>3</sup>He-Kerne erforderlich. Diese Ejektile verlassen mit hohem Impuls das Feld des D2 Magneten und beschreiben anschließend eine Bahn nahe am Strahlrohr. Demnach ist für den Nachweis beider Reaktionen das Vorwärtsdetektorsystem von zentraler Bedeutung.

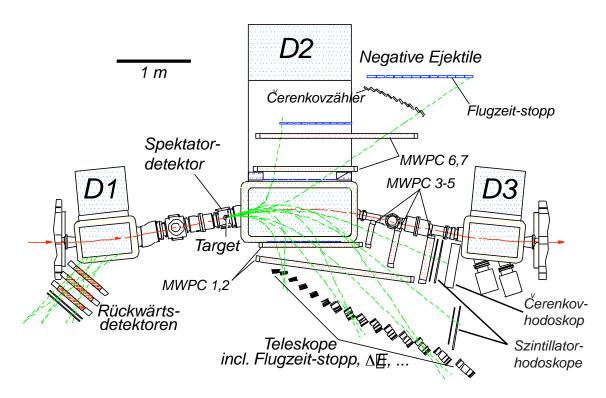


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Aufbaus von ANKE

#### 2.2.2 Das Vorwärtsdetektorsystem

Das Vorwärtsdetektorsystem dient dem Nachweis von Teilchen mit hohem Impuls, deren Bahn nahe dem Strahlrohr verläuft. Darunter fallen unter anderem Protonen, Deuteronen und Heliumkerne, welche den jeweiligen Reaktionen entstammen, im Falle dieser Arbeit der dp-elastischen Streuung (Deuteronen) und der Reaktion  $d+p\rightarrow^3 He+\pi^0$  ( $^3He$ -Kerne). Zunächst verlassen die Teilchen das Vakuum durch ein Austrittsfenster aus Aluminium mit einer Dicke von 0.5 mm. Daraufhin passieren sie drei Drahtkammersysteme. Dort werden ihre Trefferpositionen bestimmt, welche zur Spurrekonstruktion dienen. Das erste System besteht aus drei Driftkammerebenen, während die anderen beiden je vier Vieldrahtproportionalkammerebenen und zwei Kathodenstreifenebenen enthalten. Nach den Drahtkammern treffen die Teilchen auf ein Hodoskop mit zwei Lagen von Szintillatormodulen. In der betreffenden Strahlzeit war zusätzlich noch eine weitere Lage mit Szintillatormodulen angebracht, welche normalerweise Teil des Positivdetektorsystems ist. Das Vorwärtsdetektorsystem ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

Die verschiedenen Komponenten des Vorwärtsdetektorsystems sollen nun im einzelnen vorgestellt und genauer beschrieben werden.

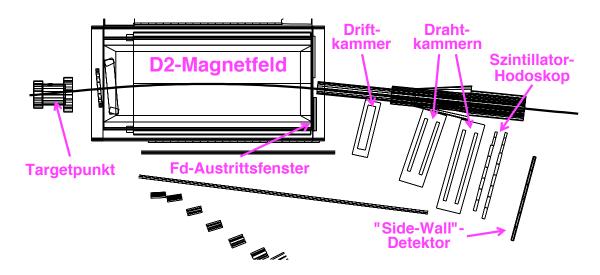


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektorsystems.

#### Die Driftkammer

Bedingt durch den Aufbau von ANKE ist die horizontale Impulsauflösung vorrangig, da die Teilchen durch den Spektrometermagneten D2 in dieser Ebene ausgelenkt werden. So enthält die Driftkammer drei Ebenen mit Kathoden- und Anodendrähten, die ausschließlich vertikal ausgerichtet sind. Der Aufbau dieser Driftkammer wird in Abbildung 2.4 veranschaulicht.

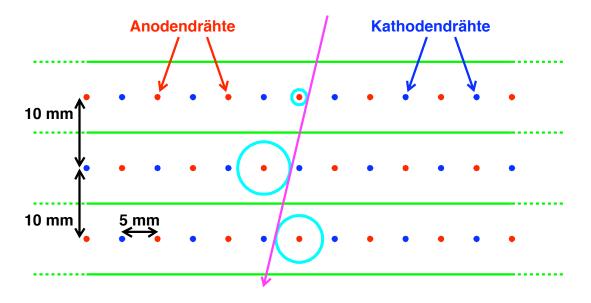


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des inneren Aufbaus der Driftkammer.

Die einzelnen Ebenen der Driftkammer enthalten je 33 Anodendrähte und 32 Kathodendrähte. Diese haben innerhalb einer Ebene einen Abstand von 5 mm zu-

einander. Der Abstand zu den Drähten der nächsten Ebene beträgt 10 mm. Dabei sind die Kathoden- und Anodendrähte der zweiten Ebene im Vergleich zu den anderen beiden Ebenen vertauscht. Mit Hilfe des Vorwärtshodoskops ist es möglich, die Driftzeiten zu bestimmen, wodurch der Abstand eines Signals zum jeweiligen Draht sowie die Trefferposition mit einer Genauigkeit von  $200\,\mu\mathrm{m}$  bestimmt werden kann.

#### Die Vieldrahtproportionalkammern

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern bestehen aus je sechs Ebenen. Zwei der Ebenen enthalten vertikale, zwei horizontale Drähte. Die übrigen beiden enthalten jeweils um 18° zur Ausrichtung der Drähte verdrehte Kathodenstreifen. Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung dieses Aufbaus.

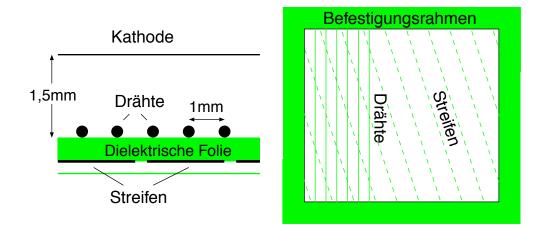


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Drahtkammern. Das linke Bild zeigt einen Schnitt durch eine Kammer aus der Vogelperspektive, das rechte Bild die Ansicht einer Kammer von vorne.

Hochenergetische Teilchen erzeugen beim Passieren der mit Gas gefüllten Vieldrahtproportionalkammern eine Ionisationsspur. Die dadurch erzeugten Ladungsträger lösen im elektrischen Feld der Hochspannung eine Ionisationslawine aus und erzeugen an den Anodendrähten in ihrer Nähe einen Spannungspuls. Aus den Signalen der einzelnen Drähten kann die Trefferposition in der Kammer rekonstruiert werden.

#### Das Hodoskop

Das Hodoskop besteht aus zwei Lagen von Szintillatormodulen, welche jeweils an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden. In der ersten Lage befinden sich acht Kunststoffszintillatorlatten, in der zweiten Lage sind es neun, welche um eine halbe Lattenbreite zu den Latten der ersten Lage versetzt sind. Zusätzlich zu diesen beiden Lagen wurde einer der "Side-Wall" Detektoren aus dem Positivsystem

als dritte Lage platziert. Dieser besteht aus sechs Szintillator<br/>latten. Da der Abstand dieser Latten in der "Side-Wall" jeweils 4 mm beträgt, wurde diese Lage nicht zur Identifikation der Deuteronen oder <sup>3</sup>He Nukleonen verwendet. Die Szintillatoren registrieren den Energieverlust  $\Delta E$  der Teilchen, die sie passieren. Um die Deuteronen oder <sup>3</sup>He Kerne von Interesse zu stoppen, sind sie zu dünn. Daher kann nicht die gesamte kinetische Energie dieser Teilchen bestimmt werden.

Jedoch kann mit Hilfe geeigneter Triggereinstellungen auf Teilchen mit einem bestimmten minimalen Energieverlust selektiert werden.

#### 2.2.3 Das Positiv- und das Negativdetektorsystem

Ursprüngliches Ziel des Positivdetektorsystem war der Nachweis von positiv geladenen Kaonen. Zur Impulsrekonstruktion stehen zwei Vieldrahtproportionalkammern zur Verfügung. Das System aus Start- und Stopp-Szintillatoren ermöglicht Flugzeitmessungen mit einer Zeitauflösung von  $\frac{\Delta t}{t} \approx 600\,ps$ . Dies kann für eine präzise Teilchenseparation genutzt werden [B+01]. Degrader sollen dafür sorgen, dass Kaonen in den Stoppszintillatoren vollständig abgebremst werden.

Das Positivdetektorsystem war während der Strahlzeit, die zur Aufnahme der vorliegenden Daten diente, nicht aktiv.

Genau wie das Postitivdetektorsystem besteht auch das Negativdetektorsystem aus Start- und Stopp-Szintillatoren sowie zwei Vieldrahtproportionalkammern zur Teilchenspurrekonstruktion.

Mit dem Negativdetektorsystem können auch  $\pi^-$ -Mesonen nachgewiesen werden. Wird eine Koinzidenz mit dem Treffer eines  ${}^3$ He-Kerns im Vorwärtssystem gefordert, lassen sich so Ereignisse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3$ He+ $\pi^+$ + $\pi^-$  selektieren. Dies findet Verwendung bei [Mie07].

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen sind keine negativ geladenen Teilchen beteiligt. Demnach wird das Negativdetektorsystem bei den Analysen nicht verwendet.

#### 2.2.4 Das Clustertarget

Hochpräzise Messungen an einem internen Experiment stellen gewisse Anforderungen auch an das Target.

Der Vertexpunkt muss mit einer hohen Genauigkeit bekannt sein. Um dies zu erreichen, muss das Volumen, in dem der Beschleunigerstrahl mit dem Target überlappt und damit das Volumen in dem die Reaktionen von Interesse stattfinden, möglichst klein sein.

Im optimalen Fall lässt sich die Targetdichte den Bedürfnissen des Experiments anpassen. Zu hohe Targetdichten können zu Mehrfachstreuungen innerhalb des Vertexvolumens führen. Dies macht eine vollständige Rekonstruktion dieser Ereignisse unmöglich. Darüber hinaus erfahren Teilchen im Target einen Energieverlust. Für

die detektierten Teilchen einer Reaktion bedeutet dies eine Impulsverschmierung. Gleiches gilt für die Strahlteilchen des Beschleunigers. Dieser kann ab einem bestimmten Punkt die Energieverluste im Target nicht mehr ausgleichen und es kommt zu einer erhöhten Strahlverschmierung, sowie zu einer geringeren Strahllebensdauer. Ebenso verringert sich auch die Polarisationslebensdauer bei Messungen mit einem polarisierten Beschleunigerstrahl.

Für den Betrieb des Experiments ist ein Hochvakuum in der Streukammer notwendig. Ein Druck von  $10^{-6}$  mbar oder besser sollte gewährleistet sein. Sollte dieser doch höher sein, so erhöht sich auch die Anzahl an Untergrundereignissen, die ihren Ursprung außerhalb des Strahl-Target-Überlapps haben. Dies erschwert den Betrieb eines reinen Gastargets, da man mit diesem geringe Luminositäten in Kauf nehmen muss, um das Vakuum aufrecht zu erhalten. Eine Speicherzelle hingegen, wie sie auch bei Experimenten verwendet wird, die ein polarisiertes Target benötigen, lässt gegebenenfalls nicht mit der gewünschten Genauigkeit auf den Wechselwirkungspunkt zurück schließen.

In Anbetracht der aufgeführten Anforderungen bietet sich der Einsatz eines Clustertargets an.

Eine schematische Darstellung dieses Targets, wie es am ANKE-Experiment installiert ist, ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Es ist im Wesentlichen in zwei Sektionen aufgeteilt, die durch die Streukammer voneinander getrennt sind. Der Teil, der sich oberhalb der Streukammer befindet, wird als Clusterquelle bezeichnet. In diesem Bereich wird der Clusterstrahl erzeugt.

Der Kaltkopf kühlt das eingeleitete Gas, Wasserstoff oder Deuterium, unter die Dampfdruckkurve auf 20 bis 30 K herunter. Anschließend liegt das Gas mit einem Druck von 15 bis 20 bar an der Lavaldüse an, welche an der engsten Stelle einen Querschnitt von etwa  $20\,\mu\mathrm{m}$  hat. An dem Punkt kann es dazu kommen, dass Verunreinigungen im Gas ausfrieren und die Düse verstopfen. Um dies zu verhindert, wird das Gas zuvor durch einen Gasreiniger mit einer Palladiummembran geleitet. Damit wird ein Reinheitsgrad unterhalb von 0,5 ppm erreicht [Lan01]. Insbesondere bei Deuterium ist dies nötig, da dieses Gas in der Regel nicht in derselben Reinheit vorliegt wie Wasserstoff. In der Lavaldüse findet die eigentliche Clusterproduktion statt. Durch adiabatische Expansion wird das bereits vorgekühlte Gas noch weiter abgekühlt. Innerhalb der Düse liegt das Gas in einem übersättigtem Zustand vor und es kondensieren Mikrotröpfchen aus, die so genannten Cluster [Que01]. Diese Cluster bestehen aus bis zu mehreren tausend Atomen [HO72]. Der Prozess der Clusterentstehung ist in Abbildung 2.7 veranschaulicht.

Der Clusterstrahl trifft zunächst auf den Skimmer, eine kegelförmige Blende, die ihn vom Restgas trennt. Eine weitere Blende, der Kollimator, bestimmt die Form des Strahls. Nach dem Kollimator erreicht der Clusterstrahl schließlich die Streukammer.

Daraufhin tritt der Strahl in den Bereich unterhalb der Streukammer ein, welcher auch als Auffängerstufe bezeichnet wird. Dort wird mit Hilfe von drei Kryopumpen

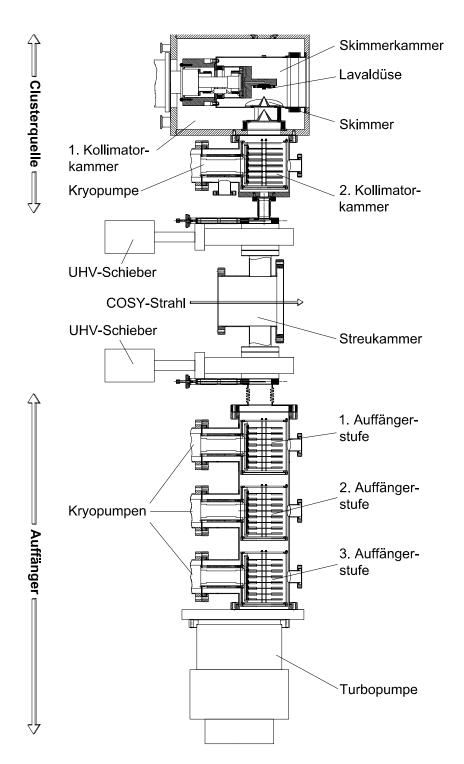


Abbildung 2.6: Der Aufbau des an ANKE eingesetzten Clustertargets.

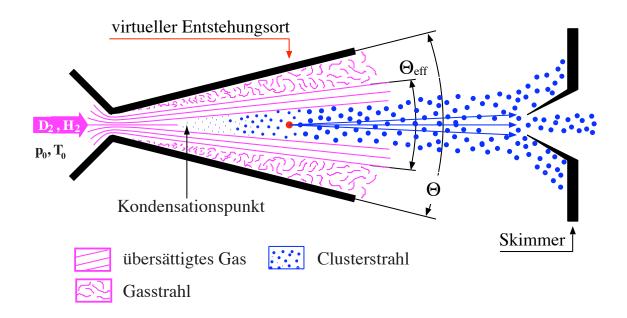


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Entstehungsprozesses der Cluster in der Lavaldüse.

und einer Turbomolekularpumpe das Zurückströmen des Gases verhindert und der Clusterstrahl abgepumpt. Typischerweise wird damit während des Targetbetriebes das Druckniveau nahe am Strahlrohr, in der Auffängerstufe 1, bei circa  $10^{-7}$  mbar gehalten.

