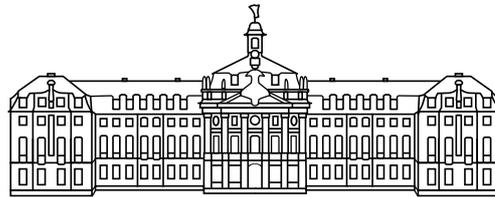


Experimentelle Physik

Untersuchung der Wechselwirkung
zwischen η -Mesonen und ${}^3\text{He}$ -Kernen am
Experimentaufbau ANKE



WESTFÄLISCHE
WILHELMS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Timo Mersmann
aus Emsdetten

— 2007 —

Dekan:	Prof. Dr. J. P. Wessels
Erster Gutacher:	Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz
Zweiter Gutacher:	Prof. Dr. J. P. Wessels

Tag der mündlichen Prüfung:
Tag der Promotion:

...This does NOT mean that you
are wrong but rather that you
are going to make the theorists
work harder than ever!

(Colin Wilkin, 24. August 2006)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das η -Meson im Quarkbild der Hadronen	5
1.2 Kinematik und Phasenraumverhalten einer Zwei-Teilchen-Reaktion .	8
1.3 Untersuchung einer Zwei-Teilchen-Reaktion mit der Missing Mass-Methode	15
1.4 Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung in Produktionsexperimenten	19
1.5 Beurteilung der vorhandenen Datenbasis	31
1.6 Bedeutung einer präzisen Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Meson und ^3He -Kern	36
1.7 Zusammenfassung	41
2 Experimentelle Aufbauten	43
2.1 Das Synchrotron COSY	44
2.2 Der ANKE-Experimentaufbau	49
2.3 Das Clustertarget	54
2.4 Der Vorwärtsdetektor	59
2.5 Trigger zur Untersuchung der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$	65
3 Strahlzeitvorbereitung und Simulationen	67
3.1 Simulationen zur Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle	71
3.2 Die Pionen-Produktion im ^3He -Kanal	86
3.3 Untergrund durch fehlidentifizierte Protonen	95
3.4 Die dp -elastische Streuung als Normierungsreaktion	99
4 Strahlzeitdurchführung und Analysen	105
4.1 Verlauf der Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ an ANKE	106
4.2 Impulsrekonstruktion im ANKE-Vorwärtssystem	108
4.3 Berücksichtigung der Effizienz des Detektionssystems	113
4.4 Totzeitfaktoren für die benutzten Trigger	117
4.5 Identifikation von ^3He -Kernen im ANKE-Vorwärtssystem	118
4.6 Identifikation der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ mit Hilfe der Impulsellipse .	123

4.7	Quantitative Analyse mit Hilfe der Missing Mass-Technik	127
4.8	Extraktion von Winkelverteilungen	141
4.9	Identifikation und Analyse der dp -elastischen Streuung als Normierungsreaktion	149
4.10	Feinkalibration der Impulsrekonstruktion	158
4.11	Bestimmung von Anregungsfunktion und Winkelverteilung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$	168
4.12	Hochpräzise Bestimmung der Reaktionsüberschussenergie	171
5	Interpretation der Messergebnisse	183
5.1	Vergleich der Ergebnisse mit Referenzdatensätzen	183
5.2	Anwendung der gängigen Beschreibung der Endzustandswechselwirkung auf die Anregungsfunktion	191
5.3	Erweiterungen zur Beschreibung der Anregungsfunktion für die ANKE-Daten	202
5.4	Bestimmung der Polstellen mit statistischen und systematischen Unsicherheiten	211
5.5	Bedeutung der Messergebnisse für die Beurteilung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung	215
5.6	Interpretation der Winkelasymmetrie	219
6	Zusammenfassung und Ausblick	225
6.1	Zusammenfassung der präsentierten Entwicklungen und Ergebnisse .	226
6.2	Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bei höheren Überschussenergien	228
6.3	Ausblick - Polarisierete Messungen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$	229
	Anhang	241

Einleitung

Die Natur der starken Wechselwirkung zwischen Nukleonen und Kernen ist sehr gut erforscht. Über die Wechselwirkung zwischen Mesonen und Kernen ist dagegen weit weniger bekannt. Der experimentelle Zugang zu solchen Systemen erweist sich als deutlich schwieriger, da alle Mesonen instabil sind und nach kurzer Zeit zerfallen. Eine Möglichkeit ergibt sich jedoch aus der Streutheorie.

Schon 1952 berechnete Watson die Auswirkung einer kurzreichweitigen Endzustandswechselwirkung der auslaufenden Teilchen auf den Wirkungsquerschnitt bei einem Produktionsexperiment [Wat52]. Es stellte sich heraus, dass man anhand der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nahe der Produktionsschwelle die Wechselwirkung der Ejektile untersuchen kann.

Durch die Weiterentwicklung von Beschleunigeranlagen hin zu Präzisionsmaschinen wie zum Beispiel dem “Cooler Synchrotron” COSY des Forschungszentrums Jülich [Mai97] und der zugehörigen Experimentaufbauten wurden solche Messungen mit hoher Präzision möglich.

Als experimentell besonders interessant stellte sich die Untersuchung des Wechselwirkungspotenzials zwischen einem η -Meson und einem leichten Kern heraus. Erste Messungen mit einem Pionenstrahl und einem Protonentarget zeigten, dass ein starkes, als attraktiv interpretiertes Wechselwirkungspotenzial zwischen η -Meson und Kern vorliegt [Bha85]. Die untersuchte Wechselwirkung ist dabei von rein starker Natur, da das η -Meson elektrisch ungeladen ist.

Basierend auf diesen Messungen, sagten Haider und Liu anhand von Modellrechnungen voraus, dass es für Kerne mit Massenzahlen $A \geq 12$ [Hai86], später $A > 10$ [Liu86], einen gebundenen Zustand zwischen Kern und Meson geben kann.

Für eine Überraschung sorgten erste Experimente zur Untersuchung des $\eta^3\text{He}$ -Systems nahe der Produktionsschwelle [Ber88]. Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts verhielt sich grundlegend anders, als man es intuitiv erwarten würde. Der gemessene Reaktionswirkungsquerschnitt war allgemein viel höher als der aus dem Vergleich mit anderen Reaktionen zuvor abgeschätzte.

Eine intensive Diskussion der Ergebnisse führte zu interessanten Schlussfolgerungen. Kilian und Nann schlugen vor, die Reaktion mit einem Zweistufenmodell zu beschreiben, das die Größe des Wirkungsquerschnitts erklären sollte [Kil90]. Wenig später erörterte Wilkin die Möglichkeit der Bildung eines quasigebundenen Zustands zwischen ^3He -Kern und η -Meson [Wil93]. Die Idee wurde von mehreren Gruppen aufgenommen und sofort mit unterschiedlichen Modellen kritisch diskutiert. Schnell

wiesen zwei weitere theoretische Arbeiten zum Verständnis des Produktionsprozesses mit unterschiedlichen Modellansätzen auf die Möglichkeit der Bildung eines gebundenen Zustands hin [Wyc95, Rak96].

Zur Klärung der offenen Fragen wurden zusätzliche schwelennahe Messungen zum $\eta^3\text{He}$ -System durchgeführt [May96], die das Vorhandensein eines starken, attraktiven Potentials bestätigten. Auf die Frage nach einem gebundenen Zustand konnte allerdings keine Antwort gefunden werden.

Eine quantitative Analyse der Messergebnisse warf weitere Fragen auf. Die vorhandenen Datensätze zeigen grundsätzliche Diskrepanzen [Sib04a] und auf dieser Basis erweist sich ein Vergleich mit den unterschiedlichen Modellrechnungen, die ihrerseits weiterentwickelt wurden [Fix02], als kaum möglich. Messungen zur Photoproduktion des $\eta^3\text{He}$ -Endzustandes lieferten wertvolle Erkenntnisse, konnten aber die zentralen Fragen nicht beantworten [Pfe04, Han05].

Hochpräzise Messergebnisse zur Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ sind daher von höchstem Interesse, um die $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung hinreichend genau studieren und die theoretischen Modellansätze prüfen zu können.

Mit dieser Motivation wurde systematisch untersucht, welcher Experimentaufbau am besten für eine solche Messung geeignet ist. Im Jahre 2004 wurde dem "Program Advisory Committee" der COSY-Beschleunigeranlage schließlich ein entsprechendes Messprogramm zur Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung in der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ am ANKE-Experimentaufbau vorgeschlagen [Kho04].

Das "Proposal" fand Zustimmung und so wurde die zugehörige Strahlzeit im Januar 2005 durchgeführt. Um die notwendige Präzision und Anzahl an unterschiedlichen Datenpunkten erzielen zu können, mussten die technischen Möglichkeiten des Beschleunigerrings COSY voll ausgenutzt werden. Mit Hilfe der COSY-Beschleunigeranlage konnte ein Deuteronenteilchenstrahl zur Verfügung gestellt werden, der in einem Zyklus von fünf Minuten mit einer Hochfrequenz kontinuierlich beschleunigt wurde, so dass dabei der gesamte interessante Energiebereich abgearbeitet wurde. Aus den Zeiten in dieser sogenannten kontinuierlichen Rampe konnte in der nachfolgenden Analyse der Strahlimpuls berechnet werden, der seinerseits zur Kalibration hochpräzise rekonstruiert werden musste. Eine solche Technik wurde im Rahmen dieser Untersuchung erstmals am Experimentaufbau ANKE eingesetzt.

Für eine Hochpräzisionsmessung kommt nur ein interner Experimentaufbau mit einem dünnen Target in Frage, weil nur dann die Teilchen minimale Energieverluste im Target erfahren. Beim ANKE-Aufbau zeigte sich anhand von Simulationen, dass für die untersuchte Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ im Bereich der Produktionsschwelle rein geometrisch eine vollständige 4π -Akzeptanz vorliegt, die wesentlich zur Minimierung systematischer Fehler beiträgt.

In dieser Arbeit wird die Analyse und Interpretation der in dieser Strahlzeit aufgenommenen Daten vorgestellt, die zu einer hochpräzisen Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion führte. Damit wird die Datenbasis, die zur theoretischen Diskussion der Wechselwirkung zwischen η -Meson und ^3He -Kern notwendig ist, entscheidend verbessert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Mit der Entdeckung des Atomkerns durch Rutherford [Rut11] hat sich das Verständnis der Struktur von Materie grundlegend geändert. Dennoch waren mit dem Proton, dem Neutron, dem Elektron und dem von Pauli postulierten Neutrino auch fünfundzwanzig Jahre später nur wenige als "elementar" angenommene Teilchen bekannt. Bei diesen Teilchen handelt es sich genau um jene, aus denen die uns umgebende Materie besteht.

Bei der nachfolgenden systematischen Untersuchung der kosmischen Strahlung sowie insbesondere mit immer leistungsfähigeren Beschleunigeranlagen konnten viele weitere instabile Teilchen entdeckt werden. Eine wirkliche Ordnung für den sogenannten "Teilchenzoo" wurde erst in den sechziger Jahren gefunden.

Gell-Mann und Ne'eman fanden bei der Systematisierung Multiplettstrukturen, die später in dem von Gell-Mann und Zweig¹ unabhängig voneinander postulierten Quarkmodell mündeten [Gel64, Zwe64]. Das Quarkmodell ist einer der zentralen Bestandteile des Standardmodells, das unser heutiges Grundverständnis der Materie, bestehend aus den beiden Grundbausteinen, den Quarks und den Leptonen, beschreibt.

Quarks sind nie als freie Teilchen beobachtet worden, wenngleich dieses Unterfangen mit großem experimentellen Aufwand gerade in der zweiten Hälfte der 60er Jahre des vorigen Jahrhunderts probiert wurde [Kas66, Lam66, Gom67, Kas67, Fuk69]. Eine Zusammenfassung von Versuchen, bei denen elementare Quarks nachgewiesen werden sollten, wurde von Jones erstellt [Jon77]. Eine mögliche Aufbrechen des Quarkeinschlusses in einem Quark-Gluon-Plasma bei extrem hohen Energiedichten ist momentan ein zentrales Forschungsgebiet der Kern- und Teilchenphysik.

Quarks unterliegen also dem Mechanismus des Einschlusses und kommen als "drei-Quark-Systeme", den sogenannten Baryonen, oder als "Quark-Antiquark-Paare", den Mesonen, vor. In Bezug auf die Pionen, die als leichteste Vertreter der Mesonen 1947 entdeckt wurden [Pow47], vermuteten Fermi und Yang bevor das Standardmodell sich durchsetzte, dass es sich um eine Art Zusammenschluss von Nukleon und Anti-Nukleon handeln könnte [Fer49].

¹Zweig verwendete den Begriff Asses anstelle von Quarks

Die Grundbausteine der Atomkerne, Protonen und Neutronen, konnten als spezielle Baryonen identifiziert werden. Alle Mesonen zerfallen innerhalb kurzer Zeit und kommen somit in der Natur lediglich in der kosmischen Strahlung vor.

Um Mesonen wie das η -Meson systematisch untersuchen zu können, muss man sie mit einem Teilchenbeschleuniger erzeugen. Dabei wird die Energie des Teilchenstrahls genutzt, um nach dem Prinzip der Einsteinschen Energie-Masse-Äquivalenz die Masse der bei einer Reaktion auslaufenden Teilchen zu produzieren. Falls die Strahlenergie hinreichend ist und die gängigen Erhaltungssätze der starken Wechselwirkung erfüllt sind, kann eine solche Reaktion stattfinden. Im Falle der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ ist dies der Fall, sofern genügend Energie zur Verfügung steht.

1.1 Das η -Meson im Quarkbild der Hadronen

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik bestehen alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, also die Hadronen, aus sogenannten Quarks und Gluonen. In diesem Modell gibt es insgesamt sechs Quarks, die sich in drei Familien mit aufsteigender Masse einsortieren lassen. Alle Quarks sind Fermionen. Ihnen wird die Baryonenzahl $1/3$ zugeordnet. Zu jedem Quark existiert ein Antiquark, das sich vom Quark durch ein umgekehrtes Vorzeichen in den in Tabelle 1.1 aufgezählten Quantenzahlen unterscheidet. Neben den allgemein bekannten Erhaltungsgrößen

Quarkname	I	I_3	S	C	B^*	T	Q [e]
<i>up</i> (u)	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3
<i>down</i> (d)	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3
<i>strange</i> (s)	0	0	-1	0	0	0	-1/3
<i>charm</i> (c)	0	0	0	1	0	0	2/3
<i>bottom</i> (b)	0	0	0	0	-1	0	-1/3
<i>top</i> (t)	0	0	0	0	0	1	2/3

Tabelle 1.1: Wichtige Quantenzahlen (Isospin I , dritte Komponente des Isospins I_3 , Seltsamkeit S sowie charm-, beauty- und top-Quantenzahl C , B^* , T) und elektrische Ladung Q der Quarks.

Energie, Impuls, Drehimpuls und Ladung sind im Rahmen der starken Wechselwirkung auch die in Tabelle 1.1 genannten Quantenzahlen erhalten². Gleiches gilt für die Baryonenzahl, den Spin, die Parität, die C-Parität und die Zeitumkehrinvarianz. Die Baryonen erhalten in diesem System immer die Baryonenquantenzahl $B = 1$. Für die Mesonen gilt $B = 0$.

Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen

Eine Systematisierung der Mesonen kann entsprechend des Gesamtspins in skalare Mesonen mit Spin 0 und Vektormesonen mit Spin 1 vorgenommen werden. Als weiteres Ordnungskriterium kann der Bahndrehimpuls l , der direkt mit der Parität P der Mesonen verknüpft ist, benutzt werden:

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

Die skalaren Mesonen im Grundzustand mit $l = 0$ nennt man pseudoskalare Mesonen, da sie ungerade Parität besitzen und ihre Wellenfunktion unter räumlicher

²Die Erhaltung muss nicht streng bei allen Quantenzahlen gelten. Ist sie verletzt, so ist der Wirkungsquerschnitt jedoch drastisch untersetzt. Das beste Beispiel ergibt sich bei der Isospinverletzung in der Reaktion $d+d \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$, für die ein Wirkungsquerschnitt von 12.7 ± 2.2 und 15.1 ± 3.1 pb bei Überschussenergien von 3.0 und 6.3 MeV angegeben wird [Ste03].

Inversion das Vorzeichen ändert. Für diese Teilchen berechnet sich der Gesamtdrehimpuls $J = |\vec{L} + \vec{S}|$ zu Null. Die übliche Kurzschreibweise für diese Klasse von Mesonen lautet entsprechend der Quantenzahlen $J^{P(C)} = 0^{-(-)}$. Zu ihnen zählt auch das η -Teilchen, das 1961 entdeckt wurde [Pev61].

Betrachtet man lediglich die pseudoskalaren Mesonen, die sich aus den drei leichtesten Quarks u, d und s sowie deren Antiquarks bilden lassen, dann erwartet man neun Kombinationen. Es liegt nahe, die Pionen π^+ , π^0 und π^- als leichteste gefundene, pseudoskalare Mesonen mit den aus den leichten u- und d-Quarks zu bildenden Zuständen $(u\bar{d})$, $(u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$ und $(d\bar{u})$ mit Isospin $I = 1$ zu identifizieren. Die pseudoskalaren Mesonen, deren Seltsamkeit S ungleich Null ist, werden Kaonen genannt. Es verbleiben zwei elektromagnetisch ungeladene Zustände mit $I = 0$ und $S = 0$, die als orthonormale Zustände zu den bereits genannten Zuständen definiert werden müssen:

$$\eta_0 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3} \quad \text{und} \quad \eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}. \quad (1.2)$$

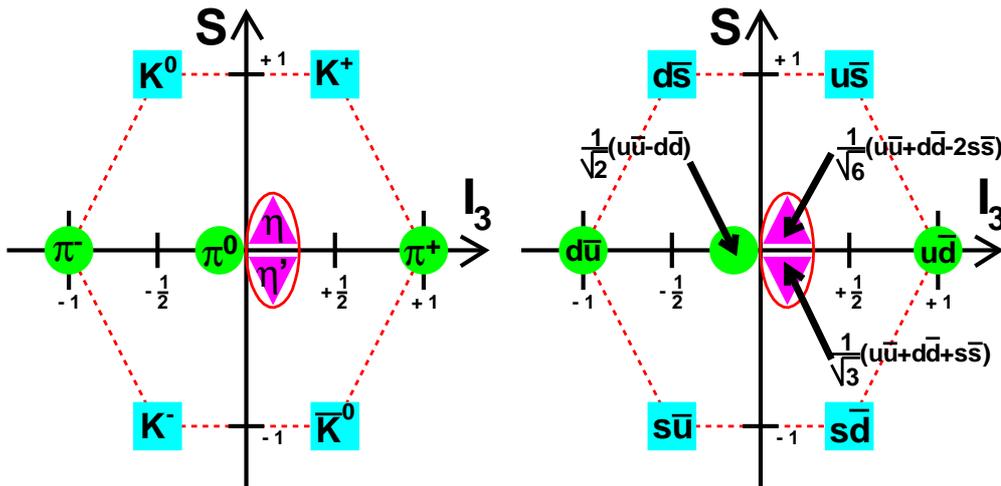


Abbildung 1.1: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen im Diagramm der Seltsamkeitsquantenzahl S gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen. In der linken Abbildung sind die physikalischen Teilchen, auf der rechten Seite der Quarkinhalt der Zustände aufgetragen.

Der Zustand η_0 wurde so interpretiert, dass es sich um einen Singlett-Zustand handelt, wogegen der Zustand η_8 mit den zuvor definierten Zuständen ein Oktett bildet. Die physikalisch gemessenen Teilchen η und η' [Agu70] sind Mischzustände aus den Zuständen η_0 und η_8 . Zur Größe des Mischungswinkels gibt es unterschiedliche Quellen, die Winkel in einem Bereich von $\vartheta = -25^\circ$ bis $\vartheta = -10^\circ$ angeben.

Um das Nonett der pseudoskalaren Mesonen in einem Ordnungsschema darzustellen, werden die Teilchen in einem zweidimensionalen Diagramm in Abhängigkeit von der

dritten Komponente des Isospins I_3 und der Seltsamkeitsquantenzahl S eingetragen. Eine solche Darstellung ist in Abbildung 1.1 zu erkennen.

1.2 Kinematik und Phasenraumverhalten einer Zwei-Teilchen-Reaktion

Die Kinematik für ein Produktionsexperiment wie bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ lässt sich nicht mehr nichtrelativistisch beschreiben, da die Geschwindigkeiten der beteiligten Teilchen im Bereich der Lichtgeschwindigkeit liegen. Im Rahmen des Konzeptes der Vierervektoren lässt sich die Reaktionskinematik jedoch auf einfache Art und Weise relativistisch darstellen.

Da sowohl der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ wie auch der zur Datennormierung als Referenzreaktion genutzten dp -elastischen Streuung die gleiche Kinematik zugrunde liegt, soll sie im Folgenden allgemein für eine Zwei-Teilchen-Reaktion $a+b \rightarrow c+d$ diskutiert werden.

Dabei wird im Rahmen dieser Arbeit die in der Kern- und Teilchenphysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ verwendet.

Kinematik einer Zwei-Teilchen-Reaktion

Direkt aus der Energie- und Impulserhaltung in der relativistischen Kinematik folgt, dass die Summe der Vierervektoren der einlaufenden Teilchen \mathbb{P}_a und \mathbb{P}_b gleich derer der auslaufenden Teilchen \mathbb{P}_c und \mathbb{P}_d ist:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d. \quad (1.3)$$

Der Betrag der Vierervektorsumme von einlaufenden oder auslaufenden Teilchen ergibt die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} :

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b| = |\mathbb{P}_c + \mathbb{P}_d|. \quad (1.4)$$

Diese Schwerpunktsenergie kann nach der Einsteinschen Formel in Masse und in kinetische Energie Q der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem umgewandelt werden:

$$\sqrt{s} = m_c + m_d + Q. \quad (1.5)$$

Für $Q < 0$ kann die Reaktion aus energetischen Gründen offensichtlich nicht stattfinden. Für $Q = 0$ steht gerade genug Energie zur Verfügung, um die Ejektile zu produzieren. Man spricht von der Produktionsschwelle. Konsequenterweise definiert man Q als Überschussenergie der Reaktion für einen bestimmten Strahlimpuls.

Entsprechend der Impulserhaltung ist die Summe der Dreier-Impulse der Projektilen \vec{p}_a^{CMS} und \vec{p}_b^{CMS} gleich derer der Ejektile \vec{p}_c^{CMS} und \vec{p}_d^{CMS} . Im Schwerpunktsystem ist diese Summe per Definition gleich dem Nullvektor:

$$\vec{p}_a^{\text{CMS}} + \vec{p}_b^{\text{CMS}} = \vec{p}_c^{\text{CMS}} + \vec{p}_d^{\text{CMS}} = \vec{0}. \quad (1.6)$$

Die Impulse der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem \vec{p}_c^{CMS} und \vec{p}_d^{CMS} sind demnach entgegengesetzt gleich groß. Ihr Betrag wird als Endzustandsimpuls p_f (final state) bezeichnet:

$$p_f = |\vec{p}_c^{\text{CMS}}| = |\vec{p}_d^{\text{CMS}}|. \quad (1.7)$$

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} lässt sich als Summe der Gesamtenergien der auslaufenden Teilchen in Abhängigkeit ihrer Massen m_c und m_d und des Endzustandsimpulses p_f darstellen. Ist $Q > 0$, erhält man durch Auflösen nach p_f die Möglichkeit, aus einer gegebenen Schwerpunktsenergie den Schwerpunktsimpuls der auslaufenden Teilchen zu bestimmen:

$$p_f = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_c + m_d)^2] \cdot [s - (m_c - m_d)^2]}. \quad (1.8)$$

Ganz analog ergibt sich der Anfangszustandsimpuls p_i (initial state) für die einlaufenden Teilchen:

$$p_i = |\vec{p}_a^{\text{CMS}}| = |\vec{p}_b^{\text{CMS}}|. \quad (1.9)$$

In Abbildung 1.2 ist die Abhängigkeit der zentralen kinematischen Größen vom Strahlimpuls für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ dargestellt.

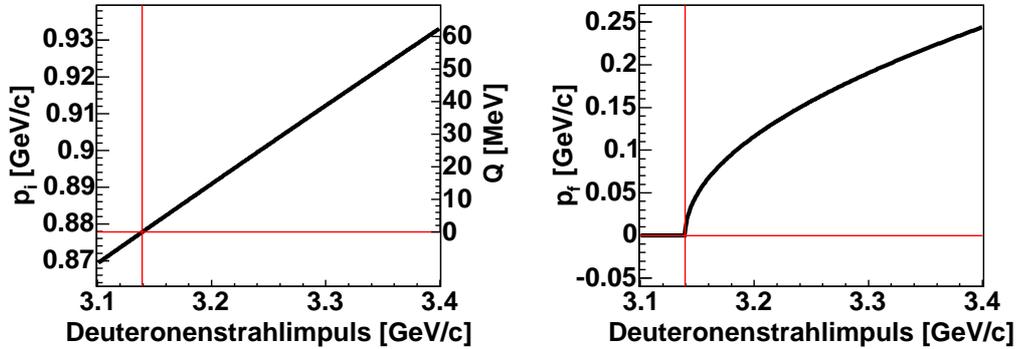


Abbildung 1.2: Anfangszustandsimpuls p_i , Überschussenergie Q und Endzustandsimpuls p_f in Abhängigkeit vom Strahlimpuls bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ mit einem ruhenden Protonentarget. Die roten Linien markieren die Produktionsschwelle, unterhalb der die Reaktion nicht stattfinden kann.

Phasenraumverhalten einer Zwei-Teilchen-Reaktion

Aufgrund der Impulserhaltung besitzen die Ejektile einer Zwei-Teilchen-Reaktion im Schwerpunktsystem einen entgegengesetzt gleich großen Impuls. Der Betrag des Impulses p_f ist aufgrund des Energieerhaltungssatzes festgelegt. Also liegen alle erlaubten Endzustandsimpulse im Schwerpunktsystem auf der Oberfläche einer Impulskugel mit dem Radius p_f .

Deshalb ist es sinnvoll, den Impulsraum in Kugelkoordinaten zu behandeln. Der Polar- oder auch Streuwinkel ϑ^{CMS} wird als Zwischenwinkel zwischen dem Impulsvektor und der Strahlachse der einlaufenden Teilchen definiert. Der Azimutalwinkel φ ist der Rotationswinkel des Impulsvektors um die Strahlachse.

In Abbildung 1.3 wird die Kinematik einer Zwei-Teilchen-Reaktion skizziert.

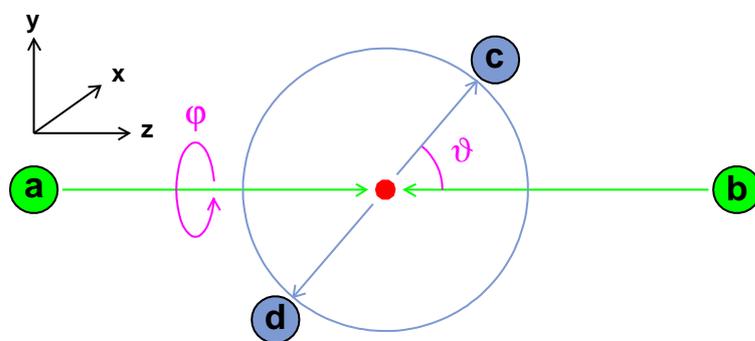


Abbildung 1.3: Skizze der Kinematik einer Zwei-Teilchen-Reaktion $a+b \rightarrow c+d$ im Schwerpunktsystem (CM-System).

Aus rein kinematischen Betrachtungen gibt es zunächst keinen Grund für eine Abweichung von einer zufälligen Gleichverteilung der Ereignisse einer Zwei-Teilchen-Reaktion auf der Impulskugel. Deshalb ist es sinnvoll, in einem ersten Ansatz die Ereignisdichte entsprechend der Zustandsdichte im Phasenraum als konstant auf der Impulskugel anzunehmen.

Abweichungen von diesem Verhalten lassen sich durch höhere Partialwellen, den Produktionsmechanismus und Einflüsse der Ausgangszustands- und Endzustandswechselwirkung erklären. Mit Hilfe einer Partialwellenanalyse und insbesondere unter Ausnutzung von polarisierten Experimenten können die Partialwellen identifiziert werden.

Bei gleichartigen einlaufenden Teilchen muss offensichtlich eine Spiegelsymmetrie in der Winkelverteilung um $\vartheta^{\text{CMS}} = 90^\circ$ vorliegen.

Bei einer Messung mit unpolarierten Projektilen ist ebenfalls aus reinen Symmetriegründen klar, dass keine Winkelasymmetrie für den Rotationswinkel φ vorliegen kann.

Impulsellipsen bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion

Aufgrund der Winkelsymmetrie in φ für Messungen mit unpolarisierten Projektilen ist es sinnvoll, die Analyse der Ejektilimpulse von drei auf zwei Dimensionen zu vereinfachen. Hierzu wird eine entsprechende Projektion um die φ -Achse mit Hilfe der Definition des Transversalimpulses p_T vorgenommen:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (1.10)$$

Der Impuls in Richtung der Reaktionsachse p_z wird in diesem Zusammenhang als Longitudinalimpuls p_L bezeichnet.

Die Impulskugel wird mit einer solchen Abbildung auf einen Impulshalbkreis projiziert. Im Allgemeinen spricht man anstelle von einem Impulshalbkreis von einer Impulsellipse, da der Halbkreis unter Anwendung einer Lorentztransformation aus dem Schwerpunktsystem in ein anderes Bezugssystem, etwa dem Laborsystem bei einem “Fixed-Target”-Experiment³, zu einer Ellipse gestreckt wird. Aus diesem Grund wird im Folgenden stets der Begriff Impulsellipse verwendet.

Entsprechend der Konstruktion ist nach Phasenraumverhalten die Ereignisdichte E auf der Impulsellipse im Schwerpunktsystem nicht homogen. Durch die Projektion, die in Abbildung 1.4 schematisch dargestellt ist, wird an jeder Stelle der Reaktionsachse ein Kreis mit lokalem Umfang $2\pi \cdot p_T(\vartheta^{\text{CMS}})$ und homogener Ereignisdichteverteilung auf einen Punkt abgebildet. Entsprechend ist die Ereignisdichte auf dem Impulshalbkreis proportional zu diesem Umfang, also zum Transversalimpuls $p_T(\vartheta^{\text{CMS}})$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ^{CMS} .

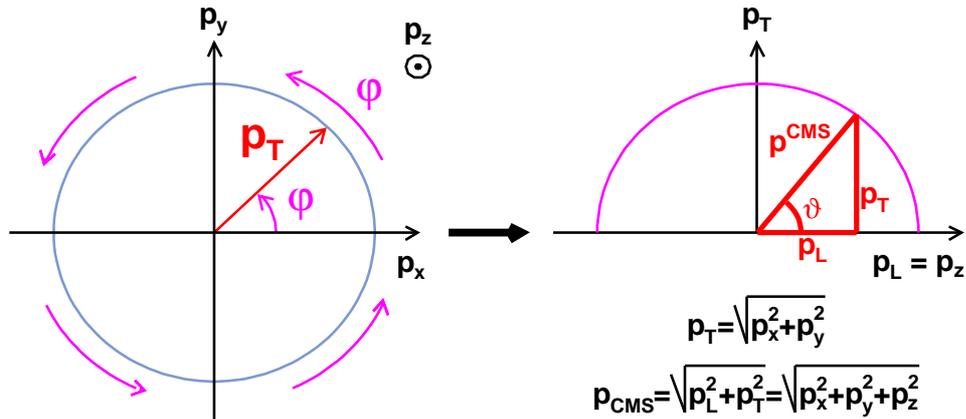


Abbildung 1.4: Reduktion der Impulskugel auf eine Impulsellipse durch Einführung des Transversalimpulses p_T .

³Als “Fixed-Target”-Experiment bezeichnet man ein Experiment, bei dem mit einem Beschleunigerstrahl auf ein ruhendes Target geschossen wird.

Impulsellipsen im Labor- und Schwerpunktsystem

Die geschilderte Kinematik bezog sich bisher auf das Schwerpunktsystem. Durch die Lorentztransformation, die die kinematischen Größen vom Schwerpunkt- in ein anderes Bezugssystem überführt, unterliegt die Impulskugel bzw. die Impulsellipse einer Dilatation in Transformationsrichtung. Eine solche Transformation in das Laborsystem eines “Fixed-Target”-Experiments ist in Abbildung 1.5 skizziert.

Da die Transformation in Strahlrichtung vorgenommen wird, bleiben die zum Transversalimpuls beitragenden Komponenten unverändert. Damit ändert sich auch die vertikale Halbachse der in Abbildung 1.5 dargestellten transformierten Ellipse nicht. Die Länge der Halbachse beträgt p^{CMS} .

Die horizontale Halbachse wird um den relativistischen Korrekturfaktor γ auf $h_{\text{longitudinal}} = \gamma \cdot p^{\text{CMS}}$ gestreckt. Dabei errechnen sich γ und die zugehörige Relativgeschwindigkeit von Labor- und Schwerpunktsystem β aus dem Strahlimpuls⁴ $p_{\text{Strahl}}^{\text{LS}}$ und der Gesamtenergie der einlaufenden Teilchen $E_{\text{gesamt}}^{\text{LS}}$ im Laborsystem:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{p_{\text{Strahl}}^{\text{LS}}}{E_{\text{gesamt}}^{\text{LS}}}. \quad (1.11)$$

Der Ellipsenmittelpunkt wird vom Nullpunkt auf den Wert $b_{\text{ellipse}} = \beta\gamma E_{\text{Ejektill}}^{\text{CMS}}$ in Transformationsrichtung verschoben, wobei $E_{\text{Ejektill}}^{\text{CMS}}$ die Energie des entsprechenden Ejektils im Schwerpunktsystem darstellt.

Die zugehörigen Berechnungen lassen sich in der Fachliteratur [Byc94] nachschlagen. In Tabelle 1.2 finden sich alle wichtigen kinematischen Größen wie auch die Parameter der Impulsellipsen für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und die dp -elastische Streuung bei unterschiedlichen Deuteronenstrahlimpulsen.

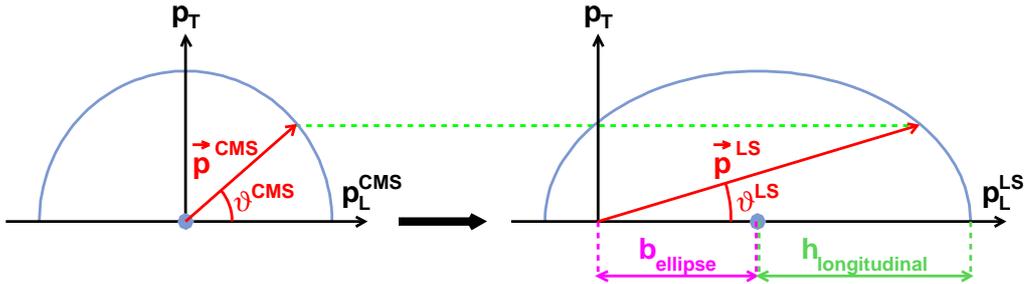


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Transformation einer Impulsellipse vom Schwerpunktsystem in ein anderes Bezugssystem.

⁴Allgemein wird hier der Gesamtimpuls der einlaufenden Teilchen verwendet. Im Falle eines “Fixed-Target”-Experiments reduziert sich dieser zum Strahlimpuls $p_{\text{Strahl}}^{\text{LS}}$.

Einlaufende Teilchen (Strahldeuteron d und Targetproton p)						
Deuteronenimpuls	p_d^{LS} [GeV/c]	3.139	3.160	3.181	3.223	3.389
Protonenimpuls	p_p^{LS} [GeV/c]	0	0	0	0	0
Schwerpunktimpuls	p_i [GeV/c]	0.878	0.882	0.887	0.896	0.931
Schwerpunktenergie	\sqrt{s} [GeV]	3.356	3.361	3.366	3.376	3.416
kinematische Faktoren	β	0.683	0.685	0.687	0.691	0.704
	γ	1.369	1.373	1.376	1.383	1.409
Reaktion: $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$						
Überschussenergie	Q [MeV]	0.0	5.0	10.0	20.0	60.0
Ejektilimpuls	p_f [GeV/c]	0.000	0.068	0.096	0.136	0.239
Ellipsenhalbachse	$h_{\text{long.}}$ [GeV/c]	0.000	0.093	0.132	0.188	0.337
Ellipsenverschiebung	$b_{\text{ellipse}}^{3\text{He}}$ [GeV/c]	2.627	2.642	2.656	2.684	2.797
	$b_{\text{ellipse}}^{\eta}$ [GeV/c]	0.512	0.519	0.525	0.538	0.592
Reaktion: $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$						
Überschussenergie	Q [MeV]	412.3	417.3	422.3	432.3	472.3
Ejektilimpuls	p_f [GeV/c]	0.487	0.491	0.496	0.505	0.539
Ellipsenhalbachse	$h_{\text{long.}}$ [GeV/c]	0.667	0.675	0.682	0.698	0.760
Ellipsenverschiebung	$b_{\text{ellipse}}^{3\text{He}}$ [GeV/c]	2.667	2.681	2.695	2.724	2.837
	$b_{\text{ellipse}}^{\eta}$ [GeV/c]	0.473	0.479	0.486	0.499	0.552
Reaktion: dp -elastische Streuung						
Überschussenergie	Q [MeV]	541.8	546.8	551.8	561.8	601.8
Ejektilimpuls	p_f [GeV/c]	0.878	0.882	0.887	0.896	0.931
Ellipsenhalbachse	$h_{\text{long.}}$ [GeV/c]	1.202	1.211	1.220	1.238	1.311
Ellipsenverschiebung	b_{ellipse}^d [GeV/c]	1.937	1.949	1.961	1.984	2.078
	b_{ellipse}^p [GeV/c]	1.202	1.211	1.220	1.238	1.311

Tabelle 1.2: Parameter der Impulsellipsen für die auslaufenden Teilchen bei den Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ und der dp -elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Strahlimpuls in einem “Fixed-Target”-Experiment.

Untersuchung auf Streuwinkelasymmetrien

Entsprechend dem Phasenraumverhalten ist bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion eine homogene Ereignisdichte auf der Impulskugeloberfläche der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem zu erwarten.

Die Proportionalität der Funktionaldeterminante mit $\sin(\vartheta^{\text{CMS}})$ kann genutzt werden, um die Abhängigkeit der nach Phasenraumverhalten zu erwartenden Ereignisse N_E vom Streuwinkel ϑ^{CMS} zu bestimmen:

$$N_E(\vartheta^{\text{CMS}}) \sim \int \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(r, \vartheta^{\text{CMS}}, \varphi)} d\vartheta^{\text{CMS}} \sim \int \sin(\vartheta^{\text{CMS}}) d\vartheta^{\text{CMS}} \sim \cos(\vartheta^{\text{CMS}}). \quad (1.12)$$

Folglich erwartet man nach Phasenraumverhalten eine homogene Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$.

Eine Abweichung von einem solchen Verhalten kann durch höhere Partialwellen erklärt werden. Im Umkehrschluss lassen sich mit Hilfe der Winkelverteilung Partialwellen identifizieren und bei hinreichender Genauigkeit der Winkelverteilung streutheoretisch quantifizieren. Die Untersuchung der Winkelverteilung einer Reaktion ist somit von zentraler Bedeutung.

1.3 Untersuchung einer Zwei-Teilchen-Reaktion mit der Missing Mass-Methode

Bei vielen Messungen ist es nicht oder nur schlecht möglich, alle Reaktionsejektile im Detektionssystem nachzuweisen. Die sogenannte Missing Mass-Methode hilft, auch solche Reaktionen zu identifizieren, bei denen alle bis auf eines der Reaktionsejektile mit ihrem Viererimpuls nachgewiesen wurden. Bei der Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ am ANKE-Experiment wird diese Technik verwendet, da das η -Meson nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden kann. Auch bei der Untersuchung der dp -elastischen Streuung wird die Missing Mass-Technik für die Rekonstruktion des Protons verwendet.

Im Folgenden soll diese Analysemethode anhand der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ erläutert werden. Dabei wird angenommen, dass der ${}^3\text{He}$ -Kern mit seinem Viererimpuls $\mathbb{P}_{{}^3\text{He}}$ im Detektionssystem nachgewiesen wurde und die Vierervektoren vom Strahlteilchen \mathbb{P}_d und dem Targetteilchen \mathbb{P}_p bekannt sind. Der Vierervektor des η -Mesons \mathbb{P}_η ist nicht bekannt.

Liegt die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ vor, dann muss aufgrund von Energie- und Impulserhaltung die Summe der Vierervektoren der einlaufenden und auslaufenden Teilchen gleich groß sein:

$$\mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p = \mathbb{P}_{{}^3\text{He}} + \mathbb{P}_\eta. \quad (1.13)$$

Der Betrag des Vierervektors eines Teilchens ist gleich seiner Masse. Demnach läßt sich mit den bekannten Vierervektoren und unter Ausnutzung von Gleichung 1.13 die Masse des η -Mesons m_η bestimmen:

$$m_\eta = |\mathbb{P}_\eta| = |\mathbb{P}_{{}^3\text{He}} - (\mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p)|. \quad (1.14)$$

Bei einem festen Strahl- und Targetviererimpulsvektor kann in Anlehnung an Gleichung 1.14 die sogenannte Missing Mass-Funktion MM in Abhängigkeit vom Vierervektor des ${}^3\text{He}$ -Kerns $\mathbb{P}_{{}^3\text{He}}$ definiert werden:

$$\text{MM}(\mathbb{P}_{{}^3\text{He}}) = |\mathbb{P}_{{}^3\text{He}} - (\mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p)|. \quad (1.15)$$

Es handelt sich um eine Funktion, mit der die Masse eines unbekanntes Ejektiles X in der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+X$ berechnet wird. Im Falle, dass X ein System mehrerer undetektierter Teilchen ist, wird mit dieser Funktion die invariante Masse dieses Teilchensystems bestimmt.

Handelt es sich um Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, so wird die Masse des η -Mesons berechnet. Aufgrund der Verschmierung bei der Impulsrekonstruktion der ${}^3\text{He}$ -Kerne ist auch eine Verschmierung des entstehenden Peakinhalts in der Missing Mass-Verteilung bei der Masse des η -Mesons zu erwarten. So kann die Anzahl der gemessenen Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ durch das Auszählen des Peaks bei der η -Masse im Missing Mass-Spektrum bestimmt werden.

Die Missing Mass in Abhängigkeit vom Ejektilschwerpunktsimpuls p_f

Im Rahmen der Zwei-Teilchen-Kinematik läßt sich diese Funktion auch als eine Funktion in Abhängigkeit vom Endzustandsimpuls im Schwerpunktsystem p_f verstehen. Das wird anhand folgender Überlegung klar.

Bei einer Zwei-Teilchen-Kinematik müssen die Impulsvektoren der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem entgegengesetzt gleich groß sein. Die Größe dieses Impulsvektors ist durch die Überschussenergie Q für die entsprechende Zwei-Teilchen-Reaktion gekennzeichnet. Die Überschussenergie Q ist die Differenz aus Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und der Summe der beiden Ejektilmassen $m_{^3\text{He}}$ und m_X . Entsprechend der Größe des mit dem Detektionssystem rekonstruierten Schwerpunktsimpulses des ^3He -Kerns, wird unter der Annahme, dass das unbekannte Ejektil einen entgegengesetzt gleich großen Impuls besitzt, mit Hilfe der Energieerhaltung die Masse des unbekanntes Ejektils m_X berechnet.

Genau diese Berechnung der Masse wird mit Hilfe der Missing Mass-Funktion vorgenommen. Streu- und Polarwinkel des Schwerpunktsimpulsvektors des ^3He -Kerns sind bei der Berechnung des Funktionswerts uninteressant. Sie verändern das Ergebnis nicht. Entsprechend kann die Missing Mass-Funktion als eine Funktion in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls der Ejektile p_f aufgefasst werden:

$$\text{MM}(p_f) = |\mathbb{P}_{^3\text{He}} - (\mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p)|. \quad (1.16)$$

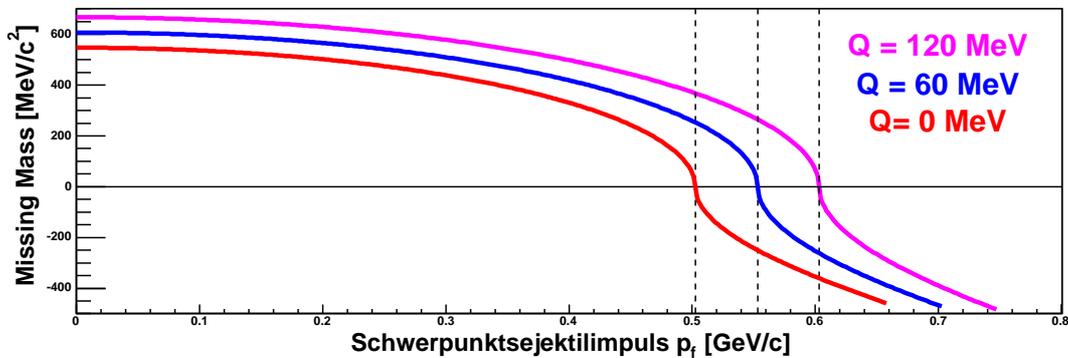


Abbildung 1.6: Missing Mass-Funktion in Abhängigkeit von Schwerpunktsejektimpuls p_f für unterschiedliche Überschussenergien Q bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$. Am kinematischen Limit mit $p_f = 0$ wird als Missing Mass die Summe der Masse des η -Mesons und der Überschussenergie Q rekonstruiert.

Die Missing Mass-Funktion ist in Abbildung 1.6 in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls p_f dargestellt. Man stellt fest:

1. Beim Grenzfall $p_f = 0$ wird angenommen, dass die gesamte Schwerpunktsenergie in Teilchenmasse umgewandelt wird. Das heißt, dass bei einer Überschuss-

senergie Q relativ zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ das Ejektil X mit der Masse $m_\eta + Q$ rekonstruiert wird.

2. Der Abfall der Missing Mass-Funktion läßt sich näherungsweise mit einer Wurzelfunktion beschreiben. Der Scheitelpunkt der Wurzelfunktion liegt dann bei dem Schwerpunktimпульs, bei dem mit der Schwerpunktenergie keine Masse neben der Masse des ${}^3\text{He}$ -Kerns hergestellt werden kann. Dieser Punkt definiert die Grenze des physikalisch sinnvollen Bereichs.

Natürlich können, induziert durch eine Verschmierung in der Impulsrekonstruktion, auch Ereignisse bei einer Schwerpunktenergie im unphysikalischen Bereich auftreten. In diesem Fall wird eine negative Missing Mass rekonstruiert. Der Verlauf der Funktion ist symmetrisch im Scheitelpunkt.

3. Je größer der zu einer Reaktion gehörende Schwerpunktimпульs p_f bei konstanter Verschmierung Δp_f ist, desto größer wird die Breite der zugehörigen Missing Mass-Verteilung. Entsprechend muss bei gleicher Impulsverschmierung der durch die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ induzierte Peak bei π^0 -Masse deutlich breiter sein als der bei der viel größeren η -Masse.

Physikalischer Untergrund in der Missing Mass-Verteilung

Nutzt man die Missing Mass-Technik, um eine Reaktion zu identifizieren, so kann es zu unvermeidbarem physikalischen Untergrund kommen.

Bei der Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ führt die Multi-Pion-Produktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+n\cdot\pi$ mit $n = 2, 3$ oder 4 zu einem solchen Untergrund. Aufgrund der Kinematik mit mehr als zwei Ejektilen sind für den ${}^3\text{He}$ -Kern Schwerpunktimpulse von $p_f = 0$ bis zu einem durch Energie- und Impulserhaltung gegebenen kinematischen Limit möglich. In Kapitel 3.2 wird die resultierende Untergrundverteilung näher diskutiert.

Der η -Peak muss von diesem physikalischen Untergrund in der Missing Mass-Verteilung extrahiert werden. Der physikalische Untergrund wird, sofern andere Reaktionskanäle mit einer größeren Anzahl an Ejektilen möglich sind, zugunsten der Möglichkeit, auf die Detektion eines Teilchens zu verzichten, in Kauf genommen.

Die Missing Mass-Funktion bei mehr als zwei Ejektilen

Im Falle von mehr als zwei Ejektilen kann, sofern alle Ejektile bis auf maximal eines mit ihrem Viererimpuls nachgewiesen werden, ebenfalls die Missing Mass-Funktion für das unbekannte Teilchen X definiert werden:

$$\text{MM} = \left| \left(\sum \mathbb{P}_{\text{Ejektile}} \right) - (\mathbb{P}_{\text{Strahl}} + \mathbb{P}_{\text{Target}}) \right|. \quad (1.17)$$

Dabei ist $\sum \mathbb{P}_{\text{Ejektile}}$ die Summe der Vierervektoren der nachgewiesenen Ejektile. Eine anschauliche Interpretation wie im Falle zweier Ejektile über den Ejektilschwer-

punktsimpuls ist nicht mehr möglich. Die Funktion muss direkt als eine Funktion von Vierervektoren aufgefasst werden.

1.4 Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung in Produktionsexperimenten

Eine Möglichkeit, die Wechselwirkung zwischen Kernen und Mesonen zu untersuchen, ergibt sich aus der Streutheorie. Mit Hilfe eines Produktionsexperiments nahe der Produktionsschwelle kann aus der Energieabhängigkeit des Reaktionswirkungsquerschnitts auf die Wechselwirkung der auslaufenden Teilchen, die sogenannte Endzustandswechselwirkung (FSI)⁵, geschlossen werden. Die Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ erlaubt also das Studium der Wechselwirkung von η -Mesonen und ${}^3\text{He}$ -Kernen.

Analog kann die Anfangszustandswechselwirkung (ISI)⁶ den Reaktionswirkungsquerschnitt beeinflussen. Im Fall der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ ist innerhalb der ersten MeV Überschussenergie der Schwerpunktsimpuls, mit dem die Projektile streuen, nahezu konstant, wie man anhand von Abbildung 1.7 erkennen kann. Damit ist auch die Anfangszustandswechselwirkung zwischen Proton und Deuteron als konstant anzusehen und wird den Wirkungsquerschnitt mit einem konstanten Faktor beeinflussen.

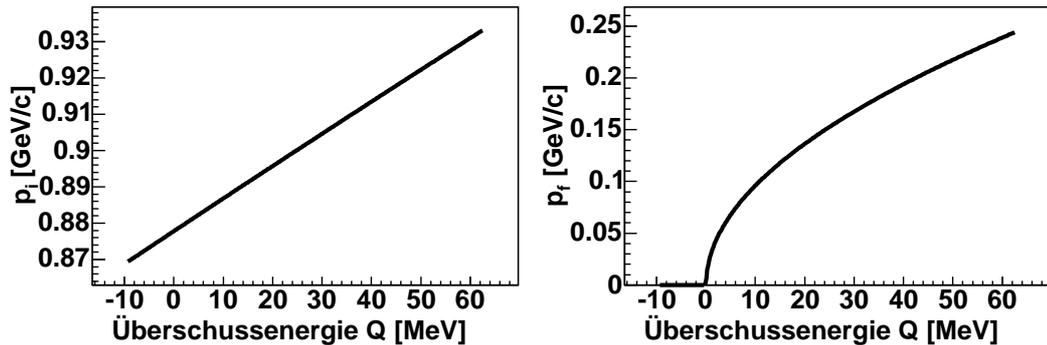


Abbildung 1.7: Anfangszustandsimpuls p_i und Endzustandsimpuls p_f im Schwerpunktsystem in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$.

Um die Auswirkung der Endzustandswechselwirkung auf den Wirkungsquerschnitt zu verstehen, soll zunächst die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für eine Zwei-Teilchen-Reaktion ohne Anfangs- und Endzustandswechselwirkung diskutiert werden.

Anschließend erfolgt eine qualitative Diskussion über den Einfluss der Endzustandswechselwirkung auf den Wirkungsquerschnitt, bevor die Streulänge als charakteristische Größe für die Quantifizierung der Endzustandswechselwirkung vorgestellt wird.

⁵Final State Interaction (FSI), engl. = Endzustandswechselwirkung

⁶Initial State Interaction (ISI), engl. = Anfangszustandswechselwirkung

Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ohne Berücksichtigung von ISI und FSI

Setzt man voraus, dass keine ISI und FSI vorliegen, erfolgt der Übergang vom Anfangszustand in den Endzustand der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ vollständig im Produktionspotenzial.

Als Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit bei der quantenmechanischen Behandlung ergibt sich eine charakteristische Produktionsamplitude f_{Prod} . Bei der streutheoretischen Behandlung stellt sich heraus, dass die Produktionsamplitude f_{Prod} nahe der Produktionsschwelle und ohne Anteilnahme höherer Partialwellen nur von der Schwerpunktenergie \sqrt{s} abhängig ist.

Im Falle der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ ergibt sich die für das Experiment notwendige Schwerpunktenergie \sqrt{s} aus der Überschussenergie Q und den Ejektilmassen $m_{{}^3\text{He}}$ sowie m_η :

$$\sqrt{s} = Q + m_{{}^3\text{He}} + m_\eta. \quad (1.18)$$

Für Überschussenergien im MeV-Bereich gilt $Q \ll m_{{}^3\text{He}} + m_\eta$, so dass die Schwerpunktenergie \sqrt{s} ungefähr konstant ist. Aus diesem Grund kann auch die Produktionsamplitude f_{Prod} nahe der Schwelle als konstant angenommen werden.

Mit Hilfe der Produktionsamplitude f_{Prod} läßt sich auf den Zusammenhang zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Reaktion schließen. Dazu muss entsprechend der Überschussenergie über alle erlaubten Zustände im Phasenraum integriert werden.

Für eine Zwei-Teilchen-Reaktion ergibt sich ein Faktor bestehend aus dem Quotienten der Schwerpunktimpulse der Teilchen im Anfangszustand p_i und im Endzustand p_f :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p_f}{p_i} \cdot |f_{\text{Prod}}|^2. \quad (1.19)$$

Anhand von Abbildung 1.7 erkennt man, dass der Anfangszustandsimpuls p_i bei Überschussenergien von wenigen MeV ungefähr konstant ist und der Endzustandsimpuls p_f sich im Falle zweier Ejektile proportional zu \sqrt{Q} verhält.

Diese Abhängigkeit lässt sich mit einer einfachen nichtrelativistischen Betrachtung erklären. In diesem Fall besteht folgender Zusammenhang zwischen der Überschussenergie Q als kinetische Energie der Ejektile, dem Schwerpunktimпульs p_f und der reduzierten Masse m_{red} :

$$Q = \frac{p_f^2}{2 \cdot m_{\text{red}}} \quad \text{also} \quad p_f \sim \sqrt{Q}. \quad (1.20)$$

Für eine als konstant angenommene Produktionsamplitude f_{Prod} ist dann der differentielle Wirkungsquerschnitt nahe der Produktionsschwelle proportional zu \sqrt{Q} :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sqrt{Q}. \quad (1.21)$$

Einfluss der FSI auf die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Der Einfluss der Endzustandswechselwirkung auf den Reaktionswirkungsquerschnitt wurde bereits 1952 in einer Publikation von Watson [Wat52] erläutert.

Nun liegt bei einer quantenmechanischen Behandlung des Streuvorganges nicht nur das Potential vor, in dem die auslaufenden Teilchen erzeugt werden, sondern auch das Potential der Endzustandswechselwirkung. Im Folgenden sollen hierfür die Begriffe Produktions- und FSI-Potential benutzt werden.

Um vom Reaktionswirkungsquerschnitt auf die Endzustandswechselwirkung schließen zu können, müssen bei Watson drei grundsätzliche Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Das Produktionspotenzial ist kurzreichweitig im Vergleich zum FSI-Potential.
2. Die Endzustandswechselwirkung wirkt nur im Falle kleiner Relativimpulse der auslaufenden Teilchen. Für hohe Relativimpulse sollte der FSI-Effekt klein sein.
3. Das Endzustandspotenzial muss stark und attraktiv sein.

Nur wenn diese Voraussetzungen erfüllt sind, lässt sich bei Watson der Effekt dieser beiden Potentiale auf den Wirkungsquerschnitt separieren.

Die Tatsache, dass das FSI-Potential einen Einfluss auf den Produktionswirkungsquerschnitt hat, obgleich es nach klassischem Verständnis erst nach dem eigentlichen Produktionsprozess aktiv wird, erklärt sich am besten unter Ausnutzung des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts.

Hierzu betrachtet man die Reaktion rückwärts. Die ursprünglichen Ejektile werden so zu Projektilen und bewegen sich mit niedrigem Relativimpuls zueinander. In diesem Fall bewirkt das attraktive Potential zwischen beiden Teilchen, dass sich beide Teilchen mit höherer Wahrscheinlichkeit finden, um miteinander im kurzreichweitigen Produktionspotenzial in Wechselwirkung zu treten. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion wird gegenüber der Situation ohne attraktives Potential zwischen den Reaktionspartnern erhöht. Entsprechend dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts gilt das dann auch für die eigentliche Reaktion.

Zusammenhang von Streulänge und Endzustandswechselwirkung

Die zentrale Messgröße zur Untersuchung der Endzustandswechselwirkung ist die Streulänge a der Reaktionsejektile, die man über den Grenzwert der Gesamtstreuamplitude f_{Streu} für die Überschussenergie Q gegen Null definieren kann:

$$a = \lim_{Q \rightarrow 0} f_{\text{Streu}}. \quad (1.22)$$

Mit Hilfe der Streulänge a , die im Allgemeinen komplexwertig ist, lassen sich nun Informationen über die Endzustandswechselwirkung extrahieren.

Je stärker die Endzustandswechselwirkung ist, desto größer ist der Betrag der komplexen Streulänge. Ist keine Endzustandswechselwirkung vorhanden, dann ist die komplexe Streulänge $a = 0$ und die Streuamplitude f_{Streu} konstant.

Die Kriterien für einen quasigebundenen Zustand zwischen ${}^3\text{He}$ -Kern und η -Meson lassen sich in der Fachliteratur finden [Sib04a]:

1. Der Realteil der Streulänge muss kleiner Null sein: $\Re(a) < 0$. Andernfalls würde es sich um einen virtuellen Zustand, also eine Singularität im unphysikalischen Bereich, handeln.
2. Der Imaginärteil der Streulänge muss aufgrund der Wahrscheinlichkeitserhaltung größer Null sein und kleiner als der Betrag des Realteils: $|\Re(a)| > \Im(a) > 0$. Die Tatsache, dass $\Im(a) > 0$ gelten muss, wird im Laufe des Kapitels noch näher erläutert.
3. Je größer der Betrag des Realteils und je kleiner der Imaginärteil ist, desto stärker ist der Hinweis auf einen gebundenen Zustand.

Zusammenhang von Streulänge und Wirkungsquerschnitt

Falls die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ durch eine starke s-Wellen-Wechselwirkung im Endzustand beeinflusst wird, dann kann nach Watson [Wat52] und Migdal [Mig55] die Energieabhängigkeit der Streuamplitude durch eine “On-Shell”-Streuamplitude für die Endzustandswechselwirkung dargestellt werden:

$$\text{FSI}(p_f) = \frac{1}{p_f a} \cdot \frac{1}{\cot(\delta) - i}. \quad (1.23)$$

Dabei ist p_f der Schwerpunktimпульs der auslaufenden Teilchen, δ ist die s-Wellen-Phasenverschiebung und a die Streulänge des $\eta^3\text{He}$ -Systems.

Nahe der Produktionsschwelle kann die Phasenverschiebung δ nach Landau und Smorodinsky [Lan44] sowie Schwinger [Sch47] im Rahmen der “effective-range”-Theorie [Bet49] durch die Streulänge a und die “effective range” r_0 ausgedrückt werden:

$$p_f \cot(\delta) = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 p_f^2 + \mathcal{O}(p_f^4). \quad (1.24)$$

Bei der Betrachtung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ für niedrige Überschussenergien können Terme von höherer Ordnung in $\mathcal{O}(p_f^4)$ vernachlässigt werden. Setzt man den übrig gebliebenen Ausdruck für die Phasenverschiebung in Gleichung 1.23 ein, dann erhält man:

$$\text{FSI}(p_f) = \frac{1}{1 - i a p_f + \frac{1}{2} r_0 a p_f^2}. \quad (1.25)$$

Die Streuamplitude f_{Streu} setzt sich aus der, wie schon festgestellt, nahezu konstanten Produktionsamplitude f_{Prod} und der “On-Shell”-Streuamplitude zusammen:

$$f_{\text{Streu}} = \frac{f_{\text{Prod}}}{1 - iap_f + \frac{1}{2}r_0ap_f^2}. \quad (1.26)$$

Der Zusammenhang mit dem Wirkungsquerschnitt ist im Falle einer Zwei-Teilchen-Reaktion über einen Phasenraumfaktor, bestehend aus den Schwerpunktimpulsen der Teilchen im Anfangszustand p_i und im Endzustand p_f , gegeben:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{p_f}{p_i} |f_{\text{Streu}}|^2 = \frac{p_f}{p_i} \frac{|f_{\text{Prod}}|^2}{\left|1 - iap_f + \frac{1}{2}r_0ap_f^2\right|^2}. \quad (1.27)$$

Die Impulse p_i und p_f errechnen sich für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ aus der Überschussenergie Q . Fasst man f_{Prod} , $\Re(a)$, $\Im(a)$, $\Re(r)$, $\Im(r)$ als fünf schwelennah unabhängige Parameter von der Überschussenergie auf, dann lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt als eine Funktion der Überschussenergie Q verstehen. Dabei wurde Gleichung 1.27 eigentlich nur für elastische Prozesse, also mit reellwertigen Parametern entwickelt und hier auf die gegebenen Problemstellung angewandt.

Diese Darstellung beinhaltet jedoch eine Schwierigkeit. Watson hat in seiner ursprünglichen Veröffentlichung [Wat52] den Term für die Darstellung der Endzustandswechselwirkung multiplikativ verwendet. Der Nachteil dieser Methode ist, dass der Endzustandswechselwirkungsfaktor für große Impulse immer kleiner wird. Ein solches Verhalten ist nicht zu erwarten. Dieses Problem löste er mit dem Einsatz von Jost-Funktionen. Einen solchen Zugang bevorzugte Watson in seinem gemeinsam mit Goldberger erstellten Buch "Collision Theory" [Gol64]. Es lässt sich folgende Darstellung für den Wirkungsquerschnitt ableiten:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{p_f}{p_i} |f_{\text{Streu}}|^2 = \frac{p_f}{p_i} \left| \frac{\frac{1}{2}a \cdot r_0 (p^2 + \alpha^2)}{1 - iap_f + \frac{1}{2}r_0ap_f^2} \right|^2 \cdot \left| \tilde{f}_{\text{Prod}} \right|^2. \quad (1.28)$$

Für diese Darstellung wurde die Variable $\alpha = (1/r_0) \cdot (1 + \sqrt{1 + 2r_0/a})$ definiert.

Dabei unterscheiden sich die in Gleichung 1.28 benutzte Produktionsamplitude \tilde{f}_{Prod} und f_{Prod} aus Gleichung 1.27 um einen konstanten Faktor. Für $p \ll 1/r$ und $a \gg r$ lässt sich Gleichung 1.28 zu Gleichung 1.27 reduzieren.

Nur für diesen Grenzfall stimmen beide Darstellungen überein. Eine Erläuterung zu diesem Zusammenhang und eine detaillierte Beschreibung des Umgangs mit der Endzustandswechselwirkung in Experimenten zur Mesonenproduktion findet sich bei Hanhart [Han04a].