Mit dem Clustertarget lassen sich Luminositäten erreichen, die im Bereich von  $10^{30}$  bis  $10^{31}\,\mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$  liegen.

#### 2.3 Die Triggerbedingungen

Die Rate an Ereignissen im Vorwärtsdetektor übersteigt in der Regel die Kapazität der Datenaufnahme, sofern nicht mit niedrigen Luminositäten gearbeitet wird. Dementsprechend ist es wichtig, die Ereignisse mit geeigneten Hardwaretriggern vorzuselektieren, so dass vor allem die Ereignisse der untersuchten Reaktionen aufgenommen werden und der Untergrund minimiert wird.

Die Triggereinstellungen während der Strahlzeit wurden optimiert für die Untersuchung der Reaktion d $+p \rightarrow {}^{3}He + \eta$ . Neben der Detektion der  ${}^{3}He$ -Kerne war auch die Erfassung der Deuteronen von zentraler Bedeutung, da die dp-elastische Streuung als Reaktion zur Normierung verwendet wird.

#### 2.3.1 Der <sup>3</sup>He-Trigger

Aufgrund der höheren Ladung verursachen <sup>3</sup>He-Kerne im Vorwärtshodoskop einen deutlich höheren Energieverlust als Protonen oder Deuteronen. Anhand des am Hodoskop ausgelesenen Signals des Energieverlusts lässt sich eine Schwelle definieren. Liegt das Signal oberhalb dieser Schwelle, wird ein weiteres Signal gesetzt, welches besagt, dass das Ereignis vom Datenaufnahmesystem gespeichert werden kann. Nun kommt es allerdings vor, dass langsame Teilchen, die zum Beispiel vom Strahlrohr reflektiert wurden, in das Vorwärtshodoskop gelangen und einen hohen Energieverlust verursachen. Um solchen Untergrund zu vermeiden, wird zusätzlich eine Koinzidenz beider Szintillatorlagen gefordert. Damit das Ereignis in die Datenaufnahme gelangt, muss also sowohl in der ersten, als auch in der zweiten Lage des Vorwärtshodoskops ein hoher Energieverlust stattgefunden haben. Diese Forderungen werden mit dem Haupttrigger T1 eingestellt. Zwar ließe sich theoretisch mit der "Side-Wall" als dritte Lage der Untergrund noch weiter reduzieren, da diese jedoch während der Strahlzeit verhältnismäßig große Lücken zwischen den einzelnen Szintillatorlagen hatte, welche wiederum zu einem Akzeptanzverlust geführt hätten, wurde auf die Aufnahme in den Haupttrigger verzichtet.

#### 2.3.2 Der FD/Or-Trigger

Da man zur Normierung der Daten die dp-elastische Streuung und damit registrierte Deuteron-Ereignisse benötigt, wurde zusätzlich der FD/Or-Trigger (T2) verwendet, welcher jedoch mit einem Faktor n=999 untersetzt wurde. Dieser Trigger setzt für jedes n-te Ereignis ein Signal, durch welches dieses Ereignis auf jeden Fall aufgenommen wird. Die anderen Trigger spielen dabei keine Rolle.

#### 2.3.3 Der 10 Hz Scaler

Ein weiterer Trigger wurde benutzt, um mit einer Rate von 10 Hz Scaler auszulesen, mit denen wichtige Informationen wie die Stärke des Strahlstroms oder die Zählraten in den einzelnen Detektoren überwacht wurden.

# Kapitel 3

# Strahlzeitdurchführung und Datenanalyse

Die Messungen zu den vorliegenden Daten wurden im Rahmen einer zweiwöchigen Strahlzeit am ANKE-Experiment durchgeführt. Eine Besonderheit dieser Strahlzeit stellt die Verwendung der kontinuierlichen Rampe dar, in welcher der Beschleunigerstrahl einen Überschussenergiebereich etwa -5 MeV bis 11 MeV der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3 He+\eta$  abgefahren hat. Neben dieser kontinuierlichen Rampe wurde jedoch ebenfalls bei drei festen Strahlimpulsen gemessen. Die einzelnen Strahlimpulse zusammen den korrespondierenden Überschussenergien sind Tabelle 3.1 aufgelistet.

Strahlimpuls [GeV/c]	Überschussenergie [MeV]
3,120 bis 3,191	-5 bis 12
3,224	20
3,308	40
3,391	60

Tabelle 3.1: Die bei der Strahlzeit untersuchten Strahlimpulse zusammen mit den korrespondieren Überschussenergien der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\eta$ .

Während der Verlauf der Strahlzeit und die anschließend verwendeten Analysemethoden ausführlich in [Mer07] beschrieben wird, sollen hier noch einmal wesentliche Eckpunkte, wie die Messung mit der kontinuierlichen Rampe, die Art der Impulsrekonstruktion und die bei der Analyse verwendete Software vorgestellt werden.

#### 3.1 Die kontinuierliche Rampe

Das Hauptziel der Strahlzeit war die Untersuchung der Energieabhängikeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $d+p \rightarrow^3 He + \eta$  nahe der Produktionsschwelle, also

in einem Bereich von nur wenigen MeV an Überschussenergien. Zu diesem Zweck musste die Reaktion in einem schmalen Strahlimpulsintervall gemessen werden. An COSY ist es möglich, den Strahlimpuls langsam und linear mit der Zeit innerhalb eines Zyklus von fünf oder zehn Minuten zu erhöhen. In der betreffenden Strahlzeit wurde Ereignisse über eine 277 Sekunden andauernde, kontinuierliche Rampe aufgenommen. Dabei wurde in jedem einzelnen Zyklus der gesamte gewünschte Energiebereich abgefahren, beginnend bei -5,05 MeV bis 11,33 MeV oberhalb der Produktionsschwelle. Die Messung mit dieser kontinuierlichen Rampe bietet eine Reihe von Vorteilen. Die lange Strahlentwicklung für einzelne Strahlimpulse muss nur einmal für die kontinuierliche Rampe durchgeführt werden. Dies spart nicht nur kostbare Messzeit, sondern es kann auch eine deutliche größere Anzahl an Datenpunkten gemessen werden. Darüber hinaus werden systematische Unsicherheiten minimiert, da für den gesamten Überschussenergiebereich gleichmäßig hohe Ereignisraten erzielt werden. Wie in Kapitel 4.4 gezeigt wird, bleibt dabei auch die integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Überschussenergie nahezu konstant. Dies vermindert deutlich die Unsicherheit bei der relativen Normierung der Datenpunkte. Die kontinuierliche Rampe ermöglicht außerdem eine ausgiebige Untersuchung der Reaktion  $d+p\rightarrow^3He+\pi^0$  im Bereich der  $\eta$ -Produktionsschwelle. In Hinblick auf einen möglichen Cusp-Effekt, wie er in Kapitel 5.1 beschrieben ist, bietet sie eine hervorragende Möglichkeit, in diesem interessanten Energiebereich eine Vielzahl an Datenpunkten zu gewinnen. Für die Reaktion  $d+p \rightarrow^3 He+\eta$  ermöglicht, die unterhalb der Produktionsschwelle aufgenommenen Daten für die Untergrundbeschreibung bei positiven Q-Werten zu verwenden.

An COSY wird die kontinuierliche Rampe wie folgt realisiert. Der injizierte Teilchenstrahl wird zunächst auf den Anfangsstrahlimpuls der Rampe beschleunigt. An dieser Stelle wird Hochfrequenz des Beschleunigers im Gegensatz zum Regelbetrieb nicht ausgeschaltet. Stattdessen wird sie langsam erhöht, so dass der Strahlimpuls linear ansteigt. Um diese Linearität zu gewährleisten, muss der Strahlorbit im Beschleuingerring über die gesamte Rampe hinweg konstant gehalten werden. Eine detaillierte Beschreibung zu den Vorzügen und dem Betrieb der kontinuierlichen Rampe findet sich in [Mer07].

# 3.2 Impulsrekonstrukion mit Hilfe des ANKE-Vorwärtssystems

Die Impulse der Ejektile, welche im Vorwärtssystem nachgewiesen werden, wurden anhand der in [Dym04] beschriebenen Polynommethode rekonstruiert. Der Gedanke hinter dieser Methode ist, die Teilchenspuren aus Trefferpositionen in den Vieldrahtproportionalkammern als gerade Linien zu rekonstruieren. Mit Hilfe von Polynomen, deren Koeffizienten zunächst mit einem Geant4-Simulationen bestimmt werden, sollen die Impulskomponenten angenähert werden. Dies geschieht unter der Voraussetzung, dass eine lineare Annäherung der Daten auch zulässig ist. Die Stärke

eines etwaigen Restfeldes des D2-Magneten muss im Detektorbereich vernachlässigbar klein sein. Im Vergleich zu der Runge-Kutta-Methode [MB79, BM81], bei der die Spur bis hin zum Wechselwirkungspunkt rekonstruiert wird, benötigt dieses Verfahren nur eine sehr kurze Rechenzeit. Gleichzeitig wird eine gute Impulsauflösung erzielt.

Die Simulationen zur Bestimmung der Koeffizienten stützen sich auf eine sehr genaue Kenntnis des Experimentaufbaus. Dies betrifft insbesondere die einzelnen Detektorpositionen sowie exakte Feldkarten des D2-Magneten. Im Bereich der Detektorakzeptanz werden zufallsgenerierte Impulsereignisse für eine bestimmte Teilchensorte simuliert. Bei der Generierung dieser Ereignisse werden einige Kriterien beachtet. Der Longitudinalimpuls der  $^3$ He-Ejektile ist im angegebenen Intervall, das in der Regel zwischen 1,5 und 4,0 GeV/c liegt, gleichverteilt. Analog ist der Transversalimpuls in einem Intervall zwischen 0,0 und 0,8 GeV/c gleichverteilt. Ebenso ist Azimuthalwinkel  $\phi$  über den gesamten Winkelbereich gleichverteilt.

Die vertikale und horizontale Trefferpostion sowie die entsprechenden Steigungen werden als Variablen verwendet, um die Teilchenspur im Vorwärtssystem festzulegen.

Bereits sehr kleine Abweichungen der Positionen des Wechselwirkungspunktes und der Vieldrahtproportionalkammern relativ zum Magnetfeld oder der einzelnen Kammerebenen zueinander führen zu deutlichen Diskrepanzen zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Impuls. Aus diesem Grund müssen diese Größen mit Hilfe von Messergebnissen kalibriert werden. Dies wurde für das Vorwärtssystem durchgeführt. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [Mer07].

#### 3.3 Software für Analysen und Simulationen

Im Rahmen von Beschleunigerexperimenten fällt in der Regel eine große Menge Daten an. Die aus den einzelnen Detektoren ausgelesenen Daten und weitere Informationen wie Triggerbits oder Zeitmarken werden elektronisch erfasst und gespeichert. Für die Verarbeitung dieser Daten werden dafür ausgelegte Programme benötigt.

Neben der Analyse der gemessenen Daten müssen aber auch Simulationen angefertigt werden, um beispielsweise den Untergrund der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}\text{He} + \pi^{0}$  (siehe Kapitel 5) zu beschreiben oder die Luminositätsbestimmung (siehe Kapitel 4) durchzuführen.

In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten der Software vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden.

#### 3.3.1 Das Programmpaket ROOT

Das auf C++ basierende Programmpaket ROOT [B+97] wurde am CERN als Analyseplattform für Beschleunigerexperimente entwickelt, seinerzeit im Rahmen des NA49-Experiments. Das Paket bietet eine grafische Arbeitsoberfläche an, die bei-

spielsweise zum Betrachten und Bearbeiten vorher erstellter Histogramme dient. Darüber hinaus steht eine Vielzahl an statischen und dynamischen Programmbibliotheken zur Verfügung, welche Klassen und Methoden enthalten, die unter anderem bei der Programmierung von Analysen sehr nützlich sind. Als Beispiel sei an dieser Stelle die Klasse TLorentz-Vector genannt, welche es dem Anwender ermöglicht, im Programmcode auf einfache Art und Weise Vierervektoren zu definieren und vielerlei Methoden darauf anzuwenden wie die Bestimmung ihres Betrags oder die Durchführung einer Lorentz-Transformation.

Ein weiterer Bestandteil von ROOT ist der Interpreter CINT. Durch die Eingabe von C/C++-Programmcode über die Konsole oder vorgefertigte Makros bietet er die Möglichkeit, die zur Verfügung stehenden Methoden direkt aufzurufen und auszuführen. Bei Bedarf lassen sich die Makros vor dem Ausführen kompilieren. Dadurch wird die Verarbeitung bei komplexeren Anwendungen teils deutlich beschleunigt.

Mit dem MINUIT-Paket, welches ebenfalls in ROOT enthalten ist, lassen sich Fitkurven für Histogramme erstellen. Neben einigen vorgefertigten Funktionen kann der Anwender auch selbst einen funktionalen Zusammenhang definieren. Die Parameter sowie ihre Unsicherheiten bestimmt das Programm und gibt diese Werte dem Anwender aus.

Es existiert außerdem ein eigenes ROOT-Dateiformat. Darin lassen sich Datenobjekte in einer Baumstruktur ablegen. Diese Daten können zum Beispiel mit Hilfe von Makros abgefragt und weiter verarbeitet werden.

Mit seinem großen Funktionsumfang stellt ROOT die Basis für alle durchgeführten Analysen und Simulationen sowie die Erstellung der in dieser Arbeit gezeigten Histogramme dar.

#### 3.3.2 Der Ereignisgenerator PLUTO

Mit Hilfe des Ereignisgenerators PLUTO, welcher mit Monte-Carlo-Algorithmen arbeitet, lassen sich Ereignisse hadronischer Reaktionen generieren, welche im Phasenraum gleichverteilt sind [Kag00]. PLUTO verwendet ebenfalls ROOT als Basis, um einen eigenen Satz an Methoden bereitzustellen. Die generierten Ereignisse werden im ROOT-Dateiformat abgelegt.

Zum Generieren der Ereignisse werden der zu simulierende Reaktionskanal sowie die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen festgelegt. Für die Simulationen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist das Deuteron als Strahlteilchen mit dem Impuls im Laborsystem angegeben. Das Proton wird als Targetteilchen in Ruhe definiert.

Im Schwerpunktsystem der Teilchen werden die Ereignisse im Phasenraum zufallsgeneriert. Daher haben die generierten Ereignisse eine isotrope Winkelverteilung.

Schließlich werden die Vierervektoren der auslaufenden Teilchen in das Laborsystem transformiert. Zusammen mit ihren Impulsen sowie einer Identifikationsnummer werden die Daten im ROOT-Dateiformat abgespeichert. Diese Daten können an-

schließend mit AnkeRoot-Schnellsimulationen oder Geant4-Simulationen simuliert werden. Beide Verfahren werden im Folgenden noch erläutert.

#### 3.3.3 AnkeRoot und Ad07

Nach der Generierung mit PLUTO geben die gespeicherten Ereignisse das Phasenraumverhalten der entsprechenden Reaktion wieder. Allerdings wurde dabei noch nicht das Verhalten der einzelnen Teilchen im ANKE-Detektorsystem berücksichtigt. Um dies zu simulieren, stehen zwei unterschiedliche Programmpakete zur Verfügung.