Ganz allgemein ist die von Bethe entwickelte Darstellung der Phasenverschiebung mit Hilfe der "effective range"-Approximation für einen elastischen Streuvorgang entwickelt worden. Falls nichtelastische Kanäle auftreten, betritt man von Seiten der Theorie ein unbekanntes Arbeitsfeld. Es gibt Ideen, wie eine solche Aufgabenstellung zu behandeln ist, eine vollständig ausformulierte und referierte Veröffentlichung existiert jedoch noch nicht [Han07].

Die Vernachlässigung des “effective range”-Anteils ist allgemein üblich. Für diesen Fall stimmt die Darstellung von Watson-Migdal auch wieder mit der späteren Formulierung über die Jost-Funktionen überein.

Vernachlässigung der “effective range” für kleine Endzustandsimpulse

Im Fall der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ sollte im schwellennahen Bereich mit niedrigen Endzustandsimpulsen $p_f < 1/2a$ auch die “effective range” r_0 vernachlässigbar sein, sofern $a \gg r_0$ gilt [Sib04a]. Damit vereinfacht sich der Ausdruck für die Streuamplitude f_{Streu} aus Gleichung 1.26 zu:

$$f_{\text{Streu}} = \frac{f_{\text{Prod}}}{1 - iap_f}. \quad (1.29)$$

Gleichzeitig vereinfacht sich auch der funktionale Zusammenhang der Streuamplitude mit dem Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.27 zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{p_f}{p_i} |f_{\text{Streu}}|^2 = \frac{p_f}{p_i} \frac{|f_{\text{Prod}}|^2}{|1 - iap_f|^2} = \frac{p_f}{p_i} \cdot \frac{|f_{\text{Prod}}|^2}{1 + p_f^2 |a|^2 + 2p_f \Im(a)}. \quad (1.30)$$

Da sich die Impulse p_i und p_f aus der Überschussenergie Q für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ berechnen lassen, erhält man eine funktionale Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Überschussenergie Q mit drei freien Parametern f_{Prod} , $\Im(a)$ und je nach Wahl $\Re(a)$ oder $|a|$.

Im Folgenden soll bei der Bestimmung der Streulänge a des $\eta^3\text{He}$ -Systems aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts die “effective range” vernachlässigt und der Zusammenhang aus Gleichung 1.30 genutzt werden.

Unitarität der Streumatrix

Eine fundamentale Bedingung der Streutheorie an die rekonstruierten Werte für die Streulänge a und die effektive Reichweite r_0 ist die Unitarität der Streumatrix S , die mit der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit zusammenhängt. Der Betrag der Streumatrix $|S|$ für s-Wellen läßt sich mit Hilfe der Phasenverschiebung δ eingrenzen:

$$|S| \leq \exp(2i\delta) = \frac{\cos(\delta) + i \sin(\delta)}{\cos(\delta) - i \sin(\delta)} = \frac{\cot(\delta) + i}{\cot(\delta) - i}. \quad (1.31)$$

Mit dem Ausdruck für Streulänge und effektive Reichweite in Gleichung 1.24 läßt sich $|S|$ überführen in:

$$|S| \leq \frac{1 + ip_f a + \frac{1}{2}r_0 a p_f^2}{1 - ip_f a + \frac{1}{2}r_0 a p_f^2}. \quad (1.32)$$

Damit die Streumatrix unitär sein kann, muss $|S| \leq 1$ gelten. Mit Gleichung 1.32 ergibt sich eine Bedingung an Streulänge und effektiver Reichweite:

$$\Im\left(\frac{1}{a}\right) + \frac{1}{2}\Im(r_0)p_f^2 \leq 0. \quad (1.33)$$

Bei Vernachlässigung der effektiven Reichweite vereinfacht sich die Bedingung zu

$$\Im(a) \geq 0. \quad (1.34)$$

Diese Bedingung wurde als Voraussetzung für einen gebundenen Zustand bereits erwähnt.

Bestimmung der Streulänge aus der Anregungsfunktion

Mit Hilfe der Anregungsfunktion, also der Überschussenergieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts, lassen sich mit Hilfe der Bestimmung einer Fitkurve die drei Parameter f_{Prod} und $\Im(a)$ sowie je nach Wahl $|\Re(a)|$ oder $|a|$ bestimmen. Dabei sind folgende Punkte zu berücksichtigen:

1. Der funktionale Zusammenhang zwischen Anregungsfunktion und Streulänge wurde unter der Voraussetzung einer s-Wellen-Wechselwirkung bestimmt. Bei einer Abweichung von diesem Verhalten, wie sie anhand der Winkelverteilung untersucht werden kann, kann die Funktion nicht ohne weiteres verwendet werden.
2. Es muss eine große Anzahl an präzisen Datenpunkten zur Verfügung stehen, damit die Unsicherheit der Parameter der Fitkurve gering ist.
3. Während Real- und Imaginärteil der Streulänge $\Re(a)$, $\Im(a)$ den Kurvenverlauf kontrollieren, ergibt sich die Produktionsamplitude f_{Prod} aus der absoluten Höhe der Kurve.
4. Die Fitkurve ist lediglich auf den Betrag des Realteils der Streulänge $|\Re(a)|$ sensitiv. Das Vorzeichen des Realteils kann mit dieser Methode nicht bestimmt werden. Dafür könnte und müsste man andere Messmethoden verwenden. Man kann zum Beispiel eine Isospinbrechung nutzen, um auch unter der Schwelle auf die relevante Amplitude zu schließen. Eine solche Möglichkeit wird bei Baru et al. [Bar03] diskutiert.
5. Eine systematische Unsicherheit in der Datennormierung wirkt sich, sofern für alle Datenpunkte gleich groß, nur auf die Bestimmung der Produktionsamplitude f_{Prod} aus, nicht aber auf die Streulänge.
6. Unterschiedliche Datensätze mit unterschiedlichen systematischen Normierungsfehlern können nur schlecht miteinander verknüpft werden, um den Kurvenverlauf der Anregungsfunktion zur Bestimmung der Streulänge zu nutzen.

In den Abbildungen 1.8 bis 1.11 wird der Kurvenverlauf der Anregungsfunktion skizziert. Um einen ersten Eindruck von der Funktion zu gewinnen, wurden in zwei Abbildungen der Real- $\Re(a)$ und Imaginärteil $\Im(a)$ gleichgesetzt. Zusätzlich wurde ein willkürlicher Fixpunkt definiert. Die absolute Höhe der Kurve ist von untergeordneter Bedeutung. In der dritten und vierten Abbildung ist jeweils eine Kurvenschar

für einen festen Betrag der Streulänge $|a|$ mit unterschiedlich großen Anteilen an Real- $\Re(a)$ und Imaginärteil $\Im(a)$ bei zwei unterschiedlichen Kurvenfixpunkten dargestellt.

Zusätzlich wurden die Steigungsverläufe der Anregungsfunktionen für die Parameterscharen in die Abbildungen mit aufgenommen.

Aus den vier Diagrammen können Abhängigkeiten des Kurvenverlaufs vom Real- $\Re(a)$ und Imaginärteil $\Im(a)$ der Streulänge abgelesen werden. Typischerweise erwartet man Streulängen im Bereich bis 1 fm. Im diskutierten System kann diese jedoch deutlich größer werden.

1. Die Endzustandswechselwirkung führt zu einer Überhöhung des Wirkungsquerschnitt nahe der Produktionsschwelle. Mit steigendem Betrag der Streulänge ist die Überhöhung stärker ausgeprägt.
2. Für eine große Streulänge wird ein Maximum im Wirkungsquerschnitt durchlaufen, bevor der differentielle Wirkungsquerschnitt wieder abfällt.
3. Bei gleichem Streulängenbetrag führt ein größerer Realteil zu einer stärker ausgeprägten Überhöhung nahe der Produktionsschwelle.
4. Bei gleicher Streulänge wird mit sinkendem Realteil die exakte Bestimmung von Real- und Imaginärteil mit größeren Unsicherheiten behaftet sein, da für kleine Realteile die verschiedenen Kurven sehr nahe beieinander liegen und dadurch eine experimentelle Unterscheidung schwierig wird.
5. Je größer der Streulängenbetrag ist, desto stärker ist die Steigung an der Flanke nahe der Produktionsschwelle ausgeprägt.

Schon anhand dieser einfachen Darstellung der Anregungsfunktion in Abhängigkeit von der Überschussenergie kann man die Notwendigkeit einer hochpräzisen Datenbasis mit geringen Unsicherheiten erkennen.

Dies gilt insbesondere ganz nahe der Produktionsschwelle. Der linear vom Endzustandsimpuls p_f abhängige Term in Gleichung 1.27, mit dem die Größe von Real- und Imaginärteil bestimmt wird, ist dort besonders sensitiv.

Im Folgenden sollen die vorhandene Datenbasis erläutert und die unterschiedlichen Interpretationen verdeutlicht werden.

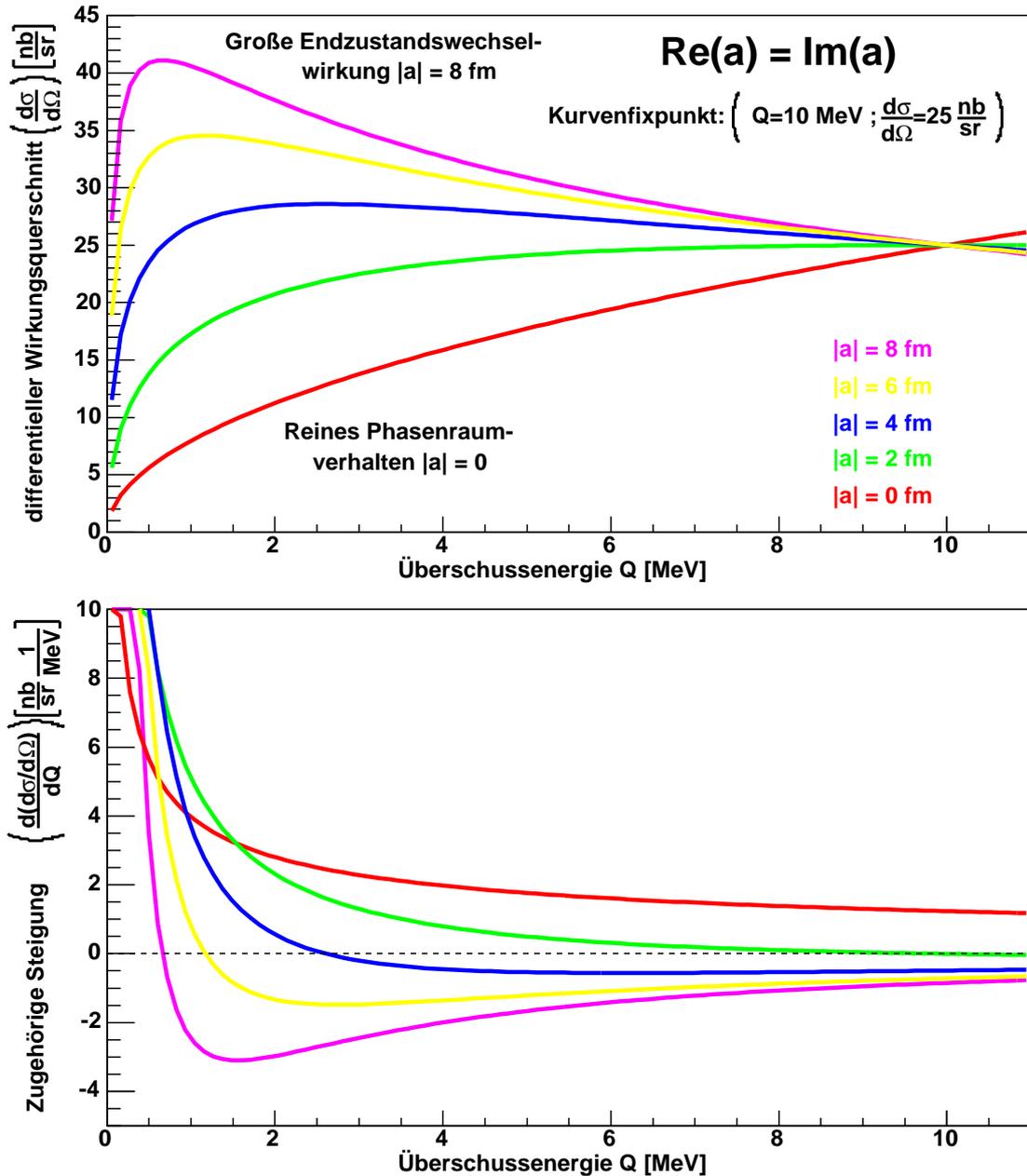


Abbildung 1.8: Abhängigkeit der Anregungsfunktion vom Betrag der Streulänge a . Dabei wurden zu Demonstrationszwecken Kurven mit $\Re(a) = \Im(a)$ verwendet. Der Kurvenfixpunkt liegt bei $Q = 10 \text{ MeV}$. Im unteren Diagramm ist die zugehörige Steigung der Anregungsfunktion aufgetragen.

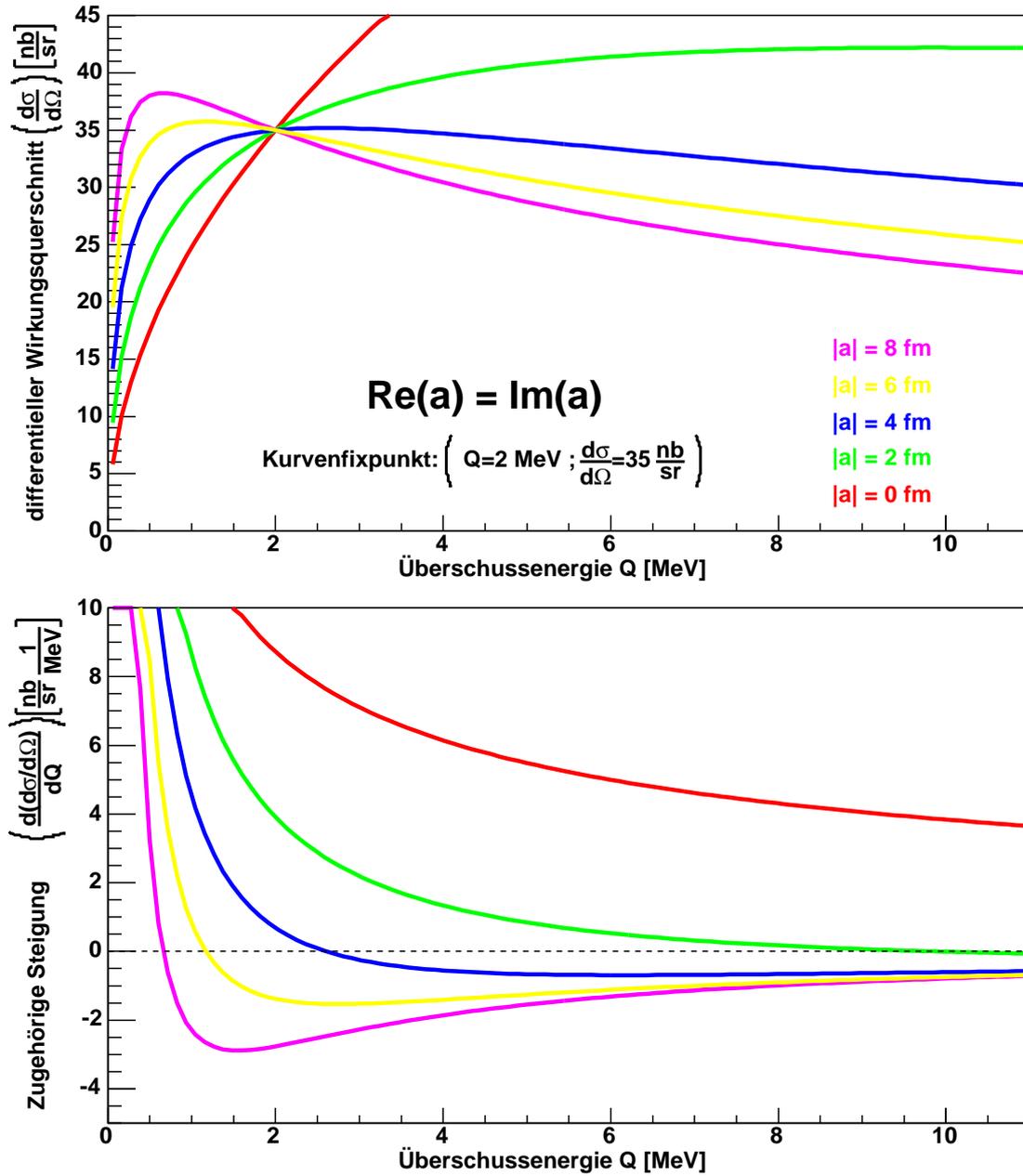


Abbildung 1.9: Abhängigkeit der Anregungsfunktion vom Betrag der Streulänge a . Dabei wurden zu Demonstrationszwecken Kurven mit $\Re(a) = \Im(a)$ verwendet. Der Kurvenfixpunkt liegt bei $Q = 2 \text{ MeV}$. Im unteren Diagramm ist die zugehörige Steigung der Anregungsfunktion aufgetragen.

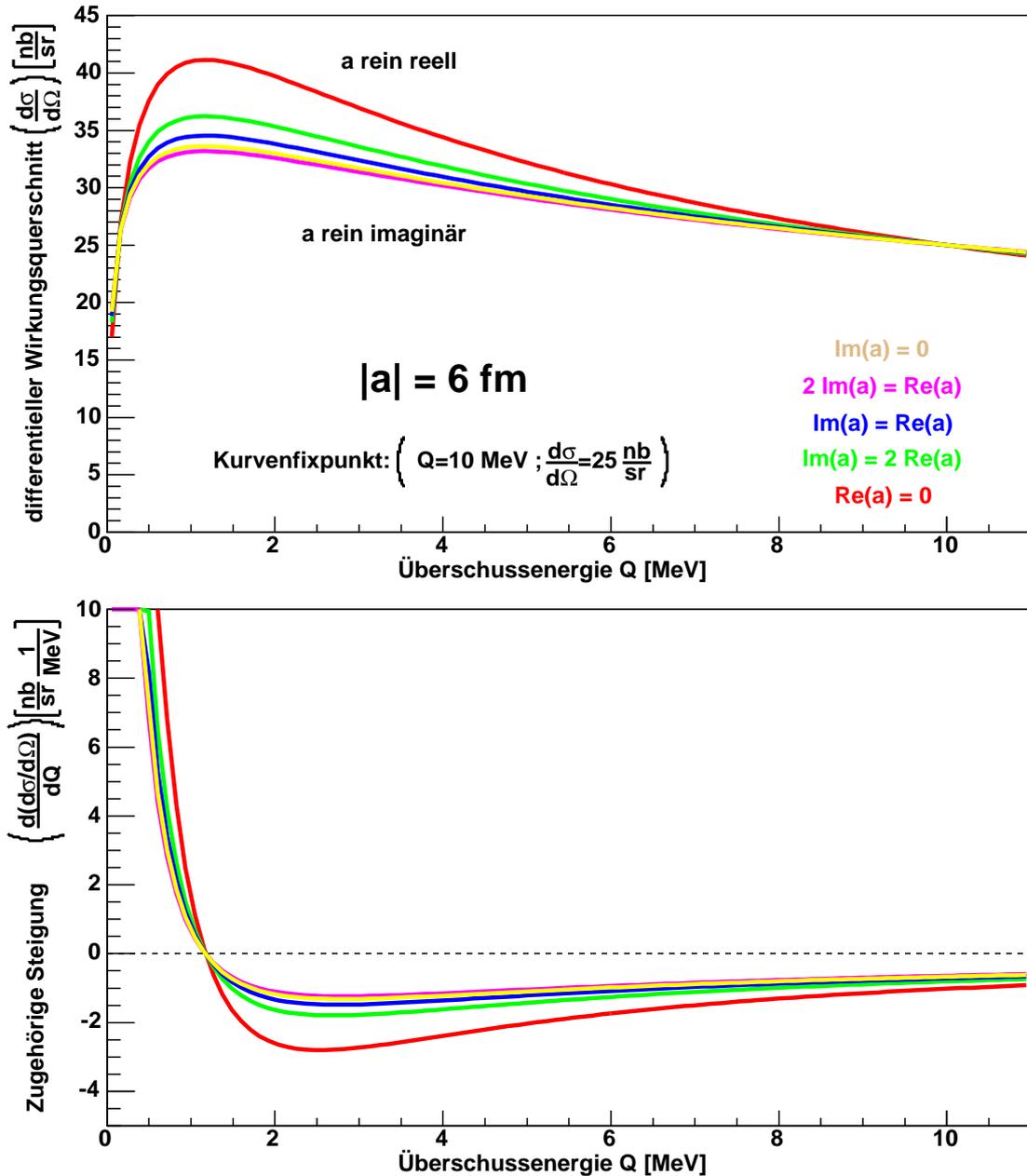


Abbildung 1.10: Abhängigkeit der Anregungsfunktion von der Größe von Real- und Imaginärteil der Streulänge a für einen gegebenen Betrag $|a|$ der Streulänge. Der Kurvenfixpunkt liegt bei $Q = 10 \text{ MeV}$. Im unteren Diagramm ist die zugehörige Steigung der Anregungsfunktion aufgetragen.

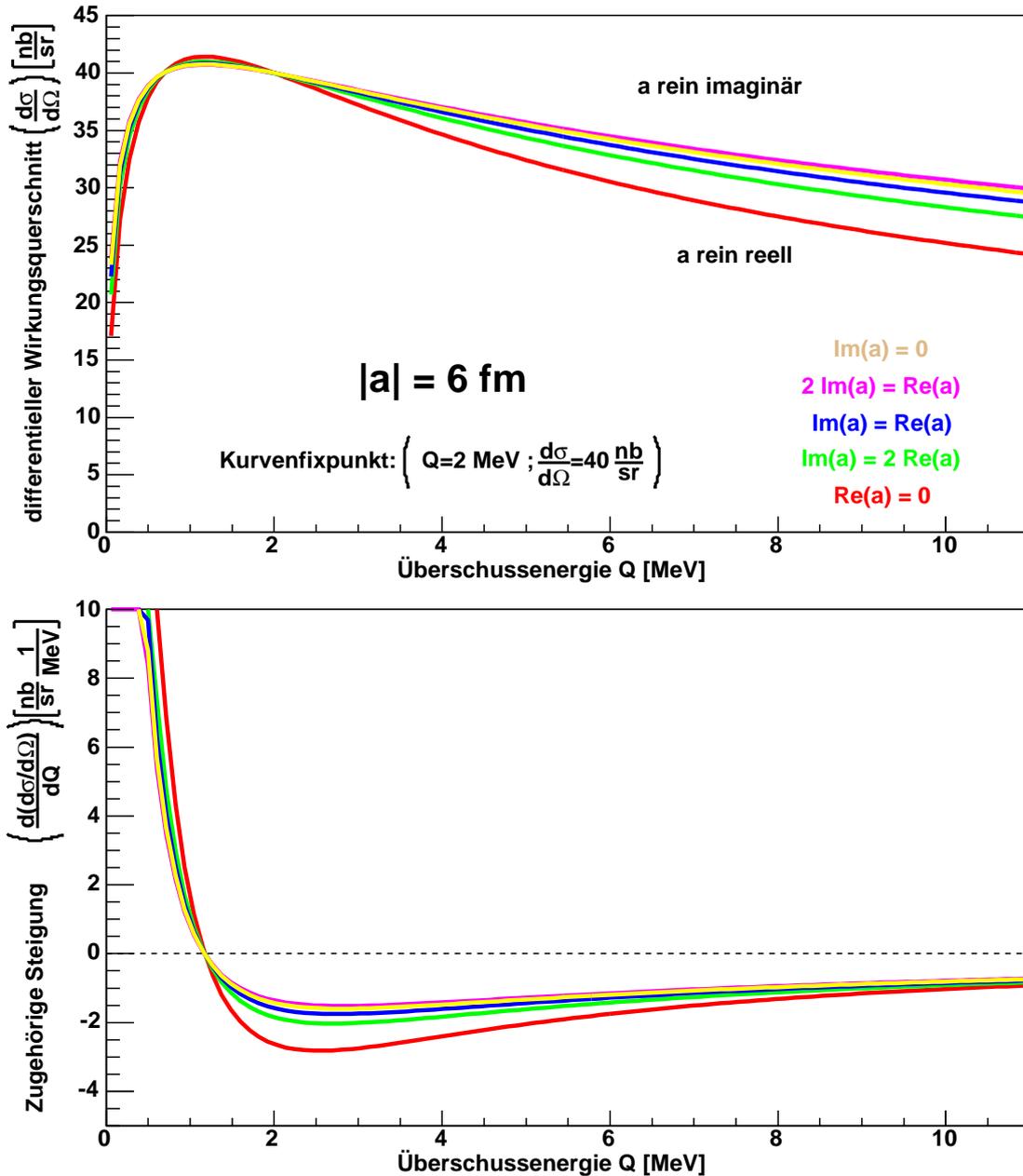


Abbildung 1.11: Abhängigkeit der Anregungsfunktion von der Größe von Real- und Imaginärteil der Streulänge a für einen gegebenen Betrag $|a|$ der Streulänge. Der Kurvenfixpunkt liegt bei $Q = 2$ MeV. Im unteren Diagramm ist die zugehörige Steigung der Anregungsfunktion aufgetragen.

1.5 Beurteilung der vorhandenen Datenbasis

Im Laufe der Jahre sammelte sich eine Vielzahl von Messergebnissen zu den Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in der Fachliteratur an. Der Einfachheit halber sollen die Datensätze chronologisch aufgelistet werden. Dabei werden lediglich die in den gängigen referierten Zeitschriften veröffentlichten Artikel berücksichtigt.

1. Banaigs et al. [Ban73a] veröffentlichten am Saturne gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) = -1$ bei Überschussenergien von 75, 135 und 165 MeV. Zusätzlich wurden vier differentielle Wirkungsquerschnitte für eine Überschussenergie von 86 MeV bei $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) = -0.90, -0.69, 0.51$ und 0.83 angegeben. Dabei bezieht sich $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ auf den Streuwinkel der ${}^3\text{He}$ -Ejektile unter Verwendung eines Deuteronenstrahls.
2. Berthet et al. [Ber85] veröffentlichten am Saturne SPES IV Spektrometer gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte für 16 unterschiedliche Überschussenergien mit bis zu fünf unterschiedlichen Streuwinkeln im Laborsystem pro Energiepunkt. Bei einem weiteren Datenpunkt wurde eine obere Grenze für den differentiellen Wirkungsquerschnitt angegeben. Dabei wird ein Überschussenergiebereich von 16 bis 712 MeV abgedeckt.
3. Berger et al. [Ber88] veröffentlichten vier am Saturne SPES IV Experiment mit einem tensor-polarisierten Deuteronenstrahl gemessene differentielle Wirkungsquerschnitte für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) = -1$ und 1 sowie Analysierstärken in einem Überschussenergiebereich von 0.84 bis 4.8 MeV.
4. Mayer et al. [May96] veröffentlichten acht am Saturne SPES II Experiment mit einem Protonenstrahl gemessene totale Wirkungsquerschnitte in einem Überschussenergiebereich von 0.12 bis 6.2 MeV. Die Überprüfung der Daten auf eine Streuwinkelasymmetrie zeigte lediglich eine sehr kleine Abweichung vom s-Wellen Verhalten bis zur maximalen Überschussenergie von 6.2 MeV.
5. Betigeri et al. [Bet00] veröffentlichten am COSY-GEM Experimentaufbau mit einem Protonenstrahl gemessene totale und differentielle Wirkungsquerschnitte für eine Überschussenergie von 49 MeV und einen Winkelbereich von $14^\circ < \vartheta^{\text{CMS}} < 123^\circ$, wobei ϑ^{CMS} den η -Streuwinkel bei einem Experiment mit einem Protonenstrahl darstellt.
6. Bilger et al. [Bil02] veröffentlichten am PROMICE/WASA Experiment gemessene totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bei vier verschiedenen Überschussenergien von 21.6, 41.1, 80.6 und 114.8 MeV. Aufgrund des Experimentkonzepts ist es nicht möglich Ereignisse mit $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) = -1$ und 1 zu messen.

7. Adam et al. [Ada07] veröffentlichten am COSY-11 Experiment gemessene totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bei fünf verschiedenen Überschussenergien von 5.0, 10.8, 15.1, 19.9 und 40.6 MeV.

Die totalen Wirkungsquerschnitte der zuvor genannten Veröffentlichungen im interessierenden Energiebereich sind im Diagramm 1.12 dargestellt. Zwei mögliche Fitkurven wurden in die Darstellung mit aufgenommen.

Mayer et al. bestimmten die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge a auf Basis des von Ihnen veröffentlichten Datensatzes. Die untere der beiden eingezeichneten Kurven wurde mit einem Fit an diese Werte erzeugt:

$$|\Re(a)| = 3.8 \pm 0.6 \text{ fm} \quad \text{und} \quad \Im(a) = 1.6 \pm 1.1 \text{ fm}. \quad (1.35)$$

Für die obere Kurve wurde die bei Sibirtsev et al. [Sib04a] veröffentlichte Streulänge benutzt:

$$|\Re(a)| = 4.3 \pm 0.3 \text{ fm} \quad \text{und} \quad \Im(a) = 0.5 \pm 0.5 \text{ fm}. \quad (1.36)$$

Die Werte für diese Streulänge wurden mit Hilfe der zuvor genannten Veröffentlichungen an Datensätzen zu den Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bestimmt. Ausgenommen sind die bis dahin noch nicht veröffentlichten Daten von Adam et al. [Ada07]. Die Höhe der Kurve wurde an die Datensätze von Mayer et al. und Berger et al. angepasst. Das Resultat wird in Abbildung 1.14 dargestellt.

Zu erwähnen bleibt, dass die Endzustandswechselwirkung genauso in der Photoproduktionsreaktion $\gamma+{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ untersucht werden kann, sofern der Einfluß des Produktionsprozesses vernachlässigt werden kann. Entsprechend der Universalität im Endzustand müssen mit beiden Methoden die gleichen Resultate erzielt werden. Auf die Ergebnisse einer solchen Untersuchung wird in Kapitel 1.6 eingegangen.

Anhand der Datenbasis und der Fitkurven lassen sich Rückschlüsse über die Qualität der extrahierten Werte für die Streulänge gewinnen. Eine kritische Diskussion wird unter anderem bei Sibirtsev et al. [Sib04a] vorgenommen. Es bleibt festzuhalten:

1. Neben der absoluten Normierung zeigt auch der Verlauf der Anregungsfunktion nahe der Produktionsschwelle Unterschiede bei den Datensätzen von Berger et al. und Mayer et al. Beide Datensätze sind, auch wenn man von Normierungsunsicherheiten absieht, vom Verlauf her nicht miteinander zu vereinbaren. Nahe der Produktionsschwelle verbleibt eine große Unsicherheit.
2. Der Datensatz von Mayer et al. ist der Einzige, mit dem sich ohne Ausnutzung von anderen Datensätzen eine Streulänge extrahieren lässt. Die entsprechende Fitkurve ist in Abbildung 1.12 eingezeichnet. Man erkennt jedoch die extrem geringe Abweichung der Datenpunkte von der Fitkurve im Verhältnis zu den angegebenen Unsicherheiten. Bei acht Datenpunkten und drei Freiheitsgraden ist die Fitkurve bei derart großen Unsicherheiten deutlich unterbestimmt. Abgesehen von der systematischen Normierungsunsicherheit würde die Unsicherheit der Datenpunkte auch ganz andere Anregungsfunktionsverläufe zulassen, die zu anderen physikalischen Interpretationen führen können.

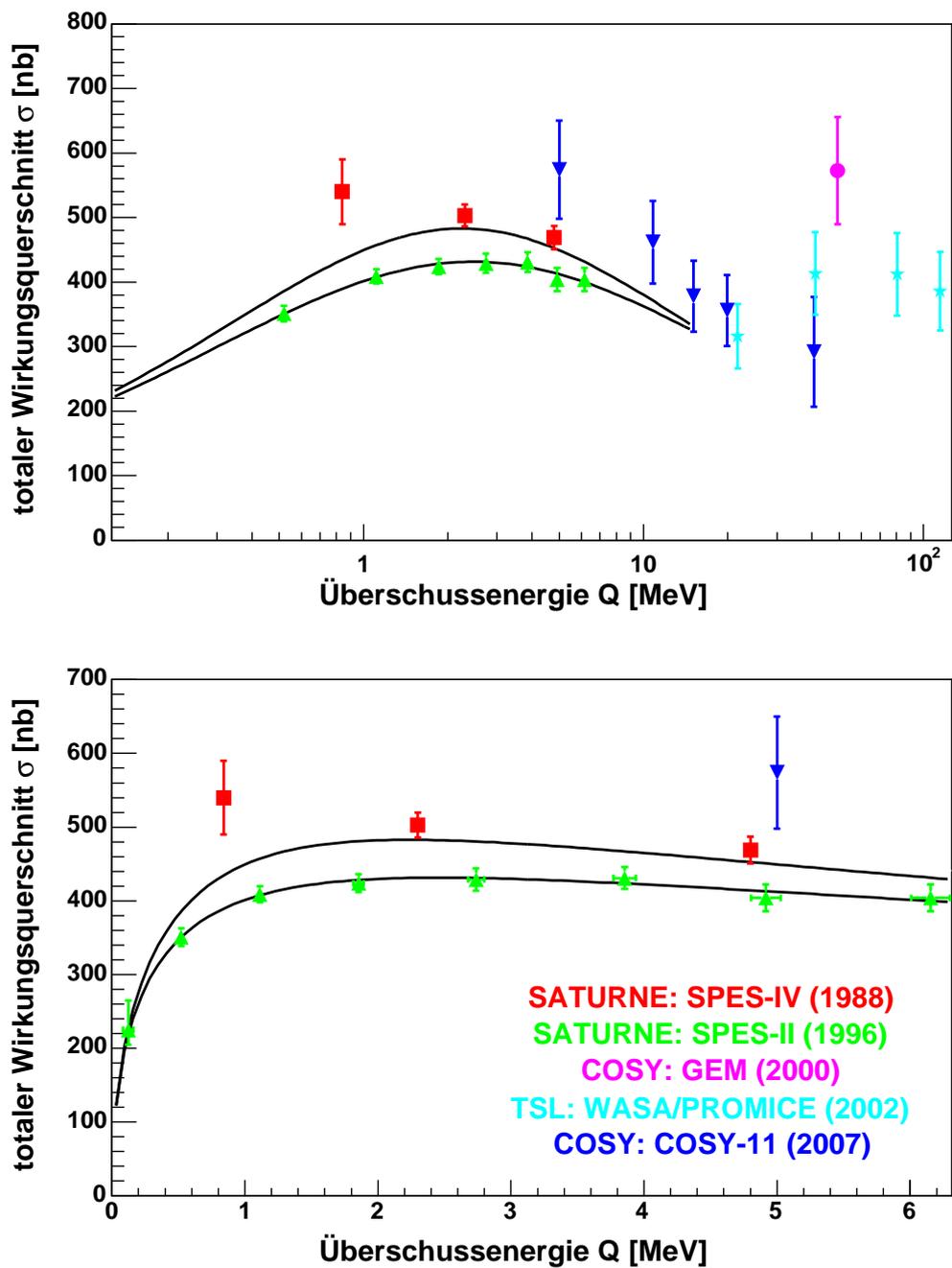


Abbildung 1.12: Vorhandene Datenbasis an totalen Wirkungsquerschnitten für die Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bzw. $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie. Zwei mögliche Parametrisierungen der FSI-Fitkurve wurden den Diagrammen beigelegt, eine unter Ausnutzung der SPES-II Daten (untere Kurve, $a = 3.8 + 1.6 i$) und eine weitere auf Basis der SPES-II und SPES-IV Daten (obere Kurve, $a = 4.3 + 0.5 i$).

3. Eine Normierung der unterschiedlichen Datensätze aufeinander erweist sich aufgrund der Menge, des Überlapps und der Unsicherheit der Datenpunkte der einzelnen Datensätze als schwierig. Somit ist auch die Extraktion der Streulänge aus einer Zusammenfassung der unterschiedlichen Datensätze kaum möglich.

Entsprechend kommen Sibirtsev et al. [Sib04a] zum Ergebnis, dass neue Daten mit extrem hoher Qualität notwendig sind, damit die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge mit guter Präzision extrahiert werden kann.

Darstellung des Streuamplitudenquadrats in Abhängigkeit vom Schwerpunktimпульs

Zur Beurteilung der Endzustandswechselwirkung wird häufig [Wil93, Sib04a, Sib04b] das Streuamplitudenquadrat $|f_{\text{Streu}}|^2$ gegen den Schwerpunktimпульs p_f der Ejektile aufgetragen. In einer solchen Darstellung kann man die Auswirkungen der Endzustandswechselwirkung sehr leicht erkennen.

Ohne Endzustandswechselwirkung ist die Streuamplitude gleich der Produktionsamplitude, die nahe der Produktionsschwelle als konstant angenommen werden kann. In diesem Fall sollte in einem solchen Diagramm eine Horizontale als Anregungsfunktion zu erkennen sein.

Eine Abweichung von diesem Verhalten läßt sich durch die Endzustandswechselwirkung erklären. Von besonderem Interesse ist der Grenzwert des Streuamplitudenquadrates für den Schwerpunktimпульs p_f gegen Null. Dieser Wert stellt per Definition das Quadrat der Streulänge a des $\eta^3\text{He}$ -Systems dar und ist damit sehr eng mit den Eigenschaften eines gebundenen Zustands verknüpft.

Letztendlich läßt sich die Existenz eines gebundenen Zustands über die Position der Polstelle der Anregungsfunktion in dieser Abbildung deuten.

Gegenüber der Darstellung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Überschussenergie, erkennt man in einer solchen Darstellung die besondere Bedeutung der schwelennahen Datenpunkte.

Von Seiten des Experiments erscheint die Darstellung des Wirkungsquerschnitts als Messgröße gegenüber dem Streuamplitudenquadrat als sinnvoller. In das Streuamplitudenquadrat gehen die Anfangs- und Endzustandsimpulse im Schwerpunktsystem ein, wobei der Endzustandsimpuls bei niedrigen Überschussenergien aufwendig bestimmt werden muss. Zwischen Schwerpunktimпульs p_f und Überschussenergie Q besteht ein einfacher funktionaler Zusammenhang, der anhand von Abbildung 1.7 deutlich wird. Wie sich in Kapitel 4.11 zeigen wird, ist die Anregungsfunktion in Abhängigkeit von der Überschussenergie verschmiert, so dass auch für eine negative Überschussenergie ein positiver Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann. Da für den Schwerpunktimпульs keine negativen Werte existieren, scheitert eine solche Darstellung in Abhängigkeit von dieser Größe im Ansatz.

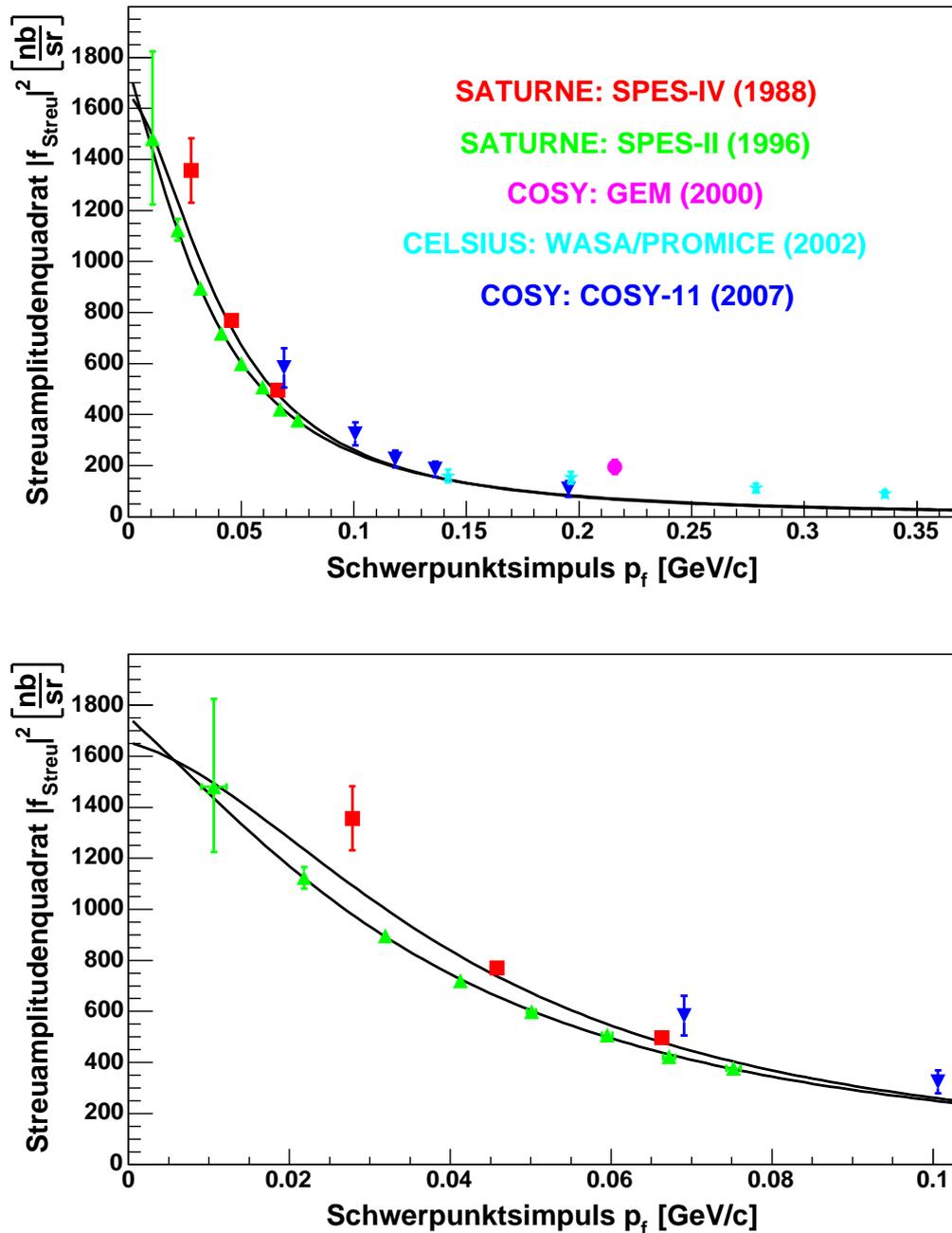


Abbildung 1.13: Streuamplitudenquadrat $|f_{\text{Streu}}|^2$ aufgetragen gegen den Schwerpunktsimpuls p_f der Ejektile für die bekannten Datensätze zu der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Zur Bestimmung des Streuamplitudenquadrates $|f_{\text{Streu}}|^2$ wird der totale Wirkungsquerschnitt verwendet. Die behandelten Parametrisierungen der FSI-Fitkurve wurden den Diagrammen beigegefügt, eine unter Ausnutzung der SPES-II Daten (untere Kurve, $a = 3.8 + 1.6 i$) und eine weitere auf Basis der SPES-II und SPES-IV Daten (obere Kurve, $a = 4.3 + 0.5 i$).

1.6 Bedeutung einer präzisen Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern

Im Allgemeinen ist die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung deutlich stärker ausgeprägt als die zwischen Mesonen und Nukleonen. Die Existenz von gebundenen Atomkernen verdeutlicht dies sehr schön. Unter den Mesonen zeigt sich lediglich für das η -Teilchen ein hohes starkes Wechselwirkungspotenzial mit Nukleonen bei einer Streulänge im Femtometer-Bereich.

Eine starke attraktive Wechselwirkung von η -Mesonen und Kernen wurde erstmals bei der Untersuchung der Pion-induzierten η -Produktion an ${}^3\text{He}$ -, ${}^7\text{Li}$ - und ${}^{12}\text{C}$ -Kernen am LAMPF-Experiment [Pen85] nachgewiesen. Bhalerao und Liu stellten fest, dass dieser Prozess im wesentlichen über die $N^*(1535)$ Resonanz erfolgt und dass die ηNN^* Kopplungskonstante groß ist [Bha85]. Das benutzte Modell sagt eine starke attraktive η -Nukleon-Wechselwirkung bei geringen Energien voraus.

Unter der Voraussetzung einer starken attraktiven η -Nukleon-Wechselwirkung wurde von Haider und Liu die Möglichkeit der Bildung eines quasigebundenen Zustands zwischen η -Meson und einem Kern, eines sogenannten η -mesischen Kerns, mit einer Kernmassenzahl ≥ 12 vorhergesagt [Hai86]. In einer späteren Veröffentlichung wurde die minimale Kernmassenzahl für einen gebundenen Zustand auf > 10 korrigiert [Liu86]. Die Größe des attraktiven η -Nukleon-Wechselwirkungspotenzials ist bei einer solchen Rechnung von zentraler Bedeutung.

Die η -Nukleon-Wechselwirkung

Das η -Nukleon-Wechselwirkungspotenzial bestimmt die Wechselwirkung von η -Mesonen mit Kernen grundlegend. Der Wert der η -Nukleon-Streulänge, insbesondere des Realteils, bestimmt die für die Bildung eines quasigebundenen Zustands mit einem η -Meson benötigte Größe des Kerns. Im Prinzip erhöht sich das Wechselwirkungspotenzial mit der Quarkanzahl, weshalb für einen größeren Kern ein stärkeres attraktives Potential vorliegen sollte. Eine η -Nukleon-Streulänge von 1 fm führt schon bei der üblichen Kernmateriedichte zu einem sehr tiefen optischen Potenzial $V_\eta = -120$ MeV [Gil06].

Dabei sind die Eigenschaften dieses Wechselwirkungspotenzials nur unzureichend bekannt. Entsprechend ist die η -Nukleon-Wechselwirkung seit mehr als 20 Jahren sowohl Ausgangspunkt für jedes theoretische Modell, das zur Berechnung der Eigenschaften eines η -Kern-Systems dient, wie auch selbst Gegenstand der Untersuchung. Als Datenbasis für die Erforschung der η -Nukleon-Wechselwirkung werden im wesentlichen Experimentergebnisse mit Pionenstrahlen und die Photoproduktion am Nukleon benutzt. Die meisten referierten Datensätze und eine Tabelle mit den daraus bestimmten η -Nukleon-Streulängen sind bei Arndt et. al. [Arn05] aufgelistet.

Bei den bisherigen Untersuchungen trat insbesondere beim Realteil eine recht große

Streuung in einem Bereich von -0.15 fm [Bir96] bis 1.05 fm [Gre05] auf. Arndt et al. sehen die Gründe hierfür unter anderem in Konflikten bei den η -Produktionsdaten und den Unsicherheiten bei den unterschiedlichen Modellen und den damit verbundenen und für die Rechnungen benötigten Parametern. Die Streuung beim Imaginärteil ist unter Ausnutzung des optischen Theorems zwischen 0.16 fm [Ben91] und 0.49 fm [Ari92] deutlich geringer. Die Resultate von Arndt et al. beziehen die jüngsten Messungen mit Pionenstrahlen und der Photoproduktion mit ein und liegen in Abhängigkeit vom gewählten Fit zwischen 1.03 und 1.14 fm für den Real- sowie 0.30 und 0.41 fm für den Imaginärteil der Streulänge. Das Ergebnis deutet auf einen deutlich größeren Realteil als in der Vergangenheit vermutet hin und zeigt, dass der Erforschung der η -Nukleon-Streulänge auch in Zukunft eine besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden muss.

Anzumerken ist, dass beim Verständnis der Größe der η -Nukleon-Streulänge die η - η' -Mischung eine wichtige Rolle spielt. Insbesondere Messungen zu η -mesischen Kernen können dabei zu neuen wichtigen Informationen über die Bindung in Mesonen führen [Bas06a].

Die η ${}^3\text{He}$ -Wechselwirkung

Von besonderem Interesse bei der Untersuchung der η -Kern-Wechselwirkung sind Kerne, bei denen es einerseits möglich ist, die η -Kern-Streulänge experimentell zu bestimmen und andererseits die Streulänge modellabhängig berechnet werden kann. In einem solchen Fall ist es möglich, die gängigen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Meson-Kern-Wechselwirkung auf ihre Richtigkeit und Anwendbarkeit zu prüfen.

Das gilt insbesondere für das η ${}^3\text{He}$ -System, da es mit verschiedenen Ansätzen theoretisch gut zugänglich ist. Wie bei Sibirtsev et al. [Sib04a] erläutert wird, kann es sich dabei um ein optisches Modell [Wil93, Wil97], eine an die Aufgabenstellung angepasste Version von einer Mehrfachstreuungstheorie [Wyc95, Rak96] oder ein Faddeev-Yakubovsky-Modell [Fix02] handeln. Eine Zusammenstellung von unterschiedlichen referierten Ergebnissen findet sich in Tabelle 1.3. Für die Rechnungen wurde eine ηN -Streulänge benutzt, deren Realteil deutlich unter den jüngsten Ergebnissen liegt. Neue Rechnungen mit einem größeren Realteil könnten sehr nützlich sein. Es zeigt sich ebenfalls, dass die Ergebnisse nur schlecht mit den aus Messdaten extrahierten Streulängen von $\pm (3.8 \pm 0.6) + i (1.6 \pm 1.1)$ fm [May96] und $\pm (4.3 \pm 0.3) + i (0.5 \pm 0.5)$ fm [Sib04a] vereinbar sind. Dies wird insbesondere anhand von Abbildung 1.14 deutlich.

Es fällt auf, dass bei keinem der benutzten theoretischen Modelle eine Streulänge mit großem Real- und kleinem Imaginärteil bestimmt werden konnte, so dass diese mit den experimentellen Ergebnissen zu vereinbaren wäre. Eine mögliche Erklärung wird von Niskanen gegeben [Nis05].

Die Möglichkeit der Existenz eines leichten η -mesischen Kerns, etwa bei einem ${}^3\text{He}$ - oder ${}^4\text{He}$ -Kern, wird bei vielen theoretischen Veröffentlichungen gese-

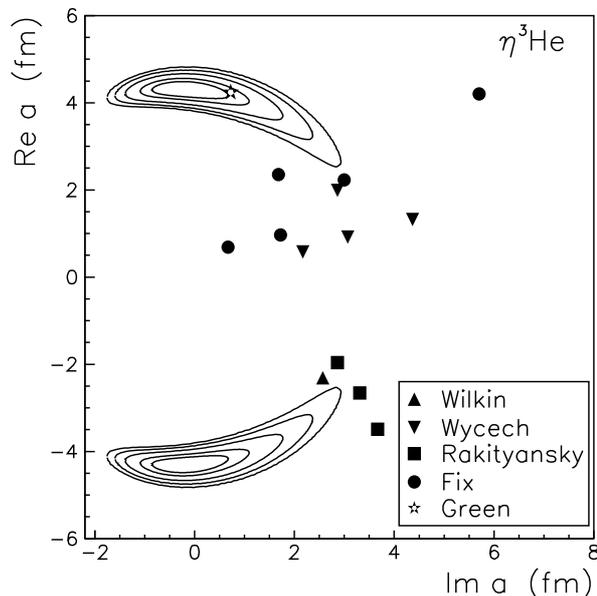


Abbildung 1.14: Real- gegen Imaginärteil für die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge [Sib04a]. Die Konturlinien zeigen das Ergebnis des Fits von Sibirtsev et al. an die Datenpunkte von Mayer et al. und Berger et al. für $\chi^2 + 0.5$, $\chi^2 + 1$, $\chi^2 + 2$, $\chi^2 + 3$ und $\chi^2 + 4$. Die Symbole stehen für unterschiedliche Modelrechnungen [Wil93, Wyc95, Rak95, Fix02, Gre03].

hen [Wil93, Bel95, Fae95, Rak95, Wyc95, Rak96, Wil97, Try97, Fix02, Kel06] und kommt gleichzeitig für andere Autoren nur bei schweren Kernen in Frage [Hai86, Liu86, Chi91, Hai02, Gre03]. Gerade diese Unklarheit in der Theorie führt dazu, dass die experimentelle Suche nach leichten η -mesischen Kernen von so großer Bedeutung ist.

Experimentell kann die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge neben dem bereits erläuterten schwelennahen Produktionsexperiment aus Proton und Deuteron auch in der Photoproduktion [Pfe04] untersucht werden.

Eine weitere interessante Alternative zum schwelennahen Experiment stellt die Untersuchung einer rückstoßfreien Reaktion dar [Hay99]. Entsprechende Messungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})^{11}\text{B}_\eta$ wurden am GSI Fragment Separator (FRS) in Darmstadt durchgeführt [Gil06]. Die Messdaten werden derzeit analysiert. Dementsprechend existieren noch keine referiert veröffentlichten Daten zu dieser Methode, die eine Antwort auf die Frage nach einem gebundenen Zustand erlauben.

Die $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung in Photoproduktionsexperimenten

Die $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung kann auch in Photoproduktionsexperimenten untersucht werden. Eine theoretische Behandlung findet sich bei Fix und Arenhövel

Quelle	ηN -Streulänge $a_{\eta\text{N}}$ [fm]	$\eta^3\text{He}$ -Streulänge $a_{\eta^3\text{He}}$ [fm]	Kommentar Modellrechnung
[Wil93]	$0.55 + i0.30$	$-2.31 + i2.57$	optisches Modell
[Wyc95]	$0.476 + i0.279$ $0.579 + i0.399$ $0.430 + i0.394$ $0.291 + i0.360$	$-1.87 + i2.59$ $-2.06 + i1.72$ $-1.51 + i1.93$ $-0.88 + i1.80$	“Multiple-scattering”-Modell
[Rak96]	$0.732 + i0.300$ $0.669 + i0.300$ $0.628 + i0.300$	$-3.49 + i3.67$ $-2.66 + i3.31$ $-1.96 + i2.86$	“Finite-rank”-Abschätzung
[Wil97]	$0.52 + i0.25$	$-2.3 + i3.2$	optisches Modell
[Fix02]	$0.57 + i0.39$ $0.29 + i0.36$ $0.27 + i0.22$ $0.55 + i0.30$	$2.23 + i3.00$ $0.97 + i1.72$ $0.69 + i0.67$ $2.35 + i1.68$	Fadeev-Yakubosky-Modell

Tabelle 1.3: Auflistung von Ergebnissen unterschiedlicher theoretischer Modellrechnungen zur $\eta^3\text{He}$ -Streulängen mit unterschiedlich angenommenen ηN -Streulängen.

[Fix03]. Am TAPS Experiment am MAMI (Mainz Microtron) wurden Messungen zur Reaktion $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ vorgenommen, die als Nachweis eines gebundenen Zustands zwischen ${}^3\text{He}$ -Kern und η -Meson interpretiert werden [Pfe04]. Eine resonanzähnliche Struktur direkt oberhalb der η -Produktionsschwelle mit isotroper Winkelverteilung wird als gebundener Zustand mit einer Bindungsenergie von (-4.4 ± 4.2) MeV und einer Breite von (25.6 ± 6.1) MeV verstanden.

Das Ergebnis kann aber auch ganz anders interpretiert werden [Han04b, Han05]. Demnach stellt der neue Datensatz einen großen Fortschritt im Verständnis der $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung dar, erlaubt den Schluss auf einen gebundenen Zustand jedoch nicht. Diese Interpretation der Daten, die sich analog zu einer Untersuchung der leichten skalaren Mesonen a_0 und f_0 von Flatté’s ergibt [Fla76], sagt voraus, dass es keinen gebundenen, sondern lediglich einen virtuellen Zustand gibt. Um einen gebundenen Zustand nachweisen zu können, sind Messungen mit einer deutlich besseren Statistik notwendig, die eine Fehlinterpretation ausschließen.

Die $\eta^4\text{He}$ -Wechselwirkung

Genau wie für die Reaktion $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ gibt es unterschiedliche Voraussagen über die Existenz eines gebundenen $\eta^4\text{He}$ -Zustands und die Größe der zugehörigen Streulänge.

Zur Reaktion $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta$ existieren im schwelennahen Bereich drei Datensätze [Fra94, Wil97, Wro05, Wro06], die in ihrer Gesamtheit ein gutes Bild von der Anregungsfunktion zeigen. Bei Wrońska et al. wurden Winkelverteilungen für zwei

unterschiedliche Überschussenergien veröffentlicht. Es wurde gezeigt, dass höhere Partialwellen auch schon bei niedrigen Überschussenergien eine große Rolle spielen. Wrońska et al. kommen zu dem Ergebnis, dass die Position des Pols in der $\eta^3\text{He}$ -Streuamplitude mit der vorhandenen Datenbasis nicht zu finden ist. Entsprechend der Winkelverteilung wären zur exakten Bestimmung der Streulänge weitere Messungen mit polarisierten Deuteronenstrahlen notwendig.

Anzumerken ist, dass aufgrund des um mehr als eine Größenordnung niedrigeren Wirkungsquerschnitts der Reaktion $d+d\rightarrow^4\text{He}+\eta$ die Bestimmung der Anregungsfunktion nahe der Produktionsschwelle deutlich schwieriger ist als bei der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$. Gleichzeitig ist im Vergleich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Falle einer Messung des ^4He -Kerns und der Rekonstruktion des η -Mesons schlechter.

Die ηd - und ηNN -Wechselwirkung

Die gängigen Modelle zur theoretischen Bestimmung der Streulänge wurden auch auf das ηd - und das ηNN -System angewendet [Ged98, Fix00, Rit01, Fix04, Pen06]. Frühere theoretische Berechnungen sahen auch für das ηd -System einen möglichen quasigebundenen Zustand [Gre96, Rak96, She98]. Neuere Veröffentlichungen gehen davon aus, dass ein gebundener Zustand nicht existiert [She00, Gar00, Gar01, Gar05].

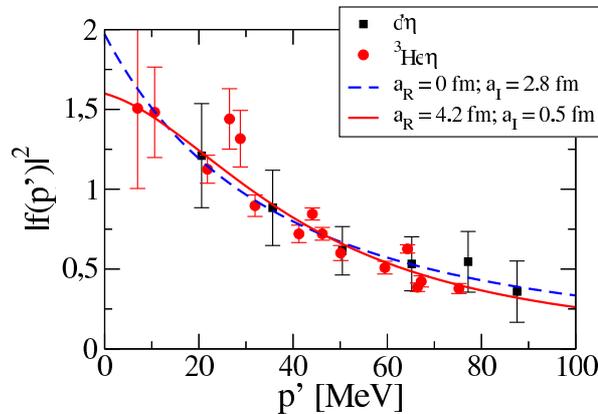


Abbildung 1.15: Abhängigkeit des Streuamplitudenbetragsquadrats $|f|^2$ vom Schwerpunktimпульs p' der Ejektile für die Reaktionen $p+n\rightarrow d+\eta$ und $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ von Hanhart [Han05]. Die gestrichelte Linie beschreibt die ηd -Daten, die durchgezogene die $\eta^3\text{He}$ -Daten. Bei dieser Darstellung wurden die Datensätze aufeinander normiert.

Für die Reaktion $p+n\rightarrow d+\eta$ existieren vier Datensätze [Plo78, Plo90, Cal97, Cal98, Lan04], wobei bei Calén et al. und Lang et al. eine Überhöhung des Wirkungsquerschnitts nahe der Produktionsschwelle gesehen wird. Ob der Endzustandswechselwirkungseffekt einen gebundenen Zustand erlaubt, ist nicht bekannt. Anhand von

1.6. Bedeutung einer präzisen Untersuchung der Wechselwirkung zwischen η -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern

41

Abbildung 1.15 ist zu erkennen, dass sich für das η d-System nahe der Produktionsschwelle ein sehr ähnliches Verhalten wie für das $\eta{}^3\text{He}$ -System zeigt.

1.7 Zusammenfassung

Zwischen η -Meson und Nukleonen wirkt ein großes starkes Wechselwirkungspotenzial, dennoch ist die zugehörige η N-Streulänge bisher noch nicht hinreichend exakt bekannt. Jüngste Ergebnisse zur Bestimmung der η N-Streulänge [Arn05], bei denen Photoproduktionsdaten wie auch Experimente mit Pionenstrahlen benutzt wurden, ergeben für den Realteil mehr als 1 fm, also einen deutlich größeren Wert als bisher angenommen.

Die η N-Streulänge ist für die theoretische Behandlung der $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung von zentraler Bedeutung, denn sie stellt die Grundlage für jede Modellbeschreibung dar. Das $\eta^3\text{He}$ -System ist von theoretischer Seite gut zugänglich, so dass in der Vergangenheit verschiedene Modellrechnungen mit unterschiedlichen Ansätzen in der referierten Fachliteratur veröffentlicht wurden [Wil93, Wyc95, Rak96, Wil97, Fix02], bei denen der Realteil der η N-Streulänge jedoch immer kleiner 0.75 fm war.

Die Modellrechnungen kamen zu ganz unterschiedlichen Ergebnissen, wobei keines von ihnen mit der aus den experimentellen Daten extrahierten $\eta^3\text{He}$ -Streulänge übereinstimmte.

Das kann im Prinzip auch an der Unsicherheit der extrahierten Streulänge liegen. Die benutzte Datenbasis zur Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle zeigt deutliche Diskrepanzen und umfasst zu wenige Datenpunkte, um ein solides Ergebnis ableiten zu können [Sib04a].

Um die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge aus solchen Daten bestimmen zu können, muss eine Fitkurve mit drei freien Parametern angepasst werden, dem Real- und dem Imaginärteil der Streulänge aus dem Kurvenverlauf und dem Betrag der Produktionsamplitude als absolute Kurvenhöhe. Mit nur einem Dutzend Datenpunkten, noch dazu mit voneinander abweichenden Experimentaufbauten gemessen und mit unterschiedlichen systematischen Unsicherheiten behaftet, ist dies nicht möglich.

Eine hohe Qualität bei der Bestimmung der $\eta^3\text{He}$ -Streulänge kann nur mit einer neuen Messung erzielt werden, die sowohl vom Standpunkt der Anzahl der Datenpunkte, wie auch von den statistischen Unsicherheiten deutlich präziser ist als alle bisherigen schwelennahen Messungen zusammen.

Das Ziel des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments ist es, die Unklarheiten in der Datenbasis endgültig zu beseitigen und eine eindeutige Antwort auf die Frage nach dem Wert der $\eta^3\text{He}$ -Streulänge zu finden.

Mit Hilfe dieser Erkenntnisse lässt sich ein wichtiger Schritt in Richtung Beantwortung der in der Fachwelt vieldiskutierten Frage nach der Existenz eines quasi- oder virtuell gebundenen Zustands zwischen ^3He -Kern und η -Meson beantworten und die Gültigkeit der vorhandenen streutheoretischen Modellbeschreibungen prüfen.

Kapitel 2

Experimentelle Aufbauten

Der Experimentaufbau ANKE [Bar01a] befindet sich an einem der internen Experimentierplätze am Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich [Mai97]. Das Kunstwort ANKE steht für “**A**pparatus for **N**uclear and **K**aon **E**jectiles” und bezieht sich auf die besonderen Eigenschaften des Experiments beim Nachweis positiv geladener Kaonen. In Kapitel 2.1 soll zunächst der COSY-Beschleunigerring beschrieben werden, bevor in Kapitel 2.2 der ANKE-Experimentaufbau im Allgemeinen und in den Folgekapiteln speziell die für die Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und der dp -elastischen Streuung als Referenzreaktion benutzten Komponenten erläutert werden.

Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf den Betrieb von COSY mit einer kontinuierlichen Rampe gelegt. Eine solche Rampe wurde für die betrachtete Strahlzeit erstmals an ANKE eingesetzt.

2.1 Das Synchrotron COSY

Die Bezeichnung COSY steht für “Cooler Synchrotron” und weist auf die besonderen Strahlkühlungseigenschaften des Speicherrings hin.

Das COSY ist in der Lage injizierte Protonen und mittlerweile auch Deuteronen in einem Impulsbereich von 0,3 GeV/c bis 3,7 GeV/c zu beschleunigen und bis zu 10^{11} Strahlteilchen zu speichern.

Mittlerweile werden an COSY auch polarisierte Protonen- und Deuteronenstrahlen angeboten, die das Spektrum der möglichen Experimente deutlich erweitern [Dah01, Geb06]. Beim Einsatz von polarisierten Beschleunigerstrahlen muss dafür eine geringere Strahlintensität in Kauf genommen werden.

Der Injektor JULIC

Als Injektor wird das Zyklotron JULIC verwendet [Bra98], mit dem die in einer Ionenquelle produzierten, negativ geladenen Wasserstoffionen auf eine Energie von 45 MeV für Protonen und 90 MeV für Deuteronen beschleunigt werden. Diese Ionen werden dann aus dem Zyklotron extrahiert und dem COSY-Speicherring zugeführt. Direkt bei der Einspeisung treffen sie auf eine Kohlenstoffolie, an der sie ihre Elektronenhülle abstreifen. Das heißt, dass aus H^- -Ionen Protonen werden.

Der Grund für dieses Verfahren mit einer Injektion von negativ geladenen Wasserstoffionen besteht darin, dass durch die Ladungsänderung der Strahlteilchen bei der Injektion das Feld am Injektionsmagnet nicht umgepolt werden muss, um die Strahlteilchen anschließend im Synchrotron zu speichern.

Das Synchrotron

Im Synchrotron werden die Strahlteilchen schließlich auf ihren endgültigen Impuls beschleunigt. Der Ringumfang vom COSY beträgt 184 m, unterteilt in zwei jeweils 40 m lange Geraden und zwei 52 m lange Halbkreise. Der Beschleunigerstrahl wird von 24 Dipolmagneten auf seiner Ringbahn gehalten.

Zur Strahlfokussierung und um die Teilchenbahn auf den Beschleunigergeraden kontrollieren zu können, werden 56 Quadrupolmagnete eingesetzt.

Sextupolmagnete werden bei der Extraktion des Strahls für externe Experimente benutzt und dienen dazu, bei hohen Strahlimpulsen durch Restfelder von den Dipolmagneten induzierte chromatische Fehler zu kompensieren.

Die Strahlkühlungsmechanismen

Zwei Strahlkühlungsmechanismen stehen an COSY zur Verfügung. Ein Elektronenkühler kann für Strahlimpulse bis 0.65 GeV/c benutzt werden. Mit diesem Kühlsystem kann die transversale Ausdehnung des Teilchenpakets nach der Injektion vermindert werden. So kann vermieden werden, dass ein Teil des Strahls an dem ihn

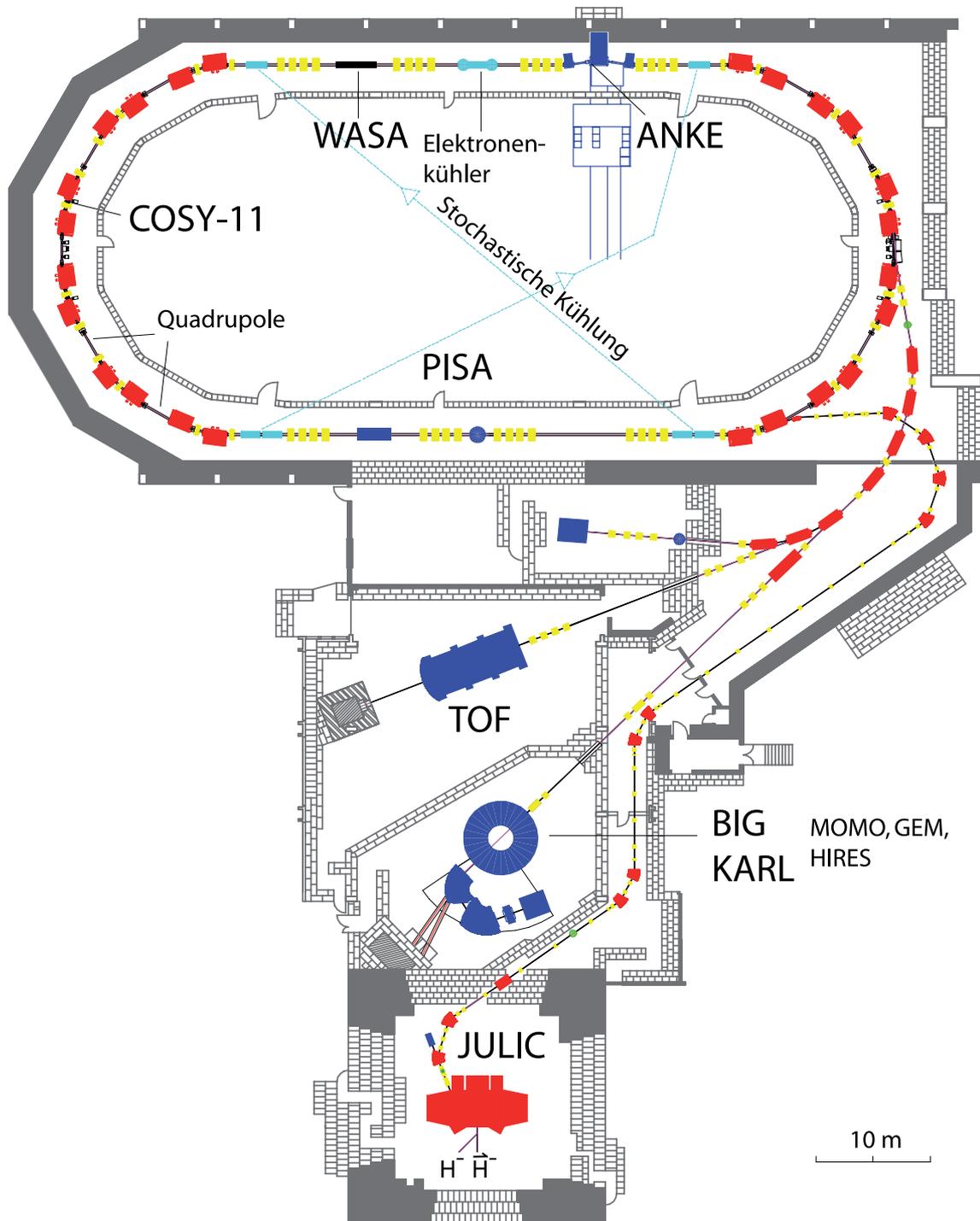


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Speicherrings COSY.

umgebenden Strahlrohr verloren geht. Aus technischen Gründen ist die Größe des Strahlrohrs beschränkt.

Aufgrund der adiabatischen Kühlung beim Beschleunigungsvorgang spielt die transversale Ausdehnung bei höheren Impulsen eine geringere Rolle. Insbesondere für das sogenannte “Stacking”, mit dem bei der Injektion eine größere Anzahl an Strahlteilchen für Experimente zur Verfügung gestellt werden kann, ist die Elektronenkühlung interessant.

Eine stochastische Kühlung steht für Strahlimpulse oberhalb von 1.5 GeV/c bei einem Protonen- und von 3.0 GeV/c bei einem Deuteronenstrahl zur Verfügung. Bei der stochastischen Kühlung wird mit Hilfe von “Pick-Up”-Elektroden ein Signal bezüglich der Abweichung der transversalen Positionen des Strahls vom Sollwert aufgenommen und auf direktem Weg zur diagonal gegenüber liegenden Seite des Ringes an eine “Kicker”-Elektrode übermittelt, die ein zuvor “eintrainiertes” Korrektursignal erzeugt. An COSY werden zwei Einheiten von solchen Korrektorelektroden verwendet, jeweils am Anfang und am Ende der gegenüberliegenden Geradensektion.

Im ungekühlten Betrieb wird bei hohen Strahlimpulsen an COSY eine Impulsauflösung von $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ erreicht, unter Ausnutzung der stochastischen Kühlung lässt sich die Auflösung auf $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-4}$ steigern.

Interne und externe Experimente

Das COSY wird für interne und externe Experimente verwendet. Interne Experimente nutzen den umlaufenden Strahl. Für solche Experimente kommen nur extrem dünne Targets oder Faden- beziehungsweise Folientargets in Frage. Bei Faden- oder Folientargets wird mit Hilfe von Stearermagneten der Beschleunigerstrahl langsam vertikal in das Target hineingefahren, so dass die Ereignisrate ungefähr konstant bleibt. Zu den aktiven internen Experimenten gehören ANKE und WASA, zu den inzwischen abgeschalteten COSY-11, EDDA, PISA und COSY-13.

Für externe Experimente muss der Teilchenstrahl zunächst extrahiert werden. Die Extraktionselemente sind für einen maximalen Strahlimpuls von 3.3 GeV/c ausgelegt. Entsprechend kann von COSY kein größerer Strahlimpuls für externe Experimente bereitgestellt werden. Zu den Experimentaufbauten diesen Typs gehören COSY-TOF sowie MOMO, GEM und HIRES am Magnetspektrometer inzwischen abgeschalteten BIG KARL.

Die kontinuierliche Rampe an COSY

Um die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nahe der Produktionsschwelle, also für die ersten MeV an Überschussenergien, bestimmen zu können, muss die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in einem schmalen Strahlimpulsintervall gemessen werden, was anhand von Abbildung 1.2 deutlich wird. Am COSY ist es möglich, innerhalb eines Zyklus von fünf oder zehn Minuten den Strahlimpuls langsam linear mit der Zeit zu erhöhen, so dass in jedem der einzelnen Zyklen der gesamte interessante

Energiebereich abgefahren wird. Gerade bei der Messung einer Anregungsfunktion zeigen sich die Vorzüge einer solchen kontinuierlichen Rampe.

1. Lange Einstellzeiten am Beschleuniger für die einzelnen Strahlimpulse werden vermieden und es kann, sofern die Statistik hinreichend ist, eine größere Anzahl an Datenpunkten gemessen werden.
2. Ein solcher Aufbau ermöglicht die Minimierung systematischer Unsicherheiten. Für jede der interessierenden Überschussenergien, die sich für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ im Bereich der Produktionsschwelle nahezu linear mit dem Deuteronenstrahlimpuls verändern, wird eine gleichmäßig hohe Ereigniszahl erreicht. Wie in Kapitel 4.9 erläutert wird, ergibt sich damit ebenfalls eine nahezu konstante integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Überschussenergie, wodurch die Unsicherheit bei der relativen Normierung der Datenpunkte deutlich vermindert wird.
3. Mit Hilfe der Linearität der Rampe kann die Überschussenergie hochpräzise aus der Zeitinformation rekonstruiert werden, wie in Kapitel 4.12 deutlich wird. Damit ist die Überschussenergie auch für die schwelennahen Datenpunkte, bei denen eine präzise Rekonstruktion aus den Messdaten schwierig ist, sehr gut zugänglich.

Der Betrieb von COSY mit einer kontinuierlichen Rampe soll nun beschreiben werden. Zunächst wird der injizierte Teilchenstrahl auf den gewünschten Sollstrahlimpuls beim Start der Rampe beschleunigt. Anders als beim Regelbetrieb wird die Hochfrequenz des Beschleunigerrings nun nicht ausgeschaltet, sondern genau so erhöht, dass der Strahlimpuls linear ansteigt.

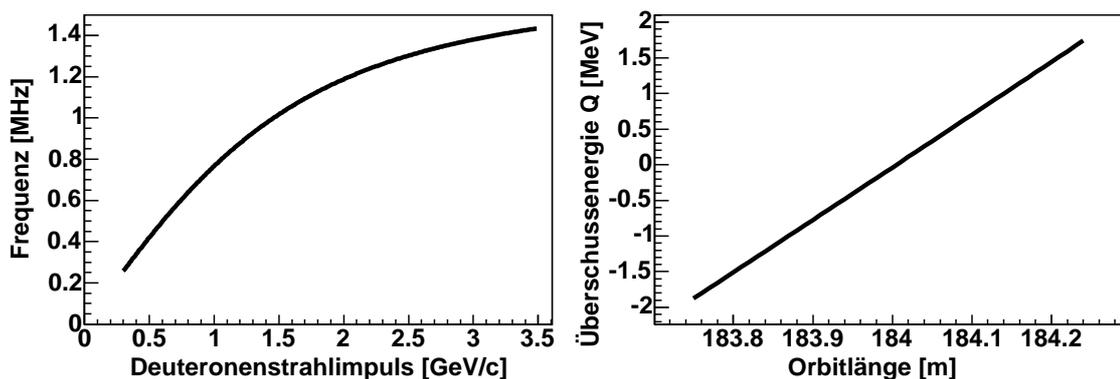


Abbildung 2.2: Darstellung der COSY-Teilchenstrahlfrequenz in Abhängigkeit vom Deuteronenstrahlimpuls bei der nominalen Orbitlänge von 184 m sowie der Variation der Überschussenergie bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in Abhängigkeit von der Orbitlänge bei einer festen Umlauffrequenz von 1.3065 MHz.

Um tatsächlich eine Linearität zu erzielen, muss der Teilchenorbit im Beschleunigerring innerhalb der Rampe konstant gehalten werden. Ein präzises Monitorsystem für den COSY-Strahl und die zur Verfügung stehenden Quadrupolmagnete, die für die besonders gute Strahloptik am COSY sorgen, ermöglichen einen solchen Betrieb mit konstantem Strahlorbit [Die02].

Der absolute Wert für den Strahlimpuls und damit für die Überschussenergie ist weniger gut bekannt. Wie man in Abbildung 2.2 erkennen kann, führt bereits eine kleine Variation der Orbitlänge bei einer festen Frequenz im Bereich der η -Produktionsschwelle zu einer deutlichen Veränderung der Überschussenergie. Es ist nicht möglich, mit Hilfe des COSY-Strahlmonitorsystems die Orbitlänge derart genau zu bestimmen, dass die Überschussenergie bis in den keV-Bereich genau bekannt ist. Eine solche Analyse muss anhand der Messdaten vorgenommen werden und wird in Kapitel 4.12 vorgestellt.

Die für COSY zur Verfügung stehende stochastische Kühlung steht im Betrieb mit einer kontinuierlichen Rampe nicht zur Verfügung. Für die Impulsauflösung des Teilchenstrahls wird jedoch durch die eingeschaltete Hochfrequenz ein hinreichend guter Wert von $\Delta p/p = 2.2 \cdot 10^{-4}$ erreicht [Mer07]. Eine Gaußverteilung beschreibt die Form dieser Impulsverschmierung in guter Näherung.

2.2 Der ANKE-Experimentaufbau

Eine schematische Aufsicht auf den ANKE-Experimentaufbau mit den entsprechenden Detektorbezeichnungen ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Komponenten sollen zunächst kurz in ihrer Gesamtheit vorgestellt werden, bevor in den folgenden Kapiteln auf die zur Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und der dp -elastischen Streuung als Referenzreaktion benutzten Bestandteile detailliert eingegangen wird.

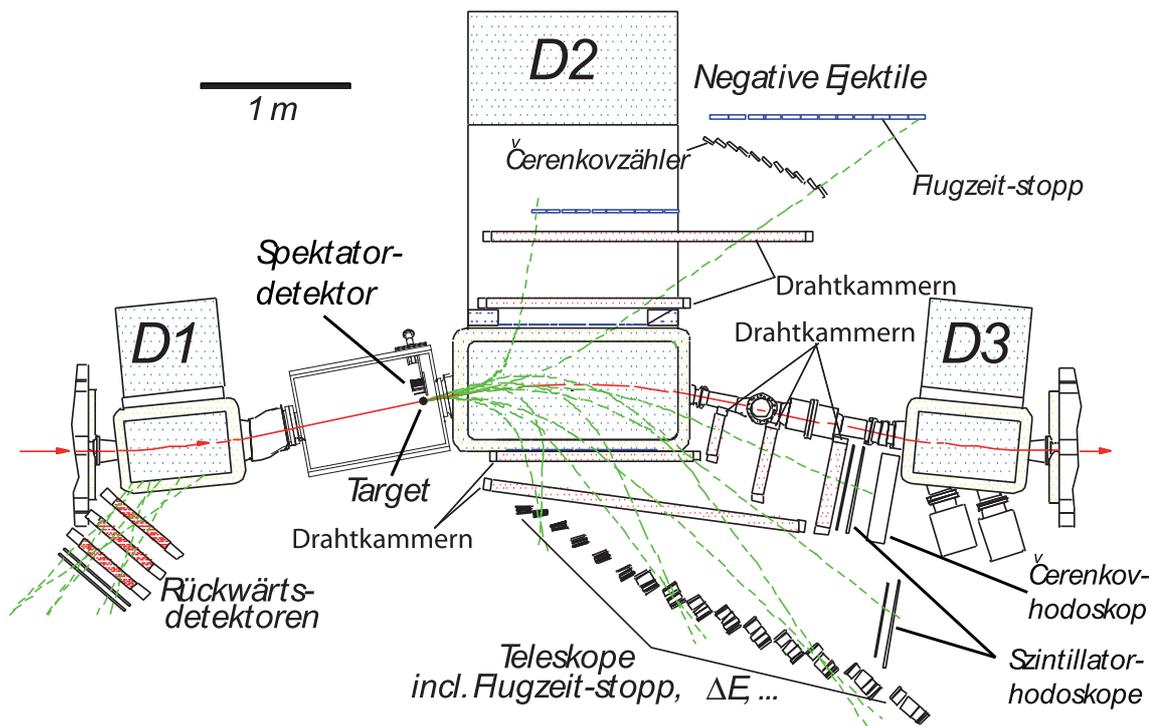


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus ANKE.

Targets am ANKE-Experimentaufbau

Für ein internes Speicherringexperiment kommen nur sehr spezielle Targets in Frage. Drei unterschiedliche Typen von Targets stehen am ANKE-Experiment zur Verfügung, die je nach Zielsetzung der entsprechenden Messung eingesetzt werden.

1. Für unpolarisierte Messungen kann ein Wasserstoff- bzw. Deuterium-Clusterjet [Kho99] als Target verwendet werden. Diese Form von Target stellte in der Vergangenheit die Standardapplikation an ANKE dar. Mit keinem anderen Targettyp wurden bisher so viele Strahlzeiten an ANKE durchgeführt wie mit einem Clusterjet.
2. Um auch doppelt-polarisierte Messungen durchführen zu können, wurde ein polarisiertes Target mit Speicherzelle entwickelt. Das Target ist am Ende seiner Erprobungsphase und stellt einen zentralen Bestandteil des Zukunftsprogramms an ANKE dar. Für unpolarisierte Messungen an einem Protonen- oder Deuteronentarget wird weiterhin der Clusterjet verwendet, mit dem deutlich größere Targetdichten erzielt werden können.
3. Für die Untersuchung von Reaktionen mit schweren Kernen kann ein Fadentarget eingesetzt werden. Die COSY-Strahllebensdauer ist beim Einsatz dieses Targettyps begrenzt, da sich der mit Stearermagneten in das Target geführte Strahl schnell verbraucht.

Der spektrometrische Dipolmagnet D2

Die am Targetpunkt emittierten Reaktionsejektile müssen nun detektiert werden. Dem Dipolspektrometermagnet D2 kommt in diesem Zusammenhang eine zentrale Rolle zu. Mit Hilfe des D2-Magneten lassen sich die Impulse von geladenen Teilchen aus den Teilchenspuren im bekannten Magnetfeld rekonstruieren [Ste98, Ste01]. Um den Beschleunigerstrahl aus und wieder auf seine Sollbahn zu lenken, werden zwei weitere Dipolmagnete D1 und D3 verwendet. Der D2-Magnet und die umliegenden Detektoren befinden sich auf einer senkrecht zur Strahlrichtung verschiebbaren Plattform, so dass unterschiedliche Auslenkwinkel des COSY-Strahls realisiert werden können. Dabei ist zu beachten, dass der maximale Auslenkwinkel von 10.6° und das maximale am D2-Magneten anliegende Feld von 1.56 T nicht überschritten werden können. Bei einem festen Strahlimpuls und einem gegebenen Auslenkwinkel ist die D2-Feldstärke festgelegt. Zwei der drei Größen sind frei wählbar, die dritte Größe ergibt sich aus den anderen beiden, sofern die zuvor genannten Maximalwerte nicht überschritten werden. Ab einem Strahlimpuls von mehr als 1.93 GeV/c stellt das Magnetfeld den limitierenden Faktor dar.

Die ANKE-Detektionssysteme

Wie man anhand von Abbildung 2.3 erkennen kann, lassen sich die einzelnen Detektionssysteme in fünf Gruppen einteilen.

1. Das **Vorwärtsdetektorsystem (FD)** wird benutzt, um Teilchen mit hohem Impuls nachzuweisen, die den spektrometrischen Magneten D2 in der Aufsicht von Abbildung 2.3 direkt unterhalb des Strahlrohres verlassen. Mit diesem Detektionssystem werden in der Regel schwere Teilchen nachgewiesen. Bei den an ANKE betrachteten Reaktionen besitzen schwere Teilchen aufgrund ihrer Masse, die bei der Lorentztransformation aus dem Schwerpunkts- ins Laborsystem eine große Rolle spielt, zumeist einen hohen Longitudinalimpuls. Das Vorwärtssystem besteht aus zwei Vieldrahtproportional-¹ und einer Driftkammer², mit denen die Teilchenspur rekonstruiert werden kann, sowie einem Hodoskop mit zwei Lagen von Szintillationsdetektoren³ und wahlweise einem Čerenkovdetektor⁴ oder einem der zum Positivdetektorsystem gehörenden “Side-Wall”-Szintillatordetektoren.
2. Das **Positivdetektorsystem (PD)** wurde entwickelt, um positiv geladene Kaonen nachzuweisen. Aus diesem Grund wurde der D2-Magnet so konzipiert, dass die Feldverteilung doppeltfokussierend auf im Positivdetektor nachgewiesene Teilchen wirkt. Das heisst, dass Teilchen mit gleichem Impuls, unabhängig vom Streuwinkel, nach Verlassen des D2-Feldes einen zweiten Fokussierungspunkt besitzen, sofern sie im Akzeptanzbereich des Positivdetektorsystems liegen. Der erste Fokussierungspunkt ist die vorgegebene Position des Targetpunktes. An der entsprechenden Position werden Kaonen mittels “Degrader” so stark abgebremst, dass sie in einem Szintillatordetektor gestoppt werden. Eine solche Anordnung ermöglicht es, einen sehr effektiven Kaonentrigger aufzusetzen.

¹Vieldrahtproportionalalkammern sind aus vielen einzelnen, im Proportionalbereich arbeitenden Drahtzählern bestehende Geräte zum Nachweis ionisierender Teilchen. Am ANKE Experiment werden Kammern verwendet, bei denen die Drähte in einer Ebene angeordnet sind und einzeln ausgelesen werden können, um damit Teilchenbahnen zu bestimmen.

²Driftkammern sind Vieldrahtproportionalalkammern, bei denen die Abstände zwischen Kathodenebenen oder -drähten und den zugehörigen Anodendrähten deutlich größer sind. Es ist möglich, die Zeit zu bestimmen, die Elektronen benötigen, um von ihrem Entstehungsort in der Kammer zum Zählrohr zu driften. Daraus lässt sich der von den Elektronen zurückgelegte Weg berechnen. Durch die Wahl besonderer Kammergase kann eine vom elektrischen Feld praktisch unabhängige Driftgeschwindigkeit erreicht werden.

³Szintillationsdetektoren bestehen aus einem Material, das beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens oder durch Absorption von Photonen einen relativ kurzen Lichtblitz abgibt. Der Lichtblitz wird mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfältigers verstärkt und ein elektrisches Signal wird abgegriffen. Das integrierte Signal ist proportional zum Energieverlust von ionisierenden Teilchen im Detektormaterial.

⁴Ein Čerenkovdetektor ist ein geschwindigkeitssensitiver Detektor für schnelle Teilchen, bei dem ausgenutzt wird, dass geladene Teilchen eine elektromagnetische Strahlung emittieren, wenn sie sich in einem Material schneller als das Licht bewegen (Čerenkoeffekt).

Für das PD-System wurden dünne Start-Szintillatoren direkt am Aluminium-Austrittsfenster der Streukammer angebracht, die gemeinsam mit den Stop-Szintillatoren der Flugzeitanalyse dienen.

Ein Kaonendetektor darf nicht zu groß sein, ansonsten wäre der Anteil der vor der Detektion bereits zerfallenen Kaonen zu groß.

Dementsprechend konnten die beiden Vieldrahtproportionalkammern, die eine Teilchenspurrekonstruktion erlauben, aus Platzgründen nur hinter den Startdetektoren angebracht werden. Die durch Teilchenstreuung in den Startszintillatoren induzierte Impulsverschmierung wird zugunsten einer Flugzeitmessung in Kauf genommen.

Um die Akzeptanz des Detektionssystems auch auf Teilchen mit hohem Impuls zu erweitern, wurden zwei Szintillatorwände mit jeweils sechs Latten entwickelt, die eine Lücke zwischen Positivdetektor- und Vorwärtsdetektorsystem füllen. Diese Szintillatorwände werden "Side-Wall"-Detektoren genannt und können wahlweise auch im Vorwärtssystem eingesetzt werden.

Mit dem Positivdetektorsystem ist natürlich auch die Detektion von Pionen oder schwereren geladenen Teilchen möglich, die einen geringen Impuls oder eine zweifache Ladung besitzen und dementsprechend stark im Magnetfeld ausgelenkt werden. Beispielsweise wurden bei einer Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n+\pi^0$ nahe der Produktionsschwelle die ${}^3\text{He}$ -Teilchen im PD-Detektor nachgewiesen [Hej04].

3. Das **Negativdetektorsystem (ND)** wird benutzt, um negativ geladene Kaonen und Pionen nachzuweisen. Der für dieses Detektionssystem zur Verfügung stehende Raum ist baulich durch den Spektrometermagneten D2 begrenzt. Daher musste der Negativdetektor sehr kompakt entwickelt werden [Har02].

Genau wie beim Positivdetektorsystem werden zunächst Start-Szintillatoren verwendet, die direkt hinter dem Aluminium-Austrittsfenster der Streukammer angebracht sind.

Zwei Vieldrahtproportionalkammern werden benutzt, um die Teilchenspur zu rekonstruieren, aus der dann mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann.

Die zur Flugzeitmessung genutzten Stop-Szintillatoren mussten aus Platzgründen in zwei Ebenen aufgeteilt werden. Direkt vor der zweiten Ebene für Teilchen mit höherem Impuls ist ein Čerenkovdetektor angebracht, der zu einer besseren Identifikation von Kaonen im Pionenuntergrund dient.

4. Der **Vertexdetektor (VD)** besteht aus targetnahen Teleskopen, die jeweils aus drei Lagen von segmentierten Siliziumdetektoren mit aufsteigender Dicke von $65 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ und 5mm bestehen. Die Segmentierung erlaubt eine Ortsauflösung von $400 \mu\text{m}$ [Mus05]. Die aktuelle Version kann auch zeitauflösend

als Startsignal für eine Flugzeitmessung im Vorwärtsdetektor benutzt werden [Leo05].

Die Teleskope können eingesetzt werden, um Teilchen mit geringen kinetischen Energien im Laborsystem nachzuweisen, die unter einem großen Streuwinkel emittiert werden. Dazu gehören unter anderem Spectatorprotonen⁵ beim Einsatz eines Deuteronentargets [Bar01b, Leh04, Mus05], mit deren Detektion es möglich wird, Reaktionen an einem quasifreien Neutronentarget zu untersuchen. Des Weiteren werden elastisch gestreute Targetteilchen mit geringem Impulsübertrag detektiert.

Das gesamte Detektionssystem wird insbesondere in Verbindung mit dem Einsatz des polarisierten Targets und einer Speicherzelle Verwendung finden.

5. Der **Rückwärtsdetektor (BD)** ist geeignet, um zurückgestreute positiv geladene Teilchen in einem Impulsbereich von 300 MeV/c bis 600 MeV/c nachzuweisen. Für dieses aus Driftkammern und Szintillatoren bestehende Detektionssystem wird der D1-Dipolmagnet, der den Beschleunigerstrahl in Richtung Target auslenkt, als Impulsspektrometer benutzt.

Für die Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und der zu Normierung genutzten dp -elastischen Streuung wurde das Vorwärtssystem des ANKE-Experiments in Verbindung mit einem Protonen-Clusterjet als Target verwendet. Das Negativdetektorsystem wurde bei dieser Strahlzeit benutzt, um die ${}^3\text{He}$ -Multipionen-Produktion genauer untersuchen zu können.

⁵Spectator, engl. = Beobachter

2.3 Das Clustertarget

Targets für interne Experimente müssen besondere Voraussetzungen erfüllen, damit sie erfolgreich eingesetzt werden können:

1. Das Überlappvolumen zwischen Target- und Beschleunigerstrahl muss klein sein.

Um eine gute Auflösung bei der Spurrekonstruktion zu erhalten, muss die Position des Vertexpunktes gut bekannt sein. Im Normalfall kann hierfür nur die mittlere Position des Targets genutzt werden. Mit einem solchen Aufbau lässt sich nur dann eine gute Detektorauflösung erzielen, wenn die Überlappfläche von Target und Beschleunigerstrahl klein ist.

2. Die Targetdichte muss genau so groß sein, dass die gewünschte Luminosität erreicht werden kann.

Bei einer zu großen Targetdichte nehmen Mehrfachstreuung im Targetmaterial und die Anzahl zufälliger Koinzidenzen zu und erlauben es nicht mehr, eine "Event-by-Event"-Analyse durchzuführen, bei der die Kinematik einer Reaktion vollständig rekonstruiert werden kann.

Neben der Tatsache, dass die Zahl der Untergrundereignisse steigt, führt eine zu große Targetdichte dazu, dass eine Präzisionsmessung nahe der Produktionsschwelle aufgrund der durch Energieverluste im Target verschmierten Überschussenergie nicht mehr möglich ist.

Gleichzeitig kann die Beschleunigeranlage die großen Energieverluste im Target, die bei jedem Durchlauf des Teilchenpakets mit einer Frequenz im MHz-Bereich auftreten, nicht ausgleichen. Es kommt zu einer starken Strahlverschmierung und die Strahllebensdauer ist gering.

Beim Einsatz eines Feststofftargets für ein internes Experiment sind solche Schwierigkeiten nicht zu vermeiden.

3. Die Vakuumbedingungen des Beschleunigerrings dürfen nicht zu stark beeinträchtigt werden.

So sollte auch beim Targetbetrieb in der Streukammer ein Hochvakuumdruck von 10^{-6} mbar aufrechterhalten werden. Ereignisse, die ausserhalb der Region des Target-Strahl-Überlapps durch Reaktionen des Beschleunigerstrahls mit Restgasteilchen stattfinden, führen zu nichtphysikalischen Untergrundergebnissen.

Entsprechend ist auch der Einsatz eines reinen Gastargets schwierig. Beim Einsatz einer Speicherzelle ist die Position der Wechselwirkungsregion nur schlecht bekannt. Nutzt man hingegen einen in das Ringvakuum geschossenen Gasstrahl, dann kann nur eine geringe Luminosität erzielt werden, ohne das Vakuum zu brechen.

Ein Clusterjet-Target stellt eine sehr gute Lösung für diese Anforderungen dar. Das am ANKE-Experiment eingesetzte Target ist in Abbildung 2.4 dargestellt und besteht aus der Clusterquelle und der Clusterstrahlauffängerstufe. Beide Teile des Clustertargets sind mit Vakuumschiebern von der Streukammer getrennt, die zum Vakuumsystem des COSY-Beschleunigerrings gehören und automatisch schließen, wenn ein bestimmter Vakuumdruck in der Streukammer überschritten wird.

Die Clusterquelle

Innerhalb der Clusterquelle wird der Clusterstrahl produziert. Dazu wird hochreines Wasserstoff- oder Deuteriumgas mit Hilfe eines Kaltkopfes bis unter die Dampfdruckkurve auf eine Temperatur von 20 bis 30 K heruntergekühlt. Damit das unterkühlte Gas in hochreiner Form vorliegt und die Düse nicht durch Verunreinigungen verstopft wird, muss das Gas zuvor einen Gasreiniger mit einer geheizten Palladium-Membran passieren. Das gekühlte Gas wird dann bei einem Druck von 15 bis 20 bar durch eine Lavalldüse mit einem geringsten Querschnittsdurchmesser von ungefähr $20 \mu\text{m}$ ins Vakuum der Skimmerkammer gepresst.

Die Skimmerkammer

Das Gas expandiert adiabatisch und erfährt durch den Joule-Thomson-Effekt realer Gase eine weitere Temperaturerniedrigung, so dass es während der Expansion in der Düse in einem übersättigten Zustand vorliegt und spontan zu Mikro-Tröpfchen, den sogenannten Clustern, kondensieren kann [Que01]. Die Cluster bestehen aus bis zu tausend Atomen [Hag72] und zeigen nicht mehr das Dispersionsverhalten, das beim Einsatz eines reinen Gastargets auftritt.

Der erzeugte Clusterstrahl wird nun mit Hilfe einer kegelförmigen Blende, dem sogenannten Skimmer, vom Restgas separiert. Lediglich ein kleiner Teil der Gaslast von bis zu 5 l/min Wasserstoffgas bei Normaldruck, die durch die Düse gepresst werden und in der Skimmerkammer anfallen, wird effektiv für den Clusterstrahl benutzt. Das restliche Gas wird mit einem leistungsstarken Roots- und Vorpumpenstand mit einem Saugvermögen von $2000 \text{ m}^3/\text{h}$ abgepumpt, so dass ein Skimmerkammerdruck im Bereich von 10^{-1} mbar erzielt werden kann.

Die Kollimatorkammer

Um vom Skimmerkammerdruck auf die Druckverhältnisse des Ringvakuums von 10^{-7} mbar übergehen zu können, muss differentiell gepumpt werden. Dazu ist an der nächsten Stufe, der Kollimatorkammer, eine leistungsfähige Turbopumpe angebracht. Die Skimmerkammer ist über eine kegelförmige Blende mit der Kollimatorkammer verbunden. Das Druckniveau in dieser Stufe beträgt ungefähr 10^{-4} mbar und ist auch für die thermische Isolierung des Kaltkopfes von entscheidender Bedeutung. Mit Hilfe einer weiteren kegelförmigen Blende, dem Kollimator, wird in der Kollimatorkammer aus dem Clusterstrahl ein wohldefinierter Teil ausgeschnitten,

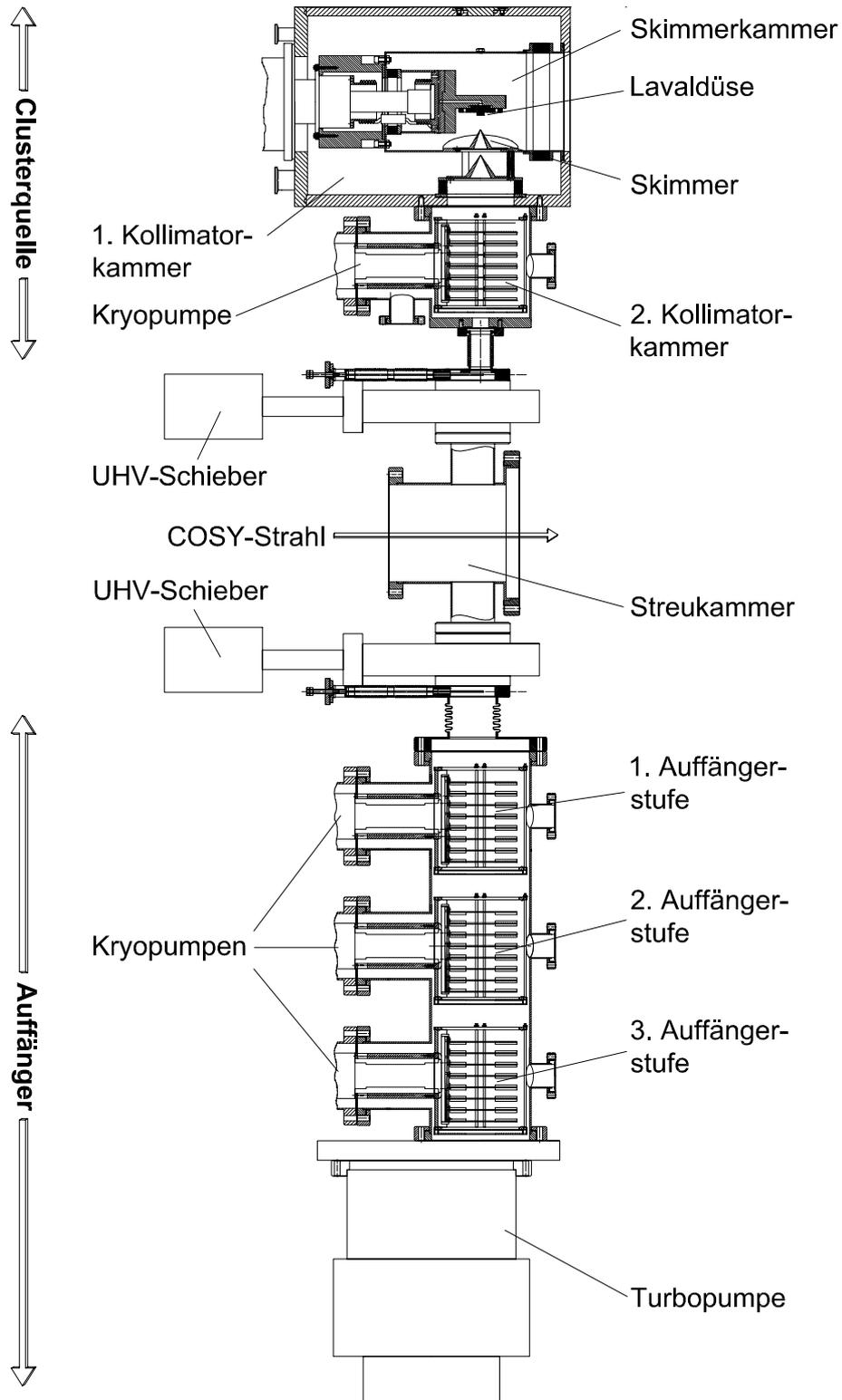


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung vom Clustertargetaufbau.

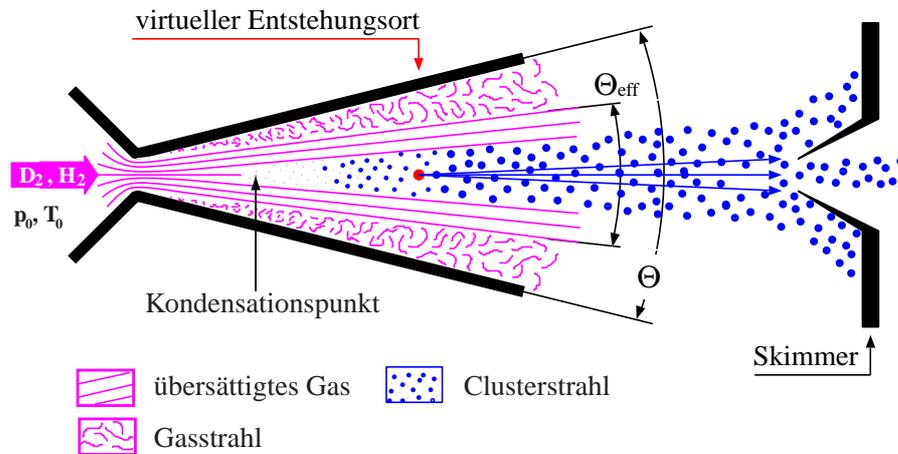


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Clusterproduktion mit einer Lavaldüse.

der letztendlich die Streukammer erreicht. Die Größe der Kollimatorblendenöffnung bestimmt bei linearer Clusterstrahldispersion die Größe des Clusterstrahls.

Übergang ins Ringvakuum der Streukammer

Um vom Druckniveau unterhalb der Kollimatorkammer auf das Druckniveau des Ringvakuums von mindestens 10^{-6} mbar zu gelangen, wird eine Kryopumpe verwendet.

Kryopumpen besitzen eine möglichst große, mit Aktivkohle bedeckte Oberfläche, die auf Temperaturen unterhalb der Wasserstoffdampfdruckkurve gekühlt werden. Unter solchen Bedingungen ist die Kohlenstoffoberfläche in der Lage, die Restgasteilchen, die aus der Kollimatorkammer in diese Pumpstufe gelangen, an sich zu binden und für ein Druckniveau von 10^{-7} mbar im Targetbetrieb zu sorgen.

Der herausgeschälte Clusterstrahl tritt nun in die Streukammer ein, in der der Überlapp von Beschleuniger- und Clusterstrahl die Wechselwirkungszone definiert. Das Ringvakuum wird mit automatischen Vakuumschiebern geschützt.

Die Auffängerstufe

Mit Hilfe der Auffängerstufe wird der Clusterstrahl, der die Skimmerkammer passiert hat, abgepumpt und das Zurückströmen von Gasteilchen verhindert. Auch hier wird mit drei hintereinandergeschalteten Kryopumpen auf ein Druckniveau von 10^{-7} mbar in der ersten bis 10^{-5} mbar in der dritten Auffängerstufe differentiell gepumpt, bevor der Clusterstrahl in der letzten Stufe durch eine Turbomolekular-

pumpe abgepumpt wird. Der Clusterstrahl trifft direkt auf die Rotorblätter dieser Pumpe, so dass der größte Teil des Clusterstrahls direkt abgepumpt wird.

Der Deuteriumbetrieb

Deuterium ist ein sehr wertvolles Gas. Entsprechend ist es sinnvoll, das Restgas, das neben dem Clusterstrahl in der Skimmerkammer anfällt und das den größten Teil des Gasverbrauchs im Target ausmacht, aufzufangen und in einem Kreislauf wiederzuverwenden. Dazu wird das Gas mit einer Kompressoreinheit vom Normaldruck, mit dem es das Pumpensystem um die Rootspumpe an der Skimmerkammer verlässt, auf bis zu 20 bar komprimiert und dem Target wieder zugeführt.

Beim Deuteriumbetrieb wird im Gegensatz zum Wasserstoffbetrieb nicht mit Gasflaschen gearbeitet, sondern mit einer Elektrolyseeinheit, die schweres Wasser in seine Bestandteile Deuterium und Sauerstoff zerlegt [Rau05]. Die entsprechende Menge Deuterium, die nötig ist, um den üblichen Verbrauch im Target auszugleichen, wird dem Kreislauf bei niedrigem Druck vor der Kompressoreinheit zugeführt.

2.4 Der Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor wird verwendet, um Teilchen mit großen Impulsen nachzuweisen. Normalerweise handelt es sich dabei um schwere Teilchen wie Protonen, Deuteronen oder Heliumkerne. Um in diesem System detektiert zu werden, müssen die Teilchen das Vakuum der Streukammer durch ein entsprechendes Aluminium-Austrittsfenster mit einer Dicke von 0.5 mm, einer Breite von 260 mm und einer Höhe von 200 mm verlassen. Der Aufbau des Vorwärtssystems ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

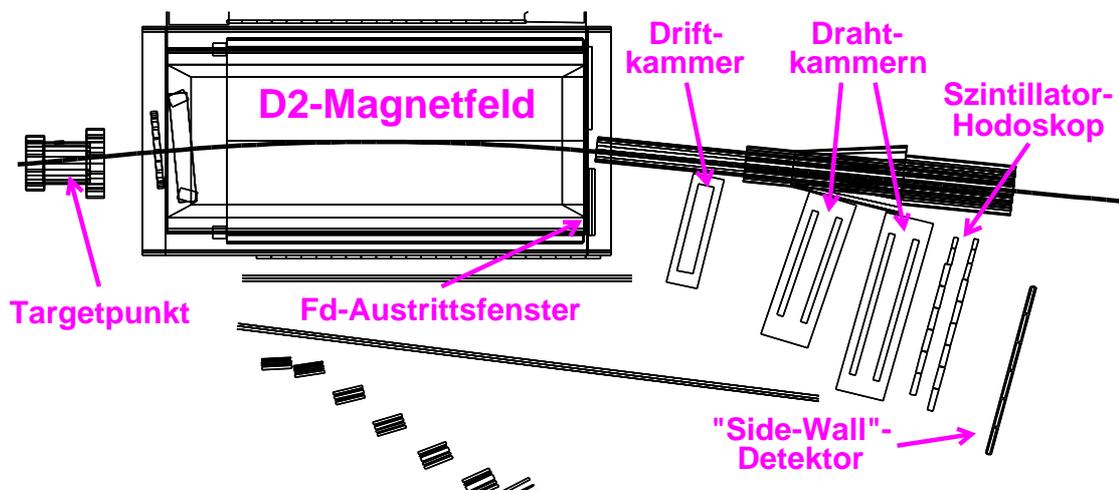


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Vorwärtssystems.

Zur Spurrekonstruktion im Vorwärtssystem werden drei Drahtkammereinheiten verwendet. Die erste Einheit besteht aus drei Driftkammerebenen, die zweite und dritte aus jeweils vier Vieldrahtproportionalkammer- und zwei Kathodenstreifenebenen. Ein Hodoskop mit zwei Lagen Szintillatormaterial schließt sich an [Pet02b]. Des Weiteren kann wahlweise ein "Side-Wall"-Detektor oder ein Čerenkovdetektor hinter diesen Szintillatoren angebracht werden.

Anders als beim Positiv- oder Negativdetektorsystem ist bei diesem System eine gute Impulsauflösung wichtiger als eine Flugzeitmessung. Bei derart hohen Impulsen muss die relative Impulsauflösung $\Delta p/p$ sehr klein sein, damit die absolute Auflösung Δp in der gleichen Größenordnung wie beim Positiv- oder Negativdetektorsystem liegt. Aus diesem Grund wurde auf Szintillationsdetektoren direkt am Austrittsfenster der Streukammer als Startsignal für eine Flugzeitmessung verzichtet.

Eine Flugzeitmessung ist also nur zwischen den Szintillatorhodoskoplagen hinter den Drahtkammern möglich. Da diese aus Platzgründen sehr eng hintereinander positioniert sind, ist damit nur eine sehr begrenzte Auflösung möglich. Falls jedoch bei der Analyse eine Teilchenkoinzidenz mit dem Positiv- oder Negativdetektor gefordert wird, kann die Flugzeitinformation aus diesem System zum Vertexpunkt zurück-

gerechnet und eine Flugzeitanalyse für das Vorwärtssystem vorgenommen werden. Eine neuere Version des Vertexdetektors ist mittlerweile ebenfalls in der Lage, ein Zeitsignal für eine solche Analyse zu liefern [Leo05].

Die Driftkammer des Vorwärtssystems

Zur Spurrekonstruktion im Vorwärtssystem wird eine Driftkammer, bestehend aus drei Ebenen mit vertikalen Kathoden- und Anodendrähten, verwendet. Ebenen mit horizontalen Drähten sind in dieser Kammer nicht vorhanden. Die Bedeutung der vertikalen Impulskomponente ist für die Analyse geringer als jene der horizontalen Komponenten, die den deutlich größeren Longitudinalimpuls bestimmen.

Die Anordnung der Drähte in der Kammer ist in Abbildung 2.7 skizziert. Drei Drahtkammerebenen sind jeweils mit einem Abstand von 10 mm hintereinander angeordnet. Die Kammergeometrie ist so gewählt, dass bei realistischen Spuren keine Akzeptanzeinschränkung gegenüber dem Austrittsfenster auftritt. Jede Ebene besteht aus 32 Kathoden- und 33 Anodendrähten, die sich in ihrer Anordnung abwechseln. Der Drahtabstand zwischen zwei Drähten beträgt 5 mm.

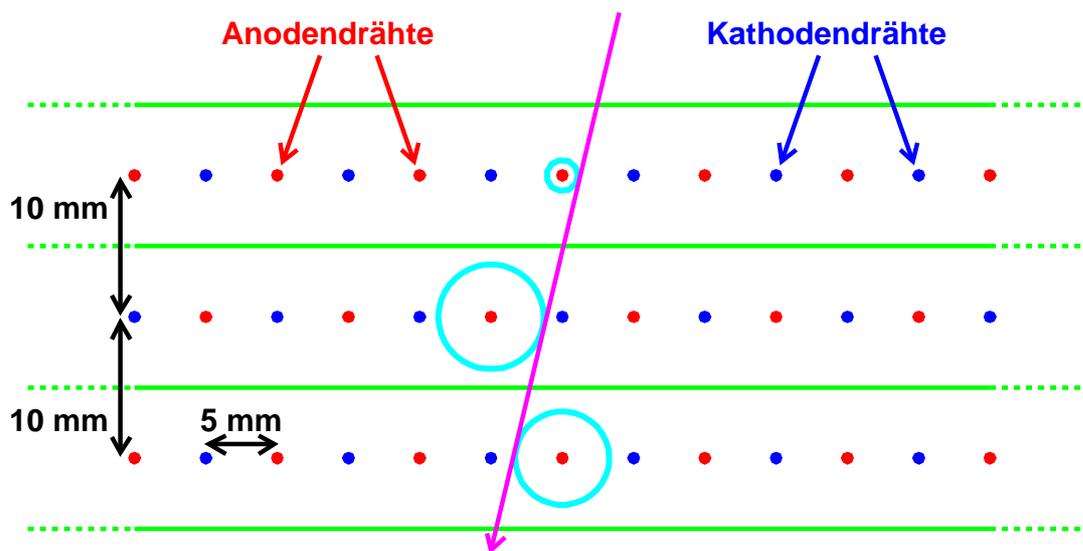


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Driftkammer des Vorwärtssystems.

Die Kathoden- und Anodendrähte der zweiten Ebene sind gegenüber denen der anderen Ebenen um 5 mm versetzt. Die Geometrie ermöglicht es unter Ausnutzung der Driftzeiten, die mit Hilfe der Szintillatordetektoren des Vorwärtshodoskops gewonnen werden, nicht nur den Abstand des Signals zum jeweiligen Draht in allen drei Ebenen zu bestimmen, sondern auch die exakte Trefferposition der Spur in der Detektorebene zu rekonstruieren. Mit Driftkammern diesen Typs können Auflösungen von bis zu 200 μm erzielt werden.

Die Vieldrahtproportionalkammern des Vorwärtssystems

Die zweite und dritte Kammer zur Spurrekonstruktion im Vorwärtssystem sind analog zueinander aufgebaut. Sie unterscheiden sich lediglich in ihrer Größe. Beide bestehen aus sechs sensitiven Ebenen, zwei mit vertikalen und zwei mit horizontalen Drähten, sowie zwei um 18° zur zugehörigen Drahtrichtung versetzte Kathodenstreifenebenen.

Der Grundaufbau ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Eine Teilchenspur, die die Driftkammer passiert und innerhalb der Detektorakzeptanz liegt, trifft zunächst auf die erste und dann auf die zweite Vieldrahtproportionalkammer.

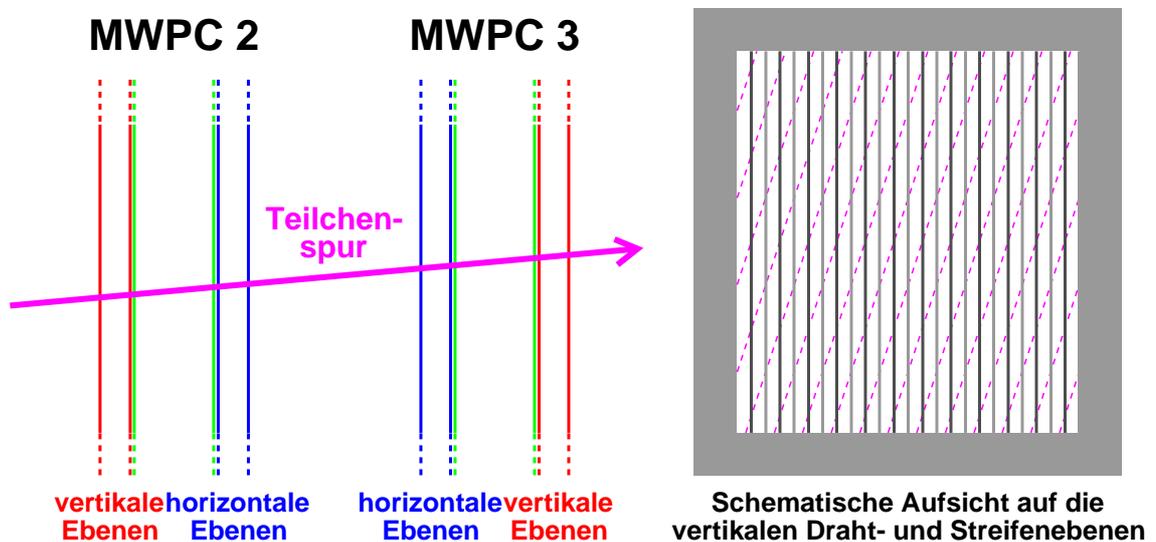


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Aufbaus der Vieldrahtproportional- und Streifenebenen des Vorwärtssystems; auf der linken Seite ist in einer Aufsicht eine Teilchenspur, die die beiden Kammeransichten trifft, skizziert; auf der rechten Seite ist eine Frontalansicht auf ein Kammersegment, bestehend aus zwei zueinander versetzten Vieldrahtproportionalebenen (in unterschiedlichen Grautönen) und der zugehörigen Streifenebene (durch pinke Streifen begrenzte Flächen), schematisch dargestellt.

In der ersten Kammer sind zunächst zwei Vieldrahtebenen mit vertikalen Drähten angebracht. Der Drahtabstand zwischen den einzelnen Drähten einer Ebene beträgt 2 mm. Die beiden Drahtebenen sind jeweils um 1 mm versetzt, was auf der rechten Seite von Abbildung 2.8 zu erkennen ist. Mit einem solchen Aufbau ergibt sich dann für senkrecht auf die Kammer auftreffende Spuren eine Ortsauflösung von 1 mm. Zusätzlich zu diesen Ortsinformationen können auch noch die jeweils innenliegenden Kathodenebenen, die in Streifen segmentiert sind, benutzt werden [Pet02a]. Die Kathodenstreifen sind dabei um 18° gegenüber den zugehörigen Drahtebenen versetzt.

Sie sind einerseits bei der Untersuchung von Mehrspurereignissen und andererseits bei der Effizienzanalyse nützlich.

Es schließen sich die horizontalen Ebenen der Kammer an, die analog aufgebaut sind.

Die zweite Vieldrahtproportionalkammer ist, abgesehen von ihrer Größe, identisch mit der ersten. Bei dieser Kammer sind jedoch die vertikalen und horizontalen Ebenen vertauscht. Die vertikalen Ebenen werden zur Rekonstruktion des die Auflösung im Schwerpunktsystem dominierenden Longitudinalimpulses genutzt. Daher werden diese Ebenen gegenüber den horizontalen Ebenen bevorzugt plziert. Ein größerer Abstand der Ebenen voneinander wirkt sich positiv auf die Auflösung aus.

Die charakteristischen Größen der Vieldrahtkammern sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

erste Vieldrahtproportionalkammer:						
äussere Abmessungen: 540 mm × 570 mm × 164 mm						
aktive Fläche: 380 mm × 300 mm						
Ebene	vertikale Ebenen			horizontale Ebenen		
	1	2	S	1	2	S
Drähte und Streifen	192	192	116	152	152	113
Relativposition in Kammer [mm]	-51.95	-30.95	-27.9	51.95	30.95	27.9
zweite Vieldrahtproportionalkammer:						
äussere Abmessungen: 660 mm × 650 mm × 164 mm						
aktive Fläche: 510 mm × 380 mm						
Ebene	vertikale Ebenen			horizontale Ebenen		
	1	2	S	1	2	S
Drähte und Streifen	256	256	122	190	190	120
Relativposition in Kammer [mm]	-51.95	-30.95	-27.9	51.95	30.95	27.9

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen der Vieldrahtkammern des Vorwärtssystems.

Das Szintillatorhodoskop

Das Szintillatorhodoskop besteht aus zwei Lagen vertikal angebrachter Kunststoffszintillatorlatten, die jeweils mit zwei Sekundärelektronenvervielfältigern am oberen und unteren Ende ausgelesen werden [Pet02b]. Die erste Lage enthält acht, die zweite neun Latten. Eine Aufsicht auf das Hodoskop ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

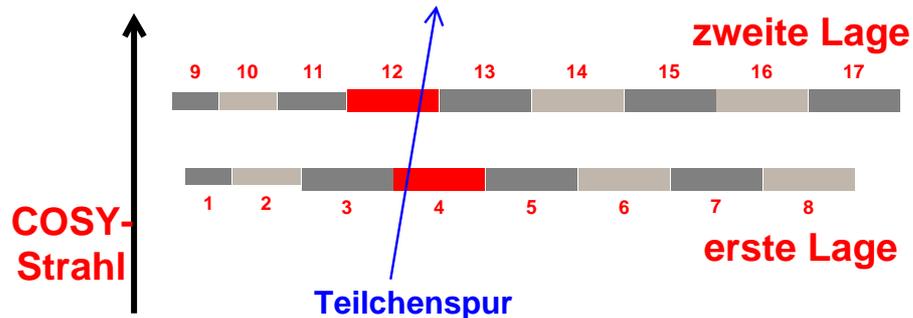


Abbildung 2.9: Aufsicht auf die Anordnung der Szintillatorlatten des Vorwärts-Hodokops.

Die Szintillatoren nahe dem Strahlrohr erfahren üblicherweise einen überproportional hohen Teilchenstrom und sind aus diesem Grund schmaler und dünner als die übrigen. Zwischen je zwei einzelnen Szintillatorlatten einer Lage befinden sich Akzeptanzgräben von 1 mm Abstand. Die Dimensionen der Szintillatoren sind in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Hinter dem Szintillatorhodoskop kann wahlweise ein Čerenkovdetektorhodoskop oder eine der beiden sogenannten “Side-Wall”-Detektoren des Positivdetektorsystems angebracht werden. In Abbildung 2.6 ist der ANKE-Aufbau mit einer “Side-Wall” dargestellt, wie sie auch bei der Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle verwendet wurde.

Latte	Breite [mm]	Höhe [mm]	Dicke [mm]
1	40	360	15
2	60	360	15
3 bis 8	80	360	20
9	40	360	15
10	50	360	15
11	60	360	15
12 bis 17	80	360	20

Tabelle 2.2: Dimensionen der Szintillatorlatten des Vorwärts-Hodokops.

Die “Side-Wall”-Detektoren

Die beiden “Side-Wall”-Detektorebenen bestehen aus je sechs vertikal nebeneinander angebrachten Plastikszintillatoren mit einer Dicke von je 10 mm, einer Breite von 10 cm und einer Höhe von 1 m. Zwischen je zwei Szintillatoren befinden sich Auslesegräben von jeweils 4 mm. Zwecks Vermeidung systematischer Fehler, verursacht durch die Auslesegräben, wurde die eine “Side-Wall” nur zu Kalibrationszwecken verwendet. Eine hinreichende Identifikation der ^3He -Teilchen ist auch ohne Einsatz dieses Detektionssystems möglich. Entsprechend wurden die bei der Strahlzeit verwendeten Trigger ohne Einfluss der “Side-Wall” aufgesetzt.

Das Čerenkovdetektorrhodoskop

Das segmentierte Čerenkovrhodoskop wird im Wesentlichen zur Unterdrückung von Protonenuntergrund bei der Messung von Deuteronen im Vorwärtssystem benutzt [Bar01c]. Čerenkovlicht wird emittiert, wenn die nachzuweisenden Teilchen eine Geschwindigkeit besitzen, die oberhalb der Lichtgeschwindigkeit im Detektormaterial liegt. Dieses Licht kann mit zwei Sekundärelektronenvervielfältigern ausgelesen werden. In Geschwindigkeitsbereichen, in denen beide Teilchensorten den Čerenkoveffekt auslösen können, nutzt man den geschwindigkeitsabhängigen Emissionswinkel ϑ des Čerenkovlichts aus, wie dies in Abbildung 2.10 verdeutlicht wird. Dazu werden die Čerenkovmodule mit einem geeigneten Neigungswinkel montiert, bei dem das unter dem Öffnungswinkel ϑ emittierte Licht der Protonen durch Totalreflexion im Detektor zu den Sekundärelektronenvervielfältigern gelangt, das Licht der Deuteronen jedoch nicht [Bue00, Lei00]. Die Signale des Čerenkovdetektors können damit als Vetosignal für eine Analyse auf Deuteronen benutzt werden.

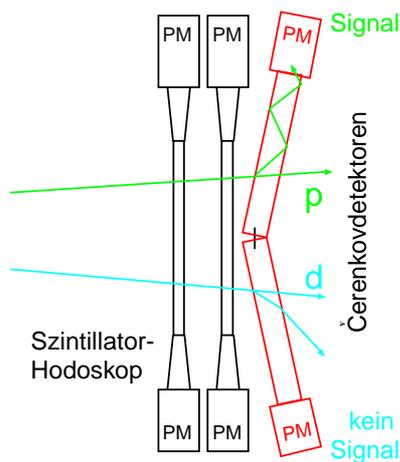


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Čerenkovrhodoskops gemeinsam mit dem Szintillatorrhodoskop.

2.5 Trigger zur Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Wie sich bei den in Kapitel 3 erläuterten Simulationen zeigen wird, lässt sich mit dem Vorwärtsdetektorsystem neben der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ auch die dp -elastische Streuung als Normierungsreaktion untersuchen. Bei der Hauptreaktion werden die ${}^3\text{He}$ -Kerne und bei der elastischen Streuung die Deuteronen nachgewiesen.

Da die Zahl der auftretenden Ereignisse pro Zeit im Vorwärtssystem ($\sim 10^6$ Ereignisse pro Sekunde) deutlich größer ist als die Verarbeitungskapazität des ANKE-Datenerfassungssystems [Har98] ($\sim 3 \cdot 10^3$ Ereignisse pro Sekunde) muss mit Hilfe einer hardwareseitigen Datenreduktion über ein Triggersystem [Sch96a] nach den interessanten Reaktionen vorsortiert werden.

Am ANKE-Experimentaufbau lassen sich vier unabhängige Trigger aufsetzen, die für die Messung der Hauptreaktion und die Normierungsreaktion genutzt werden können. Die bei der Strahlzeit zur Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ benutzten Trigger sollen im Folgenden erläutert werden.

${}^3\text{He}$ -Trigger

Ein Trigger für den Nachweis von Heliumkernen wurde bereits im Jahr 2003 im Rahmen einer Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\eta$ entwickelt [Wro05]. Der Triggeraufbau wurde für die Vorselektierung auf ${}^3\text{He}$ -Kerne übernommen. Dabei wurde ausgenutzt, dass ${}^3\text{He}$ -Kerne im untersuchten Impulsbereich größere Energieverluste verursachen als dies bei Protonen und Deuteronen der Fall ist. Das Integral der Signale von den Sekundärelektronenvervielfältigern der Szintillatortorlatten konnte folglich genutzt werden, um auf ${}^3\text{He}$ -Kerne zu selektieren.

Zu diesem Zweck wurden sogenannte analoge Summator-Integrator-Module benutzt [Dym02]. Ein solches Modul besitzt neun identische individuelle Kanäle, von denen jeder Kanal ein Paar analoger Eingänge für den oberen und den unteren Sekundärelektronenvervielfältiger enthält. So konnten alle Szintillatortorlatten einer Lage des Vorwärtssystems in einem solchen Modul verarbeitet werden.