Das Programmpaket AnkeRoot [Hej02a] baut direkt auf PLUTO auf. Für die generierten Ereignisse werden die Spuren der geladenen Ejektile sowie ihre Trefferpositionen im Detektorsystem berechnet. Physikalische Effekte wie der Energieverlust, den die Teilchen beim Durchlaufen der einzelnen Komponenten des Detektorsystems erleiden, werden vernachlässigt. Dies hat zur Folge, dass diese Simulationen sehr schnell durchgeführt werden können. Die Spuren der Teilchen können grafisch auf einer Skizze des ANKE-Aufbaus dargestellt werden. AnkeRoot bietet die Möglichkeit, sehr schnell Simulationen für eine bestimmte Reaktion durchzuführen, wenn der Anwender sich zum Beispiel einen Überblick über die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems verschaffen will. Diese Kenntnisse können berücksichtigt werden, wenn die umfangreicheren Geant4-Simulationen durchgeführt werden sollen. So können die generierten Ereignisse, die außerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems liegen, bereits vor der Simulation herausgeschnitten werden. Damit wird die Zeit, die eine Geant4-Simulation benötigt, teils drastisch verkürzt.

Bei Geant4, kurz für Geometry And Tracking, handelt es sich um ein C++basiertes Programmpaket. Diese Plattform wurde am CERN entwickelt, um die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie zu simulieren [A+03]. Auf ihr baut das Programmpaket Ad07 [Har05] auf. Neben den Spuren der Teilchen im Magnetfeld werden dort auch Energieverluste und Kleinwinkelstreuungen in den Detektoren und anderen Komponenten des ANKE-Aufbaus, wie dem Austrittsfenster oder der Streukammer, simuliert. Diese physikalischen Effekte erfordern wesentlich komplexere Berechnungen als die Schnellsimulationen mit AnkeRoot. Dementsprechend erhöht sich deutlich die benötigte Rechenzeit.

#### 3.3.4 RootSorter und Analysemakros

Für die Analyse von Daten, die am ANKE-Experiment aufgenommen werden, wurde in Jülich der RootSorter [Hej02b] entwickelt. Diese Analyseumgebung basiert ebenfalls auf ROOT und enthält eine Reihe an Klassen, die speziell für die Auswertung der an ANKE produzierten Daten ausgelegt sind. Dies beinhaltet beispielsweise Methoden, die das Auslesen von Energieverlusten oder die Rekonstruktion von Impulsen der detektierten Teilchen ermöglichen. Im Falle der vorliegenden Daten wird der RootSorter verwendet, um eine Voranalyse durchzuführen. Dabei werden die Informationen der einzelnen Ereignisse wie zum Beispiel Trefferpositionen und

rekonstruierte Impulse im ROOT-Dateiformat gespeichert, welche später mit Analysemakros weiter verarbeitet werden. Um die Datenmengen für weitere Analysen möglichst gering zu halten, werden bereits geeignete Schnitte bei den Impulsen oder Energieverlusten der Teilchen angewandt. Auf diese Weise wird verhindert, dass zum Beispiel bei der Untersuchung der dp-elastischen Streuung auch sämtliche Ereignisse der Reaktion  $d+p\rightarrow^3He+\eta$  analysiert werden.

Zur weiteren Analyse der Daten werden ROOT-Makros verwendet, die bereits in Kapitel 3.3.1 erwähnt wurden. Mit den vorsortierten und voranalysierten Daten, die mit Hilfe des RootSorters erstellt wurden, werden so unter anderem die Missing Mass der Teilchen berechnet oder vielerlei Spektren erstellt. Diese Makros stützen sich bei Bedarf auch auf Methoden, die im RootSorter enthalten sind. Die mit den Makros durchgeführten Analysen benötigen im Vergleich zur Analyse mit dem RootSorter ein Vielfaches weniger an Rechenzeit.

# Kapitel 4

# Bestimmung der Luminosität

Um an Beschleunigerexperimenten Wirkungsquerschnitte für eine zu untersuchende Reaktion anzugeben, ist eine genaue Kenntnis der experimentellen Bedingungen erforderlich. Die Anzahl der produzierten Ereignisse dieser Reaktion hängt von mehreren Faktoren ab, wie der Stromdichte  $\vec{j}$  des Beschleunigerstrahls und Targetdichte, der Totzeit oder der Akzeptanz des Detektors. Eine zentrale Größe stellt hierbei die Luminosität dar, welche Aussagen über Strahl- und Targetdichte in sich vereint. Eine Bestimmung dieser Größe ist bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte unbedingt notwendig.

Am ANKE-Experiment gibt es unterschiedliche Möglichkeiten, die Luminosität bei Reaktionen aus Deuteron-Proton-Stößen zu bestimmen. Eine hervorragende Möglichkeit liegt in der Verwendung von Referenzdaten einer bereits im Vorfeld ausreichend untersuchten Reaktion. Bei den vorliegenden Daten bietet sich zu diesem Zweck die dp-elastische Streuung an, zu der bereits eine breite Basis an Referenzdaten zu finden ist. Aus dem Vergleich der aus den Referenzdaten bekannten Wirkungsquerschnitten zur Reaktion  $d+p \rightarrow d+p$  mit den Ereignisraten in den vorliegenden Daten dieser Reaktion ist es möglich, die integrierte Luminosität zu bestimmen:

$$L_{\rm int} = \int \sigma_{\rm d+p\to d+p} \frac{dN}{dt} dt \tag{4.1}$$

Im Umkehrschluss lassen sich mit der bekannten integrierten Luminosität die Wirkungsquerschnitte der Hauptreaktionen  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\eta$  und  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  berechnen. Dieses Verfahren soll im Folgenden genauer vorgestellt werden.

Eine weiter Methode zur Luminositätsbestimmung stellt die Schottky-Methode dar. Diese stützt sich auf die Tatsache, dass die Strahlteilchen im Target einen Energieverlust erleiden. Ist die COSY-Hochfrequenz ausgeschaltet, lässt sich dieser Energieverlust nachweisen. Daraus lassen sich wiederum Rückschlüsse auf die Targetdichte machen, wodurch letztendlich eine Bestimmung der Luminosität möglich wird. Aufgrund der Tatsache, dass in der kontinuierlichen Rampe die COSY-Hochfrequenz eingeschaltet sein muss (siehe Kapitel 3.1), scheidet die Schottky-Methode an dieser Stelle aus. Für die festen Strahimpulse soll jedoch im Folgenden noch ein Vergleich

beider Verfahren angestellt werden.

#### 4.1 Akzeptanz der dp-elastischen Streuung

Die Ereignisse der dp-elastischen Streuung werden mit Hilfe der im Vorwärtssystem registrierten Deuteronen identfiziert. Diese verursachen einen deutlich geringeren Energieverlust als die  ${}^{3}$ He-Kerne und lösen daher nicht den Haupttrigger T1 aus. Stattdessen wird ein 999fach untersetzter Fd/OR-Trigger verwendet, der jedes 999ste im Vorwärtssystem auftretende für die Datenaufnahme freigibt. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts der dp-elastischen Streuung ist bei der Reaktion  $d+p\rightarrow d+p$  ausreichend Statistik für die Luminositätsbestimmung vorhanden. Die

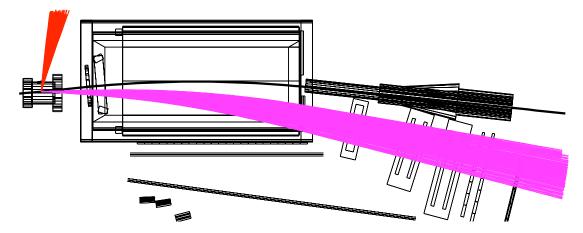


Abbildung 4.1: Simulation der dp-elastischen Streuung an ANKE aus der Vogelperspektive. Dargestellt sind sowohl die Teilchspuren der Deuteronen (magenta) als auch die der Protonen (rot). Es wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Teilchenspur des Deuterons innerhalb der Akzeptanz des Vorwärtsdetektorsystems verläuft.

registrierten Deuteronen streuen an den Protonen am Wechselwirkungspunkt. Dabei werden die in der Akzeptanz liegenden Deuteronen nur geringfügig ausgelenkt und verlieren nur sehr wenig Impuls. Ihre Spuren verlaufen nahe am Strahlrohr. Abbildung 4.1 zeigt die simulierten Teilchenspuren der dp-elastischen Streuung.

Mit Hilfe von Phasenraum-Simulationen lässt sich abschätzen, welcher Winkelbereich der gestreuten Deuteronen für weitere Betrachtungen in Frage kommt. Bereits an den Impulsellipsen in Abbildung 4.2 lässt sich ablesen, dass eine Akzeptanz für die dp-elastische Streuung nur für einen geringen Winkelbereich von vorwärts gestreuten Deuteronen gegeben ist. Die beiden unteren Bilder zeigen, dass die Bahnen der Deuteronen, die im Laborsystem unter einem Winkel von weniger als 4,5° oder mehr als 10,5° gestreut werden, nicht mehr innerhalb der Akzeptanz des Vorwärtsdetektors verlaufen. Der schmale Winkelbereich beruht auf der großen Impulsellipse.

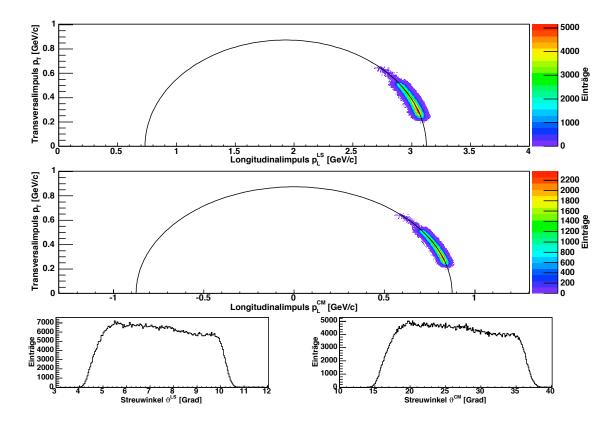


Abbildung 4.2: Phasenraum-Simulationen der dp-elastischen Streuung. Im ersten Bild ist der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls im Laborsystem aufgetragen. Zusätzlich ist die berechnete Impulsellipse eingezeichnet, die bei der Zwei-Teilchen-Kinematik erwartet wird. Das zweite Bild ist eine analoge Darstellung im Schwerpunktsystem. Die unteren Bilder zeigen Einträge in Abhängigkeit vom Streuwinkel des Deuterons im Laborsystem (links) und Schwerpunktsystem (rechts). Für sämtliche Ereignisse wurde gefordert, dass sie innerhalb der Akzeptanz des Vorwärtsdetektors liegen.

Die Größe der Impulsellipse erklärt sich durch die Tatsache, dass bei dieser Reaktion keine Masse erzeugt wird. Da die Impulse der einlaufenden beziehungsweise auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem betragsmäßig gleich groß sein müssen, ist bei der Zwei-Teilchen-Kinematik dieser Reaktion die resultierende Impulsellipse folglich groß, so dass nur ein geringer Teil davon im Vorwärtsdetektor registriert werden kann.

Aus den Informationen über die Streuwinkel der Deuteronen lässt sich nach Gleichung 1.25 das Intervall des Impulsübertrags bestimmen, das sich für die Luminositätsbestimmung verwenden lässt. In Abbildung 4.3 ist der Impulsübertrag

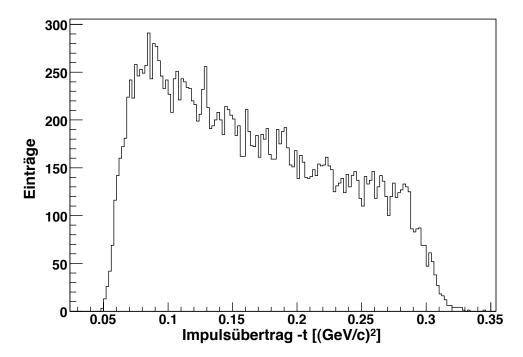


Abbildung 4.3: Verteilung des Impulsübertrags der Deuteronen nach Phasenraum-Simulationen..

der Deuteronen dargestellt. Daraus ist abzulesen, dass nur Ereignisse in einem Impulsübertragsintervall  $0.05 \, (\mathrm{GeV/c})^2 < -t < 0.32 \, (\mathrm{GeV/c})^2$  akzeptiert werden. Zur Bestimmung der Luminosität werden Referenzdaten der differentiellen Wirkungsquerschnitte der dp-elastischen Streuung benötigt. Diese sollten möglichst gut den Impulsübertragsbereich aus Abbildung 4.3 wiedergeben.

### 4.2 Referenzdaten zur dp-elastischen Streuung

Für die Wirkungsquerschnitte der dp-elastischen Streuung existiert eine breite Datenbasis [Bos72, D<sup>+</sup>68, G<sup>+</sup>91, I<sup>+</sup>83, V<sup>+</sup>88, W<sup>+</sup>80]. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Referenzdatensätze sind Abhängigkeit vom Impulsübertrag in Abbil-

dung 4.4 aufgetragen. Eingezeichnet ist dort außerdem die Fitkurve (durchgezogene Linie), welche an die Daten angelegt wurde, zusammen mit ihren Unsicherheiten (gestrichelte Linien). Die Fitfunktion f(t) wurde parametrisiert durch:

$$f(t) = e^{a+b\cdot t + c\cdot t^2} \frac{\mu \mathbf{b}}{(\text{GeV/c})^2}.$$
(4.2)

Die senkrechten Linien indizieren den Bereich des Impulsübertrags, der innerhalb der Detektorakzeptanz von ANKE liegt (schwarz), sowie den Bereich, der tatsächlich für die Bestimmung der Luminosität verwendet wurde (blau). Der Bereich  $0.06(\text{GeV/c})^2 < -t < 0.08(\text{GeV/c})^2$  wurde aufgrund großer systematischer Unsicherheiten bei der Akzeptanzbestimmung außer Acht gelassen.

Die Parameter der Fitfunktion sowie ihre Unsicherheiten wurden mit Hilfe des ROOT-Programmpakets bestimmt zu

$$a = (12, 458 \pm 0, 012)$$

$$b = (-27, 40 \pm 0, 23) \cdot \frac{1}{(\text{GeV/c})^2}$$

$$c = (27, 10 \pm 0, 67) \cdot \frac{1}{(\text{GeV/c})^4}$$

Im relevanten Bereich des Impulsübertrags fallen die differentiellen Wirkungsquerschnitte sehr steil ab. Dies hat zur Folge, dass die Genauigkeit der rekonstruierten integrierten Luminosität sehr empfindlich auf die Kenntnis des Impulsübertrags ist. Dieser hängt wiederum direkt mit dem Streuwinkel der Teilchen zusammen. Eine systematische Abweichung des Streuwinkels im Laborsystem von  $0,1^{\circ}$  führt im Mittel zu einer systematischen Abweichung des Impulsübertrags von  $0,0175\,({\rm GeV/c})^2$ . Damit verändert sich natürlich auch der aus den Referenzdaten bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt der dp-elastischen Streuung. Diese systematische Abweichung beträgt ungefährt 15% und muss als Unsicherheit bei der Normierung der Daten berücksichtig werden.

Eine ausführlichere Beschreibung der Kalibrierung der Impulsrekonstruktion sowie ihre Restriktionen findet sich in [Mer07].

#### 4.3 Identifikation der dp-elastischen Streuung

Aufgrund des geringen Impulsübertrags, den die registrierten Deuteronen bei der dp-elastischen Streuung verursachen, ist ihr Impuls kaum geringer als vor dem Streuprozess. Da keine anderen Reaktionen Ejektile mit einem derart hohen Impuls hervorbringen, wird im Impulsspektrum ein nahezu untergrundfreies Signal von diesen Teilchen erwartet. Zunächst werden in der Analyse die Viererimpulse der Deuteronen rekonstruiert. Im damit bestimmten Missing Mass Spektrum muss daraufhin ein Peak bei der Masse des Protons zu finden sein.

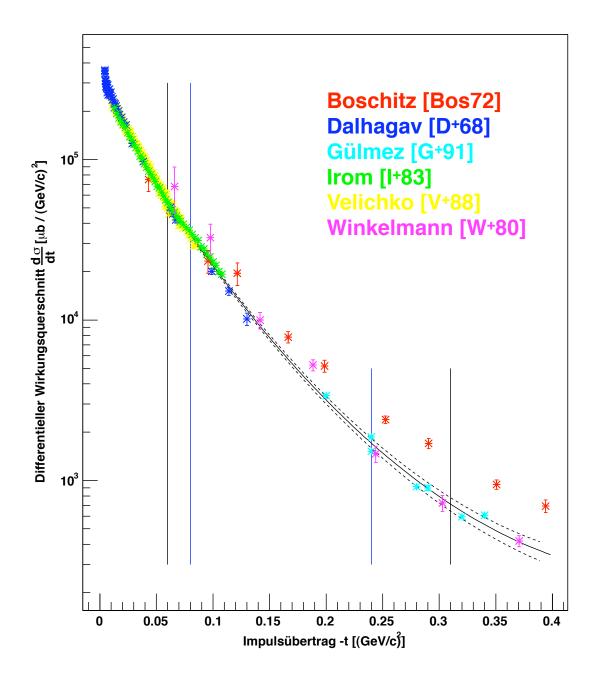


Abbildung 4.4: Referenzdatenbasis für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der dp-elastischen Streuung [Bos72, D<sup>+</sup>68, G<sup>+</sup>91, I<sup>+</sup>83, V<sup>+</sup>88, W<sup>+</sup>80]. Aufgetragen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  in Abhängigkeit vom Impulsübertrag -t. Die senkrechten schwarzen Linien kennzeichnen den Impulsübertragsbereich, der innerhalb der Detektorakzeptanz von ANKE liegt, die blauen Linien den Bereich, der tatsächlich für die Bestimmung der Luminosität verwendet wurde. Außerdem dargestellt ist der Fit (durchgezogene Linie) an die Daten zusammen mit seinen Unsicherheiten (gestrichelte Linie).

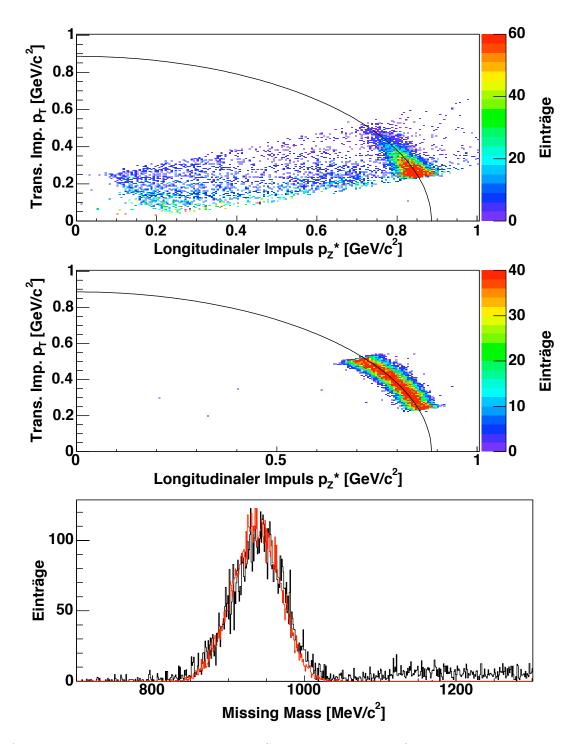


Abbildung 4.5: Die Impulsellipsen im Schwerpunktsystem für die gemessenen Daten (oberes Bild) und Phasenraum-Simulationen (mittleres Bild). Aufgetragen ist dort jeweils der transversale Impuls gegen den longitudinalen Impuls sowie die berechnete Ellipse, die sich nach Zwei-Teilchen-Kinematik ergibt (schwarze Linie). Das untere Bild zeigt die Missing Mass-Verteilung der Deuteronen für gemessene (schwarz) und simulierte Daten (rot).

Abbildung 4.5 zeigt die Impulsellipsen der Deuteronen im Schwerpunktsystem sowohl für gemessene als auch simulierte Daten. Bei den gezeigten Daten handelt es sich um ein vier Sekunden langes Intervall aus der kontinuierlichen Rampe. Im obersten Bild ist zu erkennen, dass die gemessenen Daten auf der erwarteten Impulsellipse liegen. Diese wurde im Rahmen der Zwei-Teilchen-Kinematik berechnet. Es findet sich ein Signal der dp-elastischen Streuung, das nahezu frei von Untergrund ist und dementsprechend auch ohne eine weitere umfangreiche Untergrundanalyse ausgewertet werden kann. Außerdem steht es in guter Übereinstimmung mit den Phasenraum-Simulationen (mittleres Bild). Im unteren Bild von Abbildung 4.5 ist die Missing Mass-Verteilung der Deuteronen dargestellt. Hier zeigt sich in den gemessenen Daten (schwarz) ein klares Signal bei der Masse des Protons, welches sehr gut mit den Phasenraum-Simulationen (rot) übereinstimmt. Im Bereich dieses Signals ist nahezu kein Untergrund vorhanden.

In dieser Betrachtung werden nur Daten verwendet, die mit dem Trigger T2 verknüpft sind. Die Untersetzung dieses Triggers muss bei weiteren Schritten zur Bestimmung der Luminosität berücksichtigt werden Wie in Abbildung 4.5 ersichtlich ist, wurden ausreichend Daten für die dp-elastische Streuung gewonnen, um eine Missing Mass-Analyse durchzuführen. Dieses Verfahren lässt sich auf jedes Intervall der kontinuierlichen Rampe mit der Breite von einer Sekunde anwenden.

### 4.4 Bestimmung der integrierten Luminosität

In Kapitel 4.3 wurde gezeigt, dass die dp-elastische Streuung gut identifiziert werden kann. Dort wurde bereits eine Vorselektion der Daten durchgeführt. Auch im Folgenden werden nur Ereignisse betrachtet, die mit der Triggervariablen T2 verknüpft sind. Diese Ereignisse werden nach dem jeweiligen Zeitintervall in der kontinuierlichen Rampe zusammengefasst. Zur Betrachtung dieser Daten werden hier im Folgenden Zeitintervalle mit einer Länge von vier Sekunden verwendet.

Zunächst wird für jedes Zeitintervall das Missing Mass-Signal der dp-elastischen Streuung für einzelne Intervalle des Impulsübertrags ausgezählt. Die Zahl dieser Ereignisse wird sowohl für gemessene als auch für simulierte Daten gegen den Impulsübertrag aufgetragen. Dies ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Mit Hilfe der Parametrisierung der Referenzdaten in Abschnitt 4.2 ist es möglich, nach Gleichung 4.3 den durchschnittlichen differentiellen Wirkungswirkungsquerschnitt für jedes Intervall des Impulsübertrags  $[t_1, t_2]$  zu bestimmen.

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1,t_2]} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{\text{Ref}} dt \tag{4.3}$$

Die Effizienz des Detektorsystems wurde bereits in der Analyse als reziprokes Gewicht für jedes Ereignis mit einbezogen. Die integrierte Luminosität berechnet sich

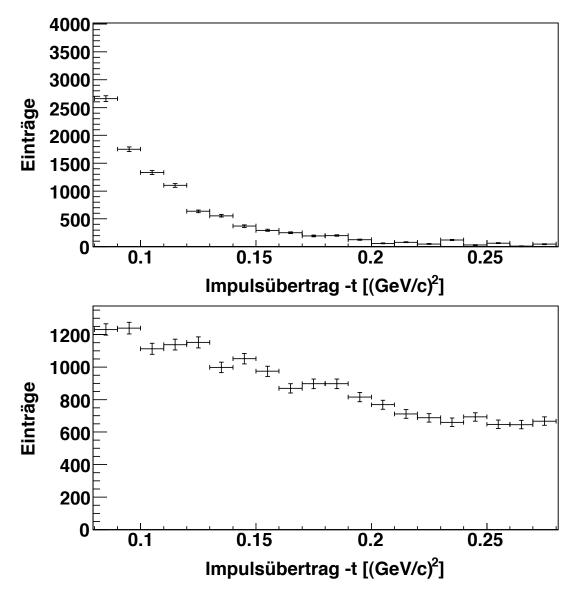


Abbildung 4.6: Die Zahl der Ereignisse der dp-elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag für ein vier Sekunden langes Intervall aus der kontinuierlichen Rampe. Es sind nur vom Detektorsystem akzeptierte Ereignisse dargestellt für gemessene Daten (oberes Bild) und Phasenraum-Simulationen (unteres Bild).

damit zu:

$$L_{\text{int}} = \left(\frac{N_{\text{generiert}}^{\text{total}}}{4p_f^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1, t_2]}} \cdot \frac{N_{\text{analysiert}}^{[t_1, t_2]}}{N_{\text{simuliert}}^{[t_1, t_2]}}\right) \cdot \frac{1}{\mu_{\text{Totzeit}}}$$
(4.4)

Dabei werden die folgenden Größen verwendet:

- $\bullet~N_{\rm generiert}^{\rm total}$ : Die Gesamtanzahl der Ereignisse, die für die Phasenraum-Simulation generiert wurden.
- $N_{\text{analysiert}}^{[t_1,t_2]}$ : Die Anzahl an gemessenen Ereignissen, die im Intervall des Impulsübertrags  $[t_1,t_2]$  im Detektorsystem registriert wurden.
- $N_{\text{simuliert}}^{[t_1,t_2]}$ : Die Anzahl an simulierten Ereignissen, die sich im Intervall des Impulsübertrags  $[t_1,t_2]$  und innerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems liegen.
- $p_f$ : Der Impuls der Deuteronen im Schwerpunktsystem. Dieser ergibt sich aus der Energie und entspricht dem Radius der Impulsellipse.
- $\frac{1}{\mu_{\text{Totzeit}}}$ : Der Totzeitfaktor wird erst bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der untersuchten Reaktion berücksichtigt. Für die Reaktion  $d+p \rightarrow$   $^{3}\text{He}+\eta$  ist dies in [Mer07] behandelt worden. Dort findet sich auch eine ausführlichere Beschreibung über die Bestimmung des Totzeitfaktors.

Mit Hilfe von Gleichung 4.4 und den in Abbildung 4.6 dargestellten Ereignisraten lässt sich die integrierte Luminosität in Abhängigkeit vom Impulsübertrag bestimmen. Die Luminosität in Abhängigkeit vom Impulsübertrag ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Unter optimalen Bedingungen ist die Luminosität für jedes Intervall des Impulsübertrags gleich. Daher sollten die auftretenden Schwankungen rein statistischer Natur sein. Dementsprechend wurde auch in Abbildung 4.7 ein horizontaler Fit an die Daten angelegt, um die integrierte Luminosität für dieses Zeitintervall zu rekonstruieren.

Mit dieser Methode lässt sich die integrierte Luminosisät für jedes einzelne Zeitintervall aus der kontinuierlichen Rampe rekonstruieren. Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der integrierten Luminosität in Abhängigkeit vom Zeitpunkt in der kontinuierlichen Rampe. Diese bleibt über die gesamte kontinuierliche Rampe hinweg nahezu konstant. Aufgrund des hohen Totzeitfaktors und der dadurch begrenzten Anzahl an Ereignissen, die von der Datenaufnahme gespeichert werden können, entspricht dieses Verhalten den Erwartungen.

Für den Fit an die Daten, der auch in Abbildung 4.8 eingezeichnet ist, wurde ein Polynom dritten Grades verwendet.

$$L_{\text{int}} = (a + b \cdot \tau + c \cdot \tau^2 + d \cdot \tau^3) \cdot \frac{\Delta \tau_{\text{Rampe}}}{\mu_{Totzeit}} \cdot \frac{1}{\mu b} \frac{1}{s}$$
 (4.5)

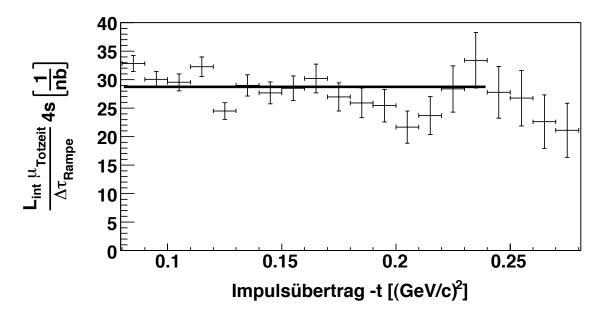


Abbildung 4.7: Die integrierte Luminosität in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Zusätzlich eingezeichnet ist ein horizontaler Fit an die Daten. Die Intervallbreite des Impulsübertrags beträgt  $0,01\,({\rm GeV/c})^2$ . Eine Totzeitkorrektur wurde nicht vorgenommen.

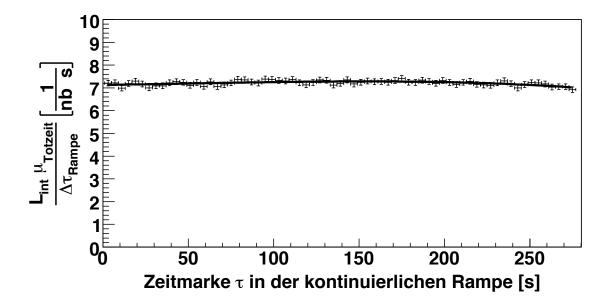


Abbildung 4.8: Die integrierte Luminosität ohne Korrektur auf die Totzeit in Abhängigkeit vom Zeitpunkt in der kontinuierlichen Rampe. Zusätzlich eingezeichnet ist der Fit an diese Daten.

Die Fitfunktion ist durch Gleichung 4.5 gegeben. Darin wird die integrierte Luminosität  $L_{\rm int}$  in Abhängigkeit von der Zeitmarke  $\tau$  in der kontinuierlichen Rampe sowie der Breite des Zeitintervalls  $\Delta \tau_{\rm Rampe}$  bestimmt. Mit Hilfe des MINUIT-Pakets, welches in ROOT enthalten ist, wurden die zu dieser Fitfunktion gehörenden Parameter sowie ihre Unsicherheiten bestimmt.

$$a = (7, 129 \pm 0, 062)$$

$$b = (1, 08 \pm 1, 94) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s}$$

$$c = (5, 7 \pm 16, 2) \cdot 10^{-6} \frac{1}{s^2}$$

$$d = (-40, 2 \pm 38, 3) \cdot 10^{-9} \frac{1}{s^3}$$

Man erkennt in Abbildung 4.8 sofort, dass die vorliegenden Daten dadurch sehr gut beschrieben werden.

Wie in Kapitel 4.2 erwähnt, liegt die totale systematische Unsicherheit der Luminositätsbestimmung aufgrund einer möglichen systematischen Abweichung des Streuwinkels der Deuteronen bei 15%. Diese Unsicherheit bezieht sich lediglich auf die Höhe des Verlaufs der integrierten Luminosität. Die Lage der einzelnen Datenpunkte relativ zueinander ist davon nicht betroffen.

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte weiterer Reaktionen bedeutet dies, dass diese Datenpunkte ebenfalls nur in der Höhe ihres Verlaufs von einer Unsicherheit von 15% betroffen sind, nicht aber in der Lage der Datenpunkte relativ zueinander. Für die Reaktion  $d+p \to {}^{3}\text{He} + \eta$  wurde dies in [Mer07] bereits durchgeführt. Der Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p \to {}^{3}\text{He} + \eta$  mit früheren Untersuchungen dieser Reaktion zeigt eine gute Übereinstimmung. Die hohe Präzision bei Zeitauflösung der kontinuierlichen Rampe macht die präzise Luminositätsbestimmung in Abhängigkeit von der Zeit erforderlich. Die geforderte Qualität wurde mit dem vorgestellten Verfahren voll erreicht. Dies war von zentraler Bedeutung für das Gelingen der Analyse der Reaktion  $d+p \to {}^{3}\text{He} + \eta$  [M+07].