Der Aufbau dieser Module lässt sich wie folgt beschreiben: Zunächst werden in jedem einzelnen Kanal eines Moduls die Signale der beiden zugehörigen Sekundärelektronenvervielfältiger integriert. Für das integrierte Signal besitzt jeder Kanal einen Diskriminator mit individuell einstellbarer Schwelle und einem entsprechenden logischen Ausgang. Die Kanäle eines Moduls werden mit einer logischen Oder-Schaltung zu einem logischen Gesamtsignal geschaltet. Wird eine vordefinierte Grenze für die Amplitude in einem Szintillatordetektor überschritten, dann wird das entsprechende logische Signal gesetzt.

Diese logischen Signale beider Szintillatorlagen des Vorwärtshodoskops wurden dann in Koinzidenz für den ${}^3\text{He}$ -Trigger verwendet. Damit war der Haupttrigger (T1) zur Identifikation der ${}^3\text{He}$ -Kerne definiert. Die dritte Lage, bestehend aus einem "Side-

Wall"-Detektor, wurde aufgrund der überproportional großen Auslesegräben nicht in den Trigger aufgenommen.

Normierungs- und Scaler-Trigger

Als Trigger zur Datennormierung (T2) wurde ein um den Faktor $n = 999$ untersetzter FD/Or-Trigger verwendet. Bei diesem Trigger wird für jedes n -te physikalische Ereignis die logische Triggervariable T2 gesetzt, die dafür sorgt, dass dieses Ereignis unabhängig von den anderen Triggern in jedem Fall gespeichert wird. Der vierte Trigger (T4) wurde genutzt, um mit einer Rate von 10 Hz die mitlaufenden Scaler auszulesen, mit denen beispielsweise Informationen über die Stärke des Strahlstroms oder die Zählraten in einzelnen Detektormodulen kontinuierlich überwacht wurden.

Einsatz des Negativdetektorsystems

Um die Produktion von mehreren geladenen Pionen in der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+n\cdot\pi$ mit $n = 2, 3$ oder 4 untersuchen zu können, wurde bei der Strahlzeit auch das Negativdetektorsystem ausgelesen. Mit Hilfe dieser Daten kann der unvermeidbare physikalische Untergrund in den Missing Mass-Spektren zur Identifikation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ systematisch studiert und der sogenannte ABC-Effekt [Aba60, Boo63, Hal69, Ban71, Ban73b, Ban76, Bro72, Bas06b, Bas06c] untersucht werden [Mie07]. Ein spezieller Trigger musste hierfür nicht aufgesetzt werden. Alle interessanten Ereignisse sind im ${}^3\text{He}$ -Trigger (T1) enthalten.

Kapitel 3

Strahlzeitvorbereitung und Simulationen

Bei der Vorbereitung einer Messung an einem komplexen Detektoraufbau wie beim ANKE-Experiment sind Computersimulationen unverzichtbar. Nicht nur auf der Suche nach den optimalen Detektoreinstellungen, sondern auch bei der Vermeidung systematischer Fehler und in der Testphase des Analysealgorithmus spielen Simulationen bei der Strahlzeitvorbereitung eine entscheidende Rolle.

So müssen neben der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und der dp -elastischen Streuung als Normierungsreaktion auch unterschiedliche Untergrundreaktionen studiert werden.

Bei solchen Simulationen werden zumeist im erlaubten Phasenraum zufallsverteilte Ereignisse benutzt, um damit die Nachweisbarkeit am Experimentaufbau zu prüfen. Für Simulationen am ANKE-Experimentaufbau wird häufig der Phasenraumgenerator Pluto [Kag00] verwendet.

Mit einem weiteren, experimentspezifischen Programmpaket muss im Anschluss untersucht werden, welcher Detektor bei einem Ereignis getroffen wird. Am ANKE-Experiment stehen dafür die sogenannten AnkeRoot-Schnellsimulationen zur Verfügung, bei denen die Spuren von geladenen Teilchen im spektrometrischen Magnetfeld bestimmt werden.

Umfangreichere, auf dem Geant4-Programmpaket [Ago03] beruhende Programme, eignen sich, um eine realistische Detektorantwort unter Berücksichtigung von Energieverlusten und Kleinwinkelstreuung zu erhalten. Solche Simulationen erfordern jedoch auch eine deutlich größere Rechenzeit.

Die Simulationen finden jedoch nicht nur bei der Strahlzeitvorbereitung Anwendung, sie sind auch für das Verständnis und die Interpretation der Messdaten unerlässlich. Mit der Untersuchung von phasenraumgenerierten Reaktionen lässt sich feststellen, welcher Anteil der entstandenen Ereignisse tatsächlich im Detektor nachgewiesen wird. Man spricht von der Akzeptanz des Detektionssystems, die mit Simulationen bestimmt wird. Um aus der Zahl der gemessenen auf die Zahl der beim Experiment produzierten Ereignisse zu schließen, muss jedes einzelne Ereignis entsprechend der

zugehörigen Akzeptanz multiplikativ mit dem reziproken Wert der Akzeptanz gewichtet werden. Entsprechend Kapitel 1.2 muss die Winkelverteilung der Reaktionen untersucht werden. Daher ist es sinnvoll, die Akzeptanz des Detektionssystems in Abhängigkeit vom Streuwinkel im Schwerpunktsystem zu betrachten. Man spricht von der Winkelakzeptanz des Detektionssystems.

Im Rahmen dieser Arbeit soll eine weitere Unterscheidung zwischen der geometrischen Akzeptanz des ANKE-Detektionssystems und der Gesamtakzeptanz vorgenommen werden. Unter der geometrischen Akzeptanz wird der Anteil der Ereignisse verstanden, die alle zum Nachweis notwendigen Detektorkomponenten getroffen haben. Bei der Gesamtakzeptanz wird zusätzlich verlangt, dass die Energieverluste der Teilchen in den Szintillatoren innerhalb der Selektionsbedingungen liegen.

Simulationen sind demnach nicht nur ein zentraler Bestandteil der Strahlzeitvorbereitung, sie sind auch unverzichtbar für die Analyse und das Verständnis der Daten. Im Folgenden sollen die benutzten Programmpakete in Kürze erläutert werden, bevor auf die Simulationen zu den einzelnen Reaktionen eingegangen wird.

Die Analyseplattform ROOT

Das Programmpaket ROOT [Bru96, Bru97] wurde im Zuge des NA49-Experiments am CERN als allgemeine Plattform und Arbeitsoberfläche für die Analyse von Daten kern- und teilchenphysikalischer Experimente entwickelt. Ein zentraler Bestandteil von diesem auf C++ basierenden Programmpaket ist der über Konsoleneingabe oder mit Hilfe von vorgefertigten Macros bedienbare Interpreter CINT, mit dessen Hilfe Macros zur zügigen Verarbeitung auch zu shared objects¹ übersetzt werden können. Einige der Hilfsmittel, die direkt im Programmpaket integriert und bei der Analyse solcher Experimente sinnvoll sind, sollen im Folgenden aufgezählt werden.

1. Speziell in der Kern- und Teilchenphysik benutzte Größen wie Lorentzvektoren und deren zugehörige Transformationsalgorithmen sind vordefiniert und leicht anwendbar.
2. Ein Zufallszahlengenerator mit Anwendung auf die zentralen physikalischen Verteilungsfunktionen steht im Programmpaket zur Verfügung.
3. Graphische Hilfsmittel zur Darstellung von Diagrammen und Detektorgeometrien sind implementiert. Das MINIUT-Paket wird benutzt, um für Diagramme Fitkurven mit frei wählbarem, funktionalen Zusammenhang zu bestimmen. Neben den Fitparametern werden auf Basis der in der Physik gängigen Methoden auch die zugehörigen Unsicherheiten bestimmt und ausgegeben. Datenobjekte wie Diagramme und Fitkurven können in einem speziellen ROOT-Dateiformat gespeichert werden und stehen so für weitere Analysen zur Verfügung.

¹shared objects, engl. = Programmbibliothek unter Linux und UNIX-Betriebssystemen

4. Ausgabedateien können in einer speziell in der Kernphysik gut benutzbaren Baumstruktur gespeichert werden. In dieser Struktur können bei einem einzelnen Ereignis unterschiedliche Datenobjekte, wie zum Beispiel Detektoreinträge, zugefügt werden. Solche Dateien sollen im Folgenden ROOT-Files genannt werden.

Das Programmpaket ROOT wird bei allen verwendeten Simulations- und Analyseprogrammpaketen als Arbeitsplattform verwendet.

Der Ereignisgenerator PLUTO

Beim Programmpaket Pluto, das das ROOT-Paket als Basis nutzt, handelt es sich um einen auf Monte-Carlo-Algorithmen basierenden Ereignisgenerator, der Ereignisse hadronischer Reaktionen gleichverteilt im Phasenraum erstellt [Kag00]. Auf Basis von bekannten Lebensdauern und der Verzweigungsverhältnisse von Hadronen mit ihren partiellen Zerfallsbreiten, lassen sich auch mehrstufige Ereignisgenerationen durchführen.

Für die Ereignisgeneration werden neben dem Reaktionskanal die Lorentzvektoren der einlaufenden Teilchen eingegeben. Im Falle der Generationen für das hier untersuchte Experiment wird das Deuteron als Strahlteilchen mit Laborsystemimpuls und ein ruhendes Proton als Targetteilchen vorgegeben.

Nach dem Wechsel ins Schwerpunktsystem der Teilchen werden zufallsgenerierte Ereignisse im Phasenraum erstellt. Entsprechend ist die Winkelverteilung der generierten Ereignisse, wenn nicht anders vorgegeben, isotrop. Auch die Resonanzbreite der Teilchen wird bei der Generation berücksichtigt, welche im Falle der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ für das η -Meson jedoch so klein ist, dass sie kaum eine Auswirkung auf die Generation hat.

Zuletzt werden alle Ejektile in das Bezugssystem der vorgegebenen Projektile transformiert und mit ihren Impulsen und einer Identifikationskennzahl in einem speziellen ROOT-File, dem sogenannten PLUTO-File, gespeichert.

Das PLUTO-Programmpaket ist nicht spezifisch für das ANKE-Experiment entwickelt worden und wird auch an anderen Experimentaufbauten verwendet. Zur eigentlichen Simulation des Verhaltens der Ereignisse im Detektor werden spezielle ANKE-Programmpakete verwendet. Dazu gehören die bereits genannten AnkeRoot-Schnellsimulationen und Geant4-Simulationen.

Die “AnkeRoot”-Schnellsimulation

Das AnkeRoot-Simulationspaket stellt ein ROOT-basierendes Zusatzpaket zu PLUTO dar, mit dem zügig das geometrische Akzeptanzverhalten an ANKE bezüglich einer Reaktion geprüft werden kann. Die Spur der geladenen Ejektile aus dem PLUTO-File wird unter Berücksichtigung der zuvor festgelegten Detektoreinstellungen im Magnetfeld bestimmt.

Die getroffenen Detektoren und zugehörigen Trefferpositionen können in entsprechend programmierten Klassen bei der Analyse benutzt werden. Energieverluste und physikalische Prozesse, wie die Kleinwinkelstreuung, werden nicht berücksichtigt. Dadurch sind die Berechnungen für eine Detektorsimulation extrem schnell.

Der Detektoraufbau beim ANKE-Experiment wurde mit den zu ROOT zugehörigen Geometriepaketen nachgestellt. Entsprechend ermöglichen die AnkeRoot-Schnellsimulationen eine zwei- wie dreidimensionale Darstellung von Teilchenspuren und Detektoren, die auch häufig in dieser Arbeit genutzt wird. Eine der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Darstellungen wird in Abbildung 2.6 gezeigt.

Gerade während der Strahlzeitvorbereitung wurden die Schnellsimulationen intensiv benutzt, um die optimalen Einstellungen für die Größe des D2-Magnetfeldes und des Auslenkwinkels zu finden.

Eine weitere Anwendung besteht darin, Bedingungen für eine Vorselektion von generierten Ereignissen zu einer Reaktion zu finden, die bereits aufgrund ihres Impulsvektors ohnehin nicht im Detektionssystem nachgewiesen werden können. So kann vermieden werden, dass bei den langsamen Geant4-Simulationen unnötig viele Ereignisse untersucht werden, die ohnehin nicht im Akzeptanzbereich des Detektors liegen. Ein Beispiel hierfür stellt die Simulation der dp -elastische Streuung dar.

Die “Geant4”-basierende Simulation “Ad07”

Um die vollständige Antwort des ANKE-Detektionssystems auch unter Berücksichtigung von physikalischen Effekten wie Energieverlusten und Kleinwinkelstreuung auf generierte Ereignisse zu simulieren, wurde das Geant4-basierende Ad07-Programmpaket benutzt.

Geant4 stellt ein experimentunabhängiges Werkzeug für die Simulation der Wechselwirkung von Strahlung und Materie dar [Ago03, All06], auf dessen Basis das experimentspezifische Simulationsprogramm Ad07 entwickelt wurde [Har05].

Beim Ad07-Programm sind alle für das ANKE-Experiment relevanten Bauteile und Detektoren im Geant4-Format deklariert. Für die einzelnen Teilchen der generierten Ereignisse, die aus einem ROOT-File eingelesen werden, wird mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes die Teilchenbahn bestimmt. Die Energieverluste und die Kleinwinkelstreuung in den Detektoren und anderen Bauteilen, wie den Austrittsfenstern der Streukammer, werden berücksichtigt. Für Streuungen und Verschmierungen werden Zufallsalgorithmen verwendet. Zuletzt werden die generierten Ereignisse gemeinsam mit der Detektorantwort, bestehend aus Trefferpositionen, Zeiten und Energieverlusten, in einer Baumstruktur unter ROOT gespeichert.

Die Berechnung von Teilchenspuren ist aufgrund der Berücksichtigung der physikalischen Effekte deutlich komplexer als beim AnkeRoot-Programm. Für solche Simulationen muss entsprechend eine deutlich größere Rechenzeit veranschlagt werden. Um die Gesamtakzeptanz des Detektionssystems für eine Reaktion bestimmen zu können, sind sie jedoch unverzichtbar.

3.1 Simulationen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle

Im Rahmen der Strahlzeitvorbereitung zur Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle wurde mit Hilfe von Simulationen untersucht, ob und mit welchen Detektoreinstellungen diese Reaktion am ANKE-Spektrometer gemessen werden kann.

Vom Detektionsprinzip her sollen die ${}^3\text{He}$ -Kerne als Ejektile im Vorwärtssystem nachgewiesen werden. Mit Hilfe einer Missing Mass-Analyse kann dann die Produktion von η -Mesonen rekonstruiert und damit die Reaktion identifiziert werden.

Verschiedene Punkte mussten im Rahmen der Strahlzeitvorbereitung bei der Suche nach den optimalen Detektoreinstellungen mit Hilfe von Simulation beachtet werden:

1. Von der Produktionsschwelle startend, soll ein möglichst großer Überschussenergiebereich untersucht werden. Damit systematische Unsicherheiten vermieden werden können, sollen die Detektoreinstellungen zwischen den einzelnen Überschussenergien möglichst wenig verändert werden.
2. Für jede untersuchte Überschussenergie muss eine volle Winkelakzeptanz vorhanden sein. Das heißt, dass unter jedem möglichen Streuwinkel für die ${}^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ eine Akzeptanz im Detektionssystem vorliegen muss.

In der Vergangenheit wurde bereits nachgewiesen, dass die Winkelverteilung für die Reaktion nicht isotrop ist und eine vollständige Winkelverteilung für eine detaillierte Partialwellenanalyse auch bei den höchsten Überschussenergien zwingend notwendig ist.

Auch die Gesamtakzeptanz soll groß sein, damit lediglich geringe statistische und systematische Unsicherheiten auftreten.

3. Je größer der durch das spektrometrische Magnetfeld induzierte Auslenkwinkel ist, desto geringer ist die Verschmierung bei der Impulsrekonstruktion. Entsprechend soll ein möglichst großer Auslenkwinkel gewählt werden.
4. Eine Erweiterung auf Strahlzeiten mit tensor- und vektorpolarisierten Deuteronen als einlaufende Teilchen soll möglich sein.

Diese Ziele lassen sich am besten mit einem Deuteronenstrahl und einem Protonentarget realisieren. Die zugehörigen optimalen Detektoreinstellungen stellten sich mit Hilfe der Simulationen heraus.

Es wurde festgestellt, dass die Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ mit einer vollständigen Winkelverteilung bis zu einer Überschussenergie von $Q = 60$ MeV möglich ist. Neben der kontinuierlichen Rampe, bei der der Überschussenergiebereich von -5 MeV bis 12 MeV untersucht werden sollte, wurden mit 20 , 40 und 60

MeV drei feste Überschussenergien gewählt, mit denen der Verlauf des Wirkungsquerschnitt über den gesamten mit dem ANKE-Spektrometer messbaren Überschussenergiebereich bestimmt werden kann.

Aufgrund der Unsicherheit des absoluten Strahlimpulses kann die Überschussenergie am Beschleuniger nur bis auf 2 MeV genau eingestellt werden. Dieser Aspekt musste bei der Planung der kontinuierlichen Rampe berücksichtigt werden, ist aber bei der Analyse von untergeordneter Bedeutung, da die Überschussenergie mit Hilfe der Messdaten sehr genau bestimmt werden kann.

Der optimale Auslenkwinkel am spektrometrischen D2-Magnet des ANKE-Experiments beträgt 5.9° . Mit den zu den entsprechenden Überschussenergien vorgegebenen Strahlimpulsen² errechnete sich das zugehörige Magnetfeld. Die Einstellungen werden in Tabelle 3.1 dargestellt.

Überschussenergie [MeV]	Strahlimpuls ² [GeV/c]	D2-Magnetfeld [T]
-5 bis 12	3.120 bis 3.191	1.4007 bis 1.4343
20	3.224	1.4500
40	3.308	1.4904
60	3.391	1.5311

Tabelle 3.1: Aus einem D2-Auslenkwinkel von 5.9° resultierende Einstellungen für die Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ am ANKE-Experiment bei unterschiedlichen Überschussenergien.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulationen vorgestellt, mit denen auch die Detektorakzeptanz bestimmt wurde. Es handelt sich um die endgültigen Ergebnisse, die am Ende der Analyse verwendet wurden. Anhand dieser Ergebnisse wird auch die Wahl der Detektoreinstellungen begründet.

Strahl- und Targetteilchen

Der $\eta^3\text{He}$ -Endzustand nahe der Produktionsschwelle kann am ANKE-Experiment auf zweierlei Art und Weise erzeugt werden. Man kann mit dem COSY-Teilchenbeschleuniger Protonen auf einen entsprechenden Strahlimpuls beschleunigen und ein Deuteronentarget benutzen, oder man wählt die inverse Kinematik mit einem Targetproton und einen Strahldeuteron. Bei der üblichen Nomenklatur zur Darstellung einer Reaktionen bei einem Fixed-Target-Experiment wird zuerst das Strahlteilchen und danach das Targetteilchen aufgeführt, so dass man in diesem Fall von einer pd - oder einer dp -Messung spricht.

²Der zu einer bestimmten Überschussenergie gehörige Strahlimpuls wurde mit Hilfe des seinerzeit aktuellen Wertes für die Masse des η -Mesons bestimmt. Leichte Veränderungen bei diesem Wert haben sich im Zusammenhang zwischen Überschussenergie und Strahlimpuls niedergeschlagen, spielen aber keine besondere Rolle, da die Überschussenergie mit hoher Qualität aus den Messdaten bestimmt werden kann.

In Abbildung 3.1 ist der zur Erzeugung des $\eta^3\text{He}$ -Endzustandes notwendige Strahlimpuls in Abhängigkeit von der Überschussenergie dargestellt. Im interessierten Energiebereich ist der zur notwendigen Schwerpunktsenergie zugehörige Strahlimpuls bei einer dp - gegenüber der pd -Messung ungefähr doppelt so groß. Gleichzeitig ist die Verschiebung der ${}^3\text{He}$ -Impulsellipse im Laborsystem $b_{\text{ellipse}}^{{}^3\text{He}}$, wie sie in Kapitel 1.2 erläutert wird, ungefähr doppelt so groß.

Die Impulsellipsenverschiebung schlägt sich direkt im Streuwinkel nieder, unter dem die Reaktion im Laborsystem gesehen wird. In Abbildung 3.1 ist der Streuwinkel im Laborsystem ϑ^{LS} für Ereignisse mit maximalem Transversalimpuls, also mit $\vartheta^{\text{CMS}} = 90^\circ$, in Abhängigkeit von der Überschussenergie aufgetragen. Man erkennt, dass der Öffnungswinkel des Kegels der ${}^3\text{He}$ -Ejektile der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ im Falle eines dp -Experiments deutlich kleiner ist.

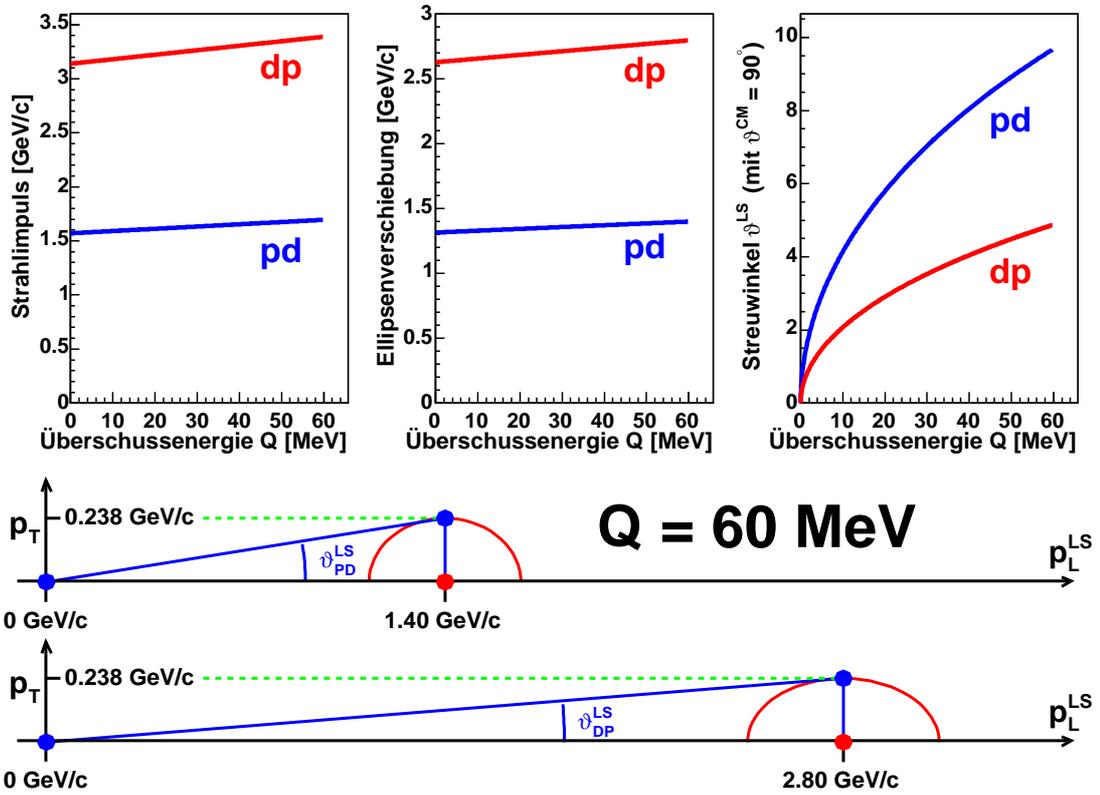


Abbildung 3.1: Strahlimpuls, Verschiebung der Impulsellipse und Streuwinkel ϑ^{LS} für Ereignisse mit maximalem Transversalimpuls für die Reaktion $p+d/d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q , dargestellt für die pd - und die dp -Kinematik bei einem “Fixed-Target”-Experiment. Im unteren Teil ist die Impulsellipse für beide Fälle bei einer Überschussenergie von $Q = 60$ MeV skizziert.

Um eine Entscheidung für das Experiment zwischen einer pd - und einer dp -

Kinematik treffen zu können, müssen die Vor- und Nachteile abgewägt werden:

1. Eine stärkere Auffächerung der Streuwinkel im Laborsystem ϑ^{LS} führt zu einer höheren Präzision bei der Bestimmung des Streuwinkels im Schwerpunktsystem ϑ^{CMS} . Für die Genauigkeit der Streuwinkelrekonstruktion, insbesondere nahe der Produktionsschwelle, also mit niedrigem Transversalimpuls, ist das *pd*-Experiment vorteilhafter.
2. Die Akzeptanz eines Magnetspektrometer-Experiments ist sehr sensitiv auf den Streuwinkel im Laborsystem ϑ^{LS} . Je kleiner dieser Öffnungswinkel ist, desto größer wird die geometrische Akzeptanz und die Winkelakzeptanz. Bis zu einer Überschussenergie von $Q = 20$ MeV läßt sich am ANKE-Experiment eine volle geometrische Akzeptanz realisieren, wodurch sich die systematischen Unsicherheiten minimieren und vielfältige Kalibrationsmöglichkeiten ergeben. Bei *dp*-Messungen läßt sich eine geschlossene Winkelakzeptanz bis zu einer viel größeren Überschussenergie von 60 MeV erreichen. In diesen Punkten ist das *dp*-Experiment vorteilhafter.
3. Üblicherweise ist der Strahlstrom bei einem Deuteronenstrahl größer als bei einem Strahl mit Protonen. Die Erfahrung zeigt, dass gleichzeitig die Dichte des Clusterjet-Targets beim Betrieb mit Wasserstoff über der mit dem Betrieb mit Deuterium liegt. Aus Sicht der Luminositätsmaximierung ist das *dp*-Experiment im Vorteil.
4. Beim *dp*-Experiment führen als ${}^3\text{He}$ -Kerne fehlidentifizierte Protonen aus Deuteronenaufbruchreaktionen zu einem zusätzlichen Untergrund bei der Analyse. Protonen aus dem Deuteronenaufbruch besitzen typischerweise ungefähr den halben Strahlimpuls. Diese Teilchen werden genau wie die entstehenden ${}^3\text{He}$ -Kerne der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ stark aus der Sollbahn des Deuteronen-Beschleunigerstrahls ausgelenkt und treffen das Vorwärtssystem mit hoher Akzeptanz. Die Anzahl an Aufbruchprotonen ist aufgrund des sehr großen Wirkungsquerschnitts um mehrere Größenordnungen höher als die der Ereignisse aus der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. Ein Teil dieser Protonen kann die Selektionsbedingungen an die Energieverluste erfüllen. Der auslaufende Schweif der Landauverteilung sorgt dann dafür, dass ein Teil der Protonen als ${}^3\text{He}$ -Ejektile fehlidentifiziert werden kann. Auch der ${}^3\text{He}$ -Trigger wird mit solchen Aufbruchprotonen zusätzlich belastet, was zu einer Erhöhung der Detektortotzeit führt. Da ${}^3\text{He}$ -Kerne im Gegensatz zu Protonen zweifach geladen sind, werden die Protonen im Falle einer ${}^3\text{He}$ -Impulsrekonstruktion im Magnetspektrometer mit ihrem doppelten Impuls rekonstruiert. Für große ${}^3\text{He}$ -Impulse ist ein durch Protonen induzierter Untergrund zu erwarten.

Aus Sicht der Untergrundreduktion ist also das *pd*-Experiment, bei dem dieses Problem nicht auftritt, im Vorteil.

5. Der Übergang vom unpolarisierten zu einem einfach polarisierten Experiment mit tensor- oder vektorpolarisierten Deuteronen bei gleicher Systematik ist nur im Rahmen der dp -Kinematik möglich. Ein polarisierter Deuteronenstrahl steht am COSY mit akzeptabler Intensität zur Verfügung.

Letztendlich überwiegen die Vorteile für die Messung mit einem Deuteronenstrahl und einem Protonentarget. Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Simulationen für dieses Experiment vorgestellt werden.

Detektorakzeptanz im Laborsystem

Für eine einfache Erklärung des Verhaltens der Detektorakzeptanz im Laborsystem kann man in erster Näherung annehmen, dass durch den spektrometrischen Magneten D2 zwischen den Polschuhen ein ideales Dipolfeld erzeugt wird, das senkrecht zur xz -Ebene steht. Ein solches Magnetfeld verändert die y -Komponente des Impulsvektors eines geladenen Ejektils nicht. Daher ist es sinnvoll, die Akzeptanzverteilung in Abhängigkeit vom longitudinalen Impuls zunächst nur in der xz -Ebene zu diskutieren. Eine sinnvolle Größe ist in diesem Zusammenhang der xz -Streuwinkel θ_{xz}^{LS} der Ejektile aus der Sollbahn des Teilchenstrahls am Wechselwirkungspunkt in der xz -Ebene, der anhand von Abbildung 3.2 eingeführt wird. Die Abhängigkeit der Akzeptanz des Detektionssystems vom Longitudinalimpuls und diesem xz -Streuwinkel θ_{xz}^{LS} ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass Ejektile mit niedrigerem Impuls einen größeren xz -Streuwinkel benötigen, um im Akzeptanzbereich zu liegen. Bei einem kleinen Longitudinalimpuls ist die durch die Lorentz-Kraft induzierte Ablenkung der Ejektile im Magnetfeld groß, so dass nur Teilchen mit hohem xz -Streuwinkel noch in der Akzeptanz liegen.

Für Ejektile mit großen Longitudinalimpulsen gilt die umgekehrte Argumentation. Diese Teilchen erfahren eine geringe Ablenkung im Magnetfeld und müssen aus diesem Grund bereits am Wechselwirkungspunkt eine starke Auslenkung in Richtung des Vorwärtssystems besitzen.

Diese Überlegung gilt grundsätzlich genauso für das deutlich komplexere, tatsächliche D2-Magnetfeld. Die Darstellung aus Abbildung 3.3 wurde mit dem tatsächlichen Magnetfeld simuliert und verdeutlicht den Zusammenhang sehr gut. Gleichzeitig kann man der Abbildung entnehmen, dass sich das Akzeptanzverhalten zwischen den Überschussenergien $Q = 0$ MeV und $Q = 60$ MeV nur wenig ändert. Das ist eine wesentliche Voraussetzung für die Analyse der Messdaten zur kontinuierlichen Rampe.

Überschussenergie und Akzeptanz der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ an ANKE

Wie in Kapitel 1.2 festgestellt wurde, ist die Kinematik der hier diskutierten Zweiteilchen-Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ durch die Impuls- und Energieerhaltung streng festgelegt. Die Ejektilimpulse liegen alle auf einem Impulsellipsoid im Laborsystem,

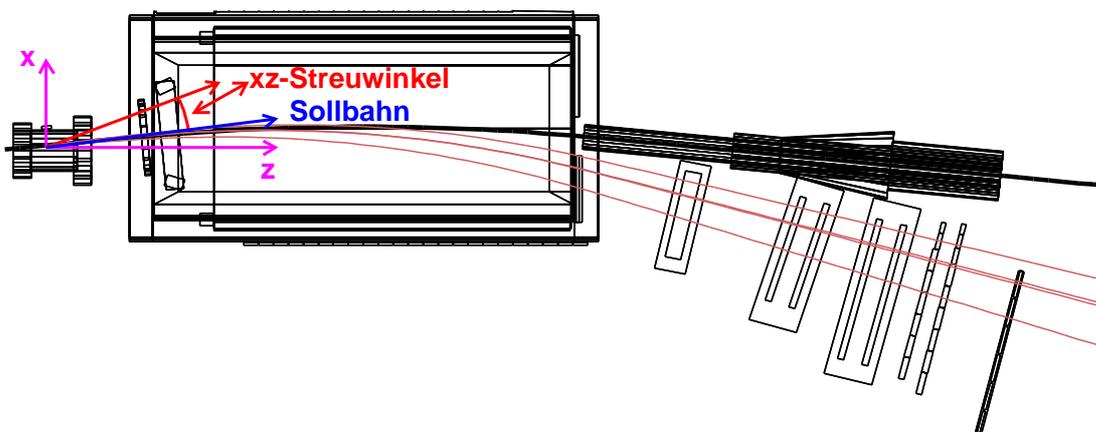


Abbildung 3.2: Erläuterung von xz -Streuwinkel, Sollbahn und Koordinatensystem. Beispieltrajektorien von zufallsgenerierten ${}^3\text{He}$ -Ejektile sind beigefügt.

dessen Halbachsen und Ellipsenverschiebung bei einem “Fixed-Target”-Experiment durch die Größe des Schwerpunktimpulses der Ejektile p_f und damit durch die Überschussenergie Q bestimmt sind.

Je größer die Überschussenergie, desto größer wird auch der Impulsellipsoid, der über das spektrometrische Magnetfeld in das Detektionssystem abgebildet wird. Eine geometrische Darstellung für Spuren der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei unterschiedlichen Überschussenergien Q findet sich in Abbildung 3.4. Es ist zu erkennen, dass mit steigender Überschussenergie Q eine stärkere Streuung der Teilchenspuren im Detektionssystem stattfindet.

Bis zu einer Überschussenergie $Q = 20$ MeV liegt eine vollständige geometrische Akzeptanz im Detektionssystem vor, die dann mit steigender Überschussenergie sinkt. Ein genauer Einblick in das Akzeptanzverhalten der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ im Detektionssystem lässt sich in der Betrachtung der Trefferpositionen in den Drahtkammern gewinnen.

Streuwinkel und Trefferposition bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ an ANKE

Um die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle auf eine mögliche Streuwinkelasymmetrie hin untersuchen zu können, muss für alle unterschiedlichen Streuwinkel eine möglichst große Akzeptanz vorhanden sein. Daher ist die Untersuchung der Simulationsergebnisse auf das Winkelakzeptanzverhalten von besonderer Bedeutung.

Das Winkelakzeptanzverhalten am ANKE-Experimentaufbau lässt sich gut verstehen, wenn man die spezielle Kinematik einer Zwei-Teilchen-Reaktion berücksichtigt. Der von den ${}^3\text{He}$ -Ejektilen gebildete Impulsellipsoid im Laborsystem wird über das spektrometrische Magnetfeld im Rahmen der Detektorakzeptanz auf die Drahtkammern projiziert.

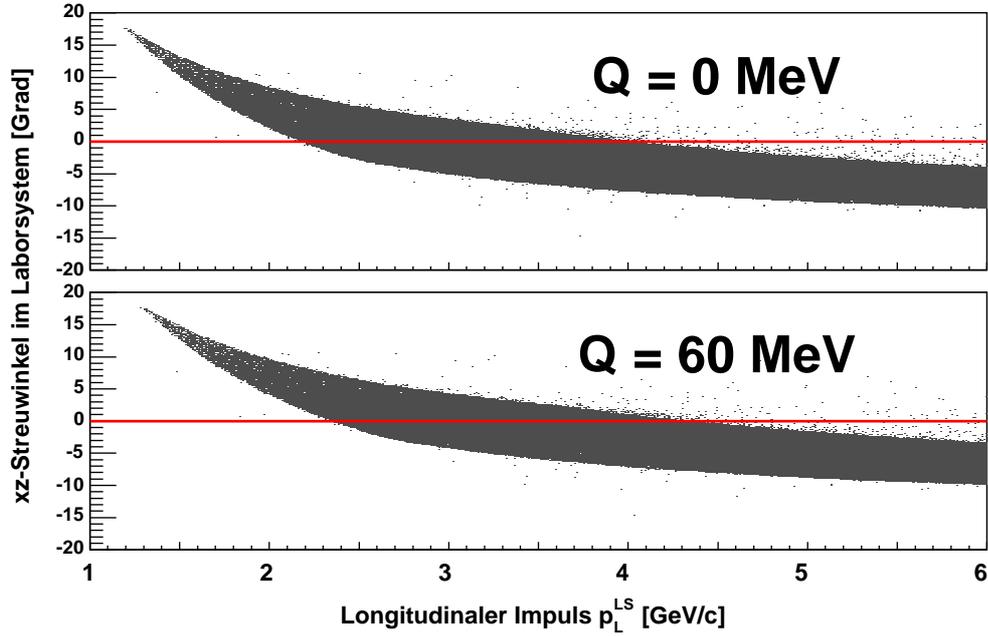


Abbildung 3.3: Geometrische Akzeptanz in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls p_L^{LS} und Streuwinkel ϑ^{LS} im Laborsystem für zwei Überschussenergien Q bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$.

In den Abbildungen 3.5 und 3.6 wird eine solche Projektion auf die Driftkammer und das Austrittsfenster des Vorwärtsdetektors, die die geometrische Akzeptanz des Gesamtsystems limitieren, verdeutlicht. Die Farbskala der Kontourdiagramme stellt dabei nicht die Häufigkeit der Ereignisse, sondern den Betrag von $\cos(\vartheta^{CMS})$ dar. Bei einer Zwei-Teilchen-Kinematik ergeben sich charakteristische, durch das Magnetfeld deformierte Ringlinien für die unterschiedlichen $\cos(\vartheta^{CMS})$ -Bereiche. Augenscheinlich stellt man fest:

1. Bei Ereignissen mit $\cos(\vartheta^{CMS}) = 0$ besitzen die ${}^3\text{He}$ -Kerne einen maximalen Transversalimpuls und sind auf dem Rand der jeweils projizierten Fläche zu erkennen.
2. Bei Ereignissen mit $\cos(\vartheta^{CMS}) < 0$ ist der Longitudinalimpuls der ${}^3\text{He}$ -Kerne im Laborsystem niedriger als bei denen mit $\cos(\vartheta^{CMS}) = 0$. Damit ist die Ablenkung im spektrometrischen Magnetfeld kleiner und die Verteilung der Ereignisse mit kleinerem $\cos(\vartheta^{CMS})$ ist gegenüber dem Zentrum der projizierten Fläche in Richtung einer stärkeren Auslenkung verschoben.
3. Entsprechend ist dieses Verhalten bei Ereignissen mit $\cos(\vartheta^{CMS}) > 0$ genau umgekehrt zu beobachten. Dieser Aspekt motiviert die unterschiedlichen Darstellungen auf den beiden Seiten der Abbildungen.

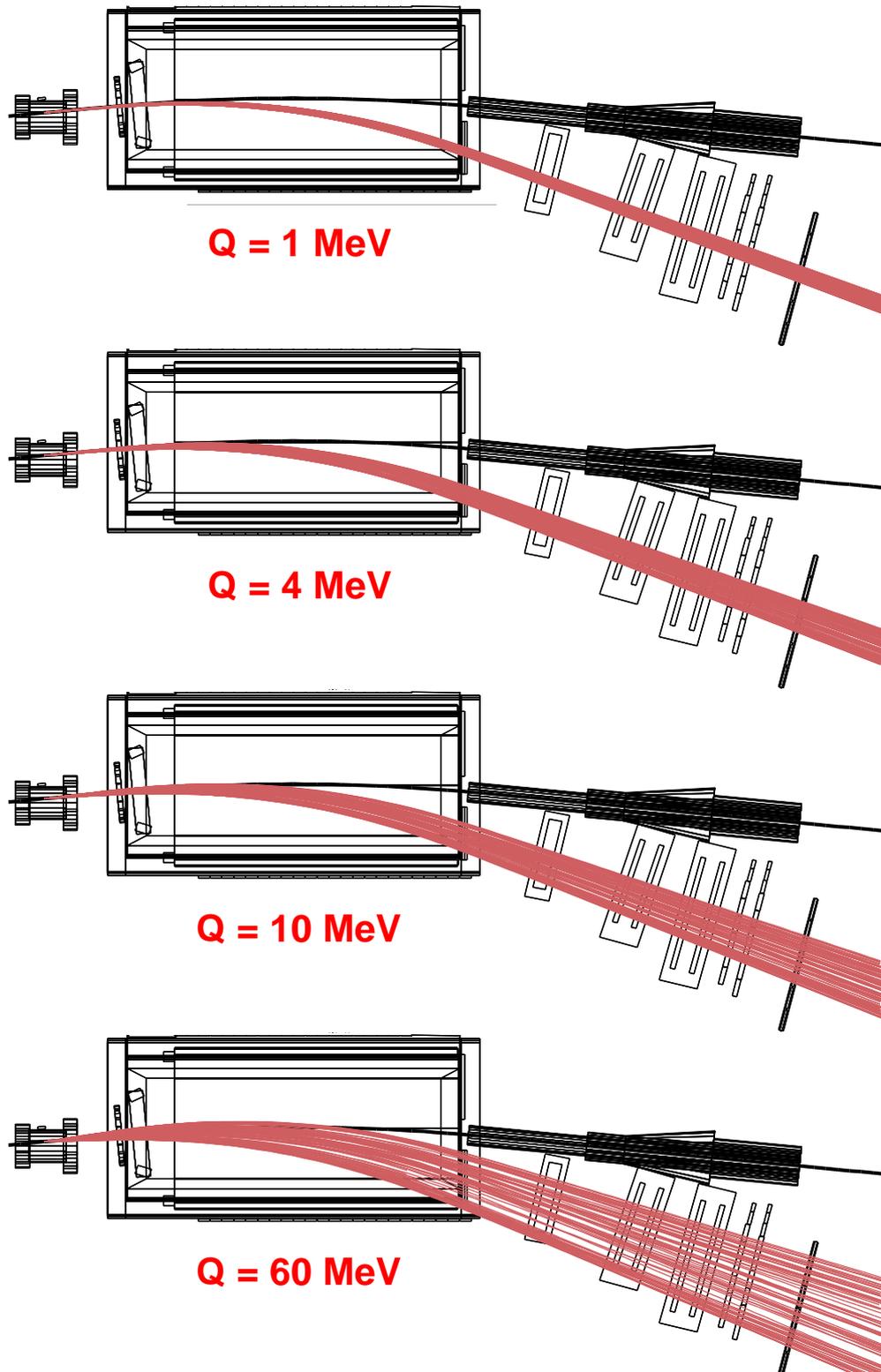


Abbildung 3.4: Spuren der ${}^3\text{He}$ -Kerne als Ejektile der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei unterschiedlichen Überschussenergien $Q = 1, 4, 10, 60 \text{ MeV}$.

4. Für höhere Überschussenergie nimmt die Gesamtakzeptanz des Detektionssystems ab. Um eine vollständige Winkelakzeptanz, das heißt auch eine Akzeptanz für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) = 0$, bei größeren Überschussenergien realisieren zu können, muss darauf geachtet werden, dass die Auslenkung der Ejektile im Magnetfeld hinreichend groß ist. Die Winkelakzeptanz über eine geringe Auslenkung des spektrometrischen Magneten und damit auch der Ejektile zu realisieren ist nicht sinnvoll. Dabei wäre die Auflösung der Impulsrekonstruktion schlecht.

Zusätzlich sollte erwähnt werden, dass die Trefferverteilung auf der projizierten Fläche keineswegs konstant ist. Aus rein geometrischen Überlegungen wird klar, dass bei der Projektion des Ellipsoids auf die Driftkammer deutlich mehr Ereignisse auf den Rand der Fläche abgebildet werden als in das Zentrum.

Impulsellipse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und Akzeptanzverhalten

Wie in Kapitel 1.2 erläutert wurde, kann bei einer Messung mit unpolarisierten Strahl- und Targetteilchen keine Asymmetrie im Azimutalwinkel vorliegen. Durch die Einführung der Impulsellipse einer Zwei-Teilchen-Reaktion im zweidimensionalen Diagramm von Transversal- und Longitudinalimpuls konnte eine Darstellung gefunden werden, die die Reaktionskinematik gut wiedergibt.

In Abbildung 3.7 ist die geometrische Akzeptanzverteilung im Drahtkammersystem in Abhängigkeit vom Transversal- und dem Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem für unterschiedliche Überschussenergien dargestellt. Mit einer durchgezogenen Linie ist die Impulsellipse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ dargestellt.

Der Schwerpunktimпульs der Ejektile p_f , der dem Ellipsenradius entspricht, wächst proportional mit der Wurzel der Überschussenergie. Ab einer Überschussenergie $Q > 20$ MeV liegt keine vollständige geometrische Akzeptanz mehr vor. Bis zu einer Überschussenergie $Q = 60$ MeV lässt sich die gesamte Winkelverteilung der Reaktion untersuchen, wenngleich die zugehörige Impulsellipse sehr nahe an die Akzeptanzgrenze des Detektionssystems heranreicht.

Die schraffierte Linie stellt die Impulsellipse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ dar. Der Ellipsenradius variiert nur noch wenig zwischen den einzelnen Überschussenergien, die zur Untersuchung der Hauptreaktion betrachtet werden. Anhand dieser Spektren erkennt man die Winkelakzeptanz, die für die Reaktion vorliegt. Die Analyse zu dieser Reaktion wird ausführlich bei Papenbrock et al. [Pap07] erläutert.

In Abbildung 3.8 ist die Gesamtakzeptanz analog zur vorherigen Abbildung dargestellt. Bei der Bestimmung der Gesamtakzeptanz sind auch die Selektionsbedingungen für die Energieverluste in den einzelnen Szintillatorlatten berücksichtigt, die nicht von allen ${}^3\text{He}$ -Ejektile erfüllt werden. Näheres zur Identifikation von ${}^3\text{He}$ -Kernen über die Energieverluste im Szintillatorhodoskop findet sich in Kapitel 4.5. Gut zu erkennen ist das gestreifte Muster im Bereich der vollständigen geometrischen Akzeptanz. Dieses Muster wird durch die konstruktionsbedingten Gräben zwischen den einzelnen Szintillatorlatten der beiden Hodoskoplagen verursacht.

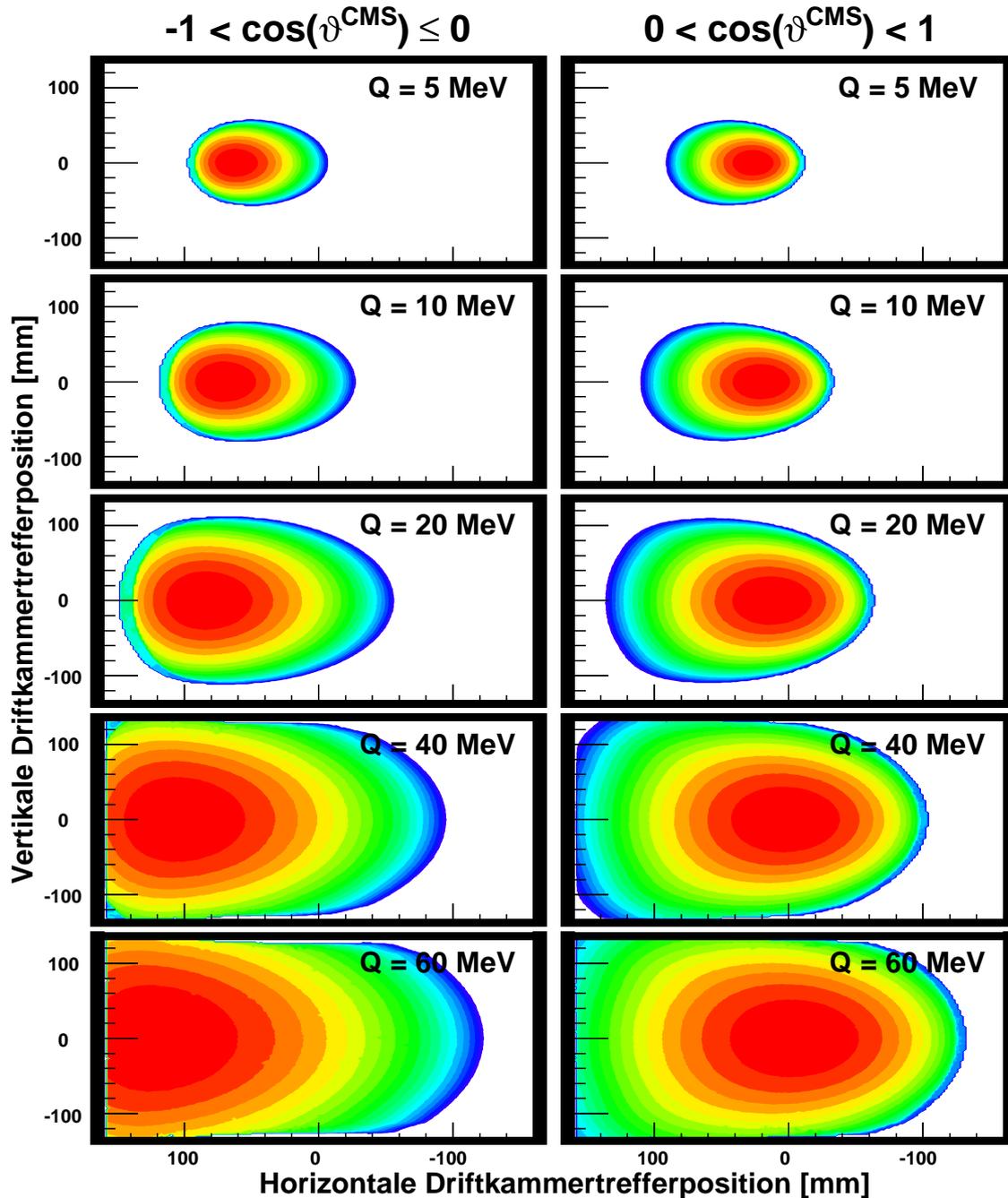


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Trefferposition der ${}^3\text{He}$ -Ejektile der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in der Driftkammer des ANKE-Detektionssystems in Abhängigkeit von $|\cos(\vartheta^{\text{CMS}})|$ für unterschiedliche Überschussenergien Q . Auf der linken Seite sind die Simulationsergebnisse mit $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \leq 0$ und auf der rechten Seite die mit $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) > 0$ dargestellt. Die Farbskala bezieht sich auf $|\cos(\vartheta^{\text{CMS}})|$ und steigt von 0 (blau) auf 1 (rot). In weiss hinterlegten Bereichen treten nach Phasenraumverhalten keine Ereignisse auf. Die schwarzen Umrandungen deuten auf die geometrische Begrenzung der Driftkammer hin.

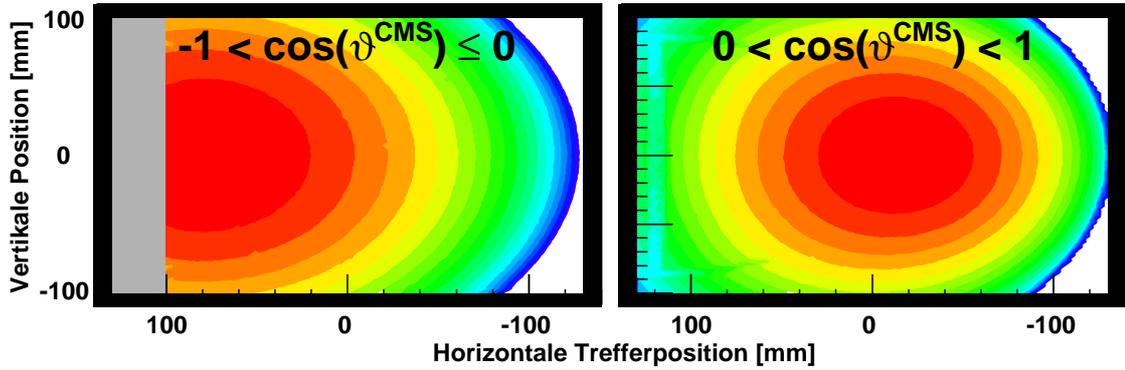


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Trefferposition der ${}^3\text{He}$ -Ejektile im Austrittsfenster des ANKE-Vorwärtssystems bei einer Überschussenergie $Q = 60$ MeV analog zu Abbildung 3.5. Der graue Balken zeigt eine Region des Austrittsfensters an, für die durch die weiteren Komponenten des Detektionssystems keine geometrische Akzeptanz vorliegt.

Wechselt man die Darstellungsform von der Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls in jene von Schwerpunktimpuls p_f und Streuwinkel ϑ^{CMS} , dann läßt sich das Akzeptanzverhalten wie in Abbildung 3.9 darstellen. In dieser Darstellung übertragen sich die Impulsellipsen der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ (durchgezogene Linie) und die der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ (gestrichelte Linie) in zwei Horizontalen. Mit diesem Diagramm ist die resultierende Winkelakzeptanzverteilung dargestellt, die für die Akzeptanzkorrektur bei den höheren Überschussenergien unverzichtbar ist.

Speziell bei diesen höheren Überschussenergien wurde das Winkelakzeptanzverhalten für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in Abbildung 3.10 aufgetragen. Auch bei einer Überschussenergie von $Q = 60$ MeV entsteht keine Akzeptanzlücke in dieser Verteilung und das Minimum liegt bei mehr als 20 %.

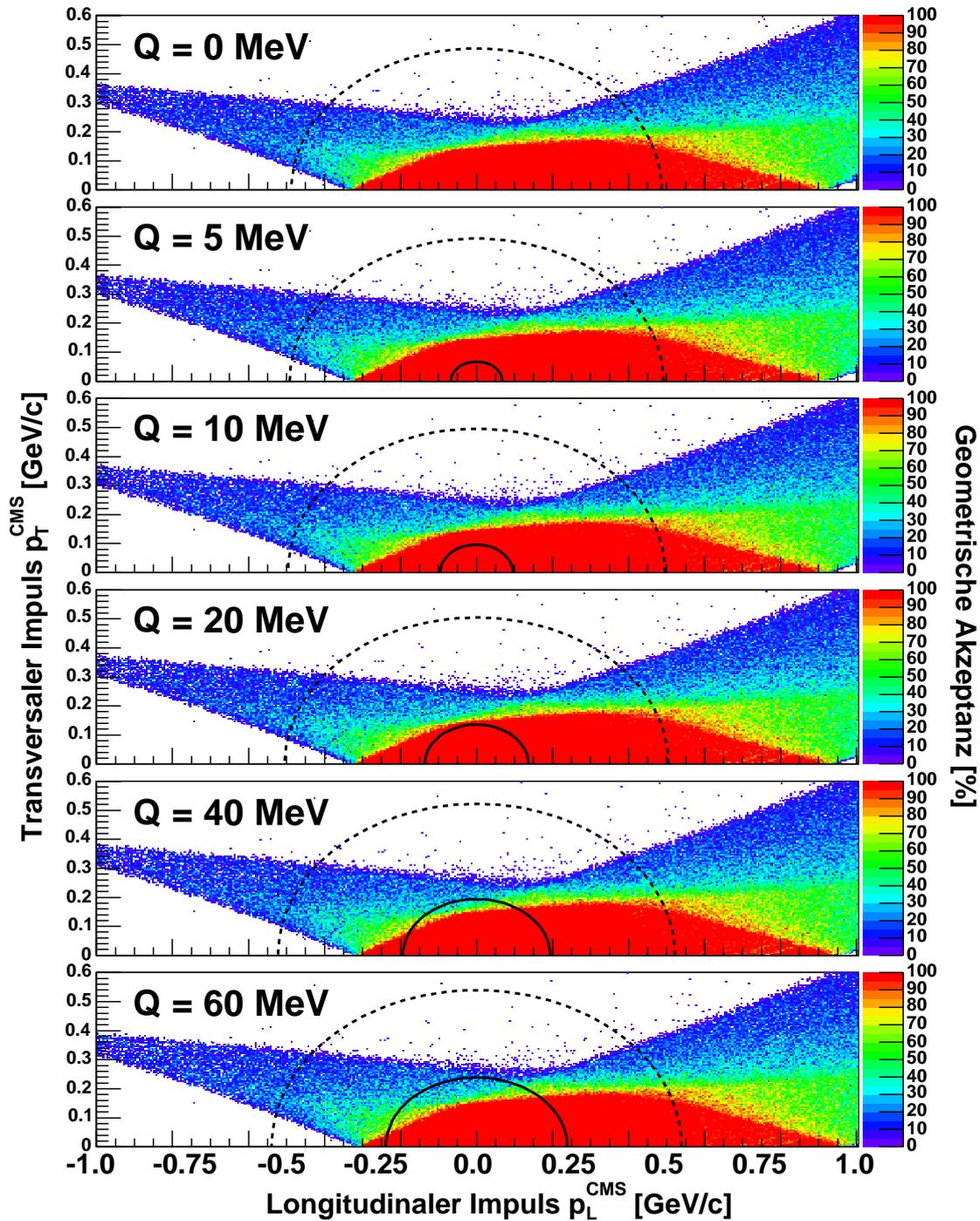


Abbildung 3.7: Geometrische Akzeptanz des ANKE-Detektionssystems für ${}^3\text{He}$ -Kerne in Abhängigkeit vom Longitudinal- und Transversalimpuls im Schwerpunktsystem für unterschiedliche Überschussenergien Q bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Die Impulsellipsen der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ (durchgezogene Linie) und der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ (schraffierte Linie) zur entsprechenden Überschussenergie sind ebenfalls eingezeichnet.

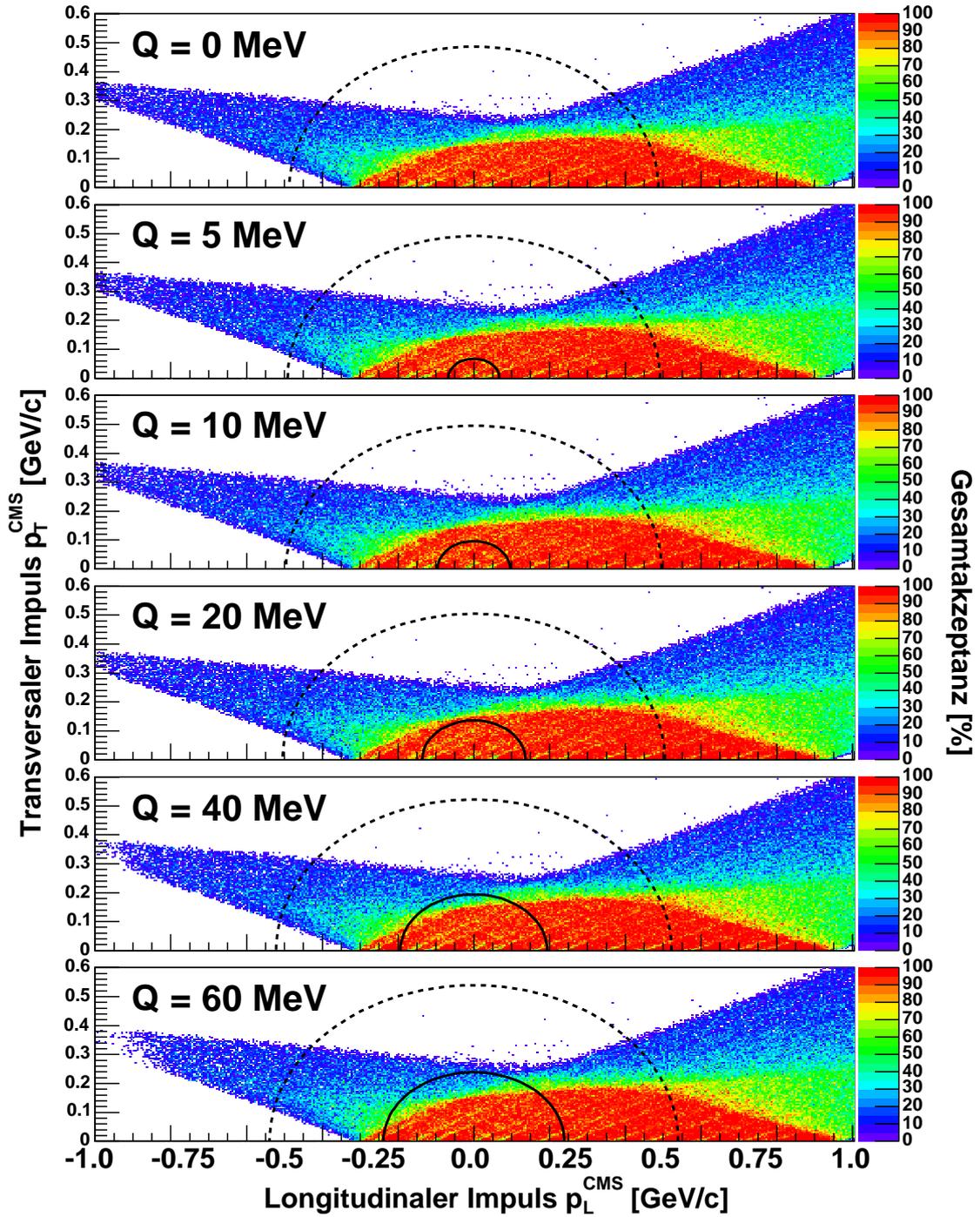


Abbildung 3.8: Gesamtakzeptanz des ANKE-Detektionssystems für ${}^3\text{He}$ -Kerne in Abhängigkeit vom Longitudinal- und Transversalimpuls im Schwerpunktsystem für unterschiedliche Überschussenergien Q bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Die Impulsellipsen der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ (durchgezogene Linie) und der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ (schraffierte Linie) zur entsprechenden Überschussenergie sind ebenfalls eingezeichnet.

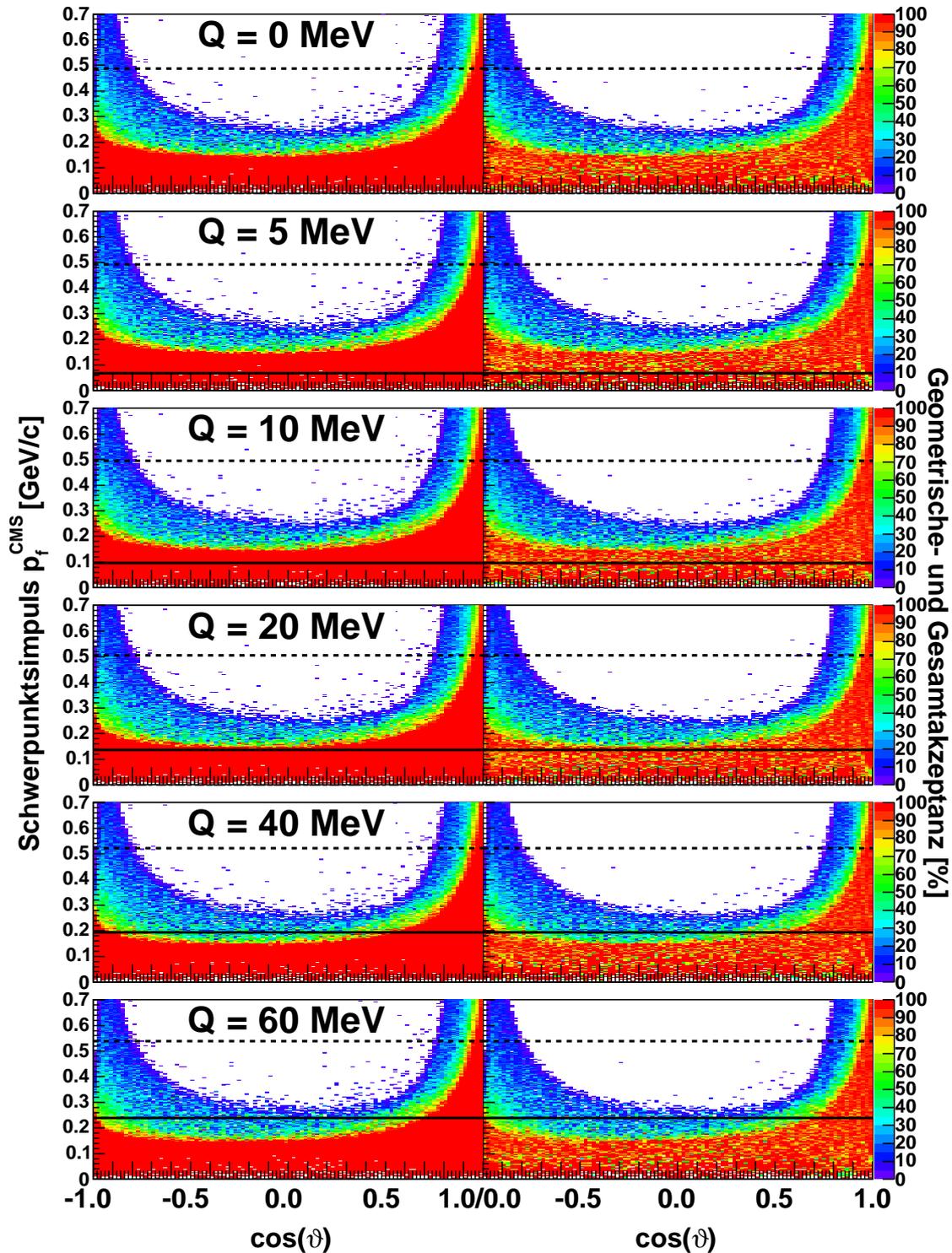


Abbildung 3.9: Geometrische- und Gesamtakzeptanz des ANKE-Detektionssystems für ${}^3\text{He}$ -Kerne in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ und vom Schwerpunktsimpuls der Ejektile für unterschiedliche Überschussenergien Q bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. Die Schwerpunktsimpulse für die ${}^3\text{He}$ -Kerne aus den Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ (durchgezogene Linie) und der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ (schraffierte Linie) zur entsprechenden Überschussenergie sind ebenfalls eingezeichnet.