Neben der kontinuierlichen Rampe wurden auf die gleiche Weise auch die Luminositäten für die festen Strahlimpulse bestimmt. Diese finden sich in Tabelle 4.1.

Strahlimpuls [GeV/c]	integrierte Luminosität $\left[\frac{1}{nb \cdot s}\right]$
3,224	$531,386 \pm 5,721$
3,308	$531,204 \pm 5,721$
3,391	$167,284 \pm 2,059$

Tabelle 4.1: Die integrierte Luminosität für die festen Strahlimpulse ohne Korrektur auf die Totzeit.

# 4.5 Vergleich der Luminositätsbestimmung mit der Schottky-Methode

Die Schottky-Methode stellt eine weitere Möglichkeit dar, die integrierte Luminosität zu bestimmen, und basiert nicht auf dem Vergleich einer bekannten Reaktion mit Referenzdaten. Stattdessen wird der Energieverlust bestimmt, den die Teilchen des Beschleunigerstrahls im Clusterjet-Target erleiden. Solche Energieverluste wirken sich auf das Spektrum der Umlauffrequenz der Teilchen des Beschleunigerstrahls aus. Über einen Beschleunigerparameter und die Bethe-Bloch-Formel lässt sich schließlich die Luminosität bestimmen, sofern die Strahldichte gut bekannt ist. Dieses Verfahren ist in [Z<sup>+</sup>96, H<sup>+</sup>08] genauer beschrieben. Zur Aufnahme der Schottky-Spektren muss jedoch die Hochfrequenz von COSY, mit deren Hilfe die Strahlteilchen beschleunigt werden, ausgeschaltet werden. Da der Strahl während der kontinuierlichen Rampe weiter beschleunigt werden muss, kommt eine Anwendung der Schottky-Methode an dieser Stelle nicht in Frage. Anders ist dies dagegen bei den festen Strahlimpulsen, bei denen ebenfalls gemessen wurde.

Ein Vergleich der Luminositätsbestimmung mit der dp-elastischen Streuung und der Schottky-Methode wurde von Irakli Keshelashvili durchgeführt. Das Ergebnis zeigte eine gute Übereinstimmung mit der hier durchgeführten Luminositätsbestimmung. Jedoch sind die rekonstruierten Luminositäten aus der Schottky-Methode mit einem größeren Fehler behaftet [Kes07]. Aktuelle Untersuchungen zur Schottky-Methode bei Proton-Proton-Streureaktionen [H<sup>+</sup>08] zeigen jedoch ein deutlich besseres Bild. Dort konnte die Luminosität mit Hilfe der Schottky-Methode mit einer Unsicherheit von weniger als 5% rekonstruiert werden. Dabei lieferte diese Methode ein deutlich besseres Ergebnis gegenüber der pp-elastischen Streuung, welche mit einer Unsicherheit von 12% behaftet war.

Zwar lassen sich mit der Schottky-Methode nicht die Luminositäten in der kontinuierlichen Rampe bestimmen, jedoch liefert sie dank der festen Strahlimpulse eine gute Bestätigung der Luminositätsbestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung.

## Kapitel 5

# Untersuchung der Reaktion $\mathbf{d}+\mathbf{p}\rightarrow^{3}\mathbf{He}+\pi^{0}$

Die Energien, bei denen die untersuchten Daten aufgenommen wurden, befinden sich in der Nähe der  $\eta$ -Produktionsschwelle. Zum einen wurde bei drei festen Strahlimpulsen gemessen, welche zu den Überschussenergien  $Q=20,40,60\,\mathrm{MeV}$  der Reaktion  $\mathrm{d}+\mathrm{p}\to^3\mathrm{He}+\eta$  korrespondieren. Zum anderen wurde eine kontinuierliche Rampe verwendet, welche unterhalb der  $\eta$ -Produktionsschwelle begann und oberhalb von ihr endete. Durch den Aufbau und die Triggerbedingungen wurden neben der Reaktion  $\mathrm{d}+\mathrm{p}\to^3\mathrm{He}+\eta$  diverse weitere Reaktionen, darunter insbesondere die Pionen-Produktionen am  $^3\mathrm{He}$ -Kern, gemessen. Bei der Untersuchung dieser Reaktionen können viele Zusammenhänge, die bei früheren Messungen noch ungeklärt blieben, weiter untersucht werden.

Ein gutes Beispiel dafür ist das kontrovers diskutierte  $\pi^0$ - $\eta$ -System. Bei früheren Untersuchungen der Reaktion  $d+p\to^3He+\eta$  wurde direkt an der Produktionsschwelle ein Einbruch der Zählrate für die Reaktionen  $d+p\to^3He+X$  und damit auch für die  $\pi^0$ -Produktion, ein so genannter Cusp-Effekt, beobachtet [Plo88]. Dieser Cusp-Effekt findet seine Ursache möglicherweise im Zerfall eines gebunden Zustands des  $^3He\eta$ -Systems in den  $^3He\pi^0$ -Kanal. Weitere unabhängige Messungen konnten dies jedoch nicht bestätigen [S+07]. In diesem Zusammenhang wird in dieser Arbeit die Reaktion  $d+p\to^3He+\pi^0$  untersucht. Bevor dieser Sachverhalt anhand der vorliegenden Daten überprüft werden kann, muss jedoch zunächst die  $\pi^0$ -Produktion bei der Analyse im Spektrum der  $^3He$ -Schwerpunktimpulse von ihrem Untergrund getrennt werden. Im Rahmen dieser Untergrundbeschreibung muss auch der ABC-Effekt, eine Abweichung der Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen vom Phasenraumverhalten, berücksichtigt werden und der ebenfalls Gegenstand aktueller Untersuchungen ist [Mie07].

Um ein Verständnis des Untergrunds zu gewinnen, werden im Folgenden nur Daten bei einem festen Strahlimpuls  $p_d=3,224\,\mathrm{GeV/c}$  betrachtet. Für die  $\eta$ -Produktion entspricht dies einer Überschussenergie von 20 MeV. Diese Daten bieten eine deutlich bessere Statistik als kurze Intervalle aus der kontinuierlichen Rampe

sowie einen sich nicht verändernden Strahlimpuls, wodurch sich die Analyse erleichtert

Ziel späterer Untersuchungen wird es sein, die gewonnenen Erkenntnisse auf die Daten aus der kontinuierlichen Rampe zu übertragen.

# 5.1 Die Reaktion d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup> im Bereich der $\eta$ -Produktionsschwelle

Die  $\eta$ -Produktion wurde bereits bei früheren Experimenten nahe der Produtkionsschwelle untersucht. Messungen an SATURNE zeigten dabei ein ungewöhnliches Verhalten für die Anregungsfunktion der Reaktion d+p $\rightarrow$ 3He+X direkt an der  $\eta$ -Produktionsschwelle. Dort zeigte sich ein Einbruch des Wirkungsquerschnitts, auch als Cusp-Effekt bezeichnet, welche möglicherweise auf einen Zerfall des gebundenen Zustands des  $^3$ He $\eta$ -Systems in den  $^3$ He $\pi^0$ -Kanal zurückzuführen ist. Nach [B+03] eignet sich die Reaktion d+p $\rightarrow$ 3He+ $\pi^0$ , um Rückschlüsse auf einen möglichen gebunden Zustand zwischen einem  $\eta$ -Meson und einem  $^3$ He-Kern zu machen. Bei der Darstellung der Produktionsamplitude der  $\pi^0$ -Produktion in Abhängigkeit vom Strahlimpuls sollte sich demnach nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle ein Cusp-Effekt zeigen.

Vergleichbare Untersuchungen wurden später an COSY-11 durchgeführt [S<sup>+</sup>07]. Dort konnte jedoch kein Cusp-Effekt im Kanal  $d+p \rightarrow {}^{3}He+X$  beobachtet werden.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.1 zeigt die Messungen von COSY-11 [S+07]. Aufgetragen sind die Einträge der Reaktionen  $d+p\to^3 He+X$  in Abhängigkeit vom Strahlimpuls. Dabei liefern nur die Reaktionen  $d+p\to^3 He+\pi^0$  und  $d+p\to^3 He+\eta$  einen Beitrag. Da COSY-11 eine deutlich größere Impuls- und Winkelakzeptanz als das SPES-IV Spektrometer hat, wurden bei der Analyse der Daten geeignete Schnitte für die Schwerpunktimpulse der  $^3 He-K$ erne eingesetzt, um so die Bedingungen von SPES-IV zu reproduzieren. Der Peak in dem Abbildung 5.1 entstammt der an der Stelle einsetzenden  $\eta$ -Produktion. Die gestrichelte Linie zeigt die Form der gleichen Kurve, wie sie mit dem nach [Plo88] erwarteten Cusp-Effekt aussehen würde. Dort ist eine deutliche Senke direkt vor der  $\eta$ -Produktionsschwelle zu erkennen. Die COSY-11 Daten geben dieses Verhalten jedoch nicht wieder. Auch bei separater Betrachtung der Produktionsamplitude der Reaktion  $d+p\to^3 He+\pi^0$  wurde keine besondere Struktur nahe der  $\eta$ -Schwelle beobachtet.

Weitere Untersuchungen sollen zeigen, ob dieser Cusp-Effekt mit den vorliegenden Daten an ANKE beobachtet wurde.

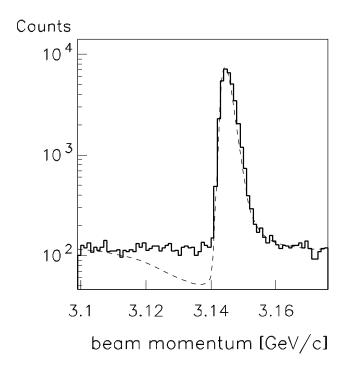


Abbildung 5.1: Einträge der Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^{3}He+X$   $(X=\pi^{0},\eta)$  in der Nähe der  $\eta$ -Produktionsschwelle. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse von COSY-11 [S<sup>+</sup>07]. Die gestrichelte Linie zeigt die Form dieser Kurve, wie sie mit dem nach [Plo88] erwarteten Cusp-Effekt aussehen sollte.

### 5.2 Akzeptanz der Reaktion $d+p\rightarrow^3He+\pi^0$

Wie bereits früher erwähnt, wurden die vorliegenden Daten im Energiebereich nahe der Produktionsschwelle der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\eta$  aufgenommen. Aufgrund der deutlich geringeren Masse des  $\pi^{0}$ -Mesons gegenüber dem  $\eta$ -Meson ist die Überschussenergie Q der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  in diesem Bereich des Strahlimpulses verhältnismäßig groß. In Abhängigkeit von der Überschussenergie der  $\eta$ -Produktion beträgt sie:

$$Q_{\pi^0} = Q_n + m_n - m_{\pi^0} = Q_n + 412,32 \,\text{MeV}.$$
 (5.1)

Das Magnetspektrometer ANKE besitzt im Vorwärtssystem lediglich eine stark eingeschränkte Akzeptanz für Transversalimpulse. Da der Radius der Impulsellipse mit  $\sqrt{Q}$  ansteigt, ist er für die  $\pi^0$ -Produktion groß. Dies hat zur Folge, dass speziell für die im Schwerpunktsystem nahezu senkrecht zur Strahlachse emittierten  $^3$ He-Kerne Akzeptanzlücken entstehen. Abbildung 5.2 verdeutlicht dies.

Aus der Impulsellipse im Schwerpunktsystem aus den gemessenen Daten in Abbildung 5.3 ist ersichtlich, dass für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  im Schwerpunktsystem nur Ereignisse mit vorwärts oder rückwärts gestreuten  ${}^{3}He$ -Kernen registriert

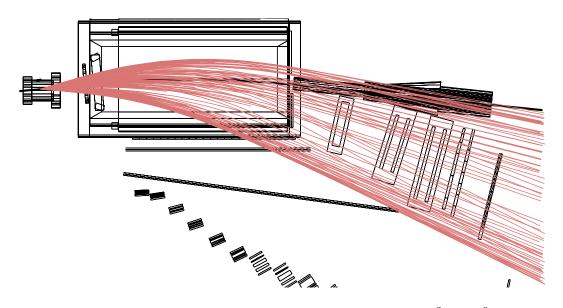


Abbildung 5.2: Phasenraum-Simulation für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  an ANKE bei der Überschussenergie  $Q=432,32\,\mathrm{MeV}$  ( $Q_{\eta}=20\,\mathrm{MeV}$ ). Die Spuren werden ohne Rücksicht auf die Detektorakzeptanz dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die  ${}^{3}He$ -Kerne mit einem hohen Transversalimpuls den Vorwärtsdetektor verfehlen.

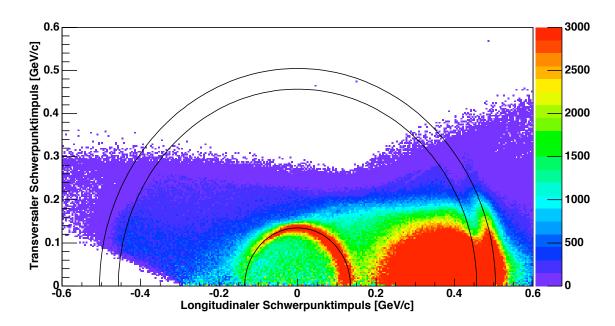


Abbildung 5.3: Die gewichtete Impulsellipse im Schwerpunktsystem gemessener Daten. Aufgetragen ist der transversale gegen den longitudinalen Schwerpunktimpuls. Die schwarzen Halbkreise kennzeichnen von innen nach außen den errechneten Impuls der  $^3$ He-Kerne aus der  $\eta$ -Produktion, das kinematische Limit der Zwei-Pionen-Produktion und den errechneten Impuls aus der  $\pi^0$ -Produktion.

werden. Es kann festgestellt werden, dass die Ereignisdichte bei einer Gleichverteilung im Phasenraum nicht konstant ist, sondern stattdessen proportional zum Transversalimpuls. Um dies zu korrigieren, sind die Ereignisse in Abbildung 5.3 mit dem reziproken Wert des Transversalimpulses gewichtet. Außerdem ist dort sofort abzulesen, dass die Dichte der <sup>3</sup>He-Ereignisse in Vorwärtsrichtung deutlich größer ist. Der zu erwartende Untergrund taucht im Spektrum der Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne auf und entstammt in erster Linie der Aufbruchreaktion des Deuterons  $d+p \rightarrow p+p+n$  (siehe Kapitel 5.3.1) sowie den Zwei-Pionen-Produktionen  $d+p \rightarrow ^3 He + \pi^0 + \pi^0$  und  $d+p \rightarrow ^3 He + \pi^0 + \pi^0$  (siehe Kapitel 5.3.1).

Um ein noch genaueres Bild von der Akzeptanz der  $\pi^0$ -Produktion zu bekommen, ist es sinnvoll, den Streuwinkel  $\vartheta^*$  der <sup>3</sup>He-Kerne im Schwerpunktsystem in einer  $\cos \vartheta^*$ -Verteilung zu betrachten. In Abbildung 5.4 ist diese für Phasenraum-Simulationen dargestellt.

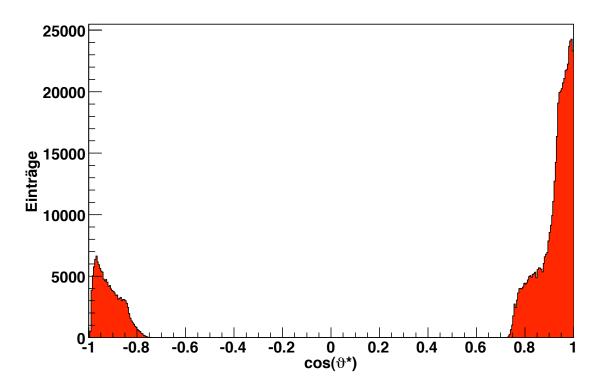


Abbildung 5.4: Die  $\cos \vartheta^*$ -Verteilung <sup>3</sup>He-Kerne im Schwerpunktsystem nach Phasenraum-Simulationen.

Während nach Abbildung 5.4 eine große Menge an vorwärts gestreuten  ${}^{3}$ He-Kernen registriert wurde, ist die Zahl der rückwärts gestreuten Teilchen eher gering. Außerdem wird anhand dieses Bildes ersichtlich, dass es für die Analyse der  $\pi^{0}$ -Produktion ausreichend ist, sich auf die Bereiche  $+0,8 < \cos \vartheta^{*} < +1,0$  beziehungsweise  $-1,0 < \cos \vartheta^{*} < -0,8$  zu beschränken.

# 5.3 Untergrundbeschreibung bei der Reaktion $\mathbf{d}+\mathbf{p}\rightarrow^{3}\mathbf{He}+\pi^{0}$

Im Falle der Hauptreaktion wurde die kontinuierliche Rampe benutzt, um den Untergrund unter dem  $\eta$ -Signal im Missing Mass-Spektrum zu beschreiben. Unterhalb der Produktionsschwelle zeigen sich in diesem Spektrum nur Einträge der Untergrundreaktionen, jedoch keine der Hauptreaktion. Untersuchungen des Untergrunds haben gezeigt, dass dieser sein qualitatives Verhalten über den Energiebereich der Rampe nicht ändert. Die unterschwelligen Daten konnten so analysiert werden, als wären sie bei einer positiven Überschussenergie aufgenommen werden. Dadurch war eine vollständige Beschreibung des Untergrunds im Missing Mass-Spektrum möglich. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [Mer07].

Da alle Daten für die Reaktion  $d+p \rightarrow ^3He+\pi^0$  weit oberhalb der Produktionsschwelle aufgenommen wurden (vergleiche Kapitel 5.2), kommt dieses Verfahren jedoch nicht in Frage. Monte-Carlo Simulationen stellen eine Möglichkeit dar, den Untergrund unter dieser Reaktion mit hoher Qualität zu beschreiben. Abbildung 5.5

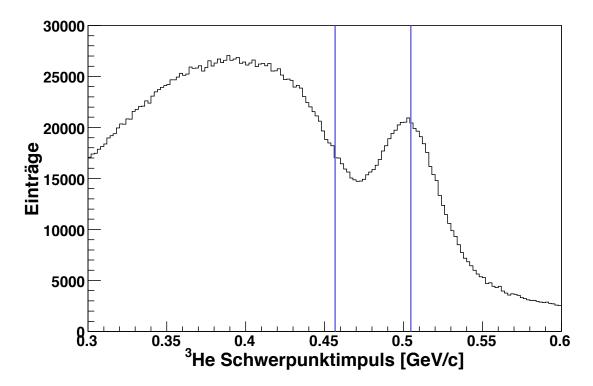


Abbildung 5.5: Schwerpunktimpulse der  ${}^{3}$ He-Kerne für  $+0, 8 < \cos \vartheta^{*} < +1, 0$ . Die blauen Linien kennzeichnen von rechts nach links den errechneten Impuls der  ${}^{3}$ He-Kerne aus der  $\pi^{0}$ -Produktion sowie das kinematische Limit der Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen.

zeigt die Impulse der <sup>3</sup>He-Kerne im Schwerpunktsystem. Entsprechend der Akzep-

tanzbetrachtungen in Kapitel 5.2 ist der betrachtete Winkelbereich begrenzt durch  $+0, 8 < \cos \vartheta^* < +1, 0$ . Zusätzlich ist dort der berechnete Schwerpunktimpuls der  ${}^{3}$ He-Kerne eingezeichnet, welche aus der Reaktion  $d+p \to {}^{3}$ He  $+\pi^{0}$  stammen. Ein klarer Peak der  $\pi^{0}$ -Produktion ist erkennbar. Dieser sitzt jedoch auf einer Untergrundverteilung, welche im Folgenden genauer analysiert wird. Für die Spektren der  ${}^{3}$ He-Schwerpunktimpulse wurde in diesem Kapitel, sofern nicht anders angegeben, in der Analyse die Forderung  $+0, 8 < \cos \vartheta^* < +1, 0$  gestellt.

#### 5.3.1 Simulation der Untergrundreaktionen

Die Extraktion des  $\pi^0$ -Peaks erfordert eine genaue Kenntnis über das Verhalten des Untergrunds. Ein erster Ansatz könnte darin bestehen, eine Fitfunktion zu bestimmen, die den Untergrund auf beiden Seiten abseits des Peaks beschreibt. Die Einträge, die sich im Spektrum der Schwerpunktimpulse unterhalb dieser Funktion befinden, würden anschließend schlicht weg geschnitten werden. Es steht jedoch keineswegs fest, dass der Untergrund direkt unter dem  $\pi^0$ -Peak einer statistischen Verteilung folgt. Insbesondere in Anbetracht des in Kapitel 5.3.3 beschriebenen ABC-Effekts muss in diesem Bereich davon ausgegangen werden, dass es sich möglicherweise um eine physikalische Verteilung handelt, die mit einer Ausgleichskurve nicht beschreibbar ist.

Eine elegantere Beschreibung des Untergrunds besteht darin, die beitragenden Untergrundreaktionen zu simulieren. Hierzu muss jede einzelne Reaktion untersucht werden, die einen Beitrag leistet. Zunächst werden Ereignisse der einzelnen Reaktionen mit Hilfe von PLUTO [Kag00] nach Phasenraum generiert. Die generierten Ereignisse werden daraufhin mit dem auf Geant4 [A+03] basierenden Programmpaket Ad07 [Har05] simuliert und in ein Format überführt, in welches auch die gemessenen Daten überführt werden. Dies ermöglicht es, die simulierten Daten die gleiche Analyse durchlaufen zu lassen, die auch für die experimentellen Daten verwendet wurde. Nur auf diese Weise ist es möglich, einen Vergleich zwischen Simulationen und experimentellen Daten anzustellen.

Die Simulationen müssen anschließend der Höhe nach skaliert werden, um eine Beschreibung des gesamten Untergrunds zu finden (siehe Kapitel 5.3.2). Diese wird am Ende von der Verteilung in Abbildung 5.5 abgezogen, so dass nur noch der Peak  $\pi^0$ -Produktion zurück bleibt.

#### Die Aufbruchreaktion des Deuterons

Da es sich bei dem  $\pi^0$  um das leichteste der Mesonen handelt, können die Einträge bei hohen Impulsen jenseits des  $\pi^0$ -Peaks nicht aus weiteren Mesonenproduktionen an  $^3$ He-Kernen stammen. Stattdessen werden an dieser Stelle Protonen als  $^3$ He-Kerne fehlidentifiziert. Diese entstammen der Aufbruchreaktion  $d+p\to p+p+n$ . Die Impulsrekonstruktion, die sich auf die Krümmung der Teilchenbahnen im Magnetfeld des D2-Magneten stützt (vergleiche Kapitel 3.2), ist auf die Rekonstruktion der Teil-

chenbahnen der  ${}^{3}$ He-Kerne ausgelegt. Da die Protonen nur die Hälfte der Ladung der  ${}^{3}$ He-Kerne besitzen, werden sie im Magnetfeld durch die Lorentzkraft auch weniger stark ausgelenkt. Bei der Impulsrekonstruktion wird nicht zwischen Protonen und  ${}^{3}$ He-Kernen unterschieden. Der Impuls wird allein auf Basis der Teilchenspur zugewiesen und es wird vorausgesetzt, dass es sich um einen  ${}^{3}$ He-Kern handelt. Dementsprechend werden dem Teilchen Masse und Ladung des  ${}^{3}$ He-Kerns zugewiesen. Dies hat zur Folge, dass sämtliche Protonen, die im Vorwärtssystem registriert werden, mit doppeltem Impuls rekonstruiert werden. Da bei der Aufbruchsreaktion lediglich die Bindungsenergie des Deuterons ( $B=2,225\,\mathrm{MeV}$  [PRSZ04]) überwunden werden muss, liegt das kinematische Limit dieser Reaktion bei sehr hohen Impulsen. Daher und aufgrund der Drei-Teilchen-Kinematik finden sich die Ereignisse im gesamten Spektrum bis hin zu sehr hohen Schwerpunktimpulsen wieder.

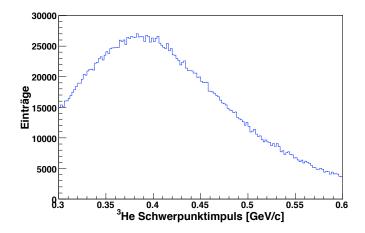


Abbildung 5.6: Verteilung der Schwerpunktimpulse der Aufbruchreaktion des Deuterons  $d+p\rightarrow p+p+n$ . Die Einträge stammen von als  ${}^{3}$ He-Kerne fehlidentifizierten Protonen.

Abbildung 5.6 zeigt die simulierte Impulsverteilung dieser Reaktion im Schwerpunktsystem. Die Skalierung wurde zunächst willkürlich gewählt und wird in Kapitel 5.3.2 weiter angepasst.

#### Die Pionen-Produktionen

Da das kinematische Limit der Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen nach Abbildung 5.5 bei deutlich niedrigeren Schwerpunktsimpulsen als die  $\pi^0$ -Produktion liegt, sollte aus diesen Reaktionen eigentlich kein Beitrag zum Untergrund zu erwarten sein. Durch die begrenzte Impulsauflösung des Detektorsystems überschneiden sich aber dennoch der  $\pi^0$ -Peak und die Verteilungen der Zwei-Pionen-Produktionen. Daher ist es notwendig, die Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^3He+\pi^++\pi^-$  und  $d+p \rightarrow {}^3He+\pi^0+\pi^0$  zu simulieren und bei der Beschreibung des Untergrunds zu berücksichtigen. Frühere Messungen zu diesen Reaktionen im betrachteten Energiebereich haben gezeigt, dass

die differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $\pi^+\pi^-$ -Produktion etwa doppelt so groß sind wie die der ungeladenen Pionen [B<sup>+</sup>06].

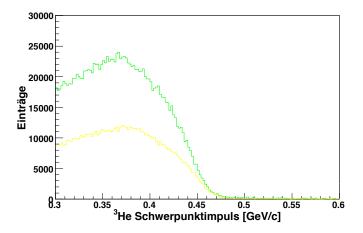


Abbildung 5.7: Schwerpunktimpulse der  ${}^{3}$ He-Kerne aus den Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^{3}$ He $+\pi^{0}+\pi^{0}$  (gelb) und  $d+p \rightarrow {}^{3}$ He $+\pi^{+}+\pi^{-}$ .

Da keine anderen Verteilungen für die Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen zur Verfügung stehen, werden an dieser Stelle zunächst Phasenraum-Simulationen durchgeführt. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne dieser Reaktionen. Dabei wurde bereits das Verhältnis zwischen den beiden Reaktionen gemäß [B<sup>+</sup>06] angepasst.

Darüber hinaus wurden Simulationen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  durchgeführt. Dies ist nötig, um eine vollständige Beschreibung der Daten zu erreichen.

# 5.3.2 Erster Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Daten

Aufgrund der willkürlichen Zahl an simulierten Ereignissen müssen die Simulationen noch an die experimentellen Daten skaliert werden. Bei Impulsen, die deutlich größer sind als die der  ${}^{3}$ He-Kerne aus der  $\pi^{0}$ -Produktion, stammen die Ereignisse aus der Aufbruchreaktion des Deuterons. In diesem Bereich, also bei Schwerpunktimpulsen größer als  $0,5\,\mathrm{GeV/c}$ , wird die Impulsverteilung der Aufbruchreaktion (Abbildung 5.6) derart skaliert, dass sie mit den experimentellen Daten (Abbildung 5.5) übereinstimmt. Anschließend werden die Pionen-Produktionsreaktionen an die Daten angepasst. Die Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen werden zu der Aufbruchreaktion addiert und geeignet skaliert, damit die summierte Verteilung aller Simulationen im Bereich der Schwerpunktimulse zwischen  $0,3\,\mathrm{GeV/c}$  und  $0,35\,\mathrm{GeV/c}$  wiederum mit den Daten in Abbildung 5.5 übereinstimmt. Schließlich wird auf analoge Weise die  $\pi^{0}$ -Produktion zu den Simulationen addiert. Das Ergebnis ist Abbildung 5.8

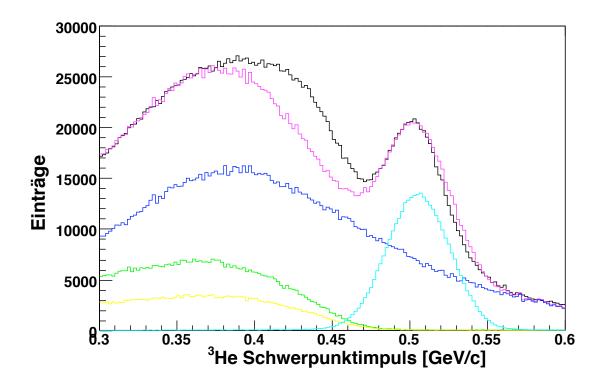


Abbildung 5.8: Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne. Dargestellt sind die experimentellen Daten (schwarz) sowie skalierte Verteilungen der Simulationen für die Aufbruchreaktion des Deuterons d+p $\rightarrow$ p+p+n (blau), die Zwei-Pionen-Produktionen d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup>+ $\pi$ <sup>0</sup> (gelb) und d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>+</sup>+ $\pi$ <sup>-</sup> (grün) und die Reaktion d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup> (cyan). Zusätzlich ist die Summe aller Simulationen (magenta) eingezeichnet.

dargestellt. Die Drei-Pionen-Produktionsreaktionen wurden bei dieser Beschreibung vernachlässigt. Ihr kinematisches Limit liegt bei einem Schwerpunktimpuls von circa  $0.36\,\mathrm{GeV/c}$ . Damit erreichen die  $^3\mathrm{He}$ -Kerne aus diesen Reaktionen nicht die Schwerpunktimpulse, die notwendig wären, um einen Einfluss auf den Untergrund unter dem  $\pi^0$ -Peak zu nehmen.

Diese erste Beschreibung der Daten zeigt eine deutliche Diskrepanz zwischen den Phasenraum-Simulationen und den experimentellen Daten. Die Simulationen liegen im Bereich  $0.37\,\mathrm{GeV/c} < p^* < 0.48\,\mathrm{GeV/c}$  deutlich zu niedrig, während sie in den übrigen Impulsbereichen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten stehen. Diese Diskrepanz ergibt sich aufgrund des Einflusses des ABC-Effekts. Im Folgenden wird beschrieben, wie durch die Berücksichtigung des ABC-Effekts die Phasenraum-Simulationen mittels eines Ereignisgewichts korrigiert werden können und ein vollständige Beschreibung des Untergrunds möglich wird.

# 5.3.3 Korrektur der Phasenraum-Simulationen mit Hilfe des ABC-Effekts

Der ABC-Effekt wurde 1960 das erste Mal bei der Produktion von <sup>3</sup>He-Kernen aus Proton-Deuteron-Stößen beobachtet [ABC60]. Im Impulsspektrum der <sup>3</sup>He-Kerne deutliche Abweichung eine der gemessenen Phasenraum-Simulationen in Form einer Überhöhung bei hohen <sup>3</sup>He-Impulsen aus den Zwei-Pionen-Produktionsreaktionskanälen. Damit einher geht ein niedriger Relativimpuls der Pionen. Diese Uberhöhung wurde später nur noch als ABC-Effekt bezeichnet, in Anlehnung an seine Entdecker Abashian, Booth und Crowe. Weitere Untersuchungen [BAC61, BA63, B+06] brachten unterschiedliche Erklärungsversuche hervor. Zu diesen gehören zum Beispiel eine Wechselwirkung zwischen den beiden Pionen im Ausgangskanal oder eine Anregung der Nukleonen im <sup>3</sup>He-Kern. Eine detaillierte Beschreibung sowie weiter führende Untersuchungen des ABC-Effekts finden sich in [Mie07]. Da diese Untersuchungen parallel am gleichen Experiment durchgeführt wurden, lassen sich die Aussagen, die im Folgenden über den ABC-Effekt gemacht werden, durch einen direkten Vergleich überprüfen.