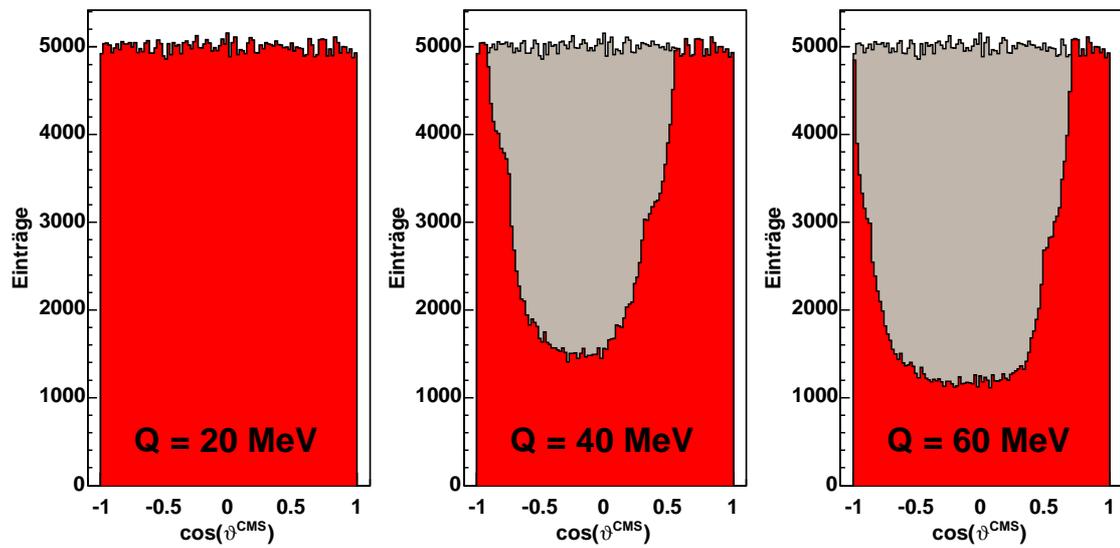


Abbildung 3.10: Geometrische Winkelakzeptanz für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei drei unterschiedlichen Überschussenergien von 20, 40 und 60 MeV. Mit grauem Hintergrund sind die im Phasenraum generierten Ereignisse dargestellt, in rot die davon akzeptierten.

3.2 Die Pionen-Produktion im ${}^3\text{He}$ -Kanal

Bei der Analyse der Reaktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$ über den Nachweis des ${}^3\text{He}$ -Ejektils werden unweigerlich weitere Reaktionen des Typs $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+n\cdot\pi$ mit $n = 1, 2, 3$ oder 4 mit aufgezeichnet, die sich als nicht unwesentlich für die Analyse der η -Produktion herausstellen und dabei eine Chance für sehr interessante Analysen bieten.

Anders als bei einer Zwei-Teilchen-Kinematik tritt bei einer Reaktion mit mehr als zwei Ejektile eine kontinuierliche Verteilung der Ejektimpulse im Schwerpunktsystem innerhalb der kinematisch möglichen Grenzen auf. Diese Grenzen sind durch die Energie- und Impulserhaltung gegeben.

Das kontinuierliche Impulsspektrum schlägt sich auch in der Missing Mass-Verteilung der ${}^3\text{He}$ -Ejektile nieder. Anders als bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion entsteht eine kontinuierliche Verteilung, die bei der Gesamtmasse der produzierten Pionen beginnt und direkt am kinematischen Limit endet. Die untere Grenze der Missing Mass-Verteilung kann dabei durch die Impulsrekonstruktion verschmiert sein. Gleichzeitig wird die Missing Mass-Verteilung der Reaktion auch durch die für ein Detektionssystem charakteristische Akzeptanz beeinflusst.

Die Missing Mass-Verteilung der Multi-Pionen-Produktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+n\cdot\pi$ mit $n = 2, 3$ oder 4 hat damit einen wichtigen Einfluss auf die Analyse der Reaktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$ mittels der Missing Mass-Technik. Bei dieser Analyse muss zwangsläufig eine Untergrundverteilung, verursacht durch die Pionenproduktion, entstehen.

Für Simulationen wird der Ereignisgenerator PLUTO verwendet. Damit werden zufallsverteilte Ereignisse mit einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem generiert.

Die Phasenraumsimulationen lassen sich jedoch nur schlecht zur Quantifizierung dieses Untergrunds benutzen, da die den Untergrund dominierende Zwei-Pionen-Produktion dem sogenannten ABC-Effekt unterliegt, der dafür sorgt, dass keine isotrope Winkelverteilung vorliegt. Die Verteilung der invarianten Massen der beiden produzierten Pionen weicht stark vom Phasenraumverhalten ab.

Zwar wurden systematische Studien zu diesem Effekt vorgenommen [Bas06b, Bas06c], dennoch lässt sich der ABC-Effekt in Simulationen nicht genau berücksichtigen, um mit Simulationen den Untergrund bei dem betrachteten Hoch-Präzisions-Experiment zu beschreiben.

Bei der Analyse der Reaktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$ wird eine Extrapolation der Untergrundverteilung unter Zuhilfenahme von unterschweligen Daten benutzt, die in Kapitel 4.7 detailliert erläutert wird. Mit Hilfe des Negativdetektorsystems lassen sich die Messdaten auf den ABC-Effekt hin untersuchen [Mie07].

Die Reaktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\pi^0$ trägt ebenfalls zur Missing Mass-Verteilung der ${}^3\text{He}$ -Ejektile bei. Da es sich um eine Zwei-Teilchen-Reaktion handelt, wird in der Missing Mass-Verteilung ein Signal bei der π^0 -Masse erzeugt, womit diese Reaktion ohne Bedeutung für den Untergrund unter dem η -Signal ist. Ein besonderes Interesse kommt der π^0 -Produktion beim Studium des sogenannten “Cusp”-Effekts zu [Smy06].

Im Folgenden wird die Auswirkung der Pionen-Produktion auf das gemessene Missing Mass-Spektrum anhand von Phasenraumsimulationen erläutert. Aufgrund der Tatsache, dass die Untergrundbeschreibung der Messdaten nicht mit Simulationen, sondern mit Hilfe von unterschwelligen Messdaten vorgenommen wurde, reicht eine rein qualitative Analyse an dieser Stelle aus. Tiefer greifende Analysen zu diesen Reaktionen werden bei [Mie07] und [Pap07] erläutert.

Ejektile X	Masse [MeV/c ²]	Überschussenergie [MeV/c]			
η	547.30	-4	0	12	60
π^0	134.98	408.32	412.32	424.32	472.32
$2\cdot\pi^0$	269.95	273.35	277.35	289.35	337.35
$\pi^+ + \pi^-$	279.14	264.16	268.16	280.16	328.16
$3\cdot\pi^0$	404.93	138.37	142.37	154.37	202.37
$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	414.12	129.18	133.18	145.18	193.18
$4\cdot\pi^0$	539.91	3.39	7.39	19.39	67.39
$\pi^+ + \pi^- + 2\cdot\pi^0$	549.09	-5.79	-1.79	10.21	58.21
$2\cdot\pi^+ + 2\cdot\pi^-$	558.28	-14.98	-10.98	1.02	49.02

Tabelle 3.2: Überschussenergien der Produktionsreaktionen vom Typ $d+p \rightarrow ^3\text{He}+X$ im Vergleich zur η -Produktion bei der betrachteten kontinuierlichen Rampe und dem höchsten betrachteten Überschussenergie von 60 MeV.

Überschussenergien bei der Pionenproduktion

Bei der betrachteten Strahlzeit wurden Überschussenergien von -4.5 MeV bis 11.5 MeV in einer kontinuierlichen Rampe, beziehungsweise 20, 40 und 60 MeV als feste Werte für die Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ betrachtet. Mit der Änderung der Überschussenergie für die η -Produktion ändert sich natürlich auch die Überschussenergie für die Untergrundreaktionen.

Die zugehörige Überschussenergie für die Pionenproduktion läßt sich leicht bestimmen. Sie ergibt sich aus der Überschussenergie für die η -Produktion Q_η , der η -Masse m_η und der Summe der Masse der produzierten Pionen m_{Pionen} :

$$Q_{\text{Pionenproduktion}} = m_\eta + Q_\eta - \sum m_{\text{Pionen}}. \quad (3.1)$$

Die Ergebnisse dieser Rechnung sind für die kontinuierliche Rampe und den höchsten festen Strahlimpuls in Tabelle 3.2 dargestellt.

Es wird deutlich, dass sich die Überschussenergie für die Ein-, Zwei- und Drei-Pionenproduktion im Verhältnis zu ihrem Gesamtwert bei der kontinuierlichen Rampe nur wenig ändert.

Das ist bei der Vier-Pionen-Produktion ganz anders. Die Reaktionskanäle mit geladenen Pionen öffnen sich sogar erst oberhalb der η -Produktionsschwelle.

Wie sich zeigen wird, ist der Wirkungsquerschnitt für die Vier-Pionen-Produktion nahe ihrer Produktionsschwelle derart gering, dass sie keine Schwierigkeit für die Beschreibung des Untergrundes unter dem η -Peak darstellt. Dieser Aspekt wird in Kapitel 4.7 näher erläutert.

Die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ nahe der η -Produktionsschwelle

Die Überschussenergie der Zwei-Teilchen-Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ ist entsprechend der Massendifferenz von η - und π^0 -Meson um 412.3 MeV größer als die bei der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Folglich ist der Radius der zugehörigen Impulsellipse viel größer als bei der η -Produktion. Da sich die Überschussenergie für die π^0 -Produktion bei der betrachteten Messung nur wenig im Vergleich zu ihrem Gesamtwert verändert, ändert sich auch die Größe der Impulsellipse nur wenig. Die weiteren kinematischen Größen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ bei den betrachteten Energien können Tabelle 1.2 entnommen werden.

Um das Akzeptanzverhalten der π^0 -Produktion untersuchen zu können, müssen analoge Betrachtungen zu denen bei der η -Produktion vorgenommen werden. In den Abbildungen 3.7, 3.8 und 3.9, in denen das Akzeptanzverhalten für die η -Produktion betrachtet wurde, sind mit gestrichelten Linien die entsprechenden Kurven für die π^0 -Produktion dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die geometrische Akzeptanz für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ auf vorwärts und rückwärts gestreute ${}^3\text{He}$ -Ejektile im Schwerpunktsystem begrenzt ist. Die geometrische Akzeptanz für die rückwärts gestreuten ${}^3\text{He}$ -Ejektile ist viel geringer als jene für die der vorwärts gestreuten. Eine vollständige Analyse der Winkelverteilung ist nicht möglich.

Auch die quantitative Analyse der Reaktion mit einer Missing Mass-Analyse bringt Schwierigkeiten mit sich. Bei steigenden Schwerpunktimpulsen führt eine Impulsrekonstruktionsverschmierung zu einer stärkeren Verschmierung des Missing Mass-Signals, was anhand von Abbildung 3.11 deutlich wird.

In dieser Abbildung ist das Signal der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ im Schwerpunktsimpuls wie auch in der Missing Mass unter Berücksichtigung der Impulsrekonstruktionseigenschaften des ANKE-Vorwärtsdetektionssystems dargestellt.

Eine quantitative Analyse, bei der die π^0 -Produktion von anderen Reaktionen separiert werden muss, ist also im Spektrum des Schwerpunktimpulses oder des Quadrats der Missing Mass-Funktion durchzuführen. Eine solche, detaillierte Analyse dieser Reaktion findet sich bei [Pap07].

Die Zwei-Pionen-Produktion nahe der η -Produktionsschwelle

Untersucht man die Vierervektoren der ${}^3\text{He}$ -Ejektile aus der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + 2\pi$ nahe der η -Produktionsschwelle anhand von Phasenraumsimulationen, so erhält man die in Abbildung 3.12 dargestellten Spektren.

Zur Vereinfachung wurde lediglich die Produktion von zwei ungeladenen Pionen in Phasenraumsimulationen betrachtet. Die Simulationsergebnisse für die Reaktion

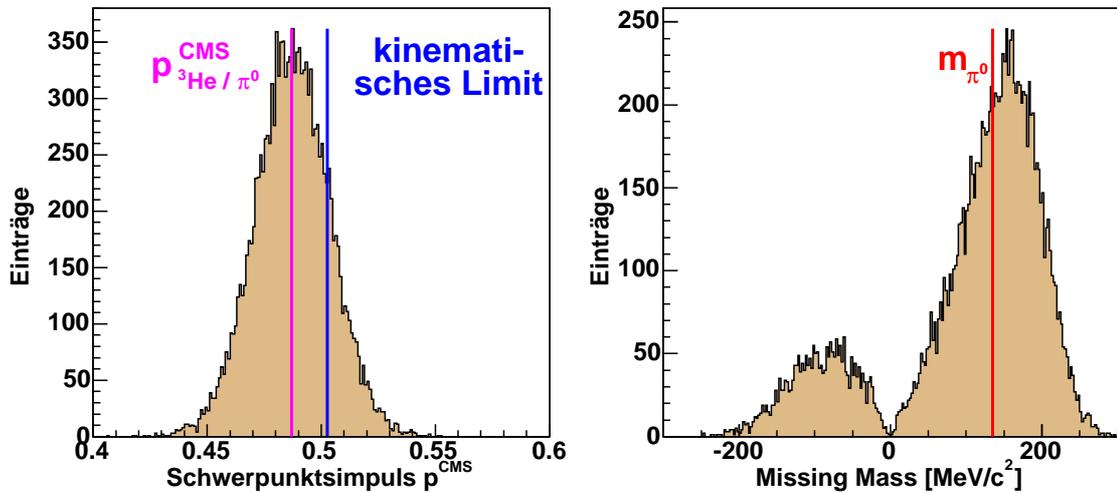


Abbildung 3.11: Schwerpunktsimpuls- und Missing Mass-Verteilung der vom Detektionssystem akzeptierten ^3He -Kerne der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^0$ für eine Simulation von 400 000 generierten Ereignissen bei einer Überschussenergie von 10 MeV bezüglich der Hauptreaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$. Aufgrund der Tatsache, dass die rekonstruierte Schwerpunktsimpulsverteilung der ^3He -Ejektile das kinematische Limit überschreitet, werden auch negative Werte in der Missing Mass-Verteilung rekonstruiert. Bei einer Analyse der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^0$ würde man eine Darstellung des Quadrates der Missing Mass benutzen [Pap07]. Da in dieser Arbeit jedoch die Struktur der Missing Mass-Verteilung unter dem η -Signal betrachtet werden soll, wurde die gezeigte Darstellung bevorzugt.

mit geladenen Pionen unterscheiden sich aufgrund der geringen Massendifferenz von geladenen und ungeladenen Pionen nur unwesentlich.

Anders als bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion des Typs $d+p \rightarrow ^3\text{He}+X$ erscheint kein Signal bei der Masse des Teilchens X, sondern eine kontinuierliche Verteilung. Die Eigenschaften und die Ursache für die Form dieser Verteilung sollen im Folgenden exemplarisch erläutert werden.

1. Ist der Relativimpuls der beiden Pionen im Endzustand Null, dann ist aufgrund der Impulserhaltung der Impulsvektor des ^3He -Ejektiles entgegengesetzt gleich groß der Summe der beiden identischen Vektoren der Pionen. Bei dieser Situation ist der ^3He -Impulsvektor für diese Reaktion aus kinematischen Gründen maximal. Entsprechend wird die rekonstruierte Missing Mass minimal sein. Kinematisch erscheinen die beiden Pionen bei einem verschwindenden Relativimpuls wie ein einzelnes Quasiteilchen. Die Missing Mass entspricht in diesem Fall der Masse des Quasiteilchens und somit der Masse von zwei Pionen. Diese Masse ist in Abbildung 3.12 als untere Grenze in der Missing Mass-Verteilung wiederzufinden. Die kinematische Grenze wird beim realen Experi-

ment durch die Verschmierung bei der Impulsrekonstruktion aufgeweicht, wie dies anhand der grünen Linie deutlich wird.

2. Ist der Relativimpuls der beiden Pionen im Endzustand maximal, dann muss das ${}^3\text{He}$ -Ejektil im Schwerpunktsystem ruhen. Die Pionen bewegen sich mit entgegengesetzt gleich großen Impulsvektoren im Schwerpunktsystem voneinander fort. Bei der Bestimmung der Missing Mass, bei der der Relativimpuls der Ejektile in einer Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+X$ zur Bestimmung der Masse genutzt wird, erscheint es so, als würden der ${}^3\text{He}$ -Kern und das unbekannte Teilchen X keinen Relativimpuls zueinander besitzen. Das heißt, dass die gesamte zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie in einer Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+X$ in Ejektilmasse umgewandelt worden sein müsste. Entsprechend ergibt sich die maximal mögliche Missing Mass direkt am kinematischen Limit. Diese Grenze wird auch nicht durch die Verschmierung bei der Impulsrekonstruktion verändert, da sie durch die vorgegebene Schwerpunktenergie gegeben ist.
3. Alle weiteren kinematisch denkbaren Situationen, bei denen sämtliche Ejektile einen Teil der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie erhalten, führen zu einer kontinuierlichen Verteilung zwischen den ersten beiden geschilderten Grenzfällen. Wie diese Verteilung bei Simulationen aussieht, hängt von der Funktionsweise des Ereignisgenerators ab.

Beim Experiment ist zusätzlich die Akzeptanz des Detektionssystems zu berücksichtigen. Das Akzeptanzverhalten des ANKE-Vorwärtssystems für ${}^3\text{He}$ -Ejektile wurde bereits im Zusammenhang mit der Hauptreaktion diskutiert. Dabei wurde festgestellt, dass für steigende Schwerpunktimpulse die geometrische Akzeptanz sinkt. Das gilt speziell für große Transversalimpulse, auf die das ANKE-Magnetspektrometer sehr empfindlich ist. Entsprechend ist die Akzeptanz für Ereignisse, die mit hoher Missing Mass, also niedrigem ${}^3\text{He}$ -Schwerpunksimpuls, rekonstruiert werden hoch, und die für eine niedrige rekonstruierte Missing Mass niedrig.

Das Akzeptanzverhalten für die Zwei-Pionen-Produktion kann auch anhand einer Darstellung in Abhängigkeit vom Transversal- und vom Longitudinalimpuls erläutert werden. Auf der linken Seite in Abbildung 3.12 ist die Anzahl der mit dem Ereignisgenerator PLUTO erzeugten Ereignisse in Abhängigkeit vom Transversal- und Longitudinalimpuls zu erkennen, auf der rechten Seite sind die vom Detektionssystem akzeptierten Ereignisse in einer analogen Darstellung aufgeführt. Das durch die Impuls- und Energieerhaltung gegebene kinematische Limit wurde mit einer schwarzen Linie gekennzeichnet.

Die Zwei-Pionen-Produktion erscheint also als Untergrund unter dem Signal der η -Produktion direkt bei der η -Masse m_η . Eine Strategie, mit der das η -Signal von diesem Untergrund getrennt werden kann, wird in Kapitel 4.7 erläutert.

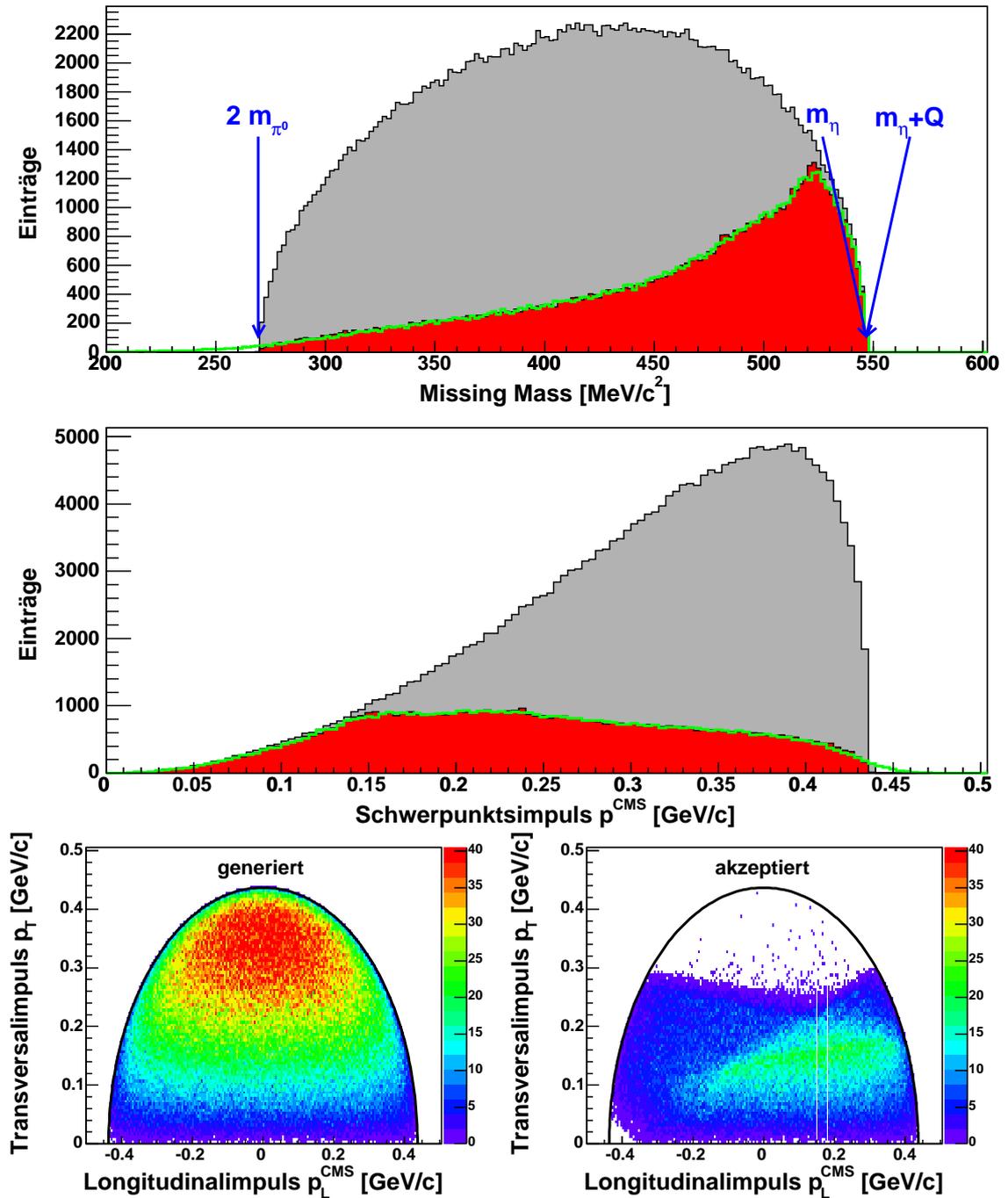


Abbildung 3.12: Schwerpunktsimpuls- und Missing Mass-Verteilung der generierten und der vom Detektionssystem akzeptierten ${}^3\text{He}$ -Kerne der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+2\pi^0$ für eine Simulation von 800000 generierten Ereignissen bei einer Überschussenergie von 10 MeV bezüglich der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. In den unteren Diagrammen sind die generierten und akzeptierten Ereignisse in einer Auftragung der Ereigniszahl in Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls dargestellt.

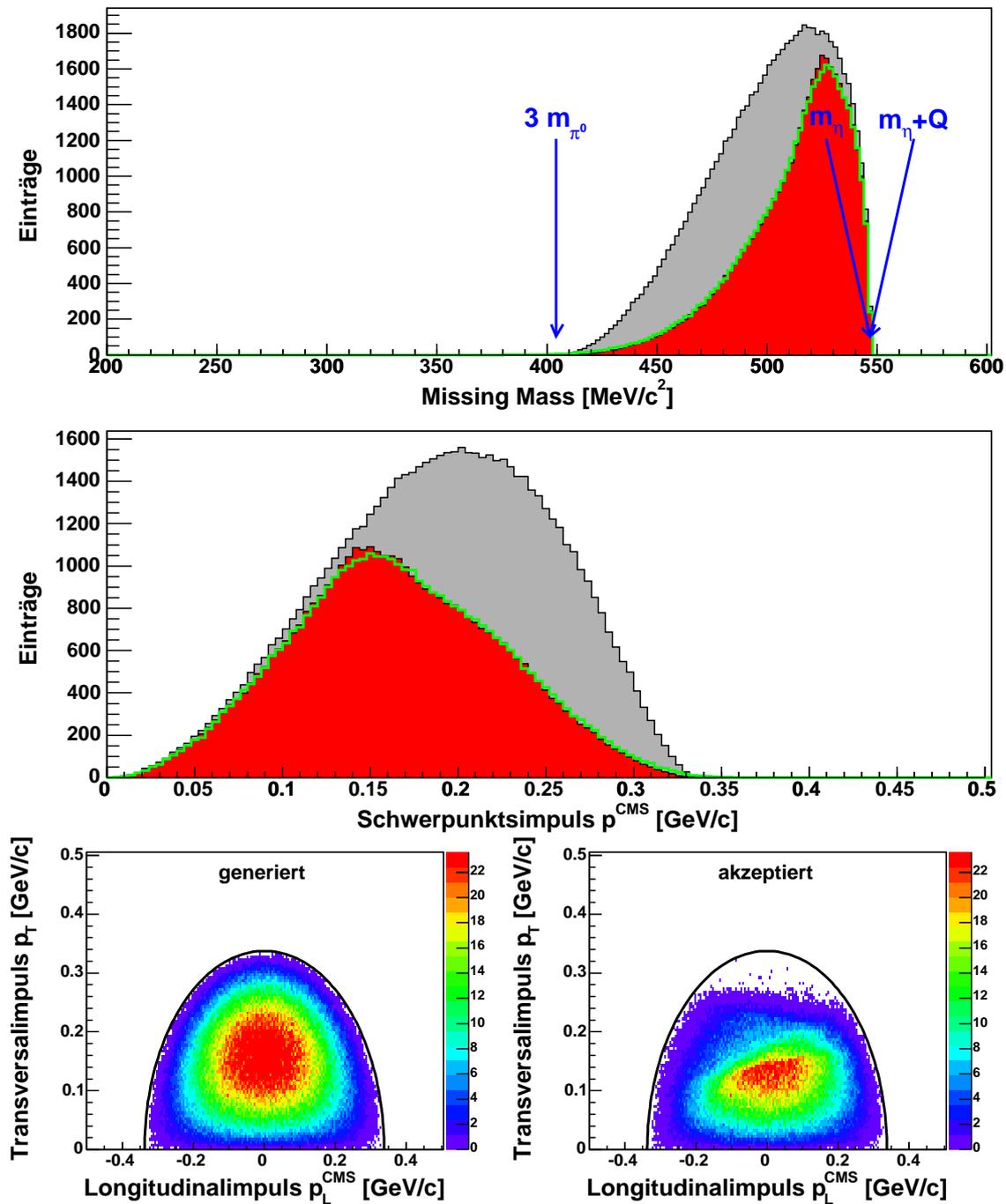


Abbildung 3.13: Schwerpunktimpuls- und Missing Mass-Verteilung der generierten und der vom Detektionssystem akzeptierten ^3He -Kerne der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+3\pi^0$ für eine Simulation von 800000 generierten Ereignissen bei einer Überschussenergie von 10 MeV bezüglich der Hauptreaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$. In den unteren Diagrammen sind die generierten und akzeptierten Ereignisse in einer Auftragung der Ereigniszahl in Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls dargestellt.

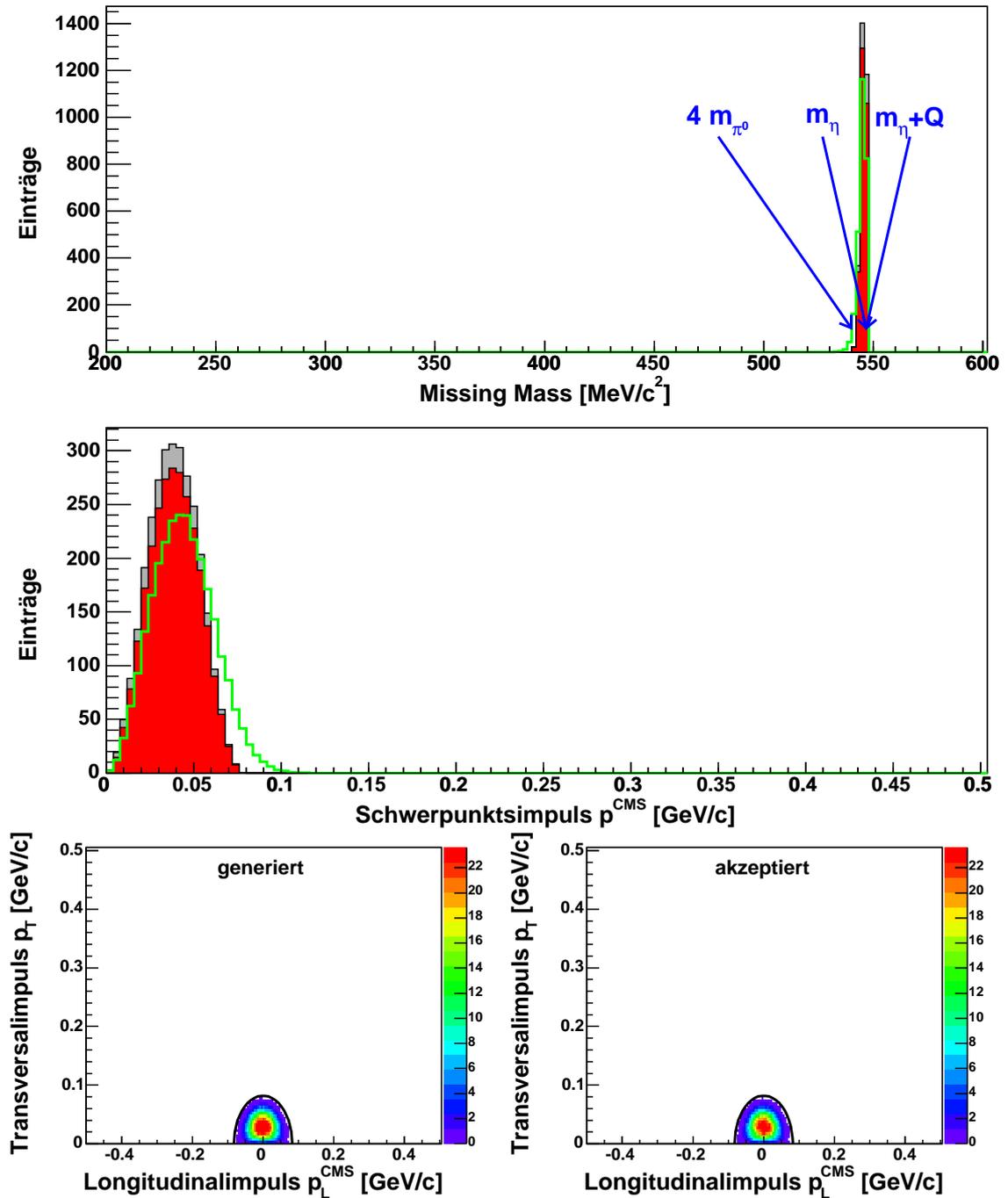


Abbildung 3.14: Schwerpunktsimpuls- und Missing Mass-Verteilung der generierten und der vom Detektionssystem akzeptierten ${}^3\text{He}$ -Kerne der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + 4\pi^0$ für eine Simulation von 100000 generierten Ereignissen bei einer Überschussenergie von 10 MeV bezüglich der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. In den unteren Diagrammen sind die generierten und akzeptierten Ereignisse in einer Auftragung der Ereigniszahl in Abhängigkeit von Transversal- und Longitudinalimpuls dargestellt.

Die Drei-Pionen-Produktion nahe der η -Produktionsschwelle

Mit den gleichen Argumenten, die schon bei der Diskussion der Zwei-Pionen-Produktion verwendet wurden, läßt sich auch das Verhalten der Drei-Pionen-Produktion verstehen. Dabei soll repräsentativ die Produktion von drei neutralen Pionen betrachtet werden. Die zugehörigen Spektren, die analog zu denen der Zwei-Pionen-Produktion aus Abbildung 3.12 aufgebaut sind, finden sich in Abbildung 3.13. Da im Vergleich zur Zwei-Pionen-Produktion eine größere Masse produziert wird, ist der Startwert der Missing Mass-Verteilung größer und der maximale ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktimpuls kleiner. Die Gesamtakzeptanz ist größer als bei der Zwei-Pionen-Produktion.

Die Vier-Pionen-Produktion nahe der η -Produktionsschwelle

Im Gegensatz zur Zwei- und Drei-Pionen-Produktion unterscheiden sich die Produktionsschwellen der Vier-Pionen-Produktionsreaktionen nur wenig von denen bei der η -Produktion. Entsprechend Tabelle 3.2 ist der $4 \cdot \pi^0$ -Kanal schon beim Startpunkt der kontinuierlichen Rampe möglich, die anderen beiden Reaktionskanäle öffnen sich im Verlauf der Rampe.

Betrachtet man in Abbildung 3.14 wieder die Spektren, die schon für die Zwei- und Drei-Pionen-Produktion in den Abbildungen 3.12 und 3.14 dargestellt wurden, dann erkennt man, dass die Vier-Pionen-Produktion eine ungünstige Untergrundstruktur unter dem Missing Mass-Signal der η -Produktion darstellen könnte. In diesem Fall wäre eine Untergrundbeschreibung sehr schwierig.

Mit Hilfe der gewählten Methode zur Beschreibung des Untergrunds, die in Kapitel 4.7 erläutert wird, ist es jedoch möglich zu zeigen, dass die Vier-Pionen-Produktion nahe an ihrer eigenen Produktionsschwelle gegenüber der η -Produktion derart stark untersetzt ist, dass sie nicht weiter berücksichtigt werden muss.

Entsprechend dem Phasenraumverhalten sollte der Wirkungsquerschnitt nahe der Produktionsschwelle proportional mit Q^5 steigen, wobei Q die Überschussenergie für die Vier-Pionen-Produktion darstellt. Wird nun gezeigt, dass die Vier-Pionen-Produktion auch bei höheren Überschussenergien im gemessenen Missing Mass-Spektrum keine Rolle spielt, so ist sie für die kontinuierliche Rampe in jedem Fall vernachlässigbar.

3.3 Untergrund durch fehlidentifizierte Protonen

Die ${}^3\text{He}$ -Ejektile der Reaktion $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\eta$ werden über Energieverluste in Szintillatoren nachgewiesen. Es ist zu erwarten, dass bei dieser Nachweismethode auch andere fehlidentifizierte Teilchen wie Protonen und Deuteronen zum Untergrund in den ${}^3\text{He}$ -Spektren beitragen, die über den Schweif der Landau-Verteilung die Selektionskriterien erfüllen.

Die Deuteronenaufbruchreaktion $d+p\rightarrow(p+n)+p$ spielt eine besondere Rolle, wenn ein Deuteronenstrahl an einem Magnetspektrometer genutzt wird. Im Rahmen des "Spectator"-Modells³ [Bar01b, Mus05] kann beim Einsatz eines Deuteronentargets eine effektive Wechselwirkung zwischen nur einem der Nukleonen des Deuteronenkerns und dem Targetproton vorliegen. Das andere Nukleon ist nur ein Beobachter der Reaktion und wird deshalb "Spectator"-Teilchen genannt. Bei der Wechselwirkung erfährt es lediglich einen geringen Impulstransfer, der durch die Fermi-Energie der Nukleonen im Deuteronenkern verursacht wird. Das Spectator-Modell wurde bei unterschiedlichen Experimenten benutzt, um effektive Proton-Neutron-Reaktionen untersuchen zu können. Die geringe Bindungsenergie des Deuterons von nur 2.2 MeV begünstigt diesen Prozess gegenüber einer "echten" Drei-Teilchen-Reaktion mit der zugehörigen Kinematik.

Das Strahldeuteron zerbricht bei diesem Streuprozess in ein Proton und ein Neutron. Der Impuls der Fragmente beträgt jeweils etwa die Hälfte des Strahlimpulses. Das eine Nukleon des Deuteronenkerns erfährt einen geringen Fermi-Impulsübertrag, während das andere Nukleon an einem klassischen quasielastischen Streuprozess mit dem Targetproton beteiligt ist. Die eigentliche Reaktion läuft im Rahmen einer effektiven Zwei-Teilchen-Kinematik ab.

Im Folgenden sollen die Protonen der Deuteronenaufbruchreaktionen, die als ${}^3\text{He}$ -Kerne fehlidentifiziert worden sein könnten, bezüglich ihrer Auswirkung auf die Analyse untersucht werden.

Da die Rekonstruktion des Laborsystemimpulses mit Hilfe der Lorentzkraft ladungssensitiv ist und die Ladung von ${}^3\text{He}$ -Kernen doppelt so groß ist wie die von Protonen, werden für alle folgenden Betrachtungen die Laborsystemimpulsvektoren der Protonen verdoppelt. Gleichzeitig müssen diese Protonen auch wie ${}^3\text{He}$ -Kerne analysiert werden, was voraussetzt, dass ihnen die Masse eines ${}^3\text{He}$ -Kerns zugeschrieben wird. Das gilt speziell für die Lorentz-Transformation zwischen Labor- und Schwerpunktsystem. Grundsätzlich treten im Rahmen des Spectator-Modells zwei kinematische Möglichkeiten auf:

1. Das Proton ist das Spectator-Teilchen.

Ist das Proton das Spectator-Teilchen, so wird es mit ungefähr dem halben Strahlimpuls und geringem Transversalimpuls unter einem kleinen Laborstreuungswinkel in das Magnetfeld des Detektionssystems eintreten. Da diese Protonen die gleiche Ladung wie die Strahldeuteronen besitzen, jedoch einen nur

³Spectator, engl. = Beobachter

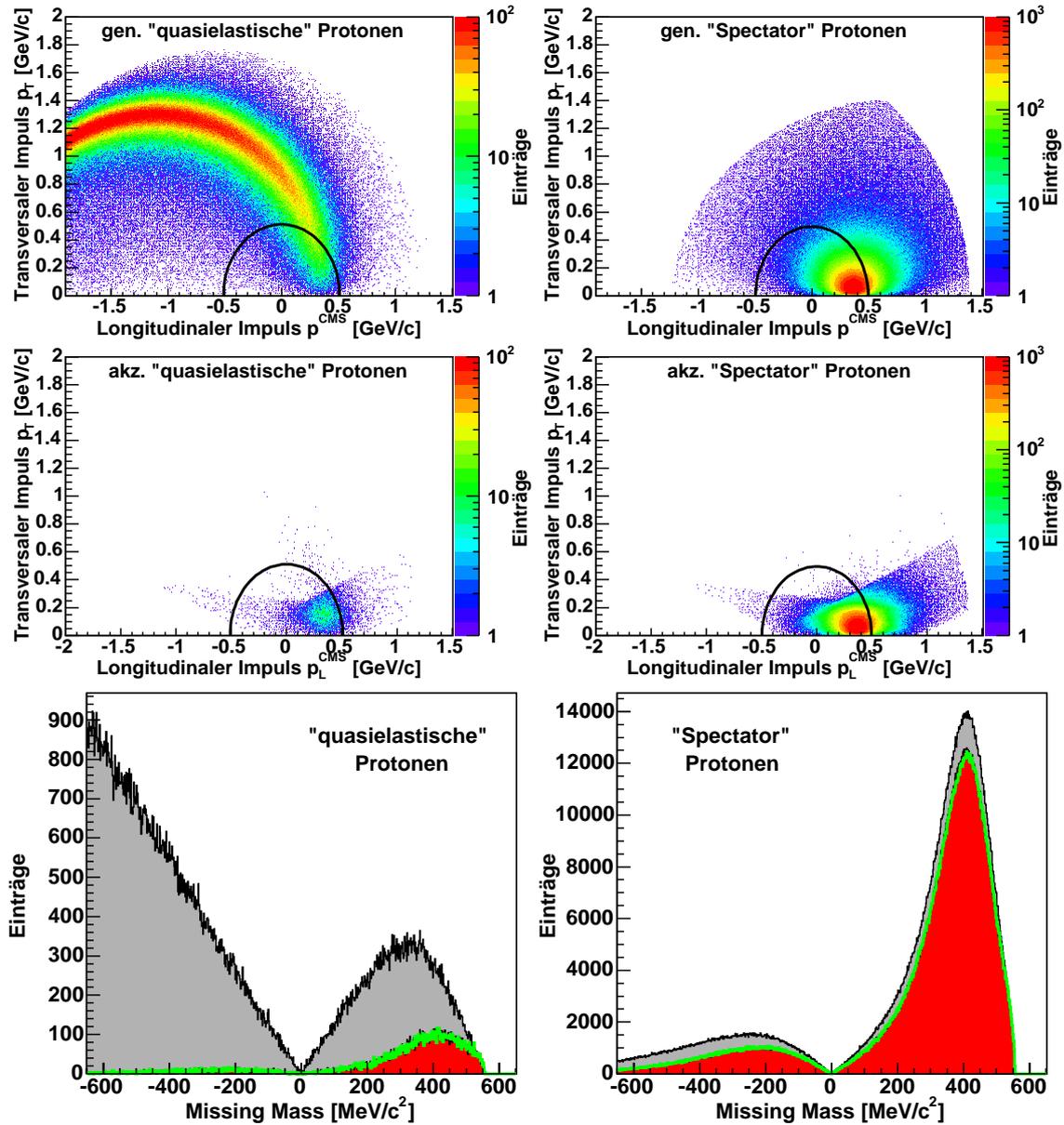


Abbildung 3.15: Darstellung der Transversal- zu Longitudinal-Impulsverteilung sowohl für die nach Phasenraumverhalten generierten wie auch die vom gesamten Vorwärtssystem akzeptierten Spectator- und quasielastisch gestreuten Protonen. Da beim Experiment zweifach geladene ^3He -Kerne mit einem Magnetspektrometer nachgewiesen werden und der dargestellte Impulswert dem der Rekonstruktion entsprechen soll, wurden alle Laborsystemimpulsvektoren gegenüber dem Originalwert verdoppelt und die Protonen in der Analyse wie ^3He -Kerne behandelt. Im unteren Teil ist die jeweils zugehörige Missing Mass-Verteilung dargestellt. Die Simulationen wurden für eine Überschussenergie $Q = 10$ MeV bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ durchgeführt. Aus den gleichen Gründen wie bei Abbildung 3.11 wurde die Darstellung der Missing Mass gegenüber dem Quadrat dieser Größe bevorzugt.

halb so großen Impuls, liegen sie fast alle in der geometrischen Akzeptanz des Vorwärtssystems des ANKE-Detektors. Die kinematische Verteilung im Schwerpunktsystem und die resultierende Missing Mass-Verteilung der generierten und akzeptierten Ereignisse für solche Spectator-Protonen bei einer Analyse als ${}^3\text{He}$ -Kerne ist in Abbildung 3.15 auf der linken Seite zu erkennen.

Der äussere Halbkreis stellt das kinematische Limit dar, ab dem eine negative Missing Mass⁴ rekonstruiert wird.

Man erkennt, dass der Großteil der fehlidentifizierten Protonen, denen lediglich ein kleiner Fermi-Impuls übertragen wird, am rechten Rand des äußeren Halbkreises mit einer positiven Missing Mass rekonstruiert wird. Anhand der Missing Mass-Verteilung ist die extrem hohe geometrische Akzeptanz für diese Ereignisse zu erkennen.

Das Verhalten für das zweite am Streuprozess beteiligte Proton, das am quasifreien Neutron gestreut wird, ist dem im Phasenraum des Neutrons analog.

2. Das Neutron ist das Spectator-Teilchen.

Das Neutron wird nicht vom Magnetfeld des Spektrometers beeinflusst und auch nicht nachgewiesen. Für die beiden Protonen liegt eine quasielastische Streuung vor. Das kinematische Verhalten der beiden Protonen ist bei einer Phasenraumsimulation symmetrisch. Daher genügt es, dieses Verhalten für eines der beiden Protonen zu untersuchen. Das zweite Proton findet sich auf der durch Impuls- und Energieerhaltung vorgegebenen Position auf der über den Einfluß des Fermi-Impulses verschmierten Impulsellipse des pp -Systems.

Anhand der Akzeptanzbilder und der sichtbaren Impulsellipse in Abbildung 3.15 auf der rechten Seite ist leicht ersichtlich, dass maximal eines der beiden Protonen im Vorwärtssystem nachgewiesen werden kann. Gut zu erkennen ist die geringe Akzeptanz der Protonen. Entsprechend stellen quasigestreute Protonen gegenüber den Spectator-Protonen einen viel geringeren Anteil der als ${}^3\text{He}$ -Kerne fehlidentifizierten Teilchen dar.

Streng genommen muss auch der Reaktionsmechanismus bei einem “echten” Drei-Teilchen-Mechanismus betrachtet werden. Die sich ergebenden Impulse liegen aber im Inneren der von den quasielastisch gestreuten Protonen gebildeten Impulsellipse in Abbildung 3.15 auf der rechten Seite und haben einen noch geringeren Einfluss auf die Missing Mass-Verteilung als die quasigestreuten.

Bedingt durch die schwache Bindung der Deuteronen ist der Wirkungsquerschnitt für die Deuteronenaufbruchreaktion schon bei geringen Impulsüberträgen extrem groß. Gleichzeitig liegt eine sehr große Akzeptanz für Spectator-Protonen vor. Daher finden Ereignisse mit Protonen im Vorwärtssystem um mehr als vier Größenordnungen häufiger statt als die mit ${}^3\text{He}$ -Teilchen. Hinreichend viele der Protonen liegen

⁴Man vergleiche mit Kapitel 1.3.

im Schweif der Landau-Verteilung, die die Energieverluste in den Szintillatorlatten darstellt, so dass ein charakteristischer Untergrund entsteht.

Es zeigt sich, dass auch diese Untergrundreaktion sich gut mit der in Kapitel 4.7 erläuterten Methode beschreiben läßt. Problematisch ist die Vielzahl an Protonen jedoch für den Aufbau eines Hardware-Triggers, der auf den Energieverlusten in den Szintillatoren basiert. Große Totzeiten sind die Folge.

3.4 Die dp -elastische Streuung als Normierungsreaktion

Um aus der Zahl der gemessenen Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ auf den zugehörigen Wirkungsquerschnitt schließen zu können, muss die integrierte Luminosität bestimmt werden.

Die Luminosität L ist über den Quotienten aus der Anzahl an Ereignissen pro Zeit $\Delta N/\Delta t$ und dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt σ einer bestimmten Reaktion definiert:

$$L = \frac{\left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)}{\sigma}. \quad (3.2)$$

Die Luminosität ist durch die Eigenschaften von Teilchenstrahl und Target vorgegeben. Bei einer höheren Zahl an Strahlteilchen oder einem dichteren Cluster-Jet-Strahl wird eine größere Anzahl an gemessenen Ereignissen einer Reaktion pro Zeit auftreten. Vom betrachteten Reaktionskanal ist die Luminosität dagegen unabhängig. Um einen unbekanntem Wirkungsquerschnitt aus der Anzahl an gemessenen Ereignissen bestimmen zu können, muss die Luminosität als Normierungsgröße bekannt sein. Die resultierende Formel ergibt sich durch Umstellen von Gleichung 3.2. Das genaue Verfahren wird in Kapitel 4.11 erläutert.

Um die Messergebnisse zur η -Produktion mit der Luminosität normieren zu können, muss dabei diese Größe zunächst über die Messzeit integriert werden:

$$L_{\text{int}} = \int_{t_{\text{Messzeit}}} L(t) dt. \quad (3.3)$$

Beim Einsatz eines Cluster-Jet-Targets lässt sie sich nur schlecht aus den zum Teilchenstrahl und zum Target bekannten Messgrößen ableiten. Der Überlapp von Target- und Beschleunigerstrahl stellt ebenso ein Problem dar, wie eine potentielle, räumliche Inhomogenität des Cluster-Strahls und die fehlende Möglichkeit diesen über die gesamte Messzeit in der Streukammer zu monitoren.

Um die Luminosität zu bestimmen wird stattdessen eine Referenzreaktion mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt genutzt. Mit dieser Methode lässt sich eine deutlich geringere systematische Unsicherheit realisieren.

Bei dem betrachteten Experiment wurde die dp -elastische Streuung als Referenzreaktion genutzt. Insbesondere für kleine Deuteronenstrahlwinkel steht eine große Datenbasis an gemessenen Wirkungsquerschnitten zur Verfügung.

Für die zur Bestimmung der Luminosität genutzte Reaktion soll im Folgenden der Reaktions- und Nachweismechanismus anhand von Simulationen erläutert werden.

Akzeptanzverhalten der dp -elastischen Streuung

Sofern es möglich ist, werden zur Untersuchung der Normierungsreaktion die gleichen Detektorkomponenten benutzt wie für die Hauptreaktion. Dieses Vorgehen dient der

Vermeidung von systematischen Unsicherheiten. Beim betrachteten Experiment ist das möglich. Die dp -elastische Streuung kann mit dem ANKE-Vorwärtsdetektorsystem identifiziert und quantitativ ausgewertet werden. Dabei wird das elastisch gestreute Deuteron nachgewiesen. Das Akzeptanzverhalten für solche elastisch gestreuten Deuteronen wird in den Abbildungen 3.16 und 3.17 dargestellt.

Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, kann lediglich ein eingeschränkter Streuwinkelbereich untersucht werden. Das Magnetfeld ist nicht ausreichend, um Deuteronen mit einem Streuwinkel von weniger als 4.5° im Laborsystem aus dem Strahlrohr in den Akzeptanzbereich des Vorwärtssystems zu lenken. Deuteronen mit einem Streuwinkel von mehr als 10.5° werden aus dem Detektionssystem herausgestreut.

Für die Akzeptanz macht sich die Größe der zu dieser Zwei-Teilchen-Reaktion zugehörigen Impulsellipse bemerkbar. Aufgrund der Tatsache, dass bei der Reaktion keine Masse produziert wird, muss der Schwerpunktimpuls der Teilchen im Anfangs- wie im Endzustand gleich groß sein. Entsprechend groß ist die Impulsellipse, was aus Tabelle 1.2 hervorgeht und in den Abbildungen 3.16 und 3.17 dargestellt ist.

Identifikation von Deuteronen der dp -elastischen Streuung

Die nachzuweisenden Deuteronen weisen Impulse in der Größenordnung des Strahlimpulses auf. Protonen, die bei anderen Reaktionen, wie zum Beispiel beim Deuteronenaufbruch entstanden sind, können derart große Impulse nicht erreichen. Deutlich wird dies anhand der Tatsache, dass Protonen aus dem Deuteronenaufbruch mit ihrer halb so großen Ruhemasse bei gleichem relativistischen Geschwindigkeitsvektor lediglich die Hälfte des ursprünglichen Deuteronenimpulsvektors erhalten.

Deuteronen aus anderen Reaktionskanälen können ebenfalls keine so großen Impulse besitzen. Da keine Baryonen vernichtet werden können, existiert keine Reaktion, bei der eine größere kinetische Energie auf die beiden Reaktionspartner verteilt werden kann als bei der elastischen Streuung. Gleichzeitig liegen bei der elastischen Streuung nur Deuteronen mit kleinen Streuwinkeln im Akzeptanzbereich des Detektionssystems. Die elastisch gestreuten Deuteronen in diesem Winkelbereich besitzen einen sehr großen Laborsystemimpuls. Aus anderen Prozessen hervorgegangene Deuteronen erhalten aufgrund der geringeren, im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie nach der Lorentztransformation in das Laborsystem keinen derart großen Laborsystemimpuls.

Auch ^3He -Ejektile werden aufgrund ihrer zweifachen Ladung nicht mit Impulsen wie sie Deuteronen erreichen rekonstruiert.

Tritium-Ejektile können prinzipiell zwar höhere Impulse erreichen, treten jedoch nur in Reaktionen mit mindestens einem weiteren Partner, etwa einem Meson, auf. Nur so kann der verbleibende Teil der zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie in kinetische Energie umgewandelt werden. Neben der Tatsache, dass dem System durch die Produktion weiterer Teilchen Energie entzogen wird, was zu einem kleineren Zustandsraumvolumen führt, ist der Wirkungsquerschnitt für eine Produktionsreaktion viel kleiner als für die elastische Streuung. Die gleiche Argumentation trifft auch auf

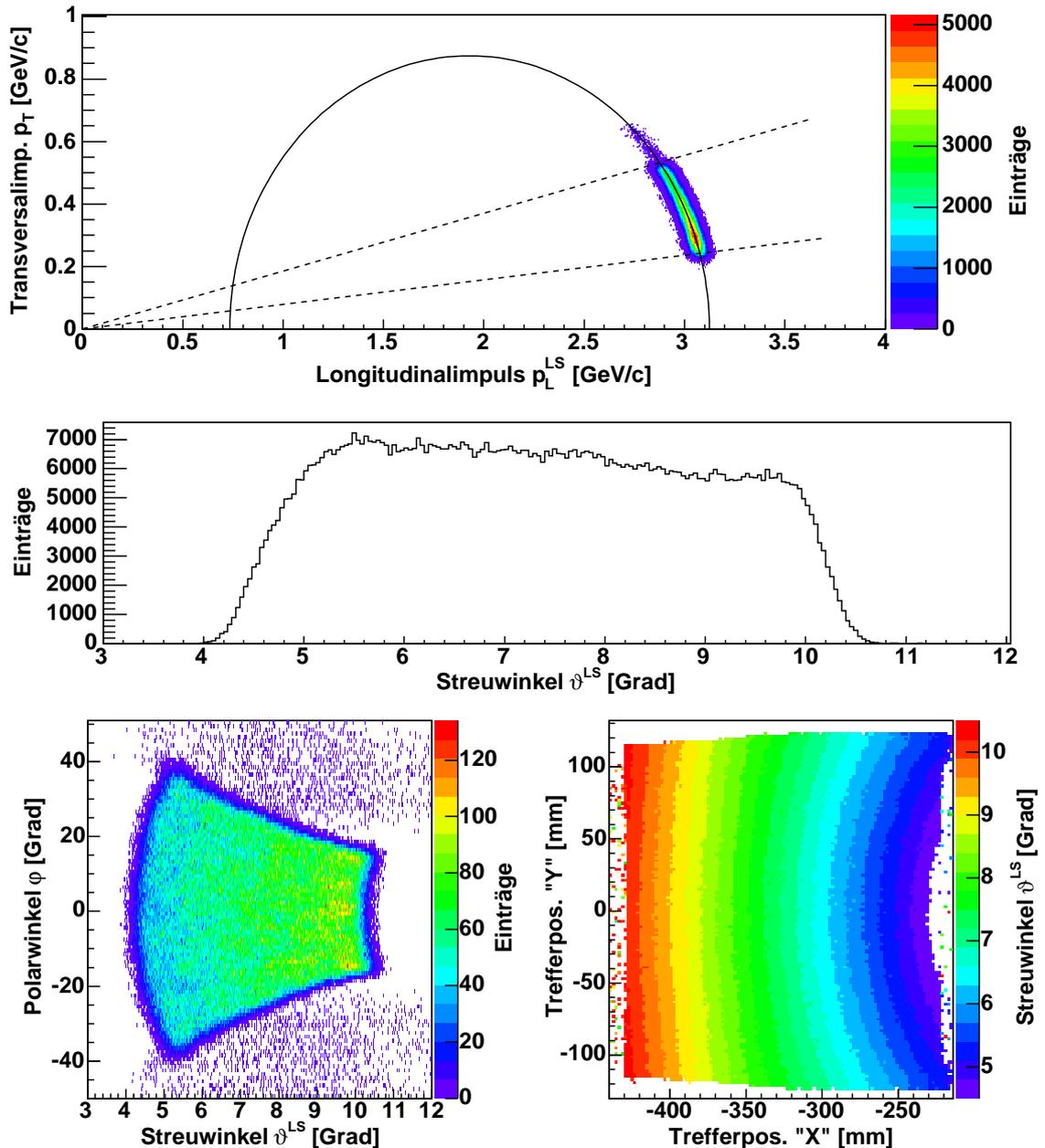


Abbildung 3.16: Im obersten Diagramm ist die Impulsellipse und der zur dp -elastischen Streuung zugehörige Winkelakzeptanzbereich bei einer Phasenraumsimulation im Laborsystem dargestellt. Im zweiten Spektrum ist die Anzahl an akzeptierten von phasenraumgenerierten Ereignissen in Abhängigkeit vom Streuwinkel dargestellt, im dritten Spektrum wurde jene vom Azimutalwinkel in einer zweidimensionalen Darstellung hinzugenommen. Die zugehörige Verteilung lässt sich mit einem analogen Diagramm zu Abbildung 3.5 verstehen, das als viertes Diagramm dargestellt ist. Die einzelnen Winkelbereiche der elastischen Streuung für kleine Streuwinkel stellen sich wie Kreislinien mit einem Radius in Abhängigkeit vom Streuwinkel dar, aus denen die Akzeptanz des Vorwärtssystems einzelne Sektoren herauschneidet. Es ergibt sich die zuvor dargestellte Winkelakzeptanzverteilung.

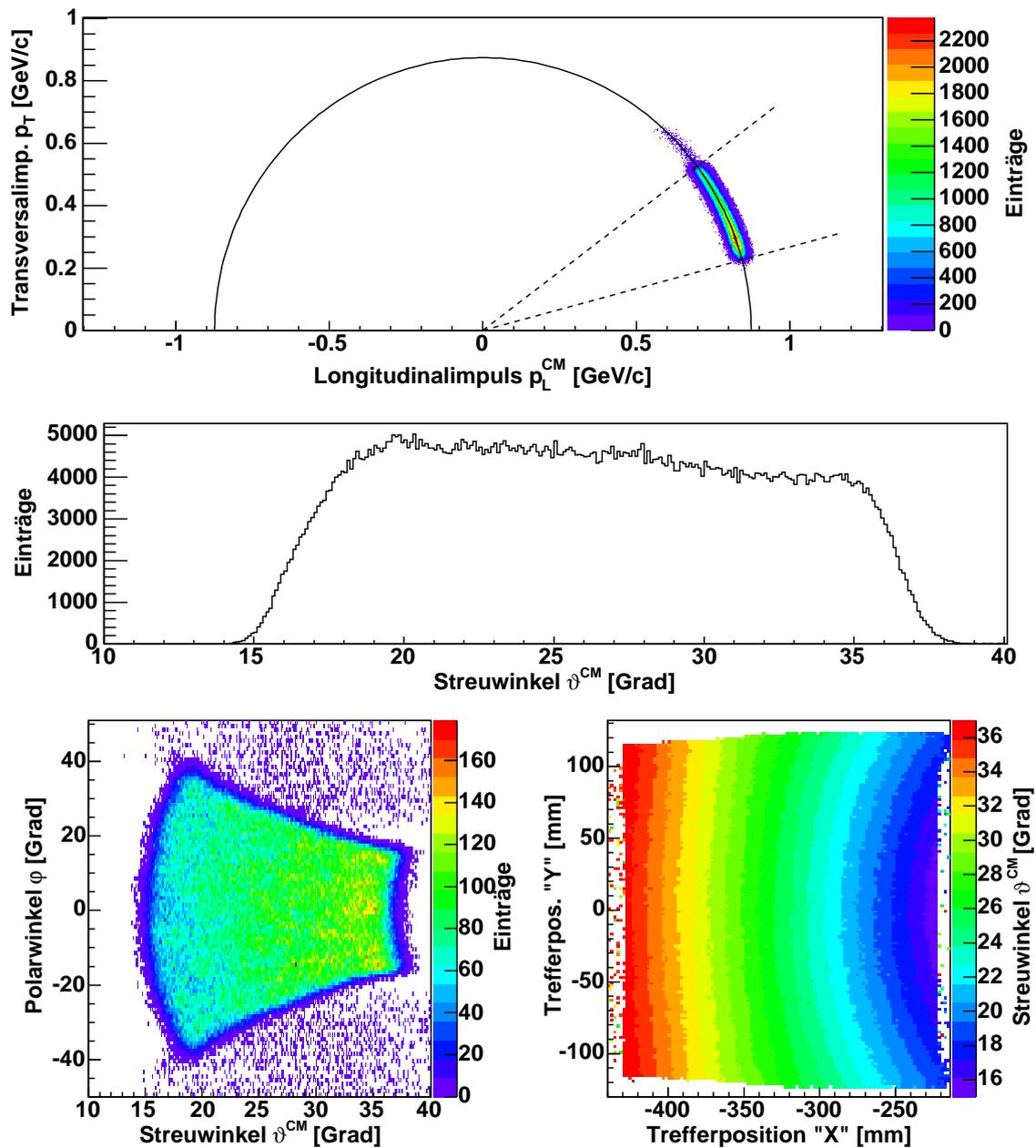


Abbildung 3.17: Darstellung der gleichen Diagramme wie aus Abbildung 3.16 im Schwerpunktsystem.

alle weiteren Reaktionskanäle mit Deuteronen im Endzustand zu.

Daher erwartet man von der dp -elastischen Streuung ein deutliches und von physikalischem Untergrund freies Signal im Laborsystemimpuls, das nahe dem Wert des Strahlimpuls liegt. Im Missing Mass-Diagramm muss ein ebenso deutliches, fast untergrundfreies Signal bei der Protonenmasse erscheinen. Dieses Signal kann in Abhängigkeit vom Streuwinkel ausgezählt werden, um mit den bekannten Wirkungsquerschnitten die Luminosität zu bestimmen.

Im Vergleich zu den anderen betrachteten Reaktionen sind die Teilchenspuren der dp -elastischen Streuung in einer Experimentaufsicht viel weniger stark gekrümmt. Das ist anhand von Abbildung 3.18 zu erkennen.

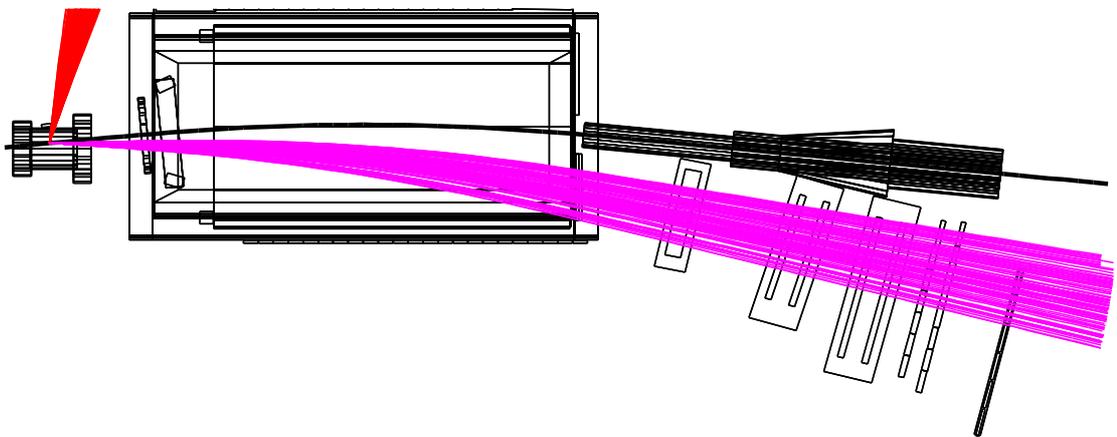


Abbildung 3.18: Darstellung von Teilchenspuren der dp -elastischen Streuung im ANKE-Detektionssystem direkt an der Produktionsschwelle der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. Die rot dargestellten Spuren entsprechen jenen der Protonen, die anderen denen der Deuteronen. Bei der Abbildung wurden nur Spuren berücksichtigt, die im Akzeptanzbereich mit einem im Vorwärtssystem nachgewiesenen Deuteron liegen.

Kapitel 4

Strahlzeitdurchführung und Analysen

Im Rahmen der 28. Sitzung des **P**rogram **A**dvisory **C**ommittee (PAC) [Har04] wurde eine “lange” Woche Strahlzeit zum gestellten Proposal bezüglich der Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Wechselwirkung nahe der Produktionsschwelle an ANKE [Kho04] bewilligt.

Von einer “langen” Woche Strahlzeit wird gesprochen, wenn die eigentliche Woche Strahlzeit direkt im Anschluss an eine Woche Maschinen- und Strahlentwicklung (MD-Woche) erfolgt. Das Wochenende einer solchen MD-Woche steht üblicherweise dem nachfolgenden Experiment zur Verfügung. Da häufig bereits in den vorhergehenden Nächten der MD-Woche eine Kalibration der Detektoren vorgenommen wird, kann ein solches Wochenende direkt zur Messzeit addiert werden. Damit summiert sich mit der bewilligten Messzeit von einer Woche die Gesamtmesszeit zu neun Tagen.

Eine MD-Woche im Vorfeld dieser Strahlzeit war unverzichtbar, da die Strahlentwicklung bei einer kontinuierlichen Rampe und die zugehörige Orbitkontrolle eine große Einstellzeit beansprucht. Zusätzlich mussten drei höhere feste Strahlimpulse entwickelt werden.

Im Folgenden soll geschildert werden, wie diese Zeit genutzt wurde und auf welche Art und Weise die aufgezeichneten Daten mit mehr als einer Milliarde Ereignissen analysiert wurden.

4.1 Verlauf der Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ an ANKE

Nachdem in der MD-Woche von Mittwoch beginnend in den Nächten die Detektoren kalibriert und die Trigger aufgesetzt wurden, konnte mit der regulären Strahlzeit am Freitag Abend begonnen werden.

Zunächst wurden Ereignisse in einer 277 Sekunden dauernden, langsamen, kontinuierlichen Rampe aufgenommen. Wie sich in der späteren Analyse der Daten zeigte, wurde dabei ein Überschussenergieintervall von -5.05 bis 11.33 MeV linear überschritten. Zu jedem Ereignis wird die zugehörige Zeitinformation gespeichert, mit der die Überschussenergie hochpräzise rekonstruiert werden kann.

Zwischen je zwei Zyklen der kontinuierlichen Rampe muss zunächst die an den Drift- und Vieldrahtkammern des ANKE-Experiments anliegende Spannung auf sicheres Niveau abgesenkt werden, bevor der verbrauchte Teilchenstrahl im Beschleunigerring vernichtet wird. Ein neues Teilchenpaket wird injiziert und auf den Startstrahlimpuls der kontinuierlichen Rampe beschleunigt. Erst jetzt kann das Spannungsniveau des Kammerystems wieder angehoben werden, so dass mit der eigentlichen Messung begonnen werden kann. Zwischen den Messintervallen zweier Zyklen liegen 42 Sekunden.

Ein regelmäßiges Erneuern des Teilchenpakets ist notwendig, da mit der Zeit die Impulsverschmierung aufgrund von Wechselwirkungen mit dem Clustertarget wächst, der Teilchenstrahl sich aufweitet und sich quantitativ verbraucht.

In den folgenden Tagen konnten gut 150 Dateien (Runs) mit jeweils bis zu 8 Millionen detektierten Ereignissen gespeichert werden. Sowohl der COSY-Beschleunigerring als auch die am ANKE-Experiment beteiligten Detektorkomponenten arbeiteten ohne größere Ausfälle. Nach sechs Messtagen wurde am Donnerstag Vormittag die Messung mit der kontinuierlichen Rampe beendet und die restlichen, zu den Überschussenergien 20, 40 und 60 MeV zugehörigen Strahlimpulse nachentwickelt.

Die Strahlzeit wurde mit den Messungen bei einem festem Strahlimpuls und einer Überschussenergie von 20 MeV am Donnerstag Abend fortgesetzt. Beim Wechsel zu den noch höheren Strahlimpulsen, bei denen ab Freitag um Mitternacht gemessen werden sollte, traten Schwierigkeiten mit der Kühlung der COSY-Magnetsysteme auf, die dazu führten, dass der letzte Datenpunkt bei 60 MeV Überschussenergie nur mit verminderter Statistik vermessen werden konnte. Dennoch konnten fast 100 weitere Runs aufgenommen werden. Die Ergebnisse der Messungen zu den festen Strahlimpulsen werden im Rahmen einer weiteren Doktorarbeit momentan analysiert [Rau08].

Insgesamt lässt sich ein sehr positives Resumé von der Strahlzeit ziehen. Abgesehen von der Statistik bei der Vermessung des Datenpunktes mit einer Überschussenergie von 60 MeV konnten die Ziele der Strahlzeit vollständig erreicht werden. Alle benutzten ANKE-Detektorkomponenten, ob Drahtkammern, Szintillatordetektoren oder das Datenaufnahmesystem arbeiteten genau wie das Clustertarget ohne größere Schwierigkeiten.

Mit den in dieser Strahlzeit gemessenen Datensätzen konnten daher alle geplanten Auswertungen mit großem Erfolg durchgeführt werden. Die einzelnen Analyseschritte, die die Extraktion von hochpräzisen Messergebnissen ermöglichen, werden im Folgenden vorgestellt.

4.2 Impulsrekonstruktion im ANKE-Vorwärtssystem

Mit Hilfe des spektrometrischen D2-Magneten lassen sich mit den Drahtkammerinformationen des Vorwärtssystems die Ursprungsimpulse der entsprechenden Ejektile bestimmen. Dazu können klassische Konzepte wie eine Teilchenspurrekonstruktion oder auch eine vereinfachte Polynommethode genutzt werden [Dym04].

Beide Rekonstruktionsmethoden bedürfen einer sehr präzisen Kenntnis des spektrometrischen Magnetfeldes. Mit Hilfe von rechnerunterstützten Algorithmen wurden entsprechende Feldkarten bei unterschiedlichen Einstellungen, die mit maximalen magnetischen Flußdichten von 1.0, 1.3 und 1.6 Tesla korrespondieren, erstellt [Bue93, Ste01].

Im Folgenden sollen die Methoden vorgestellt und die Kalibrationsroutinen erläutert werden.

Die Impulsrekonstruktion durch Teilchenspurbestimmung

Zur Impulsrekonstruktion kann die Teilchenspur, die mit dem Drift- und Drahtkammersystem bestimmt wird, vom Vorwärtssystem aus in das spektrometrische Magnetfeld hinein fortgesetzt werden. Das Prinzip einer solchen Untersuchung lässt sich relativ einfach beschreiben: Zunächst werden einzelne, würfelförmige Zellen gebildet, deren Dimension derart klein gewählt wird, dass man die bekannte, magnetische Flussdichte als konstant in der Zelle ansehen kann.

Der Richtungsvektor \vec{e}_2 des Impulses von einem Teilchen, welches das Magnetfeld durchquert hat, ist über die Drahtkammerinformation bekannt. Gesucht ist der Richtungsvektor \vec{e}_1 des Teilchenimpulses am Wechselwirkungspunkt und der Impulsbetrag $|p|$, der sich unter Wirkung des Magnetfeldes nicht ändert.

Die Teilchenspur unterliegt einer durch die Lorentzkraft induzierten, charakteristischen Krümmung senkrecht zur Magnetfeldrichtung mit lokalem Krümmungsradius r_{lokal} in Abhängigkeit von der Größe der zugehörigen magnetischen Flussdichte B_{lokal} , dem Teilchenimpuls p_{\perp} senkrecht zur Magnetfeldrichtung und der Ladung q des Ejektils:

$$p_{\perp} = q \cdot B_{\text{lokal}} \cdot r_{\text{lokal}} \quad (4.1)$$

Gestartet wird der Algorithmus ausgehend von der Trefferposition in einer der Drahtkammern. An dieser Stelle ist der Richtungsvektor des Impulses \vec{e}_2 bekannt. Der Impulsbetrag $|p|$ ist unbekannt und gesucht. Zunächst wird dem Impulsbetrag $|p|$ ein möglichst realistischer Startwert zugewiesen.

Nun kann mit dem angenommenen Impulsbetrag über Gleichung 4.1 die Bahnspur über die einzelnen Zellen zurückverfolgt werden.

Durchläuft die Bahnspur in der xz-Ebene den Wechselwirkungspunkt, dann wurde der Impulsbetrag korrekt angenommen. Die Position des Wechselwirkungspunktes ist über die Region des Überlappbereichs aus Beschleunigerstrahl und Target recht gut bekannt. Trifft die Bahnspur den Wechselwirkungspunkt nicht, wird die korrekte

Teilchespur mit numerischen Methoden gefunden und der zugehörige Impulsbetrag bestimmt.

Mit der y -Komponente der Bahnspur am Wechselwirkungspunkt, die mit einer realistischen Größe der Wechselwirkungsregion in Einklang stehen muss, kann ein wirkungsvolles Ausschlusskriterium für unsinnige Teilchenspuren genutzt werden.

Zur Rekonstruktion des Impulsvektors im Wechselwirkungspunkt wird der Richtungsvektor des Impulses in der zugehörigen Zelle verwendet. Der Betrag des Impulses ist bekannt.

Eine solche, beim ANKE-Experiment auf dem Runge-Kutta-Verfahren [Myr79, Bug81] basierende Routine, ist sicherlich die mit den geringsten Fehlerquellen behaftete Methode. Dennoch wurde sie bei der in dieser Arbeit betrachteten Strahlzeit nicht verwendet. Der Grund hierfür liegt darin, dass eine Rekonstruktion nach diesem Schema mit hochaufgelösten Feldkarten sehr große Rechenzeiten verlangt.

Bei der betrachteten Strahlzeit musste jedoch schon bei der Sichtung der Daten eine Voranalyse unter Ausnutzung der Impulsrekonstruktion vorgenommen werden. Eine Analyse ist mit mehr als einer Milliarde detektierten Ereignissen nur schlecht möglich.

Die Spurrekonstruktion wird häufig bei Drei-Teilchen-Triggern mit einer Vorselektion über eine Flugzeitanalyse eingesetzt, bei der nur noch einige Tausend Ereignisse für die endgültige Analyse verbleiben [Har06, Mae06].

Die Impulsrekonstruktion nach der Polynommethode

Aufgrund der hohen Rechenzeiten bei der Spurrekonstruktionsmethode wurde für das ANKE-Experiment eine alternative Methode entwickelt, die zu analogen Ergebnissen führt. Bei der Polynommethode wird ein anderer Ansatz gewählt. Eine langwierige Rechnung zu jedem einzelnen Messereignis soll vermieden werden. Dazu wurde eine Funktion entwickelt, die zu einer bestimmten, aus den Trefferpositionen rekonstruierten, Spur im Drift- und Drahtkammersystem direkt den passenden Impuls ausgibt. Genaueres zu dieser Methode findet sich bei Volkov et al., Artemov et al. und Dymov et al. [Vol91, Art97, Dym99].

Das Verfahren beruht auf einer das reale Detektionssystem gut darstellenden Simulationssoftware. Damit werden zufallsgenerierte Impulsereignisse für eine bestimmte Teilchensorte über den gesamten Akzeptanzbereich des Detektors simuliert. Die Impulsereignisse für diese Art Ejektillkanone wurden mit einem Zufallszahlengenerator so erzeugt, dass sie folgende Kriterien erfüllen:

1. Der Longitudinalimpuls ist in einem vorgegebenen Intervall gleichverteilt. Das für ^3He -Ejektile benutzte Intervall liegt typischerweise zwischen 1.5 und 4.0 GeV/c.
2. Der Transversalimpuls ist in einem ebenfalls vorgegebenen Intervall gleichverteilt. Das für ^3He -Ejektile benutzte Intervall liegt zwischen 0.0 und 0.8 GeV/c.
3. Der Azimutalwinkel φ ist über den gesamten Winkelbereich gleichverteilt.

Als Variablen, mit denen die Teilchenspur im Vorwärtssystem festgelegt ist, werden die vertikale und horizontale Trefferposition sowie die zugehörigen Steigungen der Teilchenspur im Austrittsfenster des Vorwärtssystems benutzt.

In Abhängigkeit von diesen Variablen müssen abschnittsweise definierte Polynome gebildet werden, mit denen der Impulsvektor rekonstruiert wird. Die Polynomkoeffizienten werden mit einer Trainingsmethode aus den Simulationsereignissen bestimmt und als eine feste Parameterdatei abgespeichert.

Bevor die Impulsrekonstruktionsroutine auf die gemessenen Ereignisse angewendet werden kann, muss diese Parameterdatei eingelesen werden. Mit Hilfe des zugehörigen Polynoms kann daraufhin der Impulsvektor in einem einfachen Einsetzverfahren bestimmt werden.

Eine solche Methode erfordert nur wenig Rechenzeit und zeigte eine mit der Spurrekonstruktion vergleichbare Impulsauflösung. Für eine Strahlzeit, bei der die Rekonstruktion auf sehr viele Ereignisse angewandt werden muss, ist die Polynommethode sehr gut geeignet.

Begrenzungen für die Impulsauflösung im Vorwärtssystem

Das Impulsauflösungsvermögen im Vorwärtssystem des ANKE-Experiments ist durch unterschiedliche und zum Teil für ein Magnetspektrometer spezifische Gründe begrenzt. Im Folgenden sollen einige dieser Faktoren aufgezählt werden:

1. Eine begrenzte Auflösung bei der Rekonstruktion der Trefferposition im Drift- und Drahtkammersystem stellt den wohl am stärksten die Auflösung limitierenden Faktor dar. Die Auflösung der Trefferpositionen in den einzelnen Kammern liegt im Millimeter-Bereich. Bei dem aus Raumgründen geringen Abstand zwischen den einzelnen Kammern führen auch kleine Verschmierungen in den Trefferpositionen zu einer deutlichen Verschmierung der rekonstruierten Impulse.
2. Eine perfekte Auflösung im Drahtkammersystem würde jedoch nicht zu einem perfekt rekonstruierten Impuls führen. Die ursprüngliche Teilchenspur wird durch Mehrfachstreuung im Austrittsfenster der Streukammer verschmiert. Das Austrittsfenster besteht aus einer 0.5 mm dicken Aluminiumfolie und kann aus Stabilitätsgründen nicht dünner gewählt werden. Andernfalls könnte das Fenster unter der Druckdifferenz vom Vakuum zum Normaldruck reißen und größere Schäden an der Beschleunigeranlage und am Experiment verursachen. Zusätzlich tritt Mehrfachstreuung in den Mylar-Fenstern der Kammersysteme auf.
3. Einen dritten Faktor für die Impulsverschmierung stellt die Kenntnis über den Wechselwirkungspunkt der Reaktion dar. Der Wechselwirkungspunkt liegt im Überlappbereich von einem horizontal eingeschossenen Beschleunigerstrahl mit

einem Durchmesser von mehreren Millimetern und einem vertikal ausgerichteten Target mit einem Durchmesser im Bereich von einem Zentimeter. Ungenauigkeiten im Wechselwirkungspunkt wirken sich zwar weit weniger stark aus, als dies bei den Trefferpositionen im Vorwärtssystem der Fall ist, sind aber dennoch nicht zu vernachlässigen.

4. Zuletzt liegt eine durch die Rekonstruktionsmethode induzierte Begrenzung des Auflösungsvermögens vor, die gegenüber den zuvor genannten Punkten deutlich geringer ist. Die Auflösung ist dabei auch durch die Präzision der angewendeten numerischen Verfahren bei der Impulsrekonstruktion begrenzt. Zusätzlich können minimale Abweichungen der realen magnetischen Flußdichten von denen der zugehörigen Feldkarten einen Teil zur Auflösung beitragen.

Anhand von Simulationen und aus der Kenntnis der Impulsauflösung aus früheren Experimenten [Wro05] konnte das Auflösungsvermögen gut abgeschätzt werden. Es stellte sich heraus, dass die Auflösung für die Betrachtung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle gut geeignet ist.

Systematische Fehlerquellen bei der Impulsrekonstruktion im Vorwärtssystem

Im Gegensatz zu den zuvor genannten Faktoren müssen alle systematischen Fehlerquellen für die Impulsrekonstruktion so gut es geht ausgeschlossen werden. Leider ist die Zahl der möglichen Fehlerquellen hoch. Nimmt man die Position des spektrometrischen Magneten als Fixpunkt an, so ergeben sich folgende Faktoren:

1. Der rekonstruierte Impuls ist sehr sensitiv auf die Position des Gesamtsystems aus Drift- und Drahtkammern relativ zum spektrometrischen Magneten.
2. Die exakte Position der einzelnen Kammerebenen relativ zueinander hat einen großen Einfluss auf den rekonstruierten Impuls. Das betrifft insbesondere die X-Position in ANKE-Koordinaten. Ein systematischer Fehler im Abstand der Kammerebenen zueinander hätte ebenfalls einen Einfluss auf die Qualität der Impulsrekonstruktion. Ein äusserst geringer Drehwinkel des Drift- und Drahtkammersystems hätte, sofern die Abweichungen gering sind, einen analogen Effekt und muss daher nicht gesondert betrachtet werden.
3. Die Position, die Form und die Ereignisdichte im Überlappbereich aus Beschleuniger- und Clustertargetstrahl, die die Wechselwirkungsregion definiert, ist zu berücksichtigen. Wenngleich neue Methoden für eine direkte Vermessung der lokalen Targetdichte bei einem Clusterstrahl entwickelt werden [Ott07], ist ein solches Monitoren am ANKE-Experiment nicht möglich.
4. Der Winkel, mit dem der Beschleunigerstrahl auf das Target trifft, ist durch Restfelder und den Orbitverlauf ebenfalls mit einer geringen systematischen Unsicherheit behaftet.

5. Die Zeitkalibration der Driftkammern für unterschiedliche Impulsbereiche und unterschiedliche Teilchensorten ist ein möglicher zusätzlicher Faktor und muss berücksichtigt werden.

Die Zahl der möglichen Fehlerquellen ist groß und Vermessungen mit hinreichender Präzision sind schwer. Das gilt insgesamt bei der Positionierung des Draht- und Driftkammersystems. Die Impulsrekonstruktion reagiert bereits auf kleinste Abweichungen äusserst empfindlich. Die in 3. und 4. genannten systematischen Fehlerquellen sind dabei von deutlich geringerer Bedeutung als die ersten beiden Punkte.

Eine Kalibration anhand von Messergebnissen ist zwingend notwendig und bei der betrachteten Strahlzeit sehr gut möglich. In Kapitel 4.10 wird die bei der betrachteten Strahlzeit verwendete Methode genauer erläutert. Eine einigermaßen präzise Impulsrekonstruktion ist auch mit den im Anschluss an die Strahlzeit gemessenen Positionen [Koc05] möglich und stellt die Grundlage für die Kalibrationen der Szintillatorsignale und die ^3He -Identifikation dar.

4.3 Berücksichtigung der Effizienz des Detektionssystems

Die Bestimmung der Effizienz der Drahtkammern des Vorwärtssystems erfolgt über ein entsprechendes Unterprogramm der Spurrekonstruktionsanalyse, das am Forschungszentrum Jülich entwickelt wurde [Mae05]. Im Folgenden soll die Funktionsweise kurz erläutert werden, bevor die Effizienzen der einzelnen Kammerebenen präsentiert werden, die für die Strahlzeit aus dem Januar 2005 bestimmt wurden. Die Szintillatoren des Hodoskops im Vorwärtssystem, die auch die Trigger auslösen, sind nahezu vollständig effizient. Ausserdem werden Sie sowohl für die Messung der Reaktion, wie auch für die Referenzreaktion zur Normierung genutzt. Auf eine Effizienzanalyse dieses Systems kann aus diesem Grund verzichtet werden.

Die Effizienz der einzelnen Ebenen in den Drift- und Vieldrahtkammern muss aufgrund der Vielzahl von Drähten in Abhängigkeit von der Trefferposition bestimmt werden. Da sowohl die vertikalen wie auch die horizontalen Ebenen in den einzelnen Kammern jeweils mehrfach vorhanden sind, ist es möglich, auch unter Ausschluss einer Ebene, eine Teilchenspur sinnvoll im Kammersystem zu rekonstruieren.

Schließt man eine Ebene i aus und rekonstruiert die Spur, so kann man bestimmen, an welcher Stelle die ausgelassene Ebene getroffen sein sollte. Um eine Effizienzkarte für die Ebene i erstellen zu können, wird diese in einzelne Zellen geteilt. Zählt man nun die Ereignisse $N_{i, \text{Treffer}}^{\text{Zelle } j}$, bei denen tatsächlich ein Treffer in der richtigen Zelle der ausgelassenen Ebene i vorhanden ist und teilt man diese durch die Zahl aller betrachteten Ereignisse $N_{i, \text{Total}}^{\text{Zelle } j}$, deren Spur in der Zelle liegt, so erhält man die Effizienz ϵ_i der i -ten Ebene:

$$\epsilon_i^{\text{Zelle } j} = \frac{N_{i, \text{Treffer}}^{\text{Zelle } j}}{N_{i, \text{Total}}^{\text{Zelle } j}}. \quad (4.2)$$

Auf diese Art und Weise erhält man eine Effizienzkarte für jede einzelne Kammerebene. Die Effizienzkarten, die bei der betrachteten Strahlzeit in den einzelnen Runs berechnet wurden, zeigen ein sehr konstantes Verhalten mit der Messzeit, so dass sie zusammengefasst werden können. Ein einzelnes Mal wurden die Kammereinstellungen während der Strahlzeit optimiert, so dass sich die Karten gegenüber den anderen Runs ändern. So kann die gesamte Strahlzeit mit zwei Sätzen von Effizienzkarten analysiert werden.

In den Abbildungen 4.1 und 4.2 sind die Effizienzen der einzelnen Ebenen der Kammern, die in Kapitel 2.4 genauer beschrieben wurden, zu erkennen. Zunächst wird man die Streifenebenen aus der Spurrekonstruktion entfernen, da deren Ortsauflösung die Spurgenaugigkeit kaum verbessert.

Des weiteren fällt auf, dass bei einer Y-Ebene durch den Ausfall von Drähten die Effizienz lokal signifikant niedrig ist. Eine Folge ist, dass ein horizontales Akzeptanzloch vorliegt. Leider liegt dieses Loch genau an der Stelle, an der die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei niedrigen Überschussenergien nachgewiesen werden kann. Aus diesem Grund wurde die Ebene aus der Spurrekonstruktion ausgeschlossen. Die Analyse

ist dabei auf die Rekonstruktion des Y -Impulses weit weniger sensitiv, als auf den X - und den Z -Impuls. Letzterer ist gegenüber den anderen Komponenten sehr groß und unterliegt der Lorentz-Transformation.

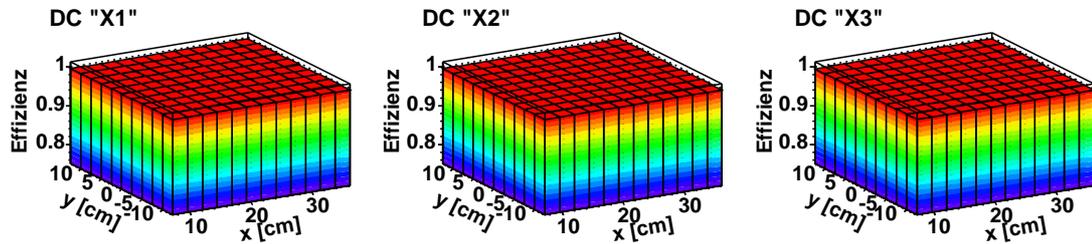
Um nun die Effizienz einer Ebene i des Drahtkammersystems zu einer Spur bestimmen zu können, muss die Effizienz ϵ_i der zugehörigen Zelle, die von der Spur getroffen wird, eingelesen werden. Die Gesamteffizienz ϵ_{total} ergibt sich als Produkt der Effizienzen der einzelnen Ebenen ϵ_i :

$$\epsilon_{\text{total}} = \prod_{\text{Ebenen } i} \epsilon_i . \quad (4.3)$$

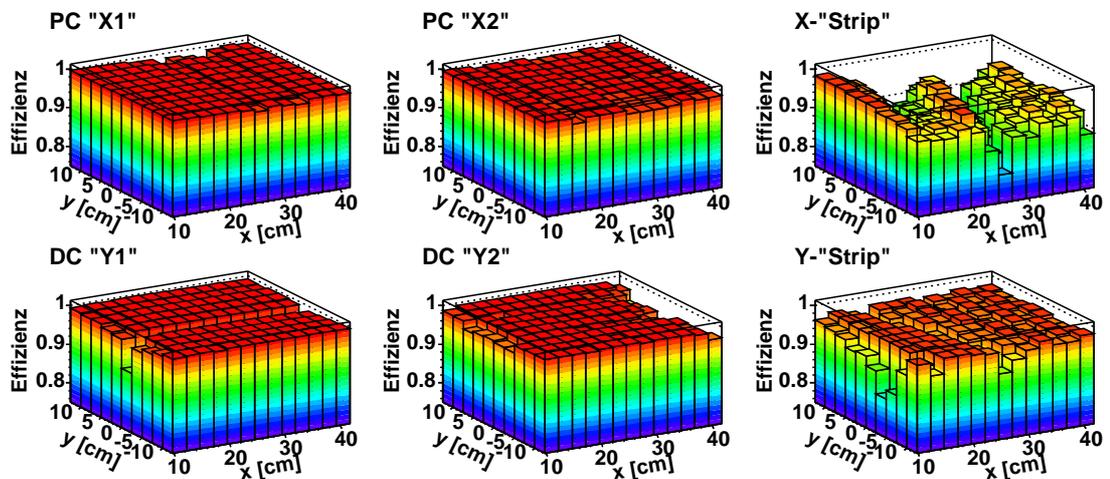
Man erhält also für jede Spur eine individuelle Effizienz. Es stellt sich die Frage, wie man die auf diese Art bestimmte Effizienz bei der Analyse berücksichtigen soll.

Die Größe der Gesamteffizienz gibt an, welcher Anteil der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse mit einer solchen nachgewiesen wurden. Im Rahmen der Analyse hat man genau das umgekehrte Problem. Man kennt die Anzahl der gemessenen Spuren und möchte wissen, wie viele Ereignisse tatsächlich stattgefunden haben. Die einfachste Möglichkeit zur Abschätzung dieser Zahl besteht darin, jedes Ereignis mit dem reziproken Wert seiner Effizienz zu gewichten. Eine nachträgliche Gewichtung in der Analyse würde schwierig, da die Effizienz spurabhängig ist. Mit der Methode der Effizienzgewichtung jeder einzelnen Spur ist diese Schwierigkeit für die gesamte Analyse gelöst.

Kammer 1: Driftkammerebenen



Kammer 2: Vieldraht- und Streifenebenen



Kammer 3: Vieldraht- und Streifenebenen

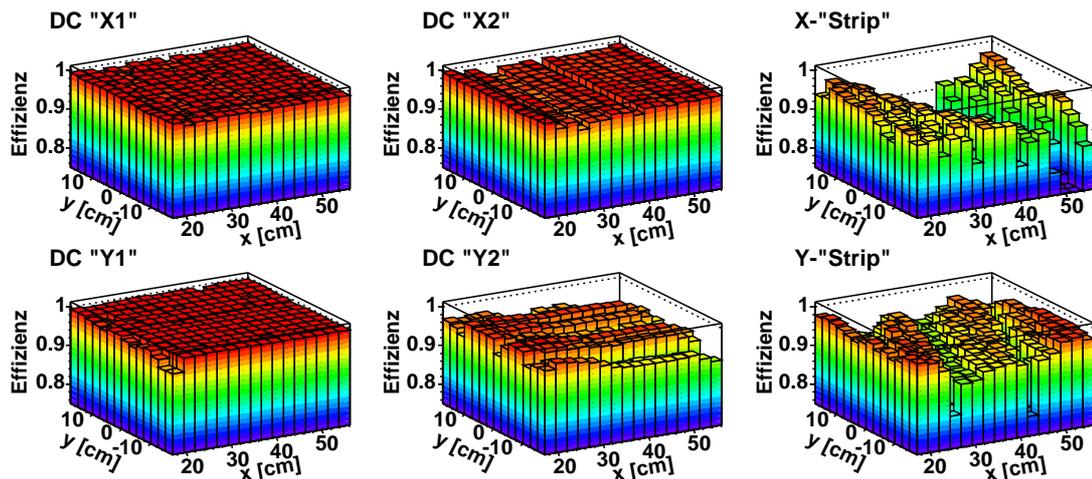
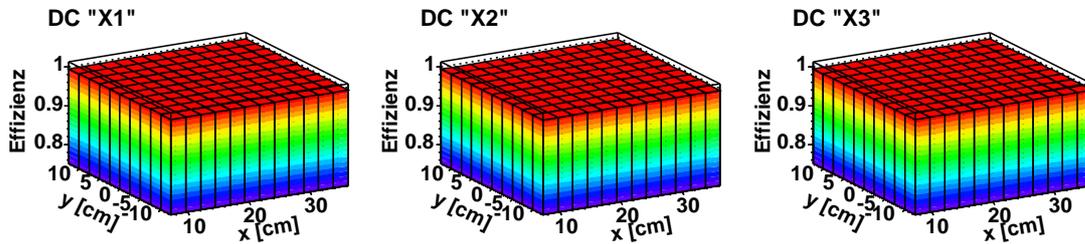
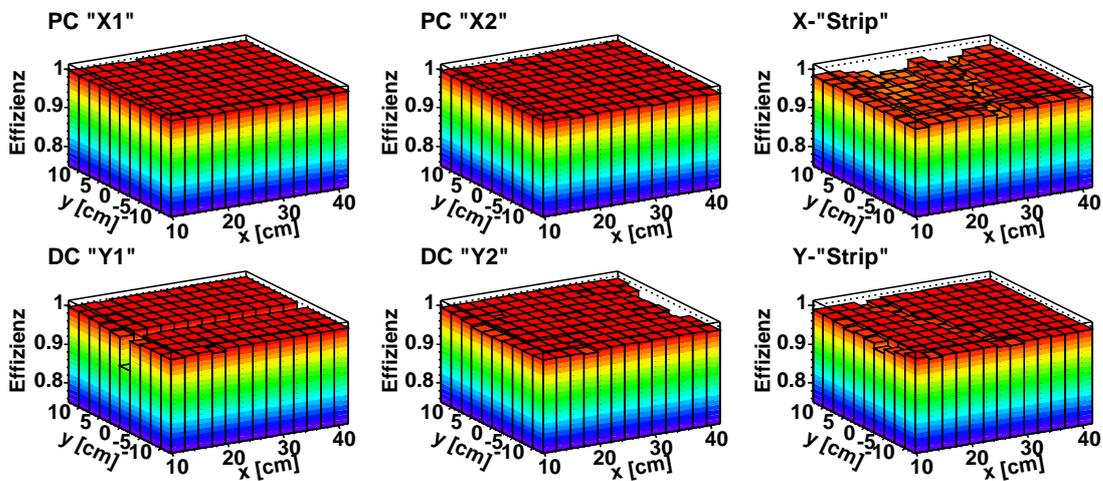


Abbildung 4.1: Effizienz für die zentralen, genutzten Bereiche der Draht- und Driftkammern für die Runs 8216 bis 8367. Die Drahtkammergeometrie ist in Tabelle 2.1 erläutert.

Kammer 1: Driftkammerebenen



Kammer 2: Vieldraht- und Streifenebenen



Kammer 3: Vieldraht- und Streifenebenen

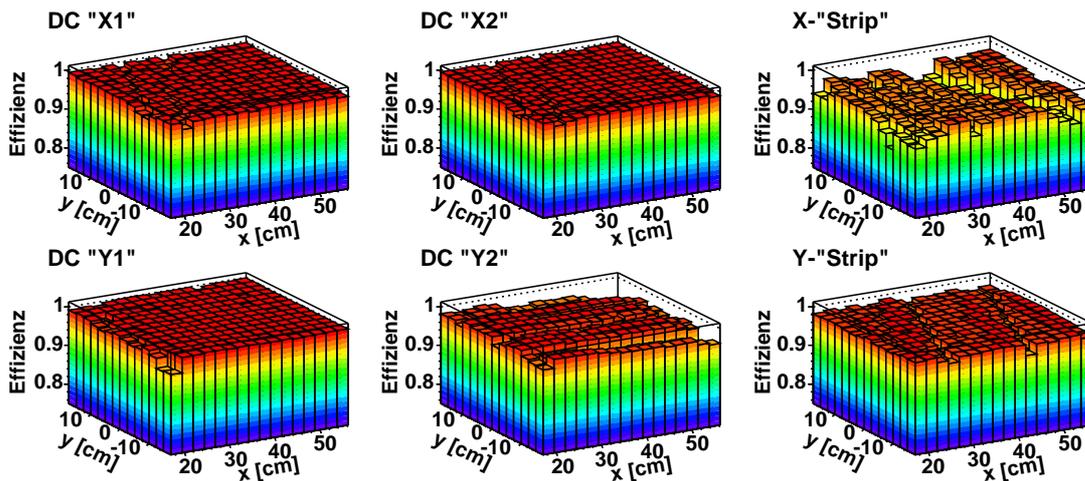


Abbildung 4.2: Effizienz für die zentralen, genutzten Bereiche der Draht- und Driftkammern für die Runs 8368 bis 8466. Die Drahtkammergeometrie ist in Tabelle 2.1 erläutert.

4.4 Totzeitfaktoren für die benutzten Trigger

Eine wichtige Variable für die Analyse ist der Totzeitfaktor, der durch die Datenaufnahme verursacht wird. Im Januar 2005 handelte es sich hierbei um den limitierenden Faktor für die Quantität der Messdaten in der Strahlzeit.

Das Datenaufnahmesystem an ANKE ist in der Lage, ungefähr 3000 bis 4000 Ereignisse pro Sekunde zu speichern. Aufgrund des sehr großen Wirkungsquerschnitts der Deuteronenaufbruchreaktion und der großen zugehörigen Akzeptanz lag die Rate an Ereignissen im Vorwärtssystem in der Größenordnung von 10^6 pro Sekunde. Eine Vorselektion um mehr als zwei Größenordnungen vom ursprünglichen Wert ist ohne einen Koinzidenztrigger mit lediglich zwei Szintillatrodetektorlagen, auf die nach Energieverlusten selektiert wird, nicht möglich. Die Eingangsraten für den Trigger T1 lagen im Bereich von 8000 bis zu 14000 Ereignissen pro Sekunde (der zweite Wert wurde bei den festen Strahlimpulsen von 20, 40 und 60 MeV erreicht).

Hinzu kam ein um den Faktor 999 unteretzter Trigger T2 auf alle Ereignisse im Vorwärtssystem, der ebenfalls eine Eingangsrates von mehr als 1000 Ereignissen pro Sekunde umfasste.

Für beide Trigger wurden die Eingangs- und Ausgangsraten in der Datenanalyse gespeichert. Summiert über alle Ereignisse ergeben sich die in Tabelle 4.1 aufgeführten Werte. Die Ereignisse, für die beide Triggervariablen gesetzt wurden, müssen bei der Berechnung der Totzeitfaktoren auch beiden Triggern zugerechnet werden. In Tabelle 4.1 finden sich die Anzahl der eingegangenen und gespeicherten Ereignisse N_{in} und N_{out} für die einzelnen Trigger. Der Totzeitfaktor $\mu_{\text{Totzeit, } T_i}$ des Trigger T_i ergibt sich dann zu:

$$\mu_{\text{Totzeit, } T_i} = \frac{N_{\text{in}}^{T_i} + N_{\text{in}}^{T1 \& T2}}{N_{\text{out}}} . \quad (4.4)$$

Die sich so ergebenden Totzeitfaktoren sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt. Da die Datennormierung mit einer Normierungsreaktion vorgenommen wird, ist bei der Analyse nur das Verhältnis der beiden Triggertotzeiten entscheidend. Dieses Verhältnis der beiden Totzeitfaktoren der Trigger T1 und T2 ist bei einer stichprobenartigen Überprüfung bis auf vernachlässigbar kleine statistische Verschmierungen unabhängig von der Zeitmarke in der Rampe. Somit kann mit dem sich aus Tabelle 4.1 ergebenden Verhältnis der Trigger $\mu_{T1}/\mu_{T2} = 1.047$ gearbeitet werden.

Trigger	Anzahl eingangene Ereignisse N_{in}	Anzahl gespeicherte Ereignisse N_{out}	Totzeitfaktor μ_{Totzeit}
T1 & T2		$0.4 \cdot 10^6$	
T1	$2133 \cdot 10^6$	$949 \cdot 10^6$	0.445
T2	$139 \cdot 10^6$	$64 \cdot 10^6$	0.466

Tabelle 4.1: Variablen und Ergebnisse zur Totzeitfaktorbestimmung für die einzelnen Trigger während der kontinuierlichen Rampe

4.5 Identifikation von ^3He -Kernen im ANKE-Vorwärtssystem

Am ANKE-Experiment ist keine Flugzeitanalyse im Vorwärtssystem möglich, wenn dieses nicht koinzident mit anderen Systemen, die ein Startsignal liefern können, betrieben wird.

Die Identifikation der ^3He -Ejektile der Reaktion $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ erfolgt daher ausschließlich über deren Energieverluste im Szintillatordetektor.

Dabei müssen diese Teilchen von einem im wesentlichen aus Protonen bestehenden Untergrund separiert werden. Die Deuteronenaufbruchreaktion, die den größten Teil dieser Protonen verursacht, ist in Kapitel 3.3 diskutiert.

Die Größe des Energieverlustes eines geladenen Teilchens in Materie lässt sich mit der Bethe-Bloch-Formel bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Energieverlust in Materie eine statistisch verteilte Größe ist. Eine Landau-Verteilungsfunktion stellt die statistische Verteilung der Energieverluste für Teilchen, die das Material durchdringen, dar.

Der Energieverlust der Teilchen ist entsprechend der Bethe-Bloch-Formel stark abhängig vom Impuls. Bei den ^3He -Ejektilen, die im ANKE-Vorwärtsdetektorsystem nachgewiesen werden, kann davon ausgegangen werden, dass diese genügend Energie besitzen, um alle Lagen an Szintillatormaterial zu durchdringen. Teilchen mit einem größeren Impuls erfahren einen immer geringeren Energieverlust und nähern sich dem minimalionisierenden Bereich an. Bei niedrigeren Impulsen steigt der Energieverlust in Richtung des Bragg-Maximums an.

Daher ist es sinnvoll, in einem zweidimensionalen ΔE - p^{LS} -Spektrum den Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls zu betrachten. Für jede Teilchensorte entsteht ein charakteristisches Band.

Der Energieverlust von geladenen Teilchen ist proportional zum Quadrat ihrer elektrischen Ladung. Daher erfahren die zweifach positiv geladene ^3He -Kerne einen viel größeren Energieverlust als die einfach geladenen Protonen und Deuteronen. Das Band der ^3He -Kerne ist im ΔE - p^{LS} -Spektrum viel höher gelegen.

Tatsächlich kann das Band für Protonen und Deuteronen gar nicht identifiziert werden. Die Selektion durch den Trigger schneidet beide Bänder heraus.

Im ΔE - p^{LS} -Spektrum ist dennoch eine große Zahl an Protonen zu erkennen. Im ANKE-Vorwärtssystem treten um mehr als vier Größenordnungen mehr Protonen als ^3He -Kerne auf. Die Landau-Verteilungsfunktion ist durch einen lang ausgestreckten Schweif zu größeren Energieverlusten hin gekennzeichnet. Bei der großen Zahl an Protonen führt dieser Schweif zu einem nicht vernachlässigbaren Untergrund.

Das gilt insbesondere im ^3He -Impulsbereich von 1.6 bis 1.8 GeV/c, in den die Protonen aus dem in Kapitel 3.3 beschriebenen Deuteronenaufbruch mit 3.2 bis 3.6 GeV/c aufgrund ihrer halb so großen Ladung rekonstruiert werden.

Eine Verminderung des Untergrunds lässt sich lediglich mit einer koinzidenten und präzisen Selektion auf das ^3He -Band für die drei zur Verfügung stehenden, hinter-

einandergeschalteten Szintillatorlagen erreichen.

Die ΔE - p^{LS} -Spektren für die drei Szintillatorlagen sind in den Abbildungen 4.3 bis 4.5 sowohl für unterschwellige wie auch für $\eta^3\text{He}$ -Daten dargestellt.

Letztendlich wird die dritte Szintillatorlage, also der "Side-Wall"-Detektor, nicht zur Identifikation der ${}^3\text{He}$ -Ereignisse verwendet, da die zwischen den Szintillatoren vorhandenen Gräben eine zu große systematische Unsicherheit verursachen. Wie sich in Kapitel 4.7 zeigen wird, lässt sich der durch Protonen induzierte Untergrund in den Missing Mass-Spektren gut beschreiben, so dass bei der Analyse auf diese Lage verzichtet werden kann.

In den Abbildungen 4.3 bis 4.5 sind daher auch die Spektren ohne die koinzidente Selektion auf ${}^3\text{He}$ -Ejektile mit der dritten Szintillatorlage dargestellt. Man erkennt, wie wichtig der Einsatz der dritten Szintillatordetektorlage zu Kalibrationszwecken ist.

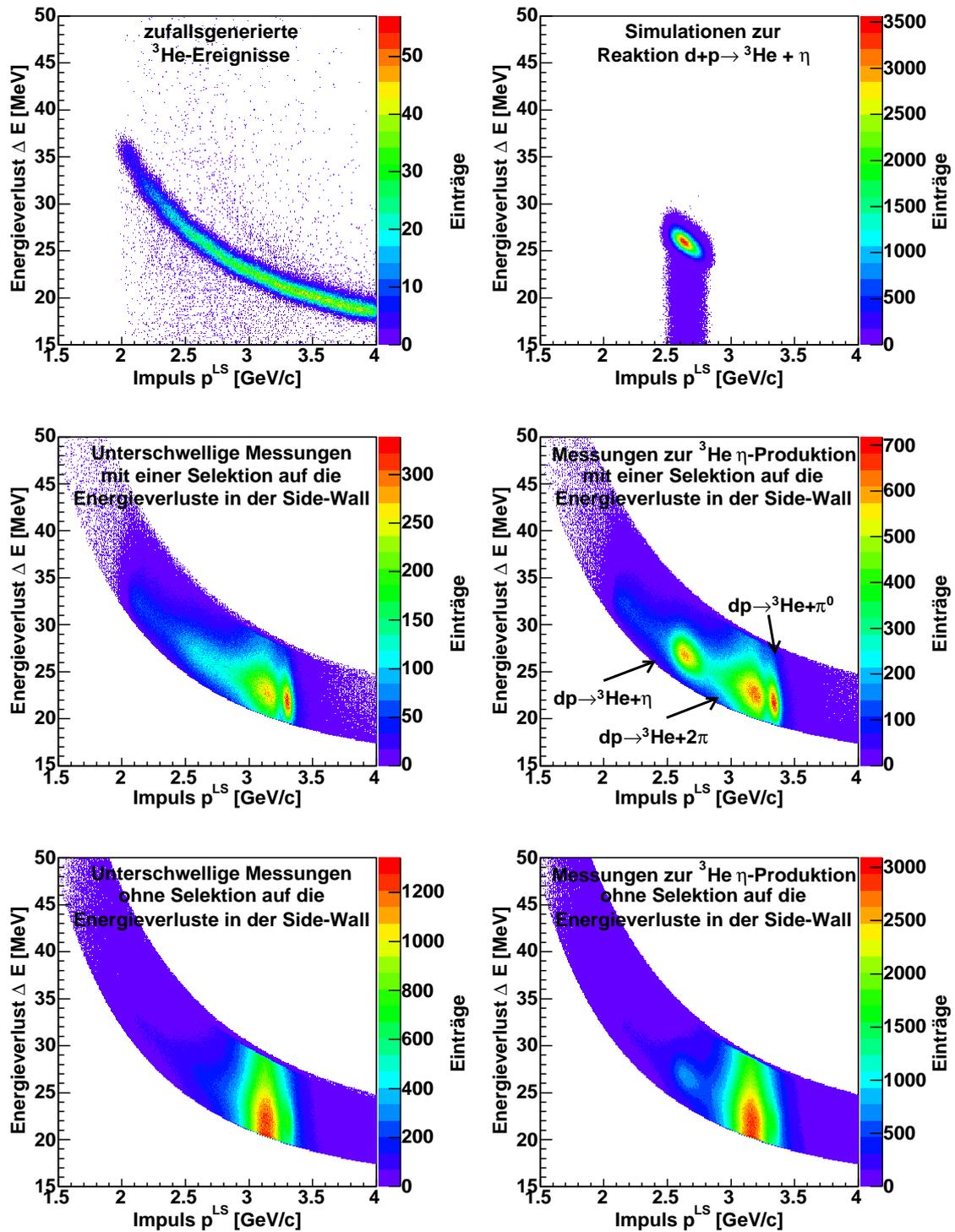


Abbildung 4.3: Darstellung der Anzahl an Ereignissen in Abhängigkeit vom Energieverlust ΔE und vom Laborimpulsbetrag p^{LS} bei Simulationen und Analysen für die erste Szintillatordetektorlage.

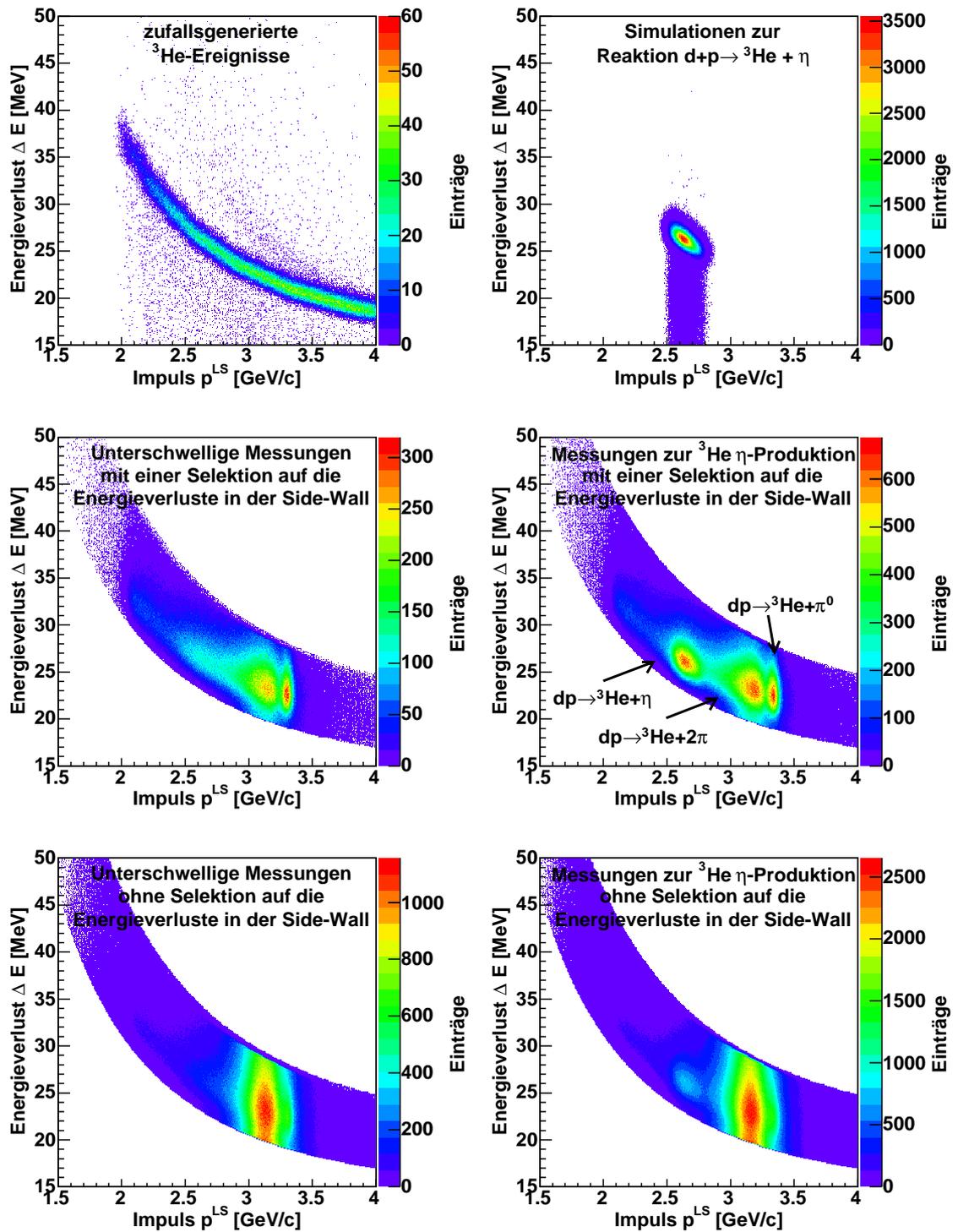


Abbildung 4.4: Analoge Darstellung zu Abbildung 4.3 für die zweite Detektorlage.

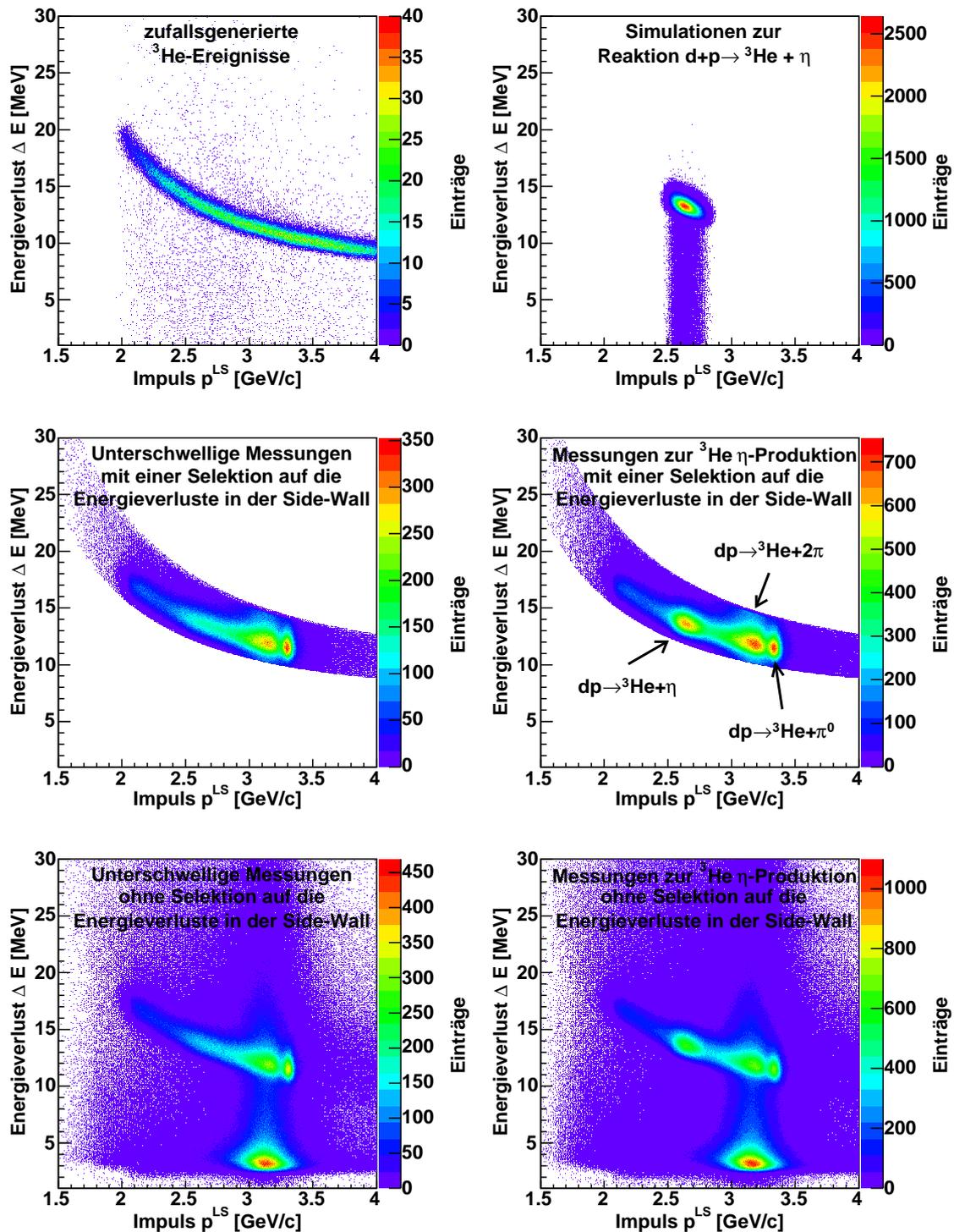


Abbildung 4.5: Analoge Darstellung zu Abbildung 4.3 für die dritte Detektorlage ("Side-Wall").

4.6 Identifikation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ mit Hilfe der Impulsellipse

Nachdem mit der zunächst noch groben Impulsrekonstruktion eine Vorselektion auf Ereignisse mit einem im Vorwärtssystem nachgewiesenen ${}^3\text{He}$ -Ejektill vorgenommen wurde, sollen nun einzelne Reaktionskanäle identifiziert werden. Eine Visualisierung der Impulsellipse der Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, die in Kapitel 1.2 eingeführt wurde, ist dabei sehr hilfreich.

Dazu wird die Ereigniszahl in Abhängigkeit von dem Longitudinal- und von dem Transversalimpuls in einem zweidimensionalen Diagramm dargestellt. Ein solches Spektrum ist im oberen Teil von Abbildung 4.6 zu finden.

Mit schraffierten Linien sind die theoretisch bestimmten Impulsellipsen der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ dargestellt. Zwei weitere durchgezogene Kreislinien wurden in das Spektrum mit aufgenommen, die das kinematische Limit der neutralen Zwei- und Drei-Pionen-Produktion darstellen.

In obersten Diagramm ist die Impulsellipse aufgrund der ungleichmäßigen Ereignisdichte nur schlecht zu erkennen. Wie in Kapitel 1.2 erläutert ist, wird der transversale Impuls p_T pythagoraisch mit Hilfe der beiden zugehörigen Impulskomponenten p_x und p_y bestimmt. Es kann festgestellt werden, dass die Ereignisdichte auf der Impulsellipse bei einer Phasenraumverteilung nicht konstant, sondern proportional zum Transversalimpuls p_T ist. Die Impulsellipse kann also deutlicher dargestellt werden, wenn jedes Ereignis mit dem reziproken Wert des Transversalimpulses $1/p_T$ gewichtet wird. Eine solche Darstellung, die im Folgenden als (phasenraum-)gewichtete Impulsellipse bezeichnet werden soll, ist als zweites Diagramm in die Abbildung 4.6 aufgenommen.

Im Gegensatz zum obersten Diagramm sind im zweiten Diagramm alle Einträge mit dem jeweiligen reziproken Wert des Transversalimpulses gewichtet, damit eine homogene Ereignisdichte nach Phasenraumverhalten auf den Impulsellipsen vorliegt. Bei den unteren beiden Diagrammen ist auf der linken Seite die Anzahl an Ereignissen in Abhängigkeit von dem Schwerpunktimpuls und von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ dargestellt, auf der rechten Seite jene von dem Schwerpunktimpuls und von dem Azimutalwinkel φ für den Winkelbereich $-0.2 < \cos(\vartheta^{\text{CMS}}) < 0.2$. Diese beiden Diagramme können für eine grobe Impuskalibration genutzt werden.

Natürlich unterliegen alle Diagramme einer Faltung der tatsächlichen Ereigniszahlen mit der zugehörigen Gesamtakzeptanz, die in Kapitel 3.1 erläutert und mit Simulationen bestimmt werden konnte. Erst beim Vergleich mit Abbildung 3.8 wird die Darstellung verständlich.

Neben der Identifikation der ${}^3\text{He}$ -Impulsellipse, die aufgrund ihres Radius nach Tabelle 1.2 der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ zugeordnet werden kann, lassen sich noch viele weitere Schlussfolgerungen aus dem Diagramm ableiten.

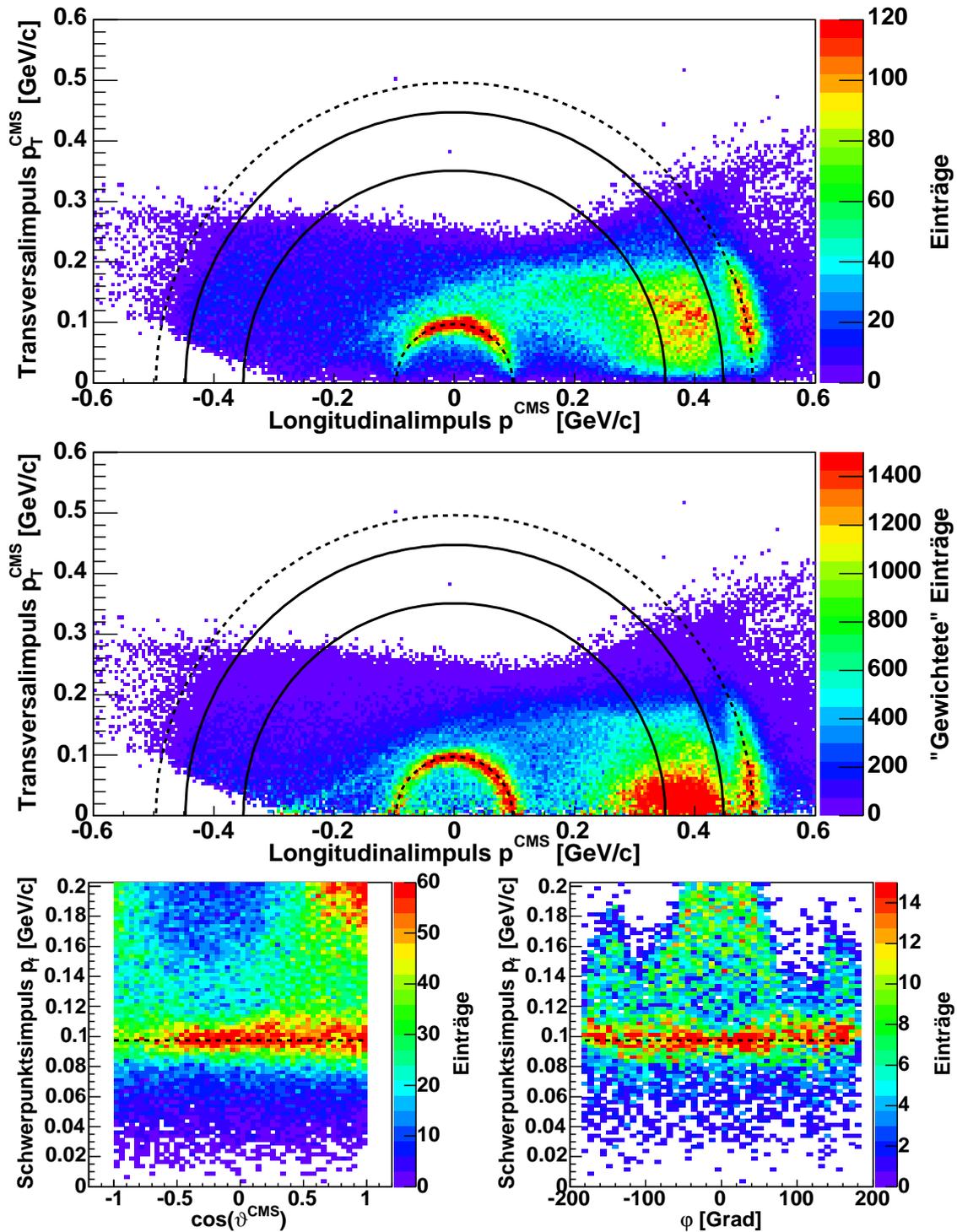


Abbildung 4.6: Darstellung der Anzahl von Ereignissen in Abhängigkeit von dem Transversal- und von dem Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem für ein 12 Sekunden dauerndes Messintervall im Überschussenergiebereich von 9.91 MeV bis 10.62 MeV. Erklärungen zu den einzelnen Darstellungen finden sich im Text.

1. Da die Gesamtakzeptanz für Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahezu konstant ist, lässt sich eine qualitative Aussage über die Winkelverteilung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ treffen. Falls eine isotrope Winkelverteilung nach Phasenraumverhalten vorliegen sollte, dann müsste die Ereignisdichte auf der gewichteten Impulsellipse konstant sein. Anhand der Farbskala wird deutlich, dass die Ereignisdichte stärker variiert, als das für die viel zu niedrige Untergrundverteilung zu erwarten ist. Also sinkt der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei der Überschussenergie $Q = 10.35$ MeV mit dem Streuwinkel der ${}^3\text{He}$ -Kerne gegenüber der Strahlachse der Deuteronen.
2. Neben der Impulsellipse des η - ${}^3\text{He}$ -Endzustandes ist auch jene der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ zu erkennen. Natürlich ist entsprechend des Akzeptanzverhaltens nur ein kleiner Teil der Ellipse sichtbar. Dennoch ergibt sich die Möglichkeit, die Reaktion im zugehörigen Winkelbereich zu untersuchen. Anhand der gewichteten Impulsellipse im Vergleich mit Abbildung 3.8 wird deutlich, dass für die Reaktion eine ausgeprägte Winkelverteilung vorliegen muss. Auf der einen Seite des Spektrums ist die Reaktion nur noch zu erahnen, während das Signal auf der anderen Seite sehr deutlich ist. Die Untersuchung der Reaktion für die betrachtete Strahlzeit wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Pap07] vorgenommen. Eine Strahlzeit, die sich die Untersuchung dieser Reaktion nahe der η -Produktionsschwelle zum Ziel gesetzt hat, fand am Experimentaufbau COSY-11 im Frühjahr 2005 statt [Smy04].
3. Wie in Kapitel 3.2 erläutert ist, gibt es ein durch die Impuls- und Energieerhaltung vorgegebenes kinematisches Limit für die Multi-Pionen-Produktion. Die Massendifferenz von geladenen und ungeladenen Pionen variiert das Limit zwischen den geladenen und ungeladenen Kanälen der Zwei- und Drei-Pionen nur wenig. Es reicht, die Kurve, die das Limit beschreibt, für jeweils einen Reaktionskanal darzustellen.

Wenngleich man für die Drei-Pionen-Produktion nur schlecht Schlussfolgerungen aus diesen Diagrammen ableiten kann, erkennt man eine deutliche Häufung der ${}^3\text{He}$ -Ereignisse bei hohen Longitudinalimpulsen direkt am kinematischen Limit der Zwei-Pionen-Produktion. Aufgrund von Verschmierungseffekten bei der Impulsrekonstruktion überschreitet die Häufung das kinematische Limit leicht.

Die zugehörige Fragestellung ist in Kapitel 3.2 erläutert. Der ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktimpuls ist genau dann hoch, wenn der Relativimpuls der produzierten Pionen niedrig ist. Solche Ereignisse scheinen bevorzugt vorzukommen. Es handelt sich um den sogenannten ABC-Effekt [Boo63, Hal69, Ban71, Ban76, Bro72], der auch kürzlich von Bashkanov et al. [Bas06b, Bas06c] am WASA-Experimentaufbau sehr präzise studiert wurde.

Um die Mehrpionenproduktion am ANKE-Experiment genauer untersuchen

zu können, müssen auch Pionen mit Viererimpuls rekonstruiert werden. Zwar lässt sich der Effekt auch anhand der Untergrundverteilung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ identifizieren [Pap07], eine präzise Analyse wurde jedoch erst mit dem Einsatz des Negativdetektorsystems möglich. Bei der Untersuchung des ABC-Effekts an ANKE entstanden interessante Ergebnisse [Mie07], wenngleich sich diese aus Akzeptanzgründen nicht auf die gerade diskutierten ${}^3\text{He}$ -Kerne mit großem Longitudinalimpuls beziehen. Dennoch können die bisherigen Ergebnisse zur Untersuchung des ABC-Effektes in der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ \pi^-$ mit guter Qualität überprüft werden.

4.7 Quantitative Analyse mit Hilfe der Missing Mass-Technik

Um differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bestimmen zu können, ist die Darstellung einer Impulsellipse ungeeignet. Hierzu wird die in Kapitel 1.3 eingeführte Missing Mass-Analyse verwendet. In Abbildung 4.7 ist die Missing Mass-Verteilung für ein 4 Sekunden langes Intervall der kontinuierlichen Rampe dargestellt, in dem der Überschussenergiebereich von 10.86 bis 11.09 MeV überschritten wird. Ein deutliches Signal der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ ist bei der η -Masse¹ von 547.3 MeV zu erkennen.

Unter dem η -Signal ist eine breite Untergrundverteilung zu erkennen, die von den in Kapitel 3 beschriebenen Reaktionen verursacht wird. Da das η -Signal sehr nahe am kinematischen Limit liegt, bedarf es einer besonders präzisen Technik, um das Signal vom Untergrund extrahieren zu können.

Die Lösung dieses Problems liegt in der Betrachtung von unterschwelligen Daten. Die zugehörige Methode soll im Folgenden näher erläutert werden.

Untergrundabschätzung mit Hilfe von unterschwelligen Daten

Eine Möglichkeit, den Untergrund unter dem Signal einer schwelennahen Reaktion in den Missing Mass-Spektren abzuschätzen, besteht darin, Messdaten, die unterhalb der Produktionsschwelle gemessen wurden, auf die Referenzüberschussenergie hochzuskalieren. Damit eine solche Methode funktionieren kann, müssen jedoch zwei Grundvoraussetzungen erfüllt sein.

1. Das Akzeptanzverhalten des Detektionssystems darf sich zwischen den einzelnen Einstellungen nur schwach verändern. Ist dieser Punkt nicht erfüllt, würde die gemessene Missing Mass-Verteilung, die ein Ergebnis aus der Faltung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der einzelnen, beitragenden Reaktionskanäle mit dem Akzeptanzverhalten des Detektors ist, nicht mit den Daten oberhalb der Produktionsschwelle vergleichbar sein. In Kapitel 3.1 wurde gezeigt, dass sich das Akzeptanzverhalten am ANKE-Spektrometer bei den betrachteten Überschussenergien nur unwesentlich ändert. Insofern sind von dieser Seite keine Schwierigkeiten zu erwarten.
2. Die den Untergrund verursachenden Reaktionen dürfen weder starke Änderungen im Wirkungsquerschnitt noch in ihrem kinematischen Verhalten im Phasenraum aufweisen. Im Falle des Protonenuntergrundes, induziert durch den Deuteronenaufbruch, der Zwei- und der Drei-Pionenproduktion stellt das

¹Gerade in den letzten Jahren führten neue Messungen [Nik96, Abd05, Lai02, Kru95, Plo92] zu einer signifikanten Änderung des von der PDG abgeleiteten Wertes für die η -Masse. Weitere Ergebnisse mit hoher Präzision werden erwartet [DiM06]. Für die in dieser Arbeit verwendeten Algorithmen ist der Absolutbetrag der η -Masse von untergeordneter Bedeutung. Für alle Analysen wurde der von der GEM-Kollaboration gemessene Wert von 547.3 MeV benutzt.

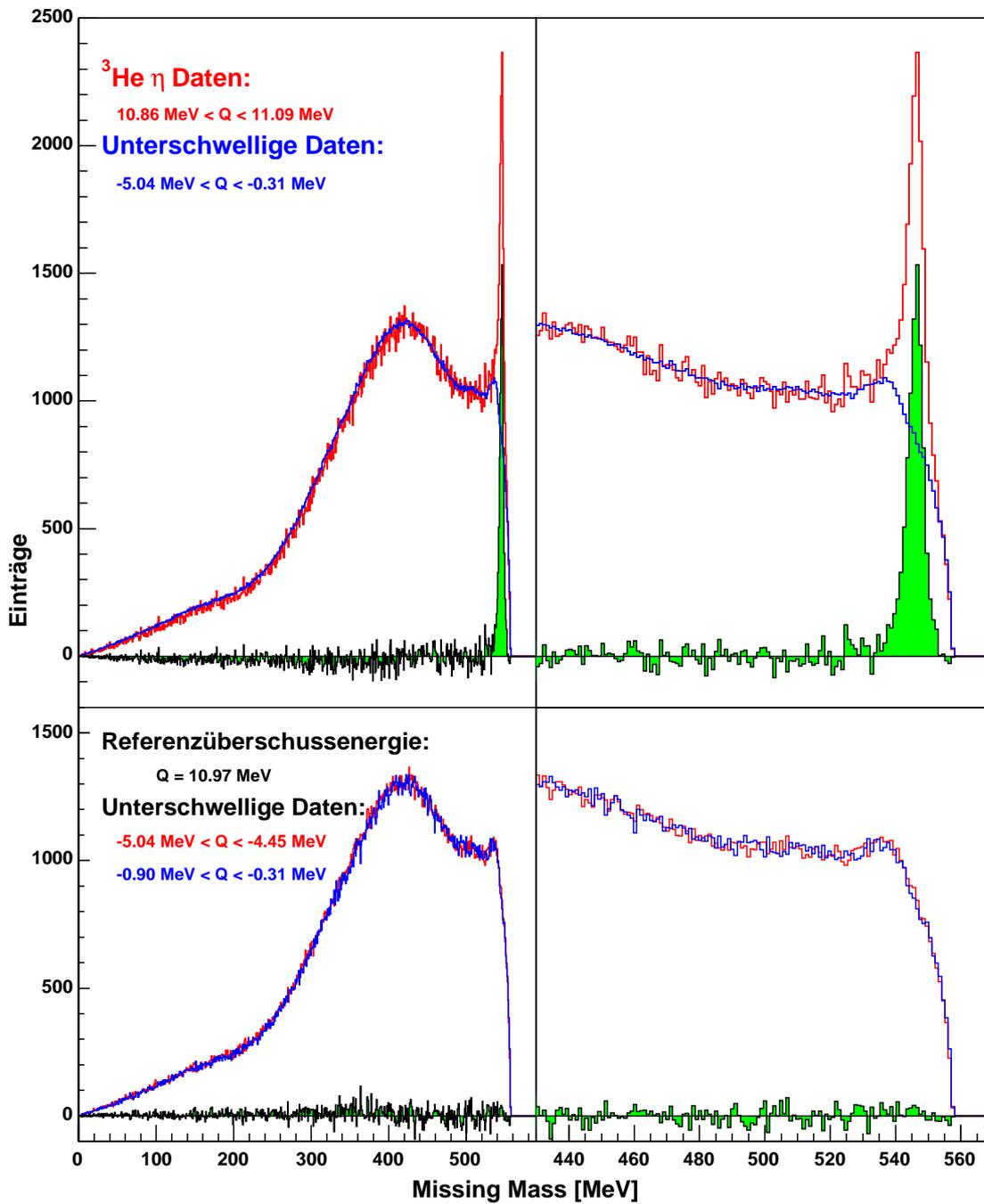


Abbildung 4.7: Missing Mass-Verteilung für ein 4 Sekunden langes Intervall der kontinuierlichen Rampe. Auf der linken Seite ist der gesamte Missing Mass-Bereich dargestellt, auf der rechten Seite der zugehörige schwelennahe Bereich. Für die Missing Mass-Analyse aller Daten wurde der Mittelwert des Überschussenergieintervalls verwendet. In den unteren Spektren ist die Missing Mass-Verteilung für unterschwellige Daten aus zwei Überschussenergiebereichen dargestellt, die auf die gleiche Überschussenergie wie bei den oberen Diagrammen hochskaliert wurden.

kein größeres Problem dar. Für diese Reaktionen ändert sich die zugehörige Überschussenergie nach Tabelle 3.2 nur unwesentlich.

Die Reaktionskanäle der Vier-Pionen-Produktion müssen genauer betrachtet werden. Innerhalb der kontinuierlichen Rampe verändert sich die Überschussenergie für diese Kanäle signifikant, einer der Kanäle geht erst innerhalb der Rampe auf. Es hat sich jedoch gezeigt, dass diese Reaktionskanäle nahe der Produktionsschwelle keine Rolle spielen.

Um die Missing Mass-Verteilung unterhalb der Produktionsschwelle hochzuskalieren, hat sich im Falle eines Magnetspektrometers eine Methode als sehr erfolgreich herausgestellt. Die unterschwelligen Daten werden genau so behandelt, als wären sie oberhalb der Schwelle bei einem anderen Strahlimpuls gemessen worden. Für die Analyse hat das folgende Konsequenzen:

1. Bei der Impulsrekonstruktion wird entsprechend dem gestiegenen Strahlimpuls ein höheres Magnetfeld angenommen. Da die induzierte magnetische Flußdichte des spektrometrischen Feldes am ANKE-D2-Dipolmagneten sich innerhalb der Rampe noch nicht in ihrem Maximum befindet und keine sonderbaren Veränderungen in ihrem Verhalten zeigt, kann man näherungsweise davon ausgehen, dass sich das Magnetfeld linear mit dem Strahlimpuls erhöht. Der für die Analyse verwendete Referenzdreierimpuls im Laborsystem $\vec{p}_{\text{ref.}}^{LS}$ kann mit dem Referenzstrahlimpuls $p_{\text{Strahl, ref.}}$ aus dem rekonstruierten Impuls bei der unterschwelligen Einstellung $\vec{p}_{\text{sub.}}^{LS}$ und dem unterschwelligen Strahlimpuls $p_{\text{Strahl, sub}}$ berechnet werden:

$$\vec{p}_{\text{ref.}}^{LS} = \frac{p_{\text{Strahl, ref.}}}{p_{\text{Strahl, sub}}} \cdot \vec{p}_{\text{sub.}}^{LS} \quad (4.5)$$

Die Vervollständigung zum Viererimpuls erfolgt mit der bekannten Masse des ${}^3\text{He}$ -Kerns.

2. Bei der Berechnung der Missing Mass muss neben dem rekonstruierten Vierervektor des ${}^3\text{He}$ -Ejektills auch der Vierervektor des Strahlteilchens mit Hilfe des Referenzstrahlimpulses angepasst werden. Bei einem ruhenden Target gibt der Referenzstrahlimpuls das kinematische Limit in der Missing Mass-Verteilung vor. Eine Abweichung des für die Missing Mass-Berechnung genutzten Strahlimpulses für die unterschwelligen Daten vom Referenzstrahlimpuls würde über eine Verschiebung des kinematischen Limits unmittelbar in der Missing Mass-Verteilung sichtbar.

Zuletzt muss die Untergrundverteilung auf die Höhe des Datensatzes skaliert werden. Bei den schwelennahen Messungen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ wird für diese Skalierung das Missing Mass-Intervall von 480 bis 530 MeV genutzt.

Die in Abbildung 4.7 dargestellte Untergrundbeschreibung ist exakt auf diese Weise entstanden. Man erkennt deutlich, mit welcher Präzision der Untergrund in der Umgebung der Missing Mass-Spektren beschrieben wird.

Die Methode erlaubt es, unterschwellige Daten bei verschiedenen Strahlimpulsen für die Beschreibung zu benutzen, was eine wichtige Voraussetzung für die Analyse ist, da auch die unterschweligen Daten in Form einer Rampe vorliegen.

Die Frage, ob die Reaktionskanäle der Vier-Pionen-Produktion einen Einfluß auf die Missing Mass-Verteilung nahe dem kinematischen Limit haben, bleibt damit ungeklärt. Dazu dient der nächste Abschnitt.

Einfluß der Vier-Pionen-Produktion auf die Untergrundbeschreibung

Um zu prüfen, ob die Reaktionskanäle der Vier-Pionen-Produktion gesondert in der Untergrundbeschreibung berücksichtigt werden müssen, betrachtet man die Missing Mass-Verteilung bei einem der höchsten Strahlimpulse der kontinuierlichen Rampe, wie es in Abbildung 4.7 bei einem Überschussenergiebereich von 10.86 bis 11.09 MeV der Fall ist. Im Gegensatz zur η -Produktion muss sich die Missing Mass-Verteilung der Vier-Pionen-Produktion, wenn nicht eine sehr ungewöhnliche Phasenraumabweichung vorliegt, bis zum kinematischen Limit fortsetzen. Das Signal der η -Produktion stellt jedoch eine Verteilung um die η -Masse herum dar, die bei höheren Überschussenergien bereits vor dem kinematischen Limit endet.

In Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass die Untergrundbeschreibung das Ende der Missing Mass-Verteilung sehr gut beschreibt. Das wird auch bei der Untersuchung der Winkelverteilung in Abbildung 4.20 deutlich.

Im Rahmen der Untersuchung der Daten zu den höheren Überschussenergien von 20, 40 und 60 MeV [Rau08] zeigt sich, dass diese Methode der Untergrundbeschreibung auch für die Datensätze bei 20 MeV sehr gut funktioniert, darüber aber Abweichungen sichtbar werden, die auf einen nun signifikanten Beitrag der Vier-Pionen-Produktion hinweisen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Vier-Pionen-Produktion bei der Untergrundbeschreibung nicht gesondert berücksichtigt werden muss.

Eine einfache Prüfung der Methode der Untergrundbeschreibung

Die Methode der Untergrundbeschreibung sollte mit möglichst geringem Aufwand geprüft werden. Eine einfache Möglichkeit besteht darin, die unterschweligen Daten, die bei verschiedenen Strahlimpulsen in einer Rampe gemessen wurden, aufeinander oder auf einen gemeinsamen Referenzstrahlimpuls zu skalieren. Eine solche Darstellung ist im unteren Teil von Abbildung 4.7 zu erkennen. Es wird deutlich, dass sich der Untergrund über einen Überschussenergiebereich von mehr als 4 MeV nicht ändert. Diese Tatsache kann als deutlicher Hinweis dafür gewertet werden, dass diese Form der Untergrundbeschreibung sehr gut funktioniert.

Anwendung der Methode auf Simulationen zu unterschweligen Daten

Natürlich muss sich die Methode auch auf die Simulationen zu den Reaktionskanälen, die den Untergrund bestimmen, anwenden lassen. Entsprechende Missing

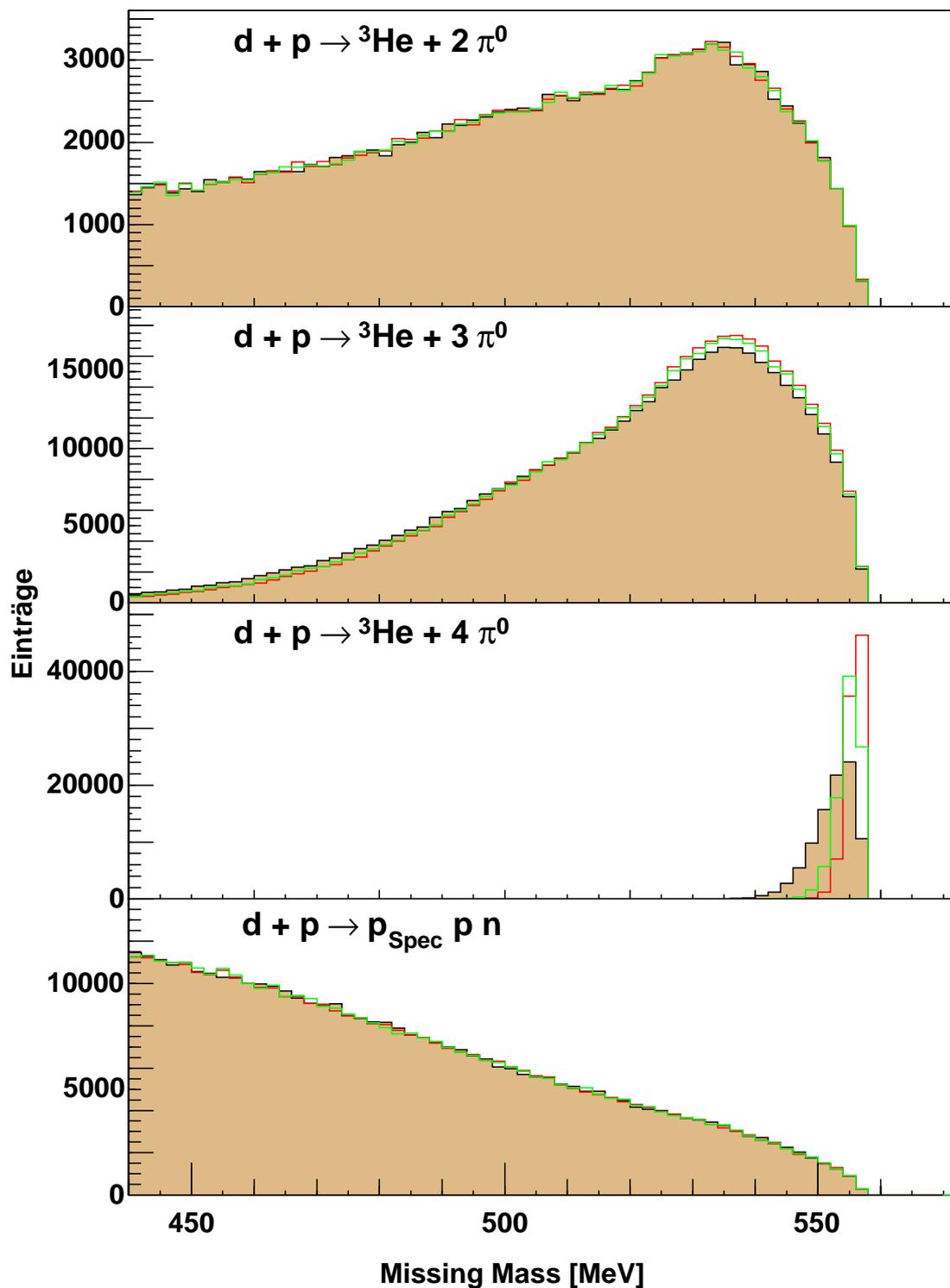


Abbildung 4.8: Im Phasenraum simuliertes Signal von Untergrundreaktionen bei einer Überschussenergie $Q = 10$ MeV bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. In rot ist das von der Überschussenergie -4 MeV hochskalierte Signal der zugehörigen Simulation dargestellt, in grün das der Reaktion bei 0 MeV.

Mass-Verteilungen für die in Kapitel 3 aufgezählten Reaktionen sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Dabei wurden Simulationen bei -4 MeV und 0 MeV auf 10 MeV Überschussenergie bezüglich der η -Produktion hochskaliert und mit der entsprechenden Phasenraumsimulation verglichen. Auch in diesen Spektren zeigt sich die gute Übereinstimmung, ausgenommen von der Vier-Pionen-Produktion, die ja wie bereits erläutert, vernachlässigt werden kann.

Anwendung auf die kontinuierliche Rampe

Die Anwendung der zuvor beschriebenen Methode der Kalibration und Untergrundbeschreibung auf die kontinuierliche Rampe lässt sich am besten anhand einer Abbildungsfolge für die unterschiedlichen Überschussenergiebereiche verdeutlichen. Die Abbildungen 4.9 bis 4.16 stellen eine solche Folge dar.

Dargestellt sind für die jeweiligen Überschussenergieintervalle die Missing Mass-Verteilung mit Untergrundbeschreibung, eine Darstellung der gemessenen Impulselipse in einem analogen Diagramm zu Abbildung 4.6 und die Trefferpositionen in der letzten Drahtkammer bei Simulationen (oben) und Analysen (unten). Bei der Darstellung der Trefferpositionen wurde eine Impulsobergrenze vorgegeben, die dafür sorgt, dass von der Vielzahl an Ereignissen mit hohem Longitudinalimpuls das η -Signal nicht vollständig überdeckt wird.

Es wird speziell die letzte Drahtkammer betrachtet, da hier die durch die Gräben zwischen den Szintillatoren entstehenden Gräben am besten sichtbar werden. Zu erkennen ist die hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulationen und Analysen, die den systematischen Fehler minimiert. Um die Trefferpositionen gut verdeutlichen zu können, muss anders als bei der endgültigen Analyse anstelle eines ein- bis zwei Sekunden breiten Intervalls die Intervallbreite von vier Sekunden gewählt werden.

Gut zu erkennen ist zudem, dass auch unterhalb der Produktionsschwelle einige Ereignisse der η -Produktion verzeichnet werden können. Dabei handelt es sich tatsächlich um η -Ereignisse, die durch die Impulsbreite des COSY-Teilchenstrahls verursacht werden. Die schnelle Komponente des Teilchenstrahls überschreitet bereits die Produktionsschwelle. Dieser Punkt und seine Bedeutung werden in Kapitel 5.2 näher erläutert.

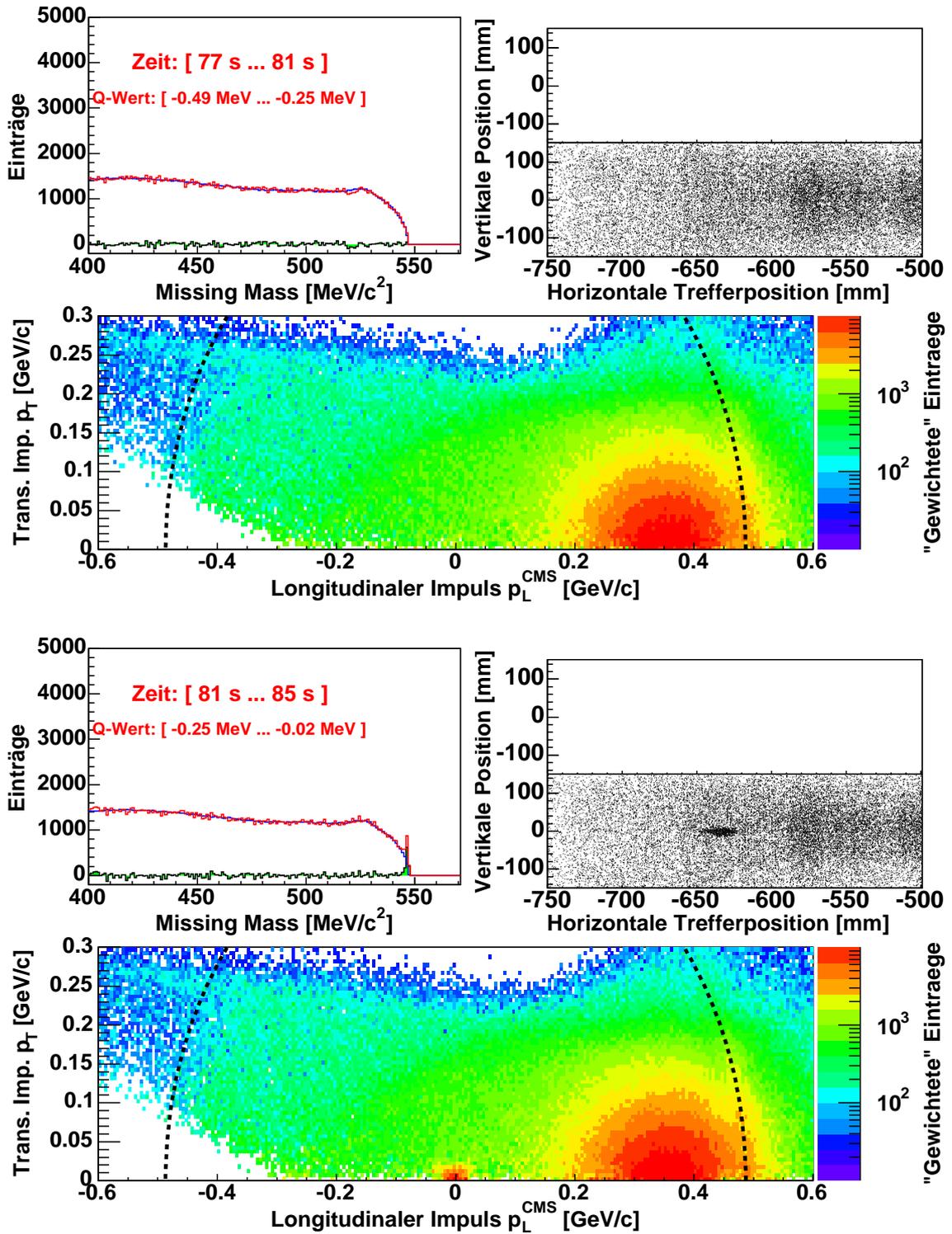


Abbildung 4.9: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

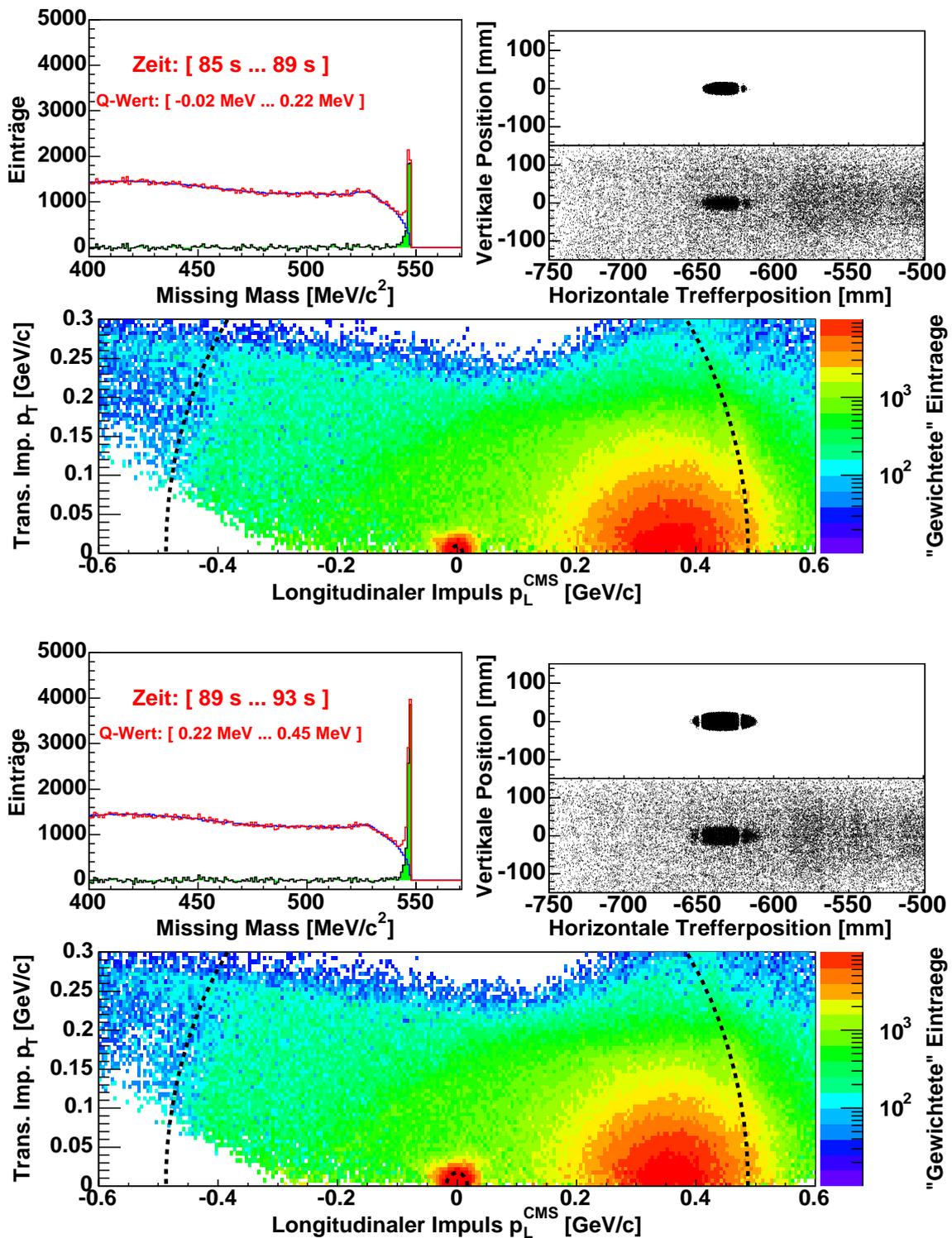


Abbildung 4.10: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

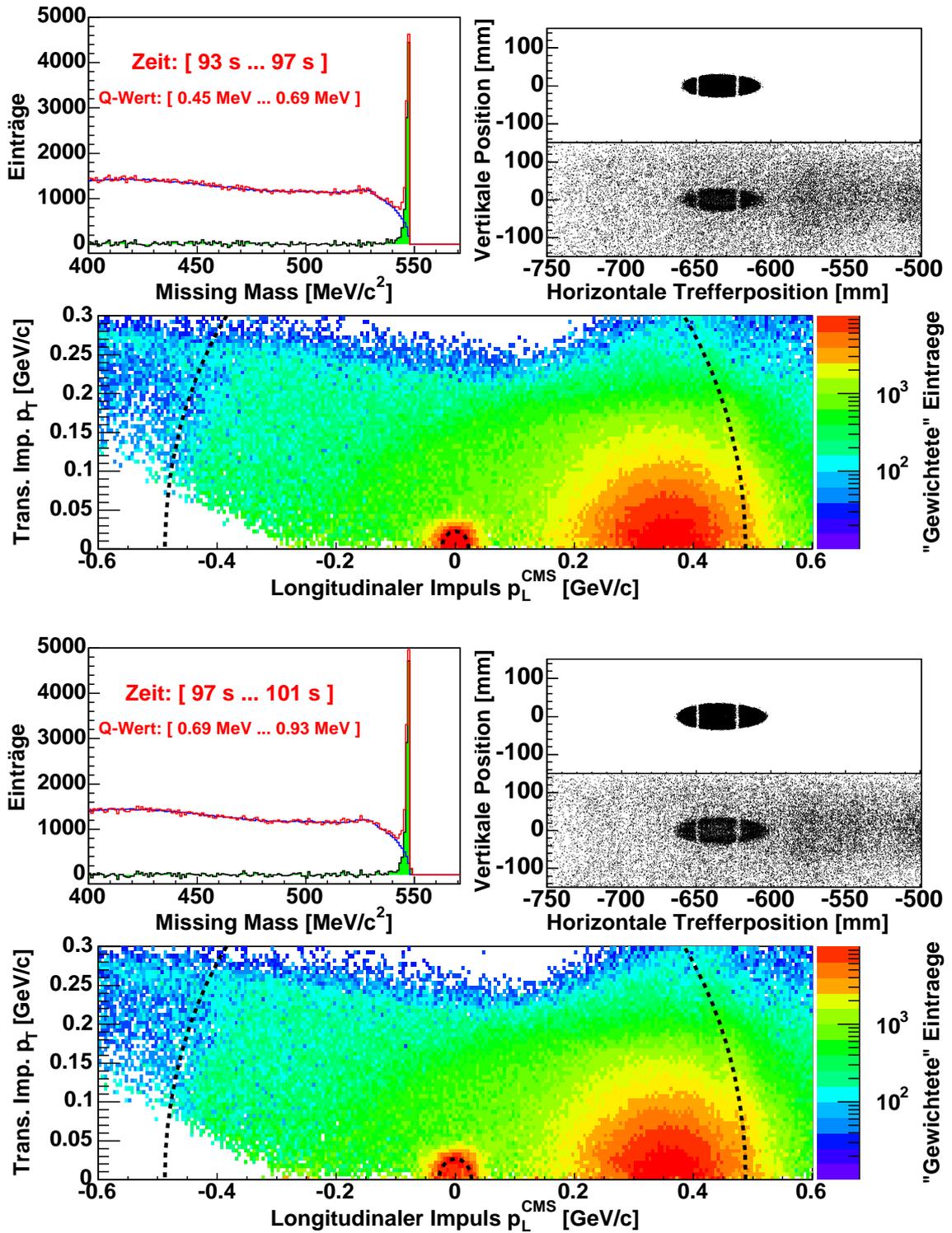


Abbildung 4.11: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

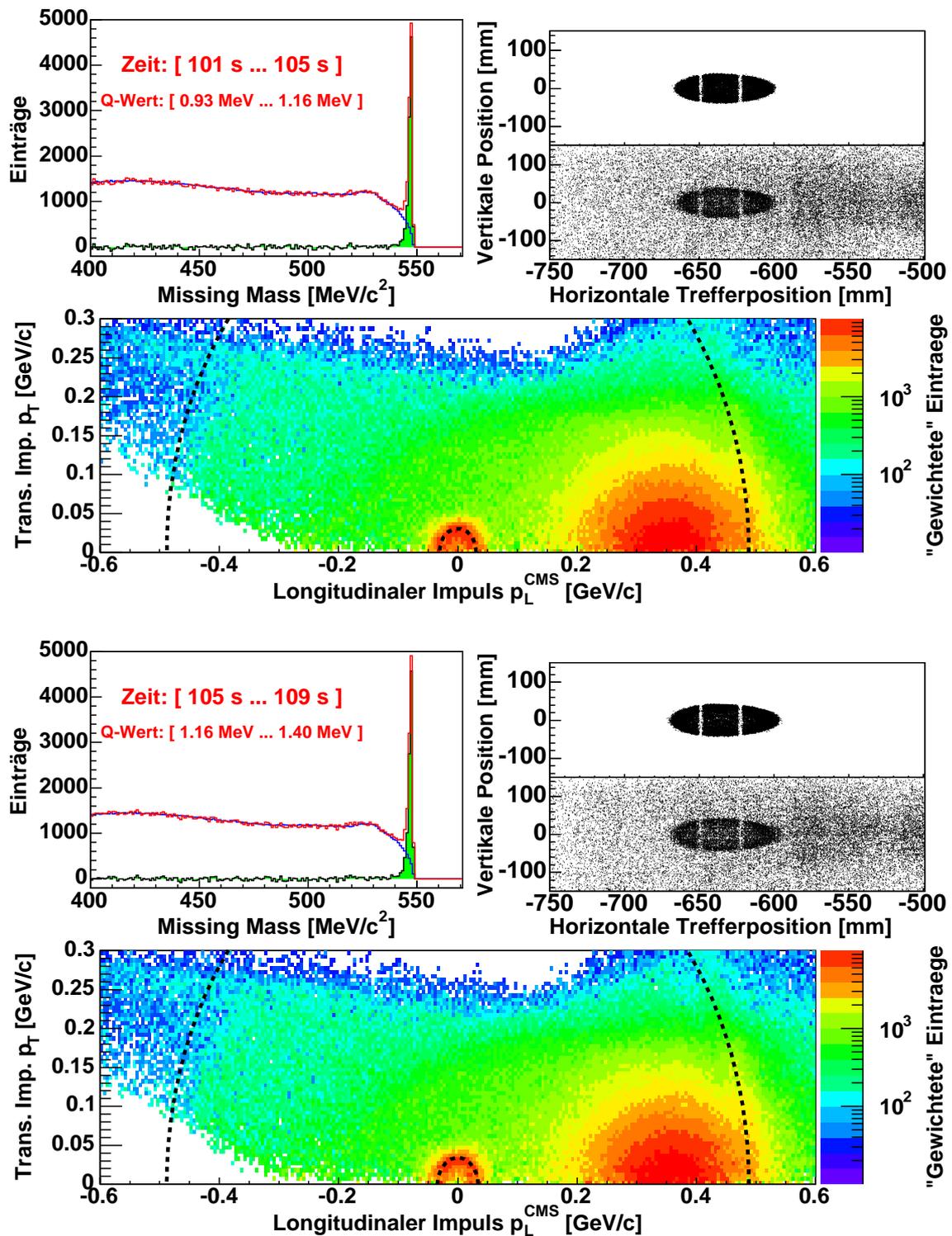


Abbildung 4.12: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

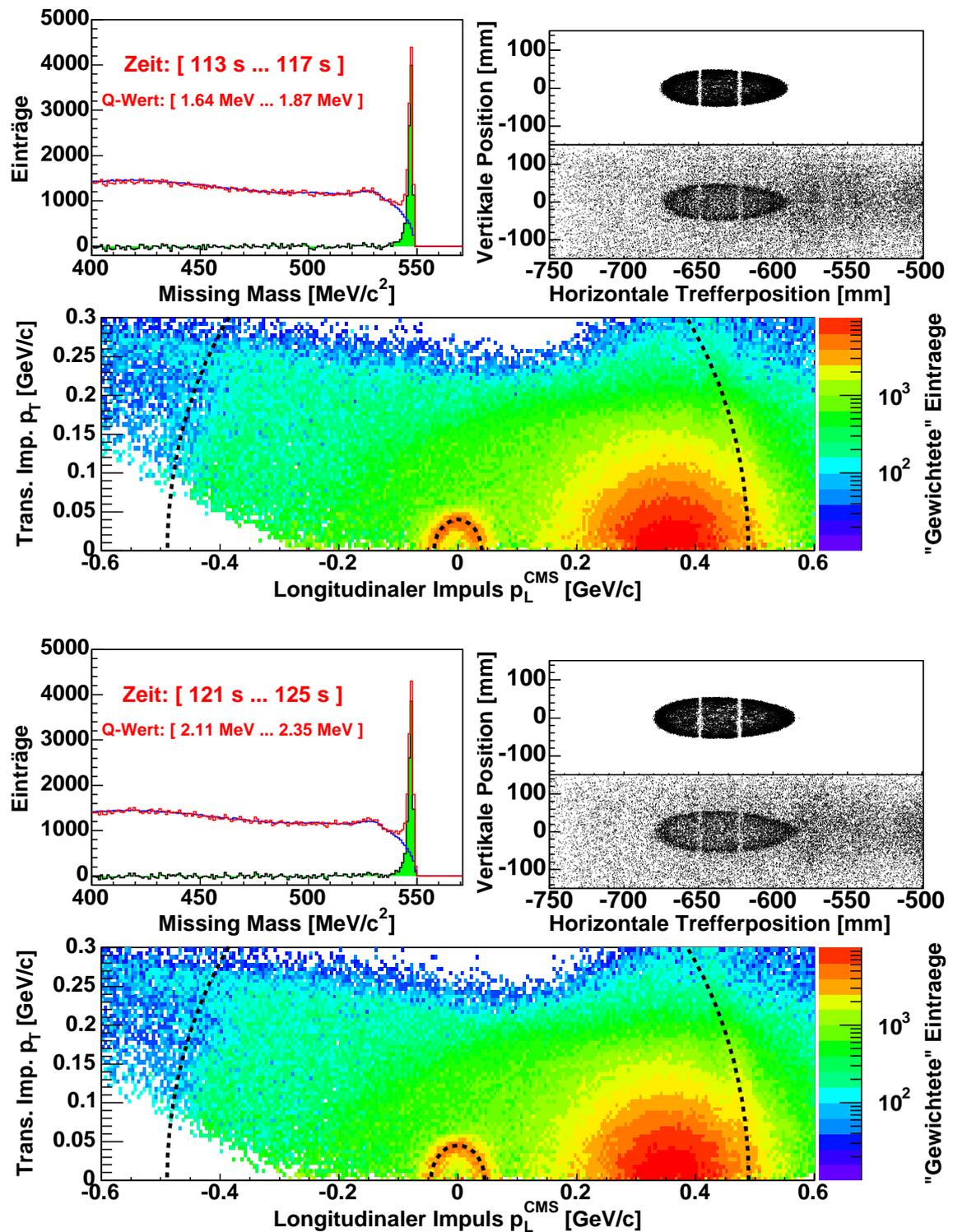


Abbildung 4.13: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

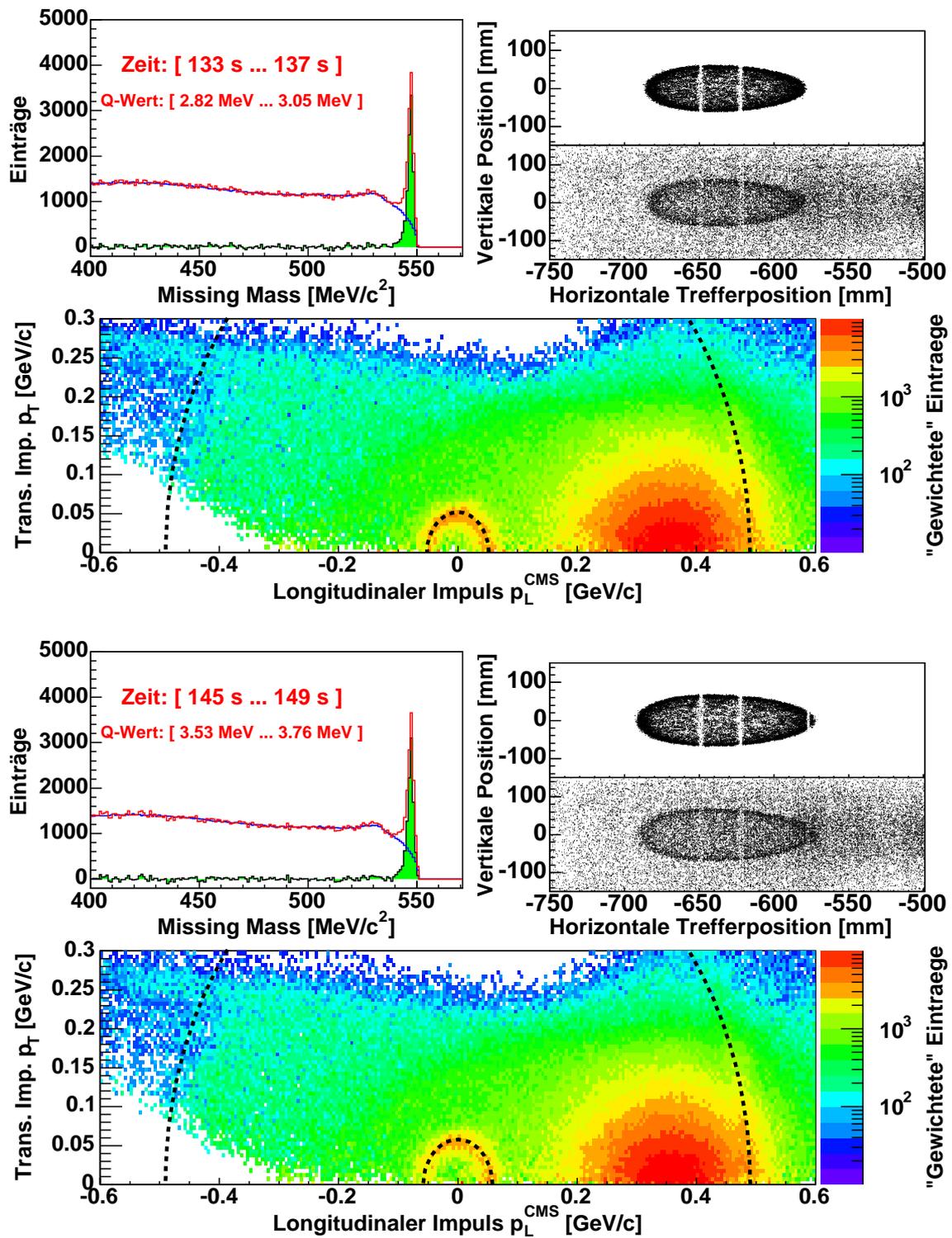


Abbildung 4.14: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

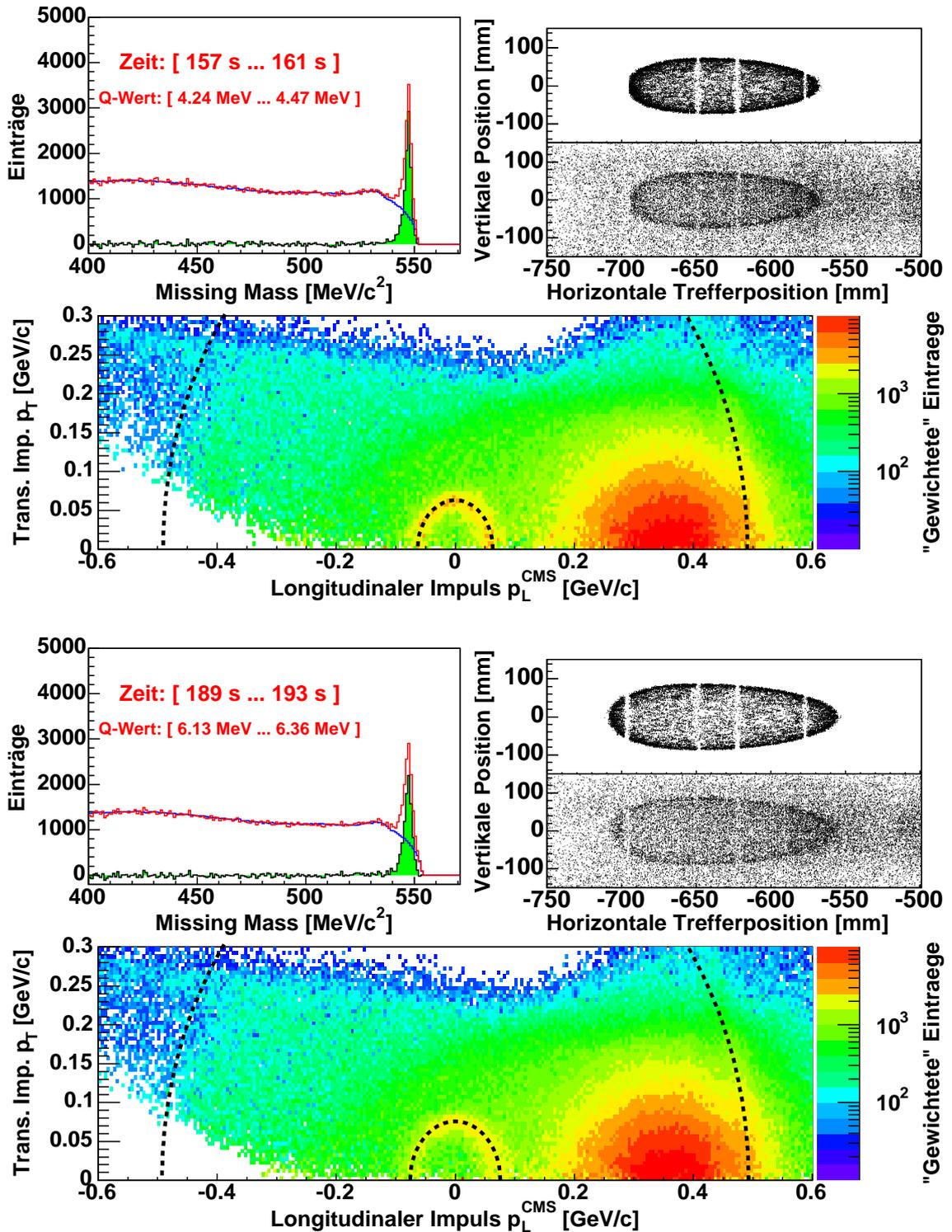


Abbildung 4.15: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

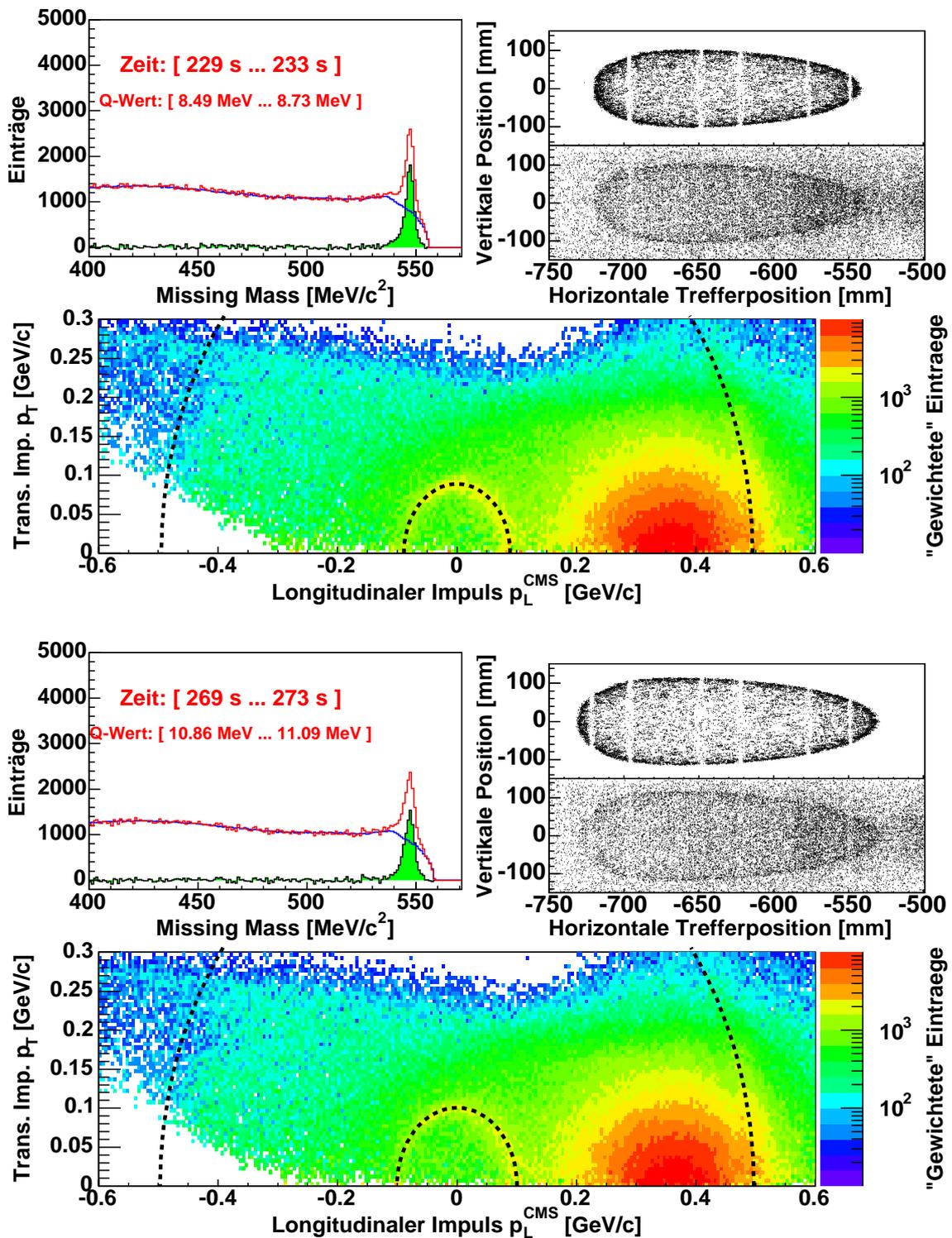


Abbildung 4.16: Abbildungsfolge der im Text beschriebenen Diagramme für unterschiedliche Überschussenergieintervalle.

4.8 Extraktion von Winkelverteilungen

Auch bei der Bestimmung der Winkelverteilung der Reaktion bei einer bestimmten Überschussenergie muss eine Untergrundkorrektur vorgenommen werden. Wie bereits in Kapitel 1.2 festgestellt, ist es sinnvoll, Missing Mass-Verteilungen für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle gleicher Breite aufzustellen, da nach Phasenraumverhalten die Ereignisse in dieser Größe gleichverteilt sind.

In dieser Darstellungsform in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ ist es möglich, Abweichungen vom Phasenraumverhalten direkt zu erkennen. Die einzelnen Missing Mass-Verteilungen werden, anders als in einer Darstellung in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ^{CMS} , bei Phasenraumverhalten gleichmäßig gefüllt.

Bei der Analyse der betrachteten Messdaten werden für jedes der Überschussenergieintervalle zehn $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer jeweiligen Breite von 0.2 genutzt, die gemeinsam den gesamten Winkelbereich abdecken. Damit die Statistik in den einzelnen streuwinkelabhängigen Missing Mass-Spektren nicht zu gering wird, werden, anders als bei der Bestimmung der totalen Querschnitte, vier Sekunden breite Zeitintervalle der kontinuierlichen Rampe verwendet.

In den Abbildungen 4.17 bis 4.20 sind streuwinkelabhängige Missing Mass-Spektren in einigen der untersuchten Überschussenergieintervalle dargestellt. Wie anhand der Spektren deutlich wird, lässt sich das η -Signal mit der gleichen Methode, die auch für die Bestimmung der totalen Querschnitte verwendet werden, sehr gut vom Untergrund trennen.

Von besonderem Interesse sind dabei auch hier die Missing Mass-Spektren bei hohen Überschussenergien, anhand derer festgestellt werden kann, ob die Vier-Pionen-Produktion bei der Beschreibung des Untergrunds eine Rolle spielt. Man kann deutlich erkennen, wie präzise der Untergrund nahe am kinematischen Limit beschrieben wird, was ein starkes Argument für die Vorgehensweise ist, die Vier-Pionen-Produktion zu vernachlässigen.

Anwendung der Methode der Untergrundbeschreibung für Winkelverteilungen auf Simulationen

Analog zu Abbildung 4.8 sollte die Untergrundbeschreibung auch auf Simulationsergebnisse angewendet werden. Die Ergebnisse zur Multi-Pionen-Produktion sind in den Abbildungen 4.21 bis 4.23 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die hochskalierten Kurven die jeweilige Untergrundverteilung gut beschreiben.

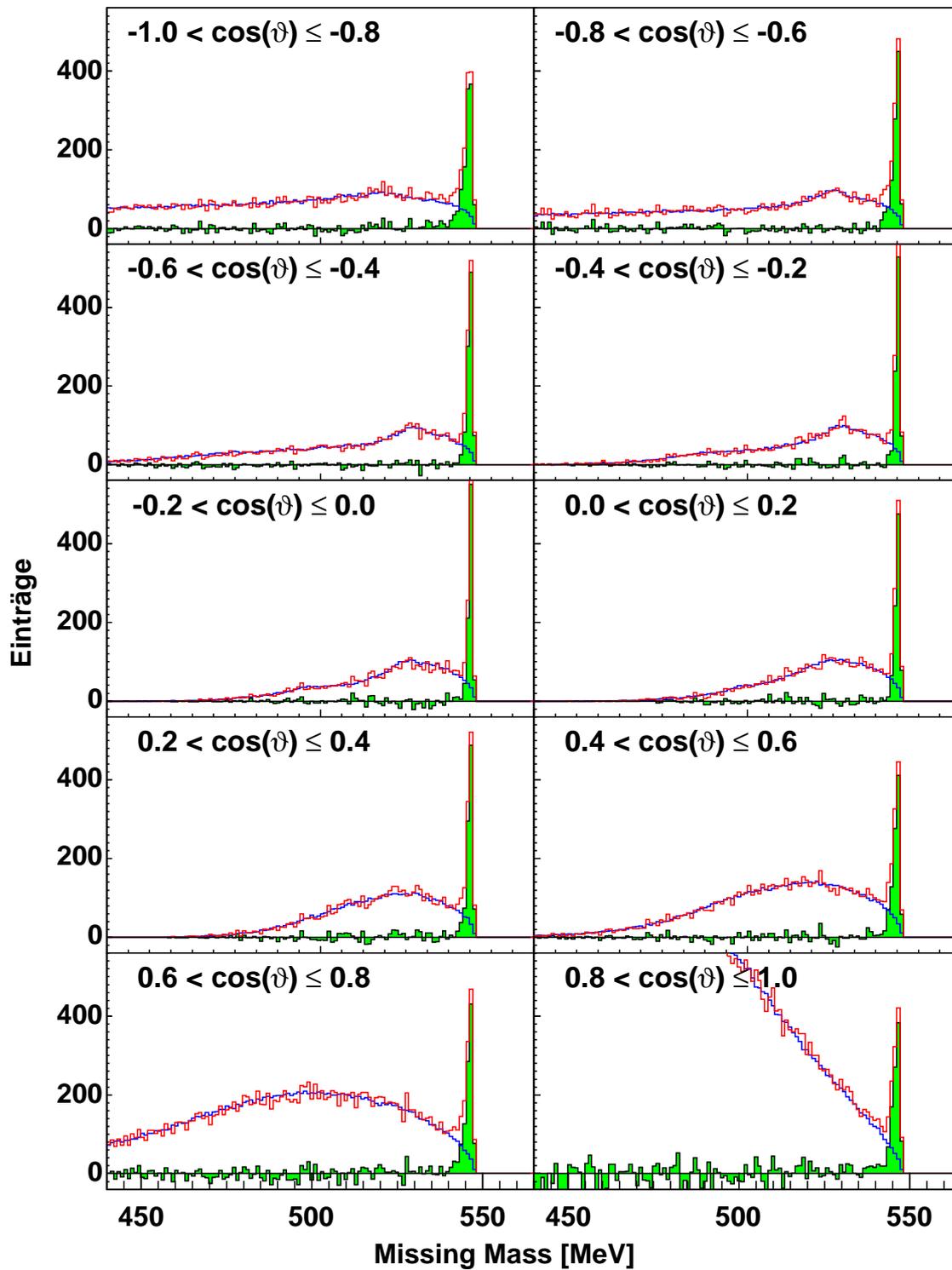


Abbildung 4.17: Missing Mass-Verteilungen für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 1.16 bis 1.40 MeV.

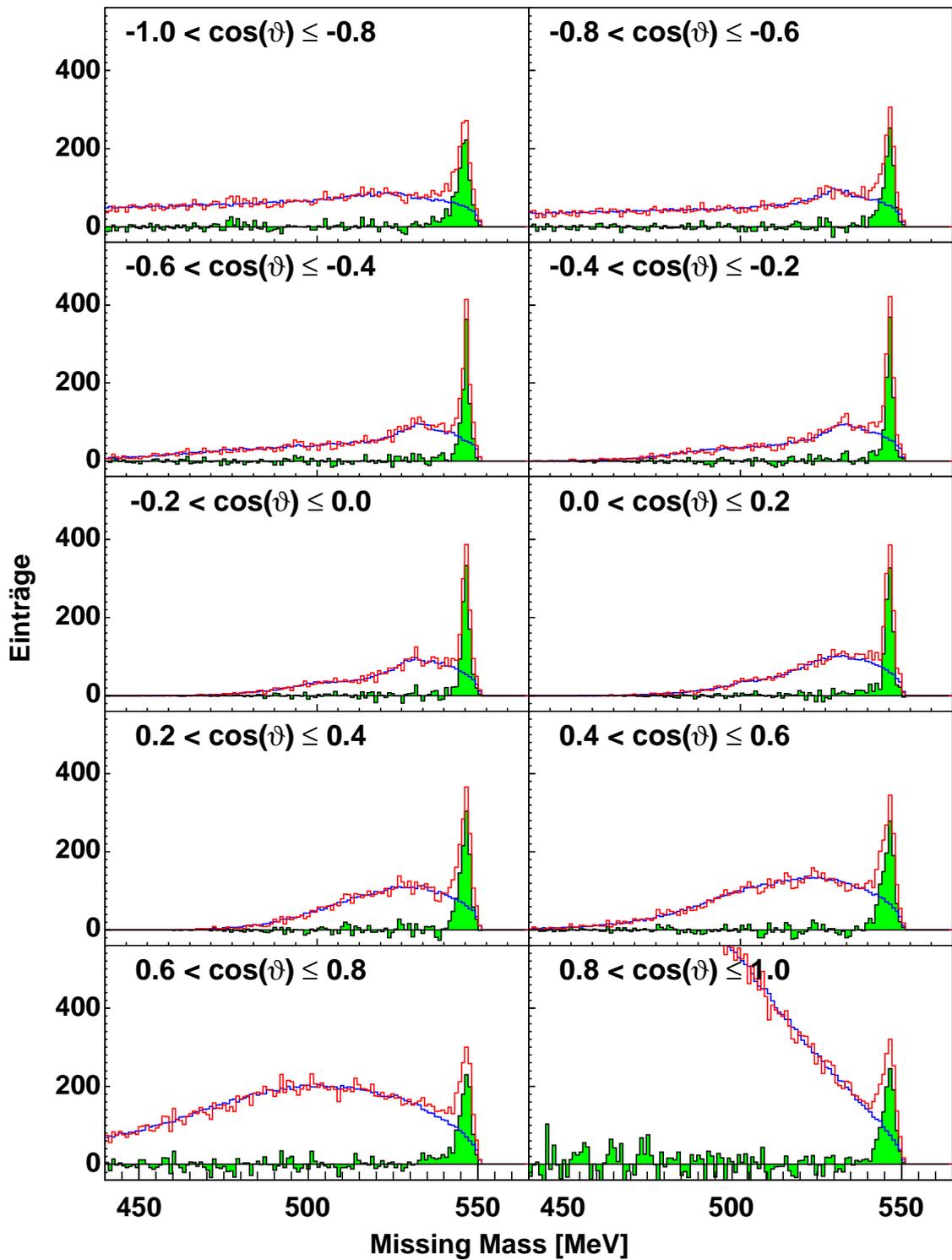


Abbildung 4.18: Missing Mass-Verteilungen für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 4.24 bis 4.47 MeV.

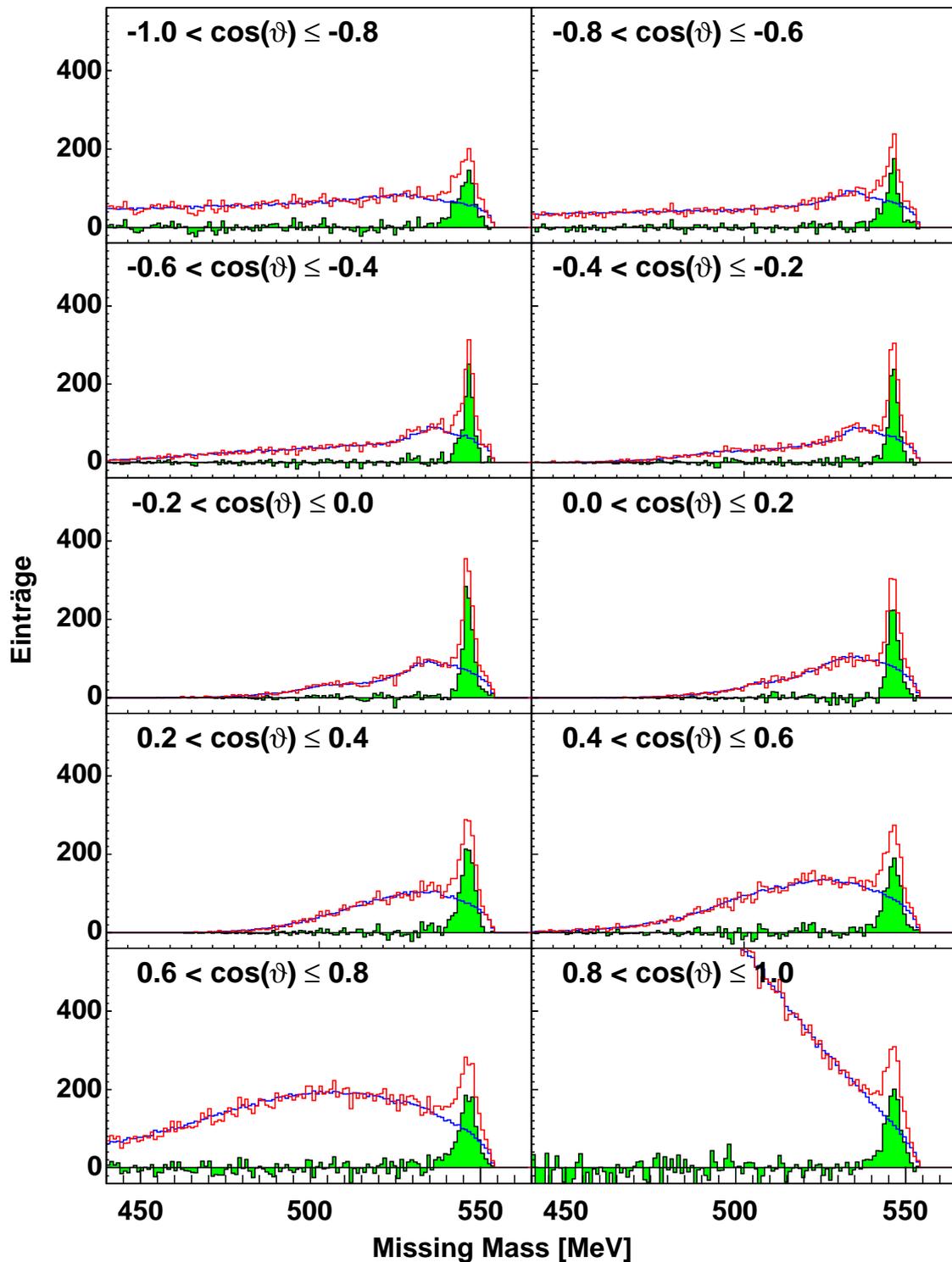


Abbildung 4.19: Missing Mass-Verteilungen für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 7.31 bis 7.55 MeV.

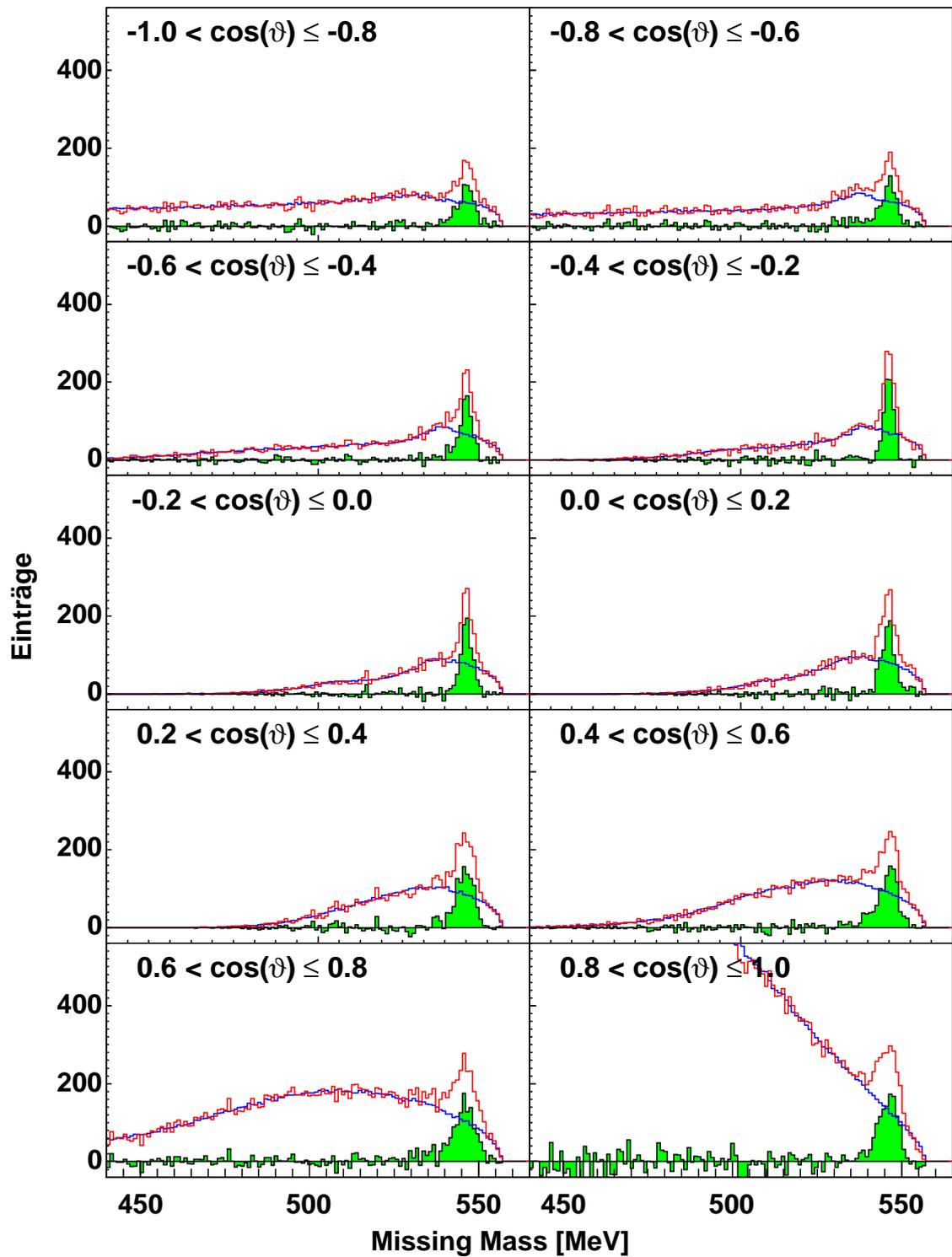


Abbildung 4.20: Missing Mass-Verteilungen für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 10.38 bis 10.62 MeV.

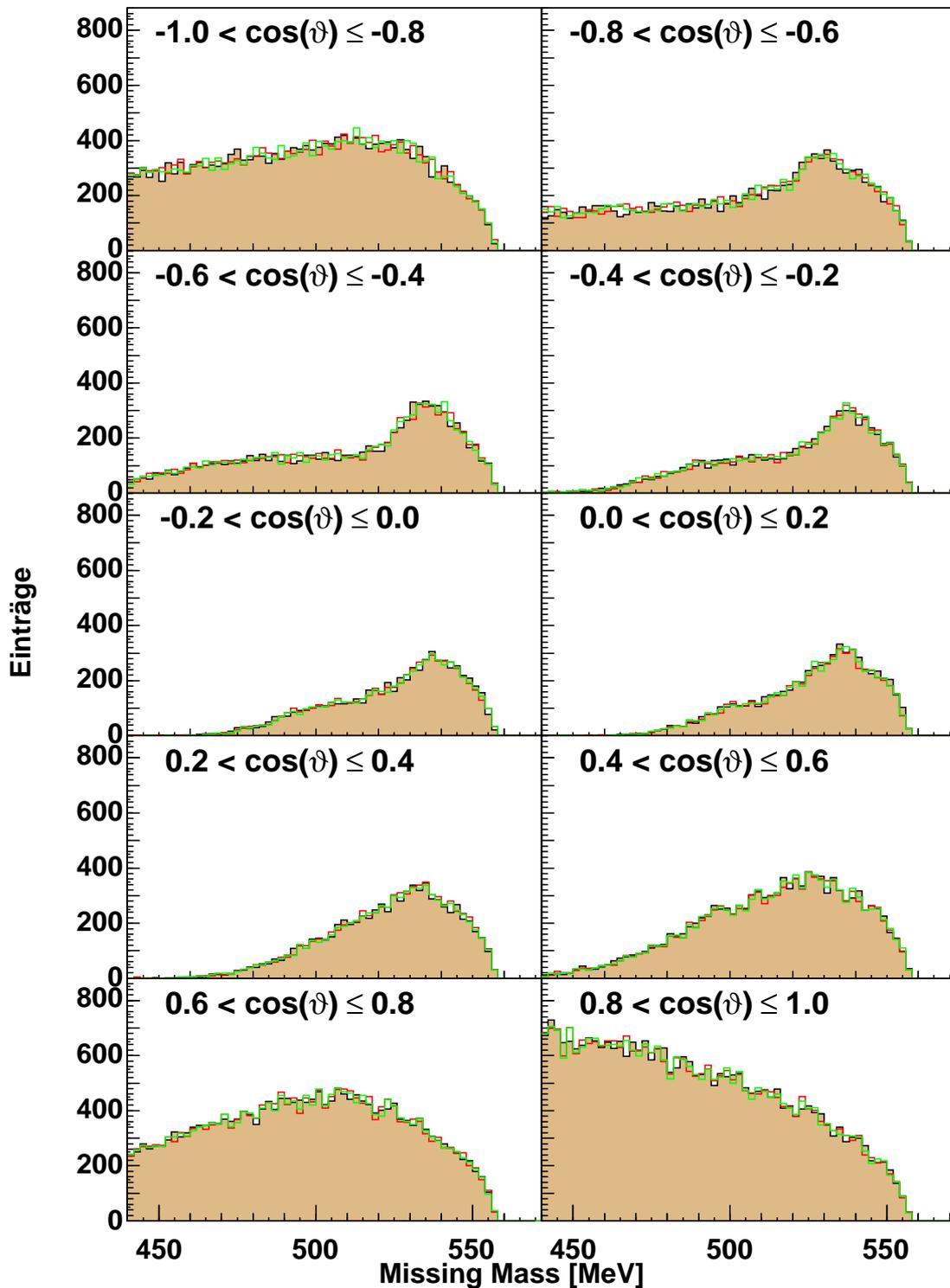


Abbildung 4.21: Missing Mass-Verteilungen für Simulationsergebnisse zur neutralen Zwei-Pionen-Produktion für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle. Die rote Kurve ($Q = -4$ MeV) und die grüne Kurve ($Q = 0$ MeV) entstanden durch Hochskalieren an die gefüllt gezeichneten Daten bei $Q = 10$ MeV.

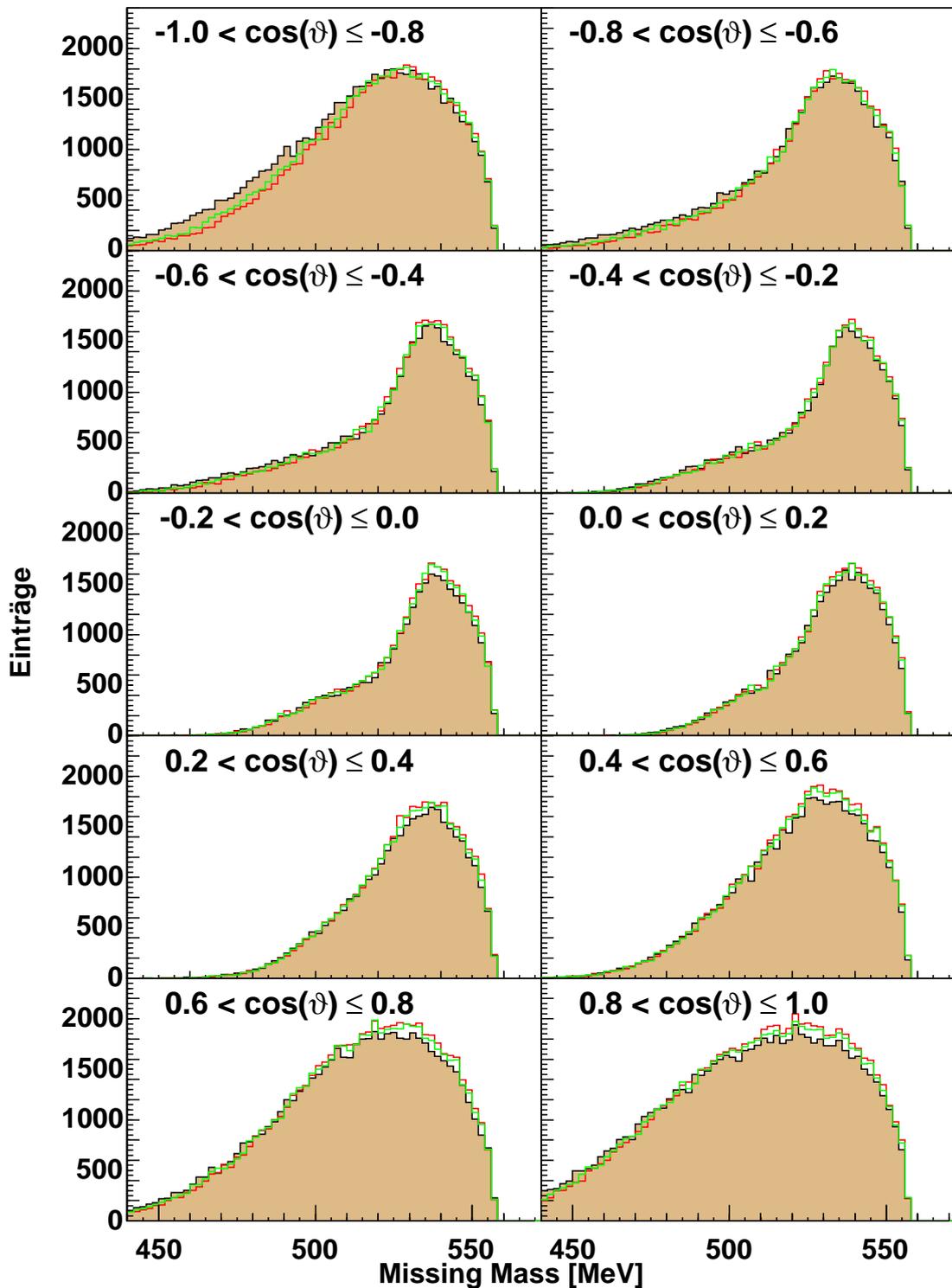


Abbildung 4.22: Missing Mass-Verteilungen für Simulationsergebnisse zur neutralen Drei-Pionen-Produktion für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle. Die rote Kurve ($Q = -4$ MeV) und die grüne Kurve ($Q = 0$ MeV) entstanden durch Hochskalieren an die gefüllt gezeichneten Daten bei $Q = 10$ MeV.

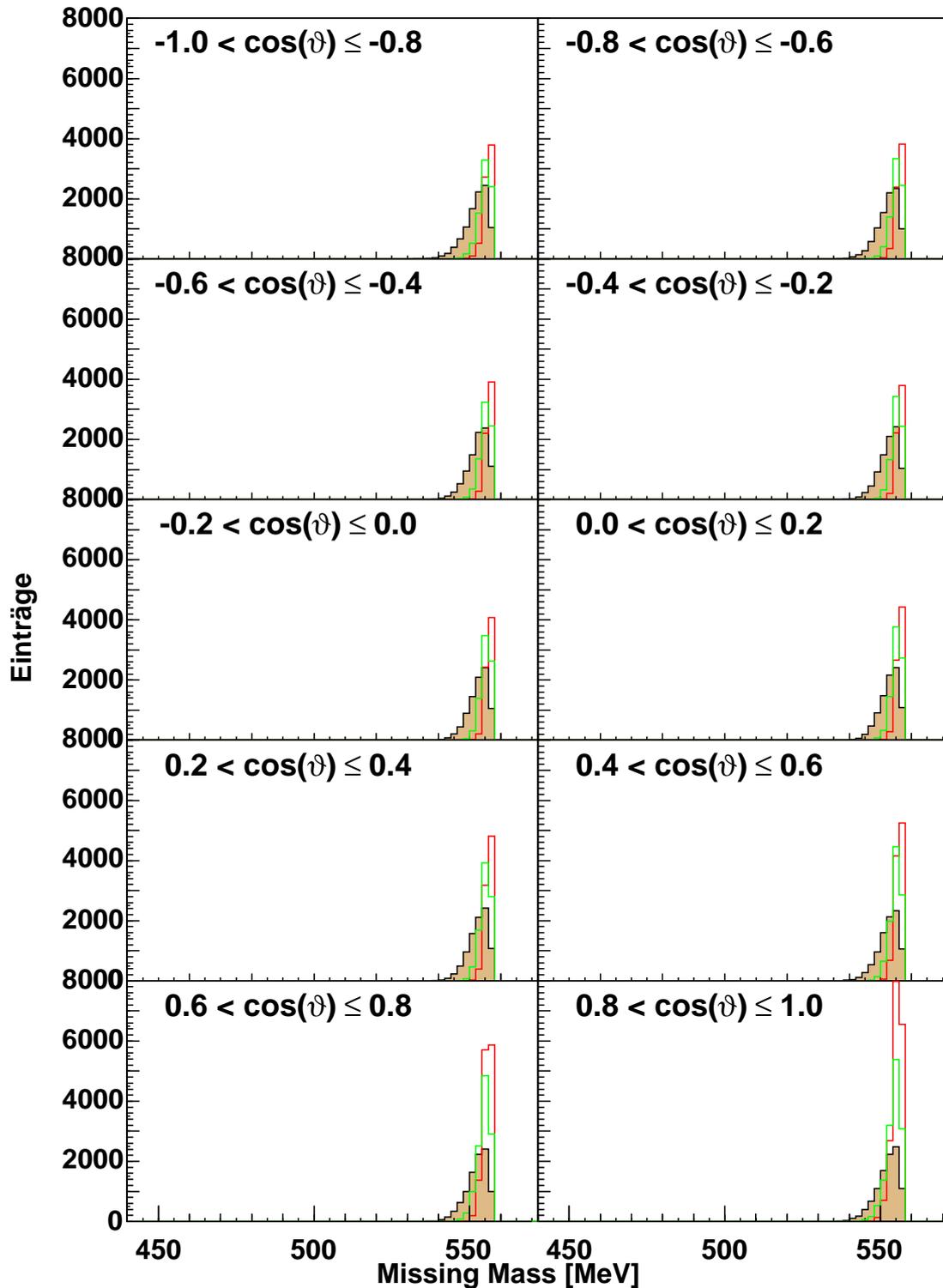


Abbildung 4.23: Missing Mass-Verteilungen für Simulationsergebnisse zur neutralen Vier-Pionen-Produktion für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle. Die rote Kurve ($Q = -4$ MeV) und die grüne Kurve ($Q = 0$ MeV) entstanden durch Hochskalieren an die gefüllt gezeichneten Daten bei $Q = 10$ MeV.

4.9 Identifikation und Analyse der dp -elastischen Streuung als Normierungsreaktion

Die Analyse der dp -elastischen Streuung und die Bestimmung der integrierten Luminosität aus den dazu bekannten Wirkungsquerschnitten stellt einen zentralen Bestandteil der Diplomarbeit von Michael Papenbrock dar. Im Rahmen dieser Arbeit wird lediglich auf die Grundlagen dieser Analyse eingegangen. Eine umfangreiche Beschreibung befindet sich in Vorbereitung [Pap07].

Datenselektion und Identifikation zur Analyse der dp -elastischen Streuung

Für die Analyse dieser Reaktion wurden nur die Datensätze genutzt, für die die Triggervariable T2 gesetzt wurde. Es handelt sich dabei um einen um den Faktor 999 unteretzten Trigger, für den lediglich gefordert ist, dass von einem der Szintillatordetektoren der ersten oder zweiten Lage des Vorwärtssystems ein Signal abgegeben wurde. Auch mit diesem hohen Unteretzungsfaktor lässt sich die Analyse gut durchführen. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ist so hoch, dass auch mit dieser Unteretzung die integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Zeit in der kontinuierlichen Rampe mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden kann. Würde man diesen Trigger mit einem kleineren Unteretzungsfaktor versehen, so würde man gleichzeitig den Totzeitfaktor für die eigentliche Messreihe erhöhen.

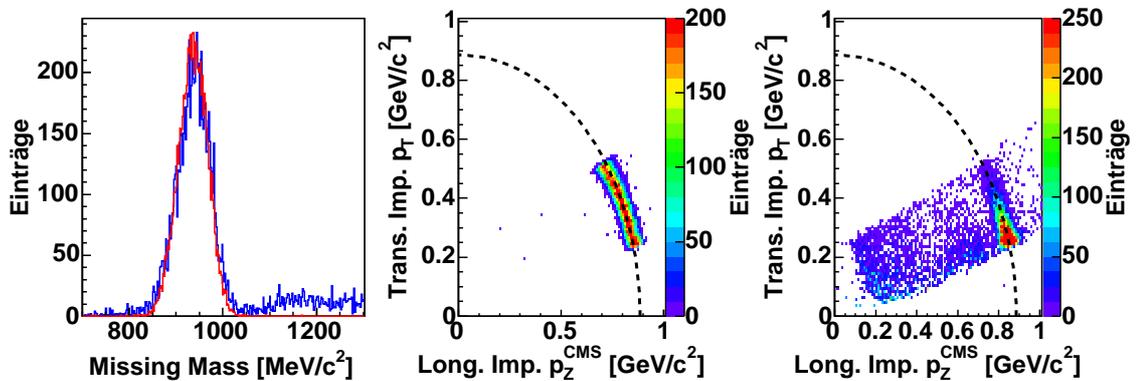


Abbildung 4.24: Gemessenes (blau) und simuliertes (rot) Missing Mass-Signal für die dp -elastische Streuung sowie die gewichtete Impulsellipse im Schwerpunktsystem für Simulationen (mittleres Spektrum) und analysierte Messdaten (rechtes Spektrum).

Die dp -elastische Streuung lässt sich nahezu untergrundfrei im Missing Mass-Spektrum der mit Viererimpuls rekonstruierten Deuteronen identifizieren. Wie bereits in Kapitel 3.4 erläutert wurde, existieren keine Reaktionen, die Ejektile produzieren können, die mit einem derart hohen Impuls rekonstruiert werden. Ein Untergrund entsteht also im wesentlichen durch Streuvorgänge von Ejektile im Detektor-

material, die die Teilchenspur signifikant beeinträchtigen, etwa im Austrittsfenster des Vorwärtssystems. Auch solche Ereignisse kommen mit einer zugegeben geringen Wahrscheinlichkeit im Rahmen der Kleinwinkelstreuung vor.

In Abbildung 4.24 ist das Missing Mass-Signal für ein einzelnes Zeitintervall sowohl für Simulationen wie auch für Analysen zu sehen. Das Signal direkt bei der rekonstruierten Protonenmasse ist nahezu frei von Untergrund.

Darstellung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Impulsübertrag

Entsprechend Kapitel 3.4 ist bereits bekannt, dass lediglich für ein kleines Winkelintervall eine Akzeptanz für die Reaktion vorliegt. Um die Luminosität mit Hilfe der dp -elastischen Streuung bestimmen zu können, muss also nicht der Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{ela.}}$ sondern der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\text{ela.}}/d\Omega$, wobei Ω das Raumwinkelement darstellt, für den zugehörigen Streuwinkelbereich bekannt sein.

Messungen der Winkelverteilung der dp -elastischen Streuung zeigten, dass es bei der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einem funktionalen Zusammenhang günstiger ist, anstelle des Streuwinkels $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ die Größe des Impulsübertrags t als Argument zu benutzen.

Der Impulsübertrag ist als eine der drei paarweise Lorentz-Invarianten Mandelstam-Variablen definiert und spielt in der Formulierung der Zwei-Teilchen-Kinematik eine wichtige Rolle. Sind \mathbb{P}_i^a und \mathbb{P}_i^b die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen und \mathbb{P}_f^a und \mathbb{P}_f^b jene der auslaufenden, dann sind die drei Mandelstam-Variablen wie folgt definiert:

$$s = |\mathbb{P}_i^a + \mathbb{P}_i^b|^2 = |\mathbb{P}_f^a + \mathbb{P}_f^b|^2 \quad (4.6)$$

$$t = |\mathbb{P}_i^a - \mathbb{P}_f^a|^2 = |\mathbb{P}_i^b - \mathbb{P}_f^b|^2 \quad (4.7)$$

$$u = |\mathbb{P}_i^a - \mathbb{P}_f^b|^2 = |\mathbb{P}_i^b - \mathbb{P}_f^a|^2 \quad (4.8)$$

Die Variable s stellt das Quadrat der bereits bekannten Schwerpunktennergie dar, t und u lassen sich als Impulsüberträge zwischen einlaufenden und auslaufenden Teilchen verstehen und haben auf diese Weise ihre Bezeichnung erhalten.

Zwischen Impulsübertrag t und dem Streuwinkel ϑ^{CMS} besteht der folgende Zusammenhang:

$$t = -2 \cdot p_f^2 \cdot (1 - \cos(\vartheta^{\text{CMS}})) . \quad (4.9)$$

Eine theoretische Herleitung des Zusammenhangs findet sich bei [Byc94], eine Zusammenfassung bei [PDG06]. Der Betrag des Schwerpunktimimpulses p_f ist als Radius der zugehörigen Impulsellipse entsprechend Kapitel 1.2 durch die Überschussenergie bestimmt.

Beim Umgang mit der Größe des Impulsübertrags ist Vorsicht geboten. Anhand von Gleichung 4.9 ist zu erkennen, dass die Einheit des Impulsübertrags nicht die eines

klassischen Impulses, sondern jene eines Impulsquadrates ist. Im Folgenden wird die Einheit $(\text{GeV}/c)^2$ verwendet.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann anstelle in Abhängigkeit vom Raumwinkelement $d\Omega$ nun in Abhängigkeit vom Impulsübertrag dt dargestellt werden. Mit Hilfe der Funktionalableitung lassen sich beide Darstellungen ineinander überführen.

Die Betrachtung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Impulsübertrag $(d\sigma/dt)$ hat gegenüber der Darstellung in Abhängigkeit vom Raumwinkelement $(d\sigma/d\Omega)$ einen großen Vorteil. Diese Darstellung ist für kleine Streuwinkel nahezu unabhängig von der Schwerpunktennergie, was sich gut anhand von Abbildung 4.25 erkennen lässt. So lassen sich Datensätze, die bei unterschiedlichsten Energien gemessen wurden, gut miteinander vergleichen und als Referenzdatenbasis nutzen.

Das wirft die Frage auf, weshalb dieser Zusammenhang in der einen Darstellung gilt und in der anderen nicht. Die Antwort liegt im p_f^2 -Term, durch den diese energieabhängige Korrektur im differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag verursacht wird.

Ein Vergleich der Definitionsbereiche zeigt die Energieabhängigkeit der beiden Impulsübertragsdarstellungen. Offensichtlich ist für die $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Darstellung immer das Intervall $[-1, 1]$ als Definitionsbereich gegeben. Mit Hilfe der Intervallgrenzen dieser Darstellung und des in Gleichung 4.9 gegebenen Zusammenhangs erhält man für die Impulsübertragsdarstellung das Definitionsintervall $[-4p_f^2, 0]$, das ebenfalls energieabhängig ist.

Datenbasis und Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Impulsübertrag

In Abbildung 4.25 sind die vorhandenen Referenzdaten [Dal68, Bos72, Win80, Iro83, Vel88, Gue91] für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der dp -elastischen Streuung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Streuwinkel stark abfällt, insbesondere für den Bereich, für den beim Experiment eine Akzeptanz vorliegt.

Eine übliche Parametrisierung dieses Verlaufs erfolgt mit Hilfe einer Funktion des Typs:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{ref} = \exp(c_0 + c_1 \cdot t + c_2 \cdot t^2) \frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}. \quad (4.10)$$

In einer logarithmischen Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag lässt sich der Verlauf für kleine Streuwinkel also gut mit einer Parabel beschreiben.

Eine entsprechende Ausgleichsfunktion ist den Diagrammen in Abbildung 4.25 beigefügt. Mit Hilfe des im Root-Programmpaket implementierten MINUIT-Pakets wurde ein Fit an die Kurve vorgenommen. Die zugehörigen Fit-Parameter wurden

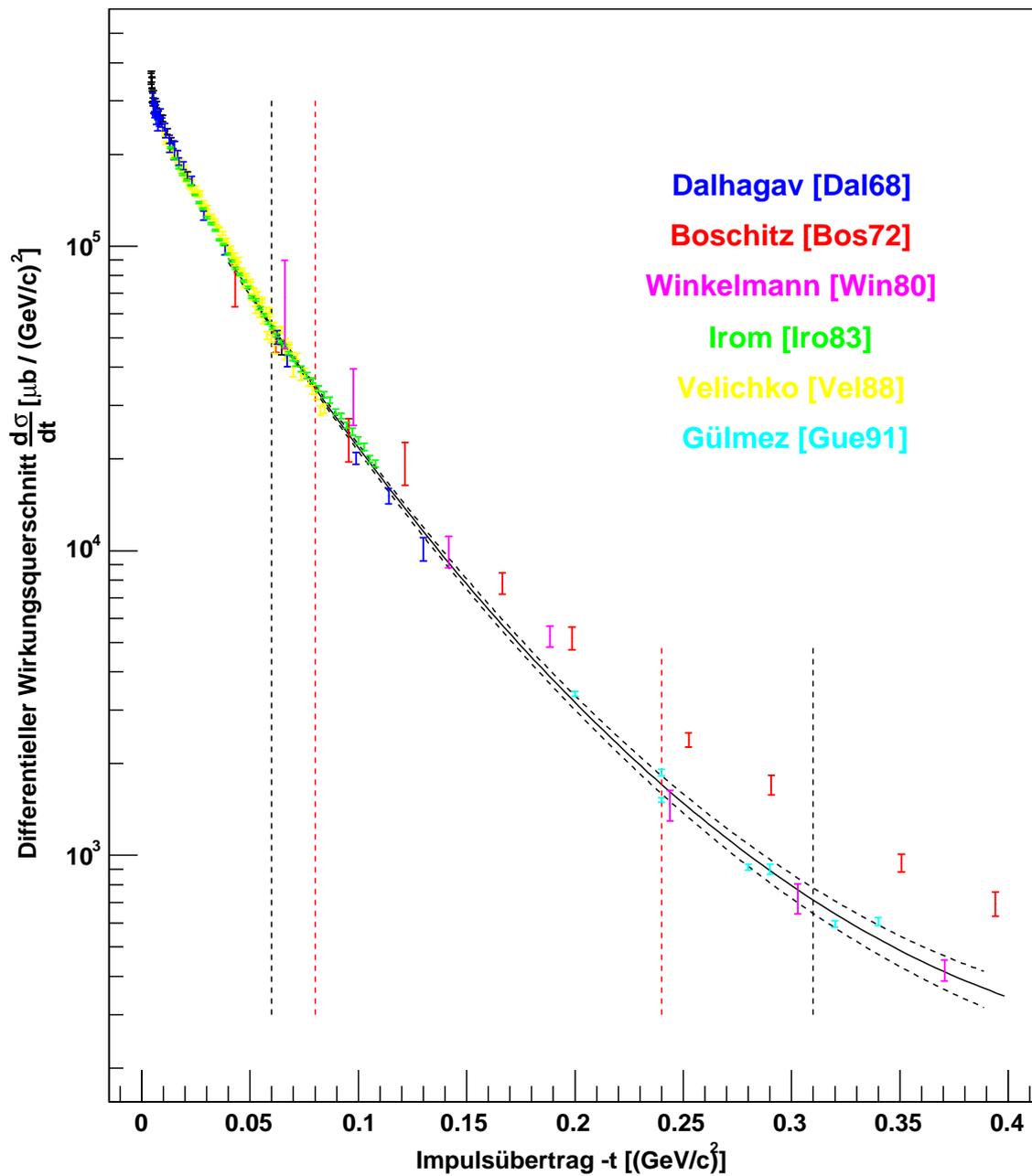


Abbildung 4.25: Wirkungsquerschnitt der Referenzdatensätze zur dp -elastischen Streuung [Dal68, Bos72, Win80, Iro83, Vel88, Gue91]. Die benutzte Fitkurve ist in schwarz eingezeichnet, die Unsicherheitskurven schraffiert. Die schwarzen schraffierten senkrechten Balken markieren den Impulsübertragsbereich innerhalb der Detektorakzeptanz, die roten Balken den Bereich, der für die Luminositätsbestimmung genutzt wurde. Für den Impulsübertragsbereich von $0.06 (\text{GeV}/c)^2 \leq -t \leq 0.08 (\text{GeV}/c)^2$ ist der systematische Fehler bei der Akzeptanzbestimmung zu groß, als dass dieses Intervall für die Normierung genutzt werden könnte.

mit ihren Unsicherheiten bestimmt:

$$\begin{aligned}c_0 &= (12.458 \pm 0.012) \\c_1 &= (-27.40 \pm 0.23) \cdot 1/(\text{GeV}/c)^2 \\c_2 &= (27.10 \pm 0.67) \cdot 1/(\text{GeV}/c)^4.\end{aligned}$$

Mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung konnte mit den Unsicherheiten der Parameter die Unsicherheit des differentiellen Wirkungsquerschnitts an jeder Stelle der Kurve bestimmt werden.

Systematische Unsicherheitsquelle bei der Analyse der Daten

Die enorme Steigung der Messdaten im betrachteten Streuwinkel- und Impulsübertragungsbereich führt dazu, dass bereits kleine systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung des Streuwinkels im Bereich von 0.1° im Laborsystem große Auswirkungen auf die rekonstruierte integrierte Luminosität haben. Die systematische Unsicherheit bei der Rekonstruktion des Streuwinkels wurde beim betrachteten Experiment mit Hilfe von Simulationen gerade zu diesem Wert bestimmt. Die Limitierungen bei der Kalibration der Impulsrekonstruktion für die dp -elastische Streuung werden in Kapitel 4.10 genauer erläutert.

Eine systematische Abweichung bei der Rekonstruktion des Streuwinkels von 0.1° für einen Impulsübertragungsbereich führt im Mittel dazu, dass der Impulsübertrag eine systematische Abweichung von $0.0175 (\text{GeV}/c)^2$ aufweist. Als Folge tritt bei der Luminositätsbestimmung, bei der dann ein abweichender differentieller Wirkungsquerschnitt für die dp -elastische Streuung verwendet wird, eine systematische Abweichung von ungefähr 15% zum tatsächlichen Wert auf, die als Unsicherheit bei der absoluten Normierung der Daten berücksichtigt werden muss.

Luminositätsbestimmung unter Ausnutzung von Referenzdaten zur dp -elastischen Streuung

Für die Luminositätsbestimmung werden zunächst alle Daten vorsortiert. Dazu wird nach dem zugehörigen Trigger und nach dem betrachteten Zeitintervall in der kontinuierlichen Rampe selektiert. Im Folgenden werden diese vorsortierten Datensätze für einzelne Zeitintervalle mit einer Länge von vier Sekunden betrachtet.

Für jedes einzelne der Zeitintervalle der kontinuierlichen Rampe wird die Missing Mass-Verteilung für unterschiedliche Impulsübertragsintervalle aufgetragen und das Signal der dp -elastischen Streuung ausgezählt. Es ergibt sich die in Abbildung 4.26 dargestellte Verteilung.

Auf die gleiche Art und Weise kann das Ergebnis der Phasenraumsimulation analysiert werden. Die Ereigniszahlen der Phasenraumsimulation in Abhängigkeit vom Impulsübertrag sind ebenfalls in Abbildung 4.26 dargestellt.

Zur Bestimmung der integrierten Luminosität wird für jedes Impulsübertragsintervall $[t_1, t_2]$ mit Hilfe der Parametrisierung der Referenzdaten der zugehörige durchschnittliche differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1, t_2]} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{ref} dt. \quad (4.11)$$

Da die Effizienz des Detektionssystems bereits bei jedem Ereignis in der Analyse als ein reziprokes Gewicht berücksichtigt wurde, lässt sich die integrierte Luminosität L wie folgt ausdrücken:

$$L_{\text{int}} = \left(\frac{N_{\text{gen}}^{\text{total}}}{4p_f^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}(t)\right)_{[t_1, t_2]}} \cdot \frac{N_{\text{ana}}^{[t_1, t_2]}}{N_{\text{sim}}^{[t_1, t_2]}} \right) \cdot \frac{1}{\mu_{\text{Totzeit}}}. \quad (4.12)$$

Dabei sind $N_{\text{gen}}^{\text{total}}$ die Anzahl der insgesamt für die Simulation im Phasenraum zufallsgenerierten Ereignisse, $N_{\text{ana}}^{[t_1, t_2]}$ die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Impulsübertragsintervall $[t_1, t_2]$, und $N_{\text{sim}}^{[t_1, t_2]}$ ganz analog die Anzahl der in den Simulationen vom Detektionssystem im Impulsübertragsintervall $[t_1, t_2]$ akzeptierten Ereignisse. Der Schwerpunktimpuls p_f der Deuteronen ist durch die bekannte Energie vorgegeben und identisch mit dem Radius der Impulsellipse im Schwerpunktsystem. Der Totzeitfaktor $1/\mu_{\text{Totzeit}}$, dessen Bestimmung in Kapitel 4.4 erläutert wurde, wird gesondert behandelt und erst bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ berücksichtigt.

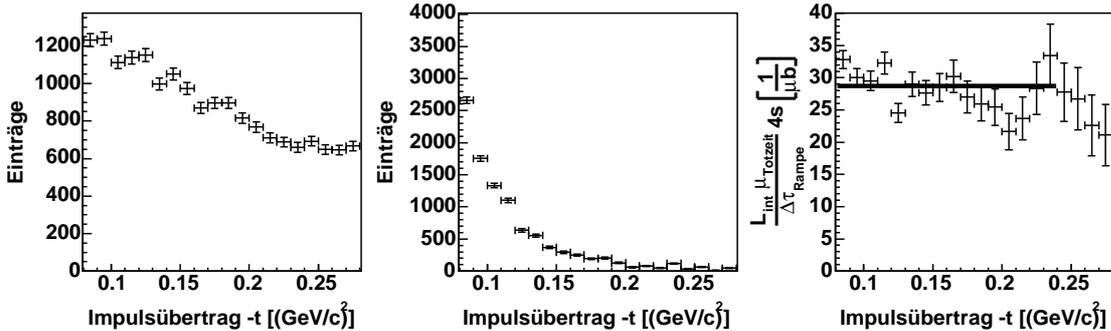


Abbildung 4.26: Anzahl an vom Detektionssystem akzeptierten Ereignissen in Abhängigkeit vom Impulsübertrag bei einer Phasenraumsimulation (linkes Spektrum) und bei den Messdaten (mittleres Spektrum), sowie die zugehörige, rekonstruierte integrierte Luminosität ohne Totzeitkorrektur für ein vier Sekunden langes Zeitintervall in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (rechtes Spektrum).

In Abbildung 4.26 sind für ein 4 Sekunden breites Zeitintervall der kontinuierlichen Rampe die auf diese Art rekonstruierten integrierten Luminositäten für die

unterschiedlichen Impulsübertragsintervalle mit einer Breite von 0.01 (GeV/c)^2 aufgetragen.

Idealerweise sollte abgesehen von statistischen Schwankungen, in jedem der einzelnen Impulsübertragsintervalle die gleiche Luminosität rekonstruiert worden sein. Mit Hilfe eines horizontalen Fits kann dann die integrierte Luminosität für das Zeitintervall rekonstruiert werden.

Nach diesem Schema erhält man die integrierte Luminosität für jedes der einzelnen Zeitintervalle in der kontinuierlichen Rampe. Die erzielten Werte können in Abhängigkeit von der Zeit in einem Diagramm aufgetragen werden, das in Abbildung 4.27 dargestellt ist. Man erkennt, dass die integrierte Luminosität ohne Berücksichtigung des Totzeitfaktors nahezu eine Konstante in der Zeit ist.

Dieses Ergebnis entspricht der Erwartung. Der hohe Totzeitfaktor der Datenaufnahme limitiert die Zahl der Ereignisse, die gespeichert werden können und hält die Datenmenge innerhalb der Rampe nahezu konstant. Wie bereits in Kapitel 4.4 begründet wurde, ist eine Totzeitkorrektur für jedes einzelne Zeitintervall der Rampe nicht notwendig.

Insofern lassen sich die leichten Abweichungen gut mit einer Fitkurve beschreiben, die dann auch für die Datenanalyse zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ verwendet wird. Für die Darstellung der integrierten Luminosität L_{int} in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der Rampe t und der Länge des betrachteten Zeitintervalls $\Delta\tau_{\text{Rampe}}$ wird ein Polynom dritten Grades verwendet:

$$L_{\text{int}} = (a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + a_3 \cdot t^3) \cdot \frac{\Delta\tau_{\text{Rampe}}}{\mu_{\text{Totzeit}}} \cdot \frac{1}{\mu b} \cdot \frac{1}{s}. \quad (4.13)$$

Die zugehörigen Fitparameter und deren Unsicherheiten, wie sie für die Analyse verwendet wurden, lauten:

$$\begin{aligned} a_0 &= (7.129 \pm 0.062) \\ a_1 &= (1.08 \pm 1.94) \cdot 10^{-3} \text{ 1/s} \\ a_2 &= (5.7 \pm 16.2) \cdot 10^{-6} \text{ 1/s}^2 \\ a_3 &= (-40.2 \pm 38.3) \cdot 10^{-9} \text{ 1/s}^3. \end{aligned}$$

Mit dieser Luminositätsparametrisierung und deren Unsicherheiten wurden die Messdaten zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ normiert und absolute wie differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt.

Bedeutung der systematischen Unsicherheit

Aufgrund einer möglichen systematischen Abweichung bei der Rekonstruktion des Streuwinkels der Deuteronen im Vorwärtssystem kommt es zu einer totalen systematischen Unsicherheit von 15%. Dieser Wert bezieht sich auf die absolute Höhe der Luminositätskurve in Abhängigkeit von der Zeit, jedoch nicht auf die Luminosität zu unterschiedlichen Zeiten in der Rampe relativ zueinander. Wenn an einer Stelle

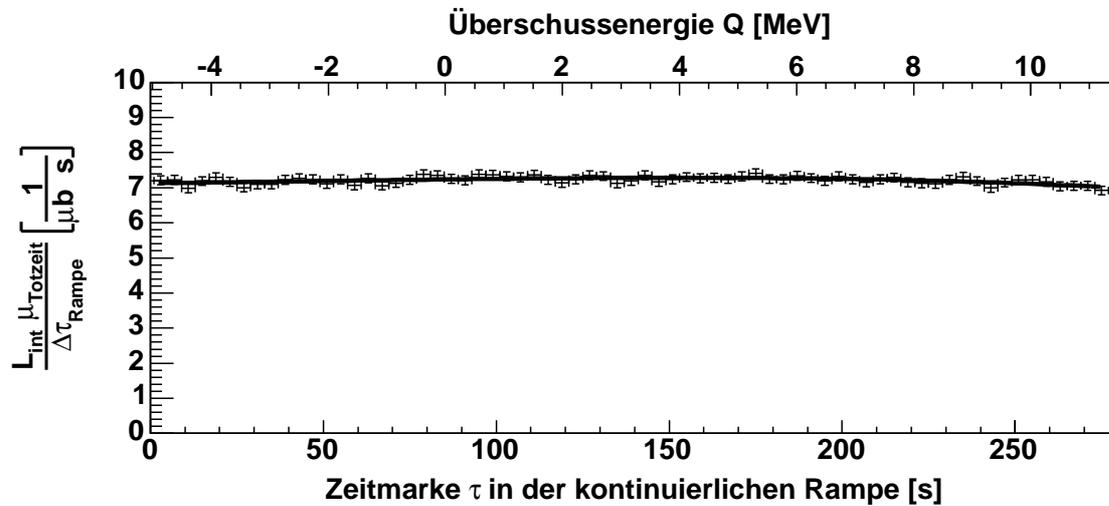


Abbildung 4.27: Verlauf der integrierten Luminosität ohne Totzeitkorrektur pro Zeit in der Rampe in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe.

der Kurve durch die systematische Unsicherheit eine Abweichung vorliegt, so liegt diese überall vor.

Bezogen auf die extrahierten Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ heisst das, dass die absolute Höhe der Werte mit einer 15 % großen Unsicherheit behaftet sind, die einzelnen Datenpunkte sind jedoch nicht relativ zueinander betroffen.

Für die Bestimmung der Anregungsfunktion der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bezieht sich die Unsicherheit nur auf die absolute Höhe der extrahierten Kurve. Von zentraler Bedeutung bei der Untersuchung der Anregungsfunktion ist jedoch der Kurvenverlauf. Die absolute Höhe der Anregungsfunktion ist bei der Analyse der Daten von untergeordneter Bedeutung.

Es existieren Datensätze [May96, Ber88], die die absolute Höhe in hinreichendem Maße vorgeben und außerdem wird sich zeigen, dass die vom ANKE-Experiment gelieferten Datenpunkte die Höhe von [May96] sehr gut bestätigen.

Viel interessanter ist also die relative Normierung zwischen den Datenpunkten. Hier bietet die kontinuierliche Rampe die einzigartige Möglichkeit, die systematischen Fehler der einzelnen Wirkungsquerschnitte relativ zueinander zu minimieren. Die Kinematik der dp -elastischen Streuung ändert sich praktisch überhaupt nicht und so sind auch die möglichen Fehler minimal.

Vergleich mit der rekonstruierten Luminosität über die Energieverluste des Beschleunigerstrahls am Clustertarget

Neben der Möglichkeit, die Luminosität über eine Referenzreaktion zu bestimmen, kann am COSY auch eine Methode angewendet werden, die auf den Energieverlusten

der Strahlteilchen im Strahl des Clusterjet-Targets beruht. Bei einer ausgeschalteten COSY-Hochfrequenz schlagen sich die Energieverluste im Spektrum der Umlauffrequenz des Beschleunigerstrahls nieder. Mit Hilfe eines Beschleunigerparameters kann über die Bethe-Bloch-Formel die Targetdichte bestimmt werden. Unter Ausnutzung der gut bekannten Strahlintensität kann in einem zweiten Schritt die Luminosität bestimmt werden. Die Grundlagen dieser Analyseverfahren werden bei Zapfe et al. [Zap96] erläutert.

Für die Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle wurde eine solche Analyse von Irakli Keshelashvili für die festen Strahlimpulse bei der Überschussenergie $Q = 20$ MeV durchgeführt. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen der Luminositätsbestimmung über die dp -elastische Streuung überein [Kes07]. Da der Beschleunigerparameter η_B bei dieser Strahlzeit abgeschätzt werden musste, ist die Analyse mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Die Analyse der Schottky-Spektren stellt jedoch eine gute Bestätigung der Ergebnisse, die auf Basis der Analyse der elastischen Streuung erzielt wurden, dar.

4.10 Feinkalibration der Impulsrekonstruktion

Bisher wurde erläutert, wie die Analyse der Messdaten mit einer kalibrierten Impulsrekonstruktion erfolgt. Lediglich am Rande wurde erwähnt, auf welche Art und Weise eine grobe Kalibration der Daten erfolgen kann.

In diesem Kapitel soll genauer beschrieben werden, wie im Prozess der Analyse die zugehörige Kalibration in einem iterativen Verfahren erfolgte. Ein solches iteratives Verfahren ist notwendig, da die Ergebnisse der bisher erläuterten Analysemethoden dazu verwendet werden müssen. Aus diesem Grund wird das Verfahren erst in einem der letzten Kapitel zur Analyse erläutert.

Gerade die Kinematik der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle spielt bei der Kalibration eine entscheidende Rolle. Die Kalibration der Impulsrekonstruktion konnte vollständig über die Informationen, die aus der Kinematik der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bekannt sind, durchgeführt werden. Simultan wurde diese Kalibration auf die im Vorwärtssystem nachgewiesenen Deuteronen der dp -elastischen Streuung angewandt. Das Krümmungsverhalten der Deuteronen der dp -elastischen Streuung im Magnetfeld unterscheidet sich dabei deutlich von dem der ${}^3\text{He}$ -Ejektile. Die Kalibration der Driftkammern erfolgte aber gerade im Impulsbereich der ${}^3\text{He}$ -Ejektile, so dass eine systematische Abweichung bei der Impulsrekonstruktion aufgetreten ist. Die für ${}^3\text{He}$ -Ejektile korrekte Impulsrekonstruktionskalibration konnte so nicht auf die dp -elastische Streuung angewandt werden.

Als erster Ausweg aus dieser Situation wurde eine weitere Kalibrationsvariable gesucht und mit der magnetischen Flußdichte des spektrometrischen D2-Magnetfeldes gefunden. Als ursprüngliche Kalibrationsvariablen wurden zwei Variablen bezüglich der Relativposition von Target und Vorwärtssystem benutzt, einerseits die x -Koordinate des Targets im ANKE-System und der Winkel den das System aus Target und Vorwärtssystem relativ zum COSY-Teilchenstrahl annimmt. Die Methode wird in diesem Kapitel näher erläutert.

Nimmt man die Größe des Magnetfeldes hinzu, so konnten mit diesen drei Kalibrationsvariablen die Analysespektren der beiden Reaktionen zwar gut in Einklang gebracht werden, die Ergebnisse waren jedoch aufgrund der Detektoreinstellungen, die mit der Kalibration abgeleitet wurden und aufgrund der deutlich zu groß rekonstruierten Luminosität, sehr verdächtig.

Letztendlich war jedoch erst eine getrennte Kalibration für die Analyse der beiden Reaktionen erfolgreich, bei der das regulär berechnete Magnetfeld für die dp -elastische Streuung genutzt wurde. Die Analyse der dp -elastischen Streuung wurde mit den modifizierten Einstellungen neu durchgeführt, die der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ musste nicht geändert werden, da die ursprüngliche Kalibration in diesem Impulsbereich fehlerfrei funktioniert, wie sich im Laufe dieses Kapitels zeigen wird. Eine korrigierte Impulsrekonstruktion zeigte die gleichen Resultate für den Impuls.

Wie bereits geschildert, wurde beim ursprünglichen Kalibrationsansatz als Kalibrationsvariable die Targetposition und der Winkel genutzt, mit dem der Strahl auf das

Target geschossen wird, beim zweiten Ansatz werden die Kammerpositionen als Kalibrationsvariablen benutzt. Beide Ansätze führen zu analogen Ergebnissen, es zeigt sich, dass die Qualität der Impulsrekonstruktion, wenn nur das Vorwärtssystem betrachtet wird, eigentlich nur von der Relativposition von Target und Drahtkammersystem abhängig ist. Die Ansätze sind in diesem Sinne vollkommen miteinander vereinbar, was zunächst erläutert werden soll.

Relativposition von Target und Drahtkammersystem

Wie in Kapitel 4.2 erläutert wurde, ist die Qualität der Impulsrekonstruktion stark davon abhängig, wie genau die Position der einzelnen Drahtkammern im ANKE-Detektionssystem bekannt ist. Auf Basis einer Vermessung des Detektionssystems im Anschluss an die Strahlzeit [Koc05] wurde eine zugehörige und für die Spurrekonstruktion notwendige Datei für die Detektoreinstellungen erstellt. Die zugehörige Spurrekonstruktion wurde mit Hilfe der Drift- und Drahtkammern geprüft [Mae05]. Die Präzision, mit der die Vermessung des Drift- und Drahtkammersystems vorgenommen werden kann, ist nicht hinreichend für die Kalibration der Impulsrekonstruktion. Von besonderer Bedeutung sind dabei zwei Geometrieparameter des Kammersystems in der xz -Ebene [Dym01]. Die xz -Ebene ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

1. Eine mögliche Verschiebung des Kammer-Gesamtsystems in x -Richtung relativ zum Wechselwirkungspunkt.
2. Eine mögliche Verschiebung der zweiten Kammer relativ zur ersten Drahtkammer in x -Richtung.

Zur Kalibration der Impulsrekonstruktion können daher zwei Korrekturparameter bezüglich der x -Position der ersten Kammer und der Differenz der x -Positionen der ersten und zweiten Kammer verwendet werden. Die zugehörige Verschiebung der dritten Drahtkammer wird direkt durch die Trefferposition der Spuren über die ersten beiden Kammern festgelegt.

Sofern nur einzelne Spuren betrachtet werden, an die keine Koinzidenzbedingungen geknüpft sind und die im Vorwärtssystem nachgewiesen werden, kann bei kleinen Parametervariationen alternativ zur Veränderung der Kammerpositionen auch die x -Komponente der Targetposition sowie der Winkel, mit dem der vom COSY zur Verfügung gestellte Deuteronenstrahl relativ zur Position von Target und Kammersystem auf das Target trifft, variiert werden. Dieser Winkel soll im Folgenden als Strahlwinkel bezeichnet werden. Diese Behauptung soll kurz begründet werden:

1. Eine leichte x -Verschiebung der Kammern relativ zum D2-Magneten lässt sich mit einer identischen x -Verschiebung der Targetposition beschreiben. Da lediglich Ejektile betrachtet werden, die das spektrometrische Magnetfeld durch das Vorwärtsfenster verlassen, wirkt sich eine solche x -Verschiebung nahezu nicht auf die Ablenkung der Spuren im Magnetfeld aus.

2. Die geringe relative x-Verschiebung der zweiten zur ersten Kammer wirkt sich als Scherung der rekonstruierten zu den originalen Spuren aus. Sofern die Verschiebung klein ist, lässt sich der Verlauf der Spuren wiederum mit einer Variation der x-Koordinate des Wechselwirkungspunktes erklären. Da die Spuren unter einem veränderten Winkel dargestellt werden, muss damit der Strahlwinkel angepasst werden.

Die Position der Drahtkammern wurde mit deutlich größerer Präzision gemessen, als dies beim Targetpunkt möglich ist. Ausserdem wurde das Szintillatordetektorsystem mit seinen Auslesegräben in den Parameterdateien auf die Kammerpositionen angepasst. Für die Simulationen wurde daher nicht die gesamte Detektorgeometrie, sondern nur die Targetposition und der Strahlwinkel angepasst. Dementsprechend wurde die Position der Drahtkammern konstant gehalten.

Kalibration und deren Methodik für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Als Kalibrationsparameter können entweder die Positionen der Drahtkammerebenen oder die Targetposition und der Strahlwinkel genutzt werden. Um die Kalibrationsparameter zu prüfen, bieten sich im Rahmen der Zwei-Teilchen-Kinematik für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und die dp -elastische Streuung einige Kontrollmechanismen an.

Für die Hauptreaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ muss, wie bereits in Kapitel 4.6 anhand von Abbildung 4.6 erläutert, die Größe des rekonstruierten Schwerpunktimpulses konstant in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ und vom Azimutalwinkel φ sein. Eine Abweichung des Schwerpunktimpulses in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel φ , für dessen Darstellung nur Ereignisse mit $-0.2 < \cos(\vartheta^{\text{CMS}}) < 0.2$ verwendet wurden, ist leicht zu erkennen. Grobe Abweichungen für die Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ wären in Abbildung 4.6 ebenfalls sichtbar geworden, bei feineren Abweichungen erlaubt die Untergrundverteilung keine präzise Kalibration.

In Kapitel 4.7 wurde eine Methode erläutert, mit der der physikalische Untergrund in Missing Mass-Spektren subtrahiert werden kann. Nun soll das gleiche Verfahren auf die Verteilung der Schwerpunktimpulse angewendet werden. Die Untergrundsubtraktion erfolgt vollkommen analog und ist in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ in den Abbildungen 4.28 und 4.29 für zwei ausgewählte Überschussenergiebereiche der Rampe dargestellt.

Das entstandene Signal lässt sich gut mit einer Gaußschen Normalverteilung beschreiben. Trägt man, wie in Abbildung 4.30 die Mittelwerte der einzelnen Gaußverteilungen mit den zugehörigen durch MINUIT bestimmten Unsicherheiten in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ auf, dann lässt sich ein Fit mit einer linearen Funktion auf die Verteilung anwenden. Bei einer perfekten Kalibration muss eine Horizontale mit einem entsprechenden Schwerpunktimпульs, dessen Größe von der Überschussenergie abhängig ist, entstehen. Sollte eine systematische Impulsverschiebung im Longitudinalimpuls vorliegen, so würde die Steigung der Geraden von Null abweichen.

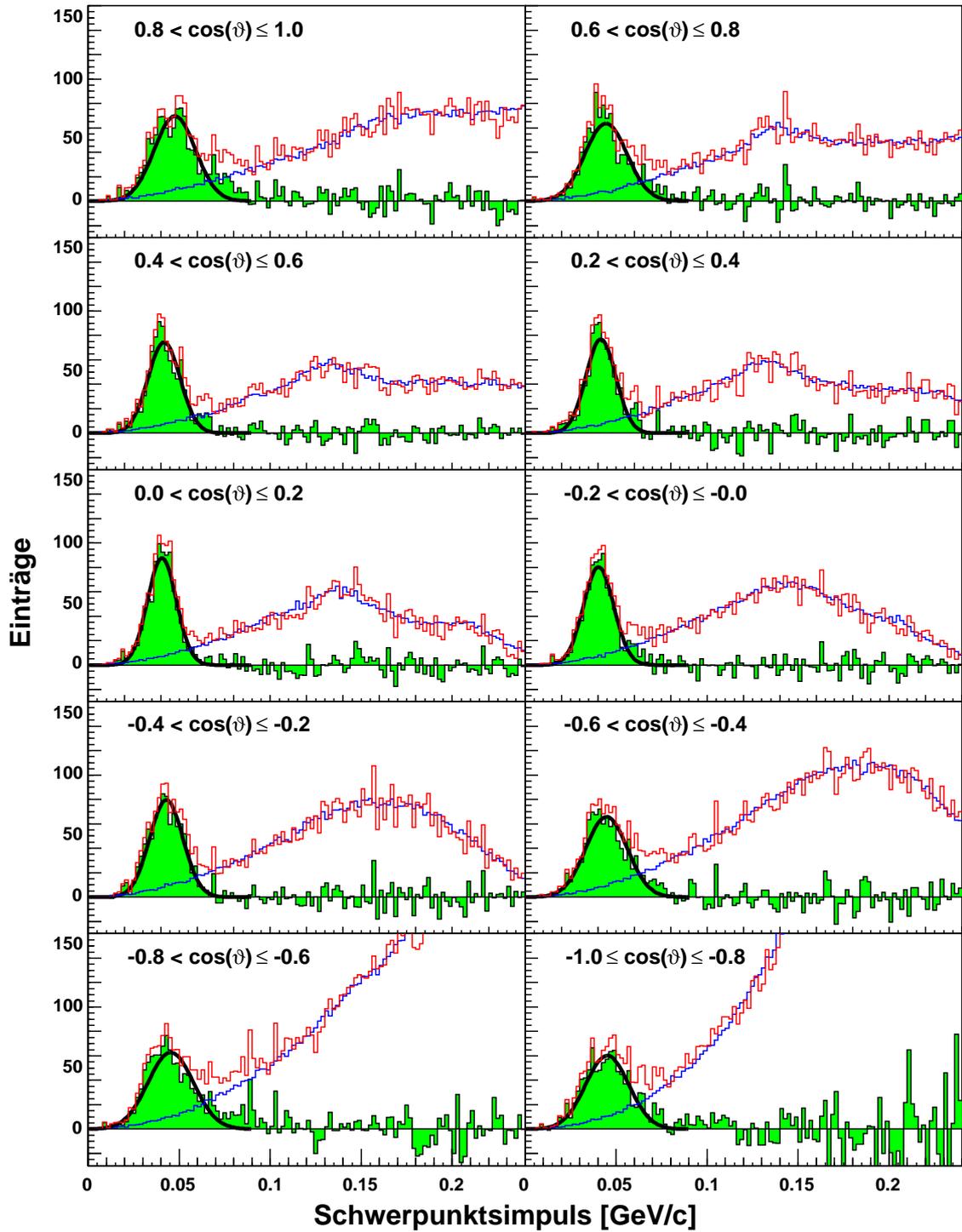


Abbildung 4.28: Verteilung des Schwerpunktimpulses für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 1.63 bis 1.87 MeV.

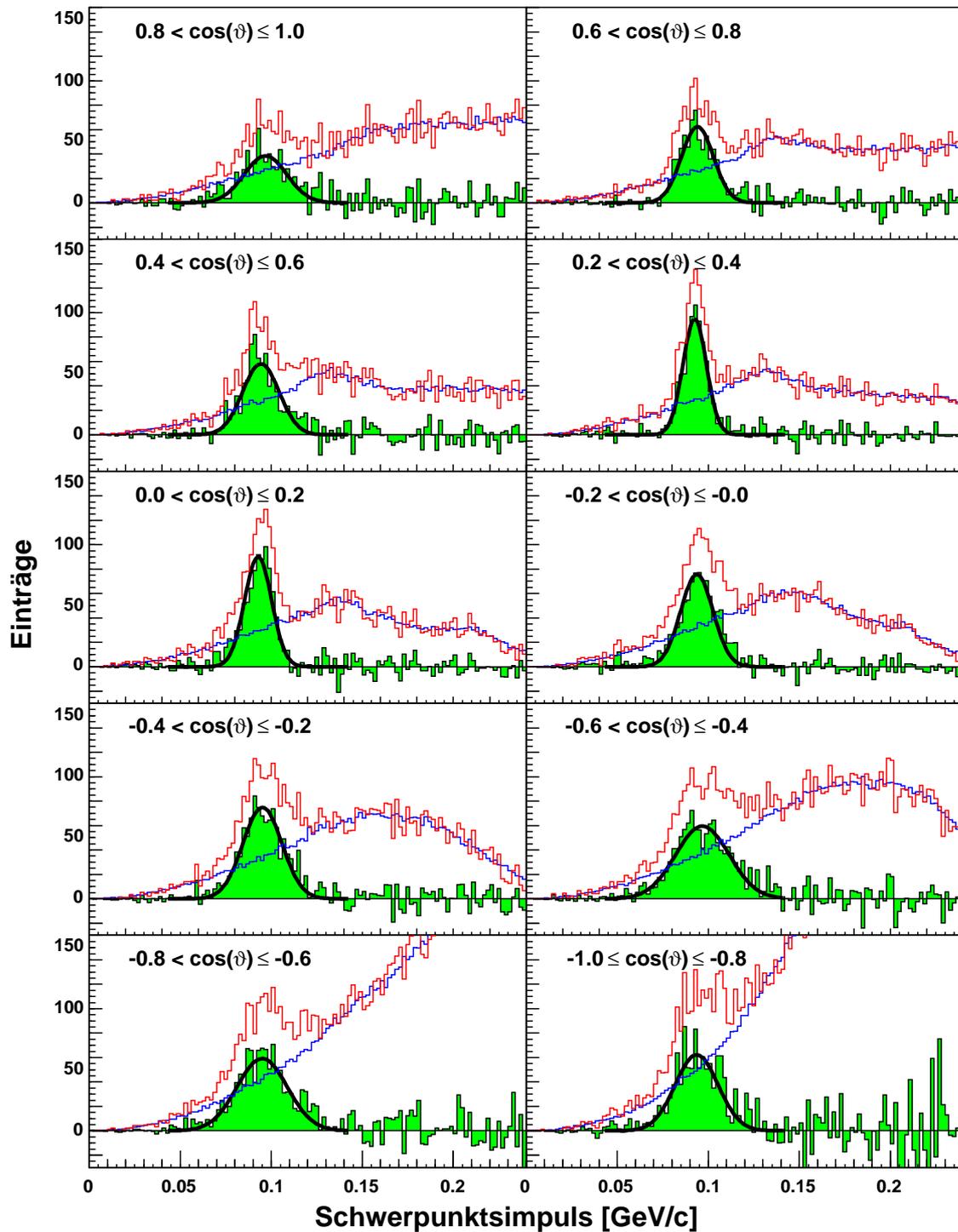


Abbildung 4.29: Verteilung des Schwerpunktimpulses für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle mit einer Breite von 0.2 für die Messdaten der kontinuierlichen