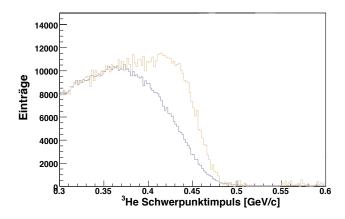


Abbildung 5.9: Schwerpunktimpulse der  $^3$ He-Kerne. Dargestellt sind die experimentellen Daten nach Abzug der Aufbruchreaktion des Deuterons und der  $\pi^0$ -Produktion (braun) sowie die Summe der simulierten Zwei-Pionen-Produktionen (grau).

Der ABC-Effekt bewirkt eine starke Überhöhung der Zwei-Pionen-Produktionen bei geringen invarianten Massen des  $\pi\pi$ -Systems. Dies ist gleichbedeutend mit einer Überhöhung bei hohen  ${}^{3}$ He-Impulsen nahe dem kinematischen Limit. Die Simulationen der Zwei-Pionen-Produktionen müssen also korrigiert werden, um den ABC-Effekt zu berücksichtigen und diese Überhöhung wiederzugeben. Dazu muss jedem Ereignis je nach Impuls ein Gewicht gegeben werden. Da der ABC-Effekt nur die Zwei-Pionen-Produktionen betrifft, werden zunächst die Aufbruchreaktion des Deu-

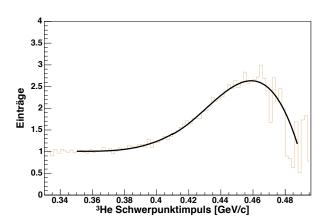


Abbildung 5.10: Bestimmung des gesuchten Ereignisgewichts. Dargestellt ist die Division der experimentellen Daten der Zwei-Pionen-Produktionen durch die Summe der simulierten Zwei-Pionen-Produktionen zusammen mit dem Fit an diesen Verlauf.

terons sowie die  $\pi^0$ -Produktion selbst von den experimentellen Daten abgezogen. Ist dies geschehen, bleibt nur die Summe beider Zwei-Pionen-Produktionen zurück. Desweiteren werden die beiden simulierten Zwei-Pionen-Produktionen zusammengefasst, da sie im Impulsspektrum nicht voneinander unterschieden werden können. Die resultierenden Spektren sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Es sei erwähnt, dass der ABC-Effekt für die beide Reaktionskanäle der Zwei-Pionen-Produktion ein unterschiedliches Verhalten zeigt [B<sup>+</sup>06, Mie07]. Auf die hier durchgeführten Untersuchungen hat dies jedoch keinen Einfluss, da im Spektrum der gemessenen Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne nicht zwischen den beiden Reaktionen unterschieden werden kann.

Werden die verbleibenden experimentellen Daten durch die Summe der simulierten Zwei-Pionen-Produktionen dividiert, zeigt das resultierende Spektrum für jedes Bin den Faktor, um den die gemessenen Daten gegenüber den Phasenraum-Simulationen überhöht sind. Der Fit an diesen Verlauf liefert eine Funktion, mit deren Hilfe schließlich jedes Ereignis in Abhängigkeit von seinem Schwerpunktimpuls mit einem Gewicht belegt werden kann. Dies ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Bei bisherigen Untersuchungen des ABC-Effekts [B+06, Mie07] wurde der Faktor der Überhöhung der gemessenen Daten gegenüber Phasenraumsimulationen im Spektrum der invarianten Massen des  $\pi\pi$ -Systems bestimmt. Die invariante Masse des  $\pi\pi$ -Systems entspricht der Missing Mass der <sup>3</sup>He-Kerne. Dies ergibt sich mit den Vierervektoren der Teilchen:

$$MM3He = \mathbf{P}_d + \mathbf{P}_p - \mathbf{P}3He = \mathbf{P}_\pi + \mathbf{P}_\pi = IM_{\pi\pi}$$
(5.2)

Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung der invarianten Massen des  $\pi^+\pi^-$ -Systems für gemessene Daten und Phasenraum-Simulationen (linkes Bild). Diese Ergebnisse wurden bestimmt in [Mie07]. Im rechten Bild in Abbildung 5.11 ist das Verhältnis

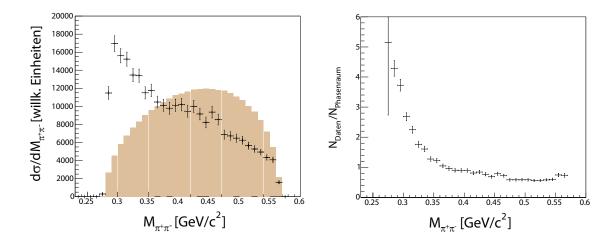


Abbildung 5.11: Das linke Bild zeigt die Verteilung der invarianten Massen des  $\pi^+\pi^-$ -Systems für die gemessene Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3He+\pi^++\pi^-$  im Vergleich mit Phasenraum-Simulationen. Im rechten Bild ist das Verhältnis beider Verteilungen dargestellt. Diese Ergebnisse wurden gefunden bei [Mie07].

der Verteilungen aus gemessenen Daten und Phasenraum-Simulationen dargestellt. Die hier bestimmte Fitfunktion lässt sich anhand dieser Ergebnisse überprüfen. Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt eine gute Übereinstimmung.

Im nächsten Schritt wird jedes Ereignis der simulierten Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen in der Analyse mit einem Gewicht belegt, das mit Hilfe der Fitfunktion in Abbildung 5.10 berechnet wird. Diese Fitfunktion wird gleichermaßen für die Reaktionen d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup>+ $\pi$ <sup>0</sup> und d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>+</sup>+ $\pi$ <sup>-</sup> verwendet.

Mit den korrigierten Simulationen lässt sich der Prozess, mit dem der Untergrund Abbildung 5.8 beschrieben wurde, wiederholen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Die gemessenen Daten werden nun sehr gut durch die Simulationen beschrieben. Dadurch wird es möglich, durch Subtraktion der Simulationen (mit Ausnahme der Simulation für die  $\pi^0$ -Produktion) von den experimentellen Daten den  $\pi^0$ -Peak vom Untergrund zu trennen. Der extrahierte  $\pi^0$ -Peak ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Die Untergrundreaktionen wurden erfolgreich von den Daten abgezogen und es bleiben nahezu nur Ereignisse aus der  $\pi^0$ -Produktion zurück. Mit der gefundenen Fitfunktion für den ABC-Effekt sollte es nun möglich sein, die Simulationen der Zwei-Pionen-Produktionen auch für die anderen Energien, bei denen Daten aufgenommen wurden, zu korrigieren und anschließend differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion d+p $\rightarrow$ 3He+ $\pi^0$  zu bestimmen. Dies wird Bestandteil weiterer Untersuchungen sein. Mit Hilfe des extrahierten  $\pi^0$ -Peaks lässt sich bereits ein vorläufiger differentieller Wirkungsquerschnitt für den festen Strahlimpuls 3,224 GeV/c im  $\cos \vartheta^*$ -Intervall 0,8 <  $\cos \vartheta^*$  < 1,0 bestimmen. Unter Ausnutzung

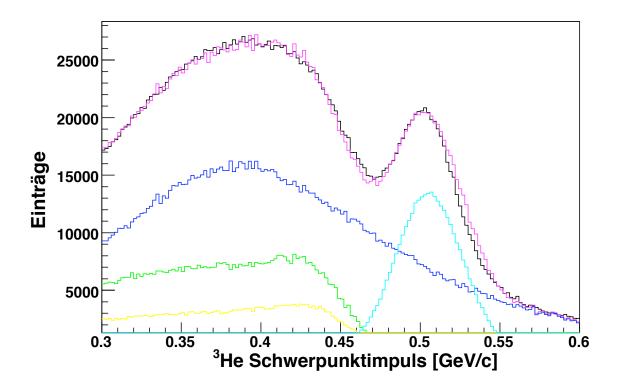


Abbildung 5.12: Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne. Dargestellt sind die experimentellen Daten (schwarz) sowie Simulationen für die Aufbruchreaktion des Deuterons d+p $\rightarrow$ p+p+n (blau), die korrigierten Zwei-Pionen-Produktionsreaktionen d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup>+ $\pi$ <sup>0</sup> (gelb) und d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>+</sup>+ $\pi$ <sup>-</sup> (grün) und die Reaktion d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+ $\pi$ <sup>0</sup> (cyan). Zusätzlich ist die Summe aller Simulationen (magenta) eingezeichnet.

der in [Mer07] bestimmten Totzeiten ergibt sich dieser nach

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{N_{\text{ana}}}{\frac{L_{\text{int}}}{\mu_{\text{T2}}} \cdot \frac{N_{\text{akz}}}{N_{\text{gen}}}} \cdot \frac{\mu_{\text{T1}}}{\mu_{T2}}.$$
(5.3)

Dabei ist  $N_{\rm ana}$  die Zahl der gemessenen Teilchen,  $N_{\rm akz}$  die Zahl der in der Simulation akzeptierten Teilchen und  $N_{\rm gen}$  die Zahl der in der Simulation generierten Teilchen. Nach Gleichung 5.3 ergibt sich als vorläufiger Wert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 932, 8 \,\text{nb/sr}. \tag{5.4}$$

Aufgrund der Vorläufigkeit dieses Ergebnisses und der Tatsache, dass der systematische Fehler an dieser Stelle dominiert, wird auf eine Angabe der Unsicherheit verzichtet.

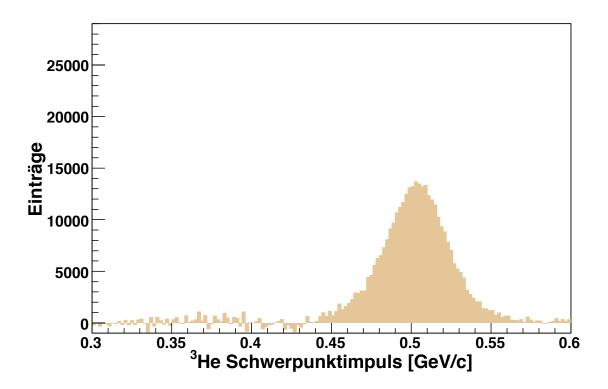


Abbildung 5.13: Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne. Dargestellt sind die experimentellen Daten nach Abzug der Simulationen der Aufbruchreaktion des Deuterons und den korrigierten Simulationen der Zwei-Pionen-Produktionen.

# 5.3.4 Die $\pi^0$ -Produktion an rückwärts gestreuten $^3$ He-Kernen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden nur die Daten diskutiert, bei denen die  ${}^{3}$ He-Kerne unter der Bedingung  $+0,8<\cos\vartheta^*<+1,0$ , also vorwärts gestreut wurden. Nach Kapitel 5.2 muss jedoch auch der entgegengesetzte Winkelbereich betrachtet werden. Abbildung 5.14 zeigt die experimentellen Daten mit der Forderung, dass die  ${}^{3}$ He-Kerne unter der Bedingung  $-1,0<\cos\vartheta^*<-0,8$  gestreut wurden. In diesem Bild ist ein Signal der  $\pi^0$ -Produktion nur schwach zu erahnen. Die Extraktion eines Peaks mit der Methode, die für die vorwärts gestreuten  ${}^{3}$ He-Kerne angewendet wurde, wird hier nicht möglich sein. Hinzu kommt die Tatsache, dass die Statistik in diesem Winkelbereich deutlich geringer ist als in der entgegen gesetzten Richtung (siehe Kapitel 5.2). Dies hängt damit zusammen, dass der Ausschnitt der zugehörigen Impulsellipse, der noch innerhalb der Detektorakzeptanz liegt, deutlich kleiner ist als für vorwärts gestreute  ${}^{3}$ He-Kerne. Im Falle der rückwärts gestreuten  ${}^{3}$ He-Kerne können also voraussichtlich bei weiteren Untersuchungen nur obere Grenzen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte angegeben werden.

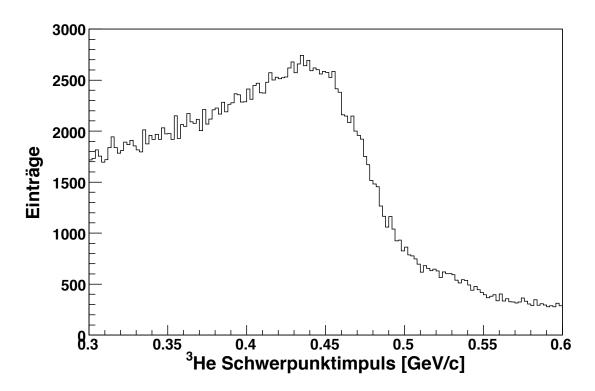


Abbildung 5.14: Schwerpunktimpulse der <sup>3</sup>He-Kerne. Dargestellt sind die experimentellen Daten für  $-1, 0 < \cos \vartheta^* < -0, 8$ .

### 5.4 Vorläufige Ergebnisse zum Cusp-Effekt

Zu den  ${}^{3}$ He-Produktionsreaktionen d $+p \rightarrow {}^{3}$ He+X existieren bereits vorläufige Ergebnisse aus der kontinuierlichen Rampe. In Abbildung 5.15 wurden die Einträge dieser Reaktionen in Abhängigkeit von der Überschussenergie der Reaktion d $+p \rightarrow {}^{3}$ He $+\eta$  aufgetragen. Jeder der Datenpunkte entspricht einem Zeitintervall von vier Sekunden in der Rampe. Die folgenden Reaktionen liefern dabei einen Beitrag:

- $d+p \rightarrow ^3He+\eta$
- $d+p \rightarrow ^3He+\pi^0$
- $d+p \rightarrow ^3He+\pi+\pi$
- $d+p \rightarrow ^3He+\pi+\pi+\pi$
- $d+p \rightarrow ^3He+\pi+\pi+\pi+\pi$

Die Vier-Pionen-Produktionsreaktionen sind zwar möglich, aber in diesem Bereich der Überschussenergie nicht von Bedeutung [Mer07].

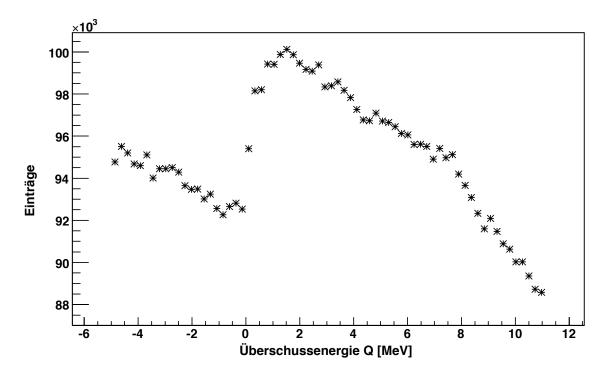


Abbildung 5.15: Einträge der Reaktionen  $d+p \rightarrow {}^{3}He+X$  in Abhängigkeit von der Überschussenergie der  $\eta$ -Produktionsreaktion. Die einzelnen Datenpunkte repräsentieren jeweils vier Sekunden lange Intervalle aus der kontinuierlichen Rampe.

Der steile Anstieg der Daten bei Q=0 rührt her vom Einsetzen  $\eta$ -Produktion, wie dies auch schon in Kapitel 5.1 beschrieben wurde. Insgesamt ist über den gesamten Bereich der Überschussenergie in Abbildung 5.15 zu beobachten, dass die Einträge aus den Reaktionen d+p $\rightarrow$ <sup>3</sup>He+X konstant abfallen. Um dies zu erklären, muss das Akzeptanzverhalten dieser Reaktionen betrachtet werden.

Die Ereignisse der Zwei-Teilchen-Reaktionen liegen auf einer Impulsellipse. Wie in Abbildung 5.3 zu erkennen ist, ist die Impulsellipse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\eta$  aufgrund der größeren produzierten Masse klein gegenüber der Impulsellipse der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$ . Dies hat zur Folge, dass bei der  $\eta$ -Produktionsreaktion der komplette Winkelbereich innerhalb der Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems liegt, während bei der  $\pi^{0}$ -Produktionsreaktion nur ein geringer Teil der Impulsellipse erfasst wird. Mit steigender Überschussenergie beziehungsweise steigendem Strahlimpuls wachsen auch die Impulsellipsen. Dadurch verkleinert sich jedoch für die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  der Winkelbereich, der noch innerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems liegt und es werden weniger Ereignisse aus diesen Reaktionen detektiert. Bei den Zwei- und Drei-Pionen-Produktionsreaktionen verändert sich das kinematische Limit der Reaktionen. Im Diagramm der Transversal- gegen Longitudinalimpulse verteilen sich die Ereignisse bei nahezu konstantem Wirkungsquerschnitt auf eine größere Fläche. Dort liegt aber nur eine eingeschränkte Akzeptanz vor (vergleiche Abbildung 5.3). Im Phasenraum steigt die Ereignisdichte reziprok mit dem

Transversalimpuls an. Speziell in dem Bereich, um den sich das kinematische Limit erweitert und der außerhalb der Akzeptanz liegt, befinden sich besonders viele Ereignisse. Dies hat zur Folge, dass die Gesamtakzeptanz sinkt. Nähere Informationen zu allen Reaktionen werden Simulationen ergeben, die bisher noch nicht durchgeführt wurden. Dabei wird sich auch der genaue Grund des Verlaufs der Daten in Abbildung 5.15 klären. Bis dahin jedoch ist das hier erörterte Akzeptanzverhalten die plausibelste Erklärung.

An dieser Stelle sei noch einmal betont, dass in diesem Abschnitt äußerst aktuelle Ergebnisse betrachtet werden, die sich noch als vorläufig verstehen. Ein Cusp-Effekt, wie er bei SATURNE beobachtet wurde [Plo88], ist in diesem vorläufigen Bild nicht zu erkennen. Demnach würden die vorliegenden Daten die von COSY-11 gefunden Ergebnisse [S $^+$ 07] bestätigen.

## Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

# 6.1 Luminositätsbestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung

In dieser Arbeit wurde gezeigt, wie die Luminositätsbestimmung für die vorliegenden Daten mit Hilfe der dp-elastischen Streuung durchgeführt wurde. Diese Analyse wurde erstmals für eine kontinuierliche Rampe angewendet. Mit Hilfe der dp-elastischen Streuung wurde die Luminsosität für jede einzelne Sekunde aus der kontinuierlichen Rampe mit einer Unsicherheit von nur 15%, welche sich ausschließlich auf die absolute Höhe der Daten bezieht, bestimmt. Dies hat dazu geführt, dass zu der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3He+\eta$  mit der in dieser Arbeit durchgeführten Luminositätsbestimmung 195 totale Wirkungsquerschnitte nahe der Produktionsschwelle bestimmt wurden [M+07]. Die bisherigen Daten zu dieser Reaktion werden dabei sowohl in Qualität als auch dem reinen Umfang der Datenpunkte deutlich übertroffen. Neue physikalische Erkenntnisse, wie sie in [Mer07] ausführlich beschrieben sind, konnten nur auf diese Weise gewonnen werden.

Insbesondere im Vergleich zur Schottky-Methode, welche zur Normierung der Daten in der kontinuierlichen Rampe nicht verwendet werden kann, zeigt sich die hervorragende Qualität der Ergebnisse. Bei den festen Strahlimpulsen stellt sie jedoch eine gute Bestätigung der Präzision hier vorgestellten Methode zur Luminositätsbestimmung dar.

Die kontinuierliche Rampe, die bei den vorliegenden Daten verwendet wurde, bietet eine hervorragende Möglichkeit, eine hohe Dichte an Datenpunkten für die Wirkungsquerschnitte einer Reaktion in der Nähe der Produktionsschwelle zu bestimmen. Auch bei zukünftigen Experimenten, die auf eine derartige Rampe setzen, in der die Schottky-Methode nicht anwendbar ist, stellt die Luminositätsbestimmung mit Hilfe der dp-elastischen Streuung das beste Verfahren dar.

### **6.2** Untersuchung der Reaktion $d+p\rightarrow^3He+\pi^0$

Die vorliegenden Daten bieten die Möglichkeit, umfangreiche Untersuchungen der Reaktion  $d+p\to^3 He+\pi^0$  im Bereich der  $\eta$ -Produktionsschwelle durchzuführen. Bevor Wirkungsquerschnitte zu dieser Reaktion bestimmt werden können, muss jedoch zunächst die komplexe Struktur des Untergrundes systematisch aufgeschlüsselt werden. Zu diesem Zweck wurden in dieser Arbeit die Daten bei einem festen Strahlimpuls betrachtet. Es wurde gezeigt, dass unter Berücksichtung des ABC-Effekts eine sehr genaue Beschreibung der Daten mit Hilfe von Simulationen möglich ist. Der Peak der  $\pi^0$ -Produktion kann sauber aus den Daten extrahiert werden. Dies wiederum ermöglicht die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte. Das Ziel weiterer Untersuchungen wird es sein, die hier vorgestellte Methode zur Untergrundbeschreibung auf die Daten aus der kontinuierlichen Rampe anzuwenden. Auf diese Weise werden mit Hilfe der ebenfalls hier durchgeführten Luminositätsbestimmung im Bereich der  $\eta$ -Produktionsschwelle eine hohe Dichte an Datenpunkten für die Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $d+p\to^3 He+\pi^0$  bestimmt.

### 6.3 Der Cusp-Effekt

Vorläufige Ergebnisse zu den  $d+p \rightarrow {}^{3}He+X$  Reaktionen lieferten keine Anzeichen für die Existenz eines Cusp-Effekts im Bereich der  $\eta$ -Produktionsschwelle. Im Falle der kontroversen Ergebnisse bisheriger Untersuchungen [Plo88, S<sup>+</sup>07] würde dies die COSY-11-Ergebnisse bestätigen, bei denen ebenfalls kein Cusp-Effekt beobachtet wurde. Wie bereits erwähnt, handelt es sich dabei um vorläufige Ergebnisse. Die weiteren Untersuchungen der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^{3}He+\pi^{0}$  in der kontinuierlichen Rampe werden Aufschluss darüber geben, ob mit den vorliegenden Daten ein Cusp-Effekt beobachtet werden kann.

#### 6.4 Zukünftige Anwendungen

Im Oktober 2007 hat bereits eine polarisierte Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion  $d+p\rightarrow^3He+\eta$  stattgefunden. Auch diese Messungen wurden mit einer kontinuierlichen Rampe durchgeführt. Eine weitere Strahlzeit mit dem Ziel der Massenbestimmung des  $\eta$ -Mesons steht im März 2008 bevor. Sämtliche Analysen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden bei diesen Messungen Anwendung finden.

### Literaturverzeichnis

- [A+03] S. Agostinelli et al. Geant4 a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 506:250, 2003.
- [ABC60] A. Abashian, N.E. Booth, and K.M. Crowe. Possible Anomaly in Meson Production in p + d Collisions. *Physical Review Letters*, 5(6):258, 1960.
- [B<sup>+</sup>97] R. Brun et al. ROOT An object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 389(1):81, 1997.
- [B<sup>+</sup>01] S. Barsov et al. ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 426:364, 2001.
- $[B^+03]$  V. Baru et al. Physical Review C, 68(035203), 2003.
- [B<sup>+</sup>06] M. Bashkanov et al. Exclusive measurements of  $pd \rightarrow {}^{3}\text{He}\pi\pi$ : The ABC effect revisited. *Physics Letters B*, 637:223, 2006.
- [BA63] N. Booth and A. Abashian. Meson Production p+d Collisions and the  $I=0_{\pi-\pi}$  Interaction. IV. Double-Pion Production and Pion-Pion Scattering. *Physical Review*, 132(5):2314, 1963.
- [BAC61] N. Booth, A. Abashian, and K Crowe. Anomaly in Meson Production in p + d Collisions. *Physical Review Letters*, 7(1):35, 1961.
- [BK94] E. Byckling and K. Kajantie. *Particle kinematics*. John Wiley and Sons, London, 1994.
- [BM81] L. Bugge and J. Myrheim. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 179:366, 1981.
- [Bos72] E. T. Boschitz. *Physical Review C*, 6(457), 1972.
- $[D^+68]$  Dalhagav et al. YF, 8(342), 1968.
- [Dym04] S. Dymov. Particles and Nuclei, Letters No. 2, page 40, 2004.
- $[G^+91]$  E. Gülmez et al. Physical Review C, 43(2067), 1991.

- [GM64] M. Gell-Mann. Physics Letters B, 8:214, 1964.
- [H<sup>+</sup>08] M. Hartmann et al. Determination of target thickness and luminosity from beam energy losses. to be submitted to Physical Review ST-AB, 2008.
- [Har05] M. Hartmann. private Kommunikation, 2005.
- [Hej02a] V. Hejny. Installation of the Simulation Toolkit AnkeRoot. interner Bericht Forschungszentrum Jülich, 2002.
- [Hej02b] V. Hejny. RootSorter: A New Analysis Framework for ANKE. Annual Report, Forschungszentrum Jülich, 2002.
- [HO72] O. F. Hagena and W. Obert. Cluster formation in expanding supersonic jets: Effects of pressure, temperature, nozzle size and test gas. *The Journal of Chemical Physics*, 56(1793), 1972.
- [I+83] Irom et al. Physical Review C, 28(2380), 1983.
- [Kag00] M. A. Kagarlis. Pluto<sup>++</sup> A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics. *GSI Report*, 2000.
- [Kes07] I. Keshelashvili. ANKE/PAX Workshop on SPIN PHYSICS, IUSS, Via Scienze 41b, Italien, 2007.
- [Lan01] N. Lang. Pionenproduktion am Magnetspektrometer ANKE mit dem Wasserstoff-Clustertarget. *Diplomarbeit*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- $[M^+97]$  R. Maier et al. Nuclear Physics A, 626(395c), 1997.
- [M<sup>+</sup>07] T. Mersmann et al. Precision study of the  $\eta$  <sup>3</sup>He system using the  $dp \rightarrow$  <sup>3</sup>He $\eta$  reaction. Physical Review Letters, 98:242301, 2007.
- [MB79] J. Myrheim and L. Bugge. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 160:43, 1979.
- [Mer07] T. Mersmann. Untersuchung der Wechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und  ${}^{3}$ He-Kernen am Experimentaufbau ANKE. *Dissertation*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Mie07] M. Mielke. Untersuchung des ABC-Effekts in der Reaktion  $d+p \to {}^3{\rm He} + \pi^+ + \pi^-$  am Magnetspektrometer ANKE. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2007.
- [Nol06] W. Nolting. Grundkurs Theoretische Physik 5/2. Springer-Verlag, 6. Auflage, 2006.

- [Plo88] F. Plouin. Production and Decay of Light Mesons. In P. Fleury, editor, World Scientific, Singapore, page 114, 1988.
- [PRSZ04] Povh, Rith, Scholz, and Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer-Verlag, 6. Auflage, 2004.
- [Que01] C. Quentmeier. Untersuchungen der Reaktion p+p  $\to$ ppK<sup>+</sup>K<sup>-</sup> nahe der Produktionsschwelle. *Dissertation*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [S<sup>+</sup>07] J. Smyrski et al. Study of the <sup>3</sup>he- $\eta$  system in d-p collisions. Nuclear Physics A, 790(1-4):438, 2007.
- $[V^{+}88]$  G. N. Velichko et al. YF, 47(1185), 1988.
- $[W^+80]$  E. Winkelmann et al. Physical Review C, 21(2535), 1980.
- $[Y^+06]$  W.-M. Yao et al. Journal of Physics, G 33(1), 2006.
- [Z<sup>+</sup>96] K. Zapfe et al. Detailed studies of high-density polarized hydrogen gas target for storage rings. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A368(293), 1996.

## Danksagung

Viele Personen haben dazu beigetragen, dass diese Arbeit möglich war. Diesen Menschen möchte ich an dieser Stelle danken.

Als erstes möchte ich Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz nennen, der mir überhaupt erst die Arbeit an einem spannenden und ergiebigen Thema, wie es Gegenstand dieser Diplomarbeit war, ermöglicht hat. Die vielseitigen Tätigkeiten, die ich in der Arbeitsgruppe ausführen durfte, die Unterstützung bei sämtlichen Fragen und Problemen und nicht zuletzt der stets freundliche und lockere Umgang haben die Zeit während der Diplomarbeit mehr als angenehm gemacht.

Als nächstes möchte meinem Betreuer, Herrn Dipl.-Phys. T. Mersmann danken, dessen niemals endende Unterstützung mich bis ans Ziel dieser Arbeit gebracht hat. Durch die tolle Zusammenarbeit wurde ich immer wieder ermutigt, eigenen Ideen nachzugehen. Ich hoffe, dass er in seinem Beruf als Lehrer ähnliche Herausforderungen findet wie bei der Betreuung seiner Diplomanden.

Weiterer Dank gilt meinen Kollegen, Herrn S. General, Herrn P. Goslawski, Frau N. Milke, Frau Dipl.-Phys. J. Otte, Herrn Dipl.-Phys. T. Rausmann, Herrn Dipl.-Phys. A. Täschner, Herrn Dipl.-Phys. A. Winnemöller und ganz besonders meinem langjährigen Praktikumspartner Herrn M. Mielke ("Partner fürs Praktikum...") für die familiäre Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe sowie für die stets angenehme Zusammenarbeit.

Bei Herrn Priv.-Doz. Dr. K. Reygers möchte ich mich bedanken, dass er sich bereit erklärt hat, diese Diplomarbeit als Zweitkorrektor zu bewerten.

Herrn Prof. Dr. H. Ströher und Herrn Dr. A. Kacharava danke ich ebenso wie der gesamten ANKE-Kollaboration für die Unterstützung während dieser Arbeit und insbesondere bei der im Oktober 2007 absolvierten Strahlzeit. Auch in Hinsicht auf die im März 2008 stattfindende Strahlzeit freue ich mich auf eine weiterhin gute Zusammenarbeit.

Einen besonderen Dank möchte ich Herrn Dipl.-Phys. A. Hartmann ausprechen, der mir im Studium immer eine Art Wegweiser war.

Ich danke meinen Freunden für ihr Verständnis und den guten Zuspruch, speziell zum Ende dieser Arbeit hin.

Meinen Eltern und meinen Geschwistern möchte ich für den unglaublich starken Rückhalt danken, den sie mir durch das ganze Studium hinweg geboten haben. Natürlich gilt auch meinem Schwager Dank, der mich durch seine vielen Fragen an mein eigenes Interesse für die Physik erinnert hat.

Meiner Freundin Natalie möchte ich dafür danken, dass sie in den vergangenen Monaten immer zu mir gestanden hat und dass sie mir dabei geholfen hat, einen klaren Kopf zu bewahren und den Blick aufs Ziel zu richten. Ihr Beistand während der Anfertigung dieser Arbeit war von unschätzbarem Wert.

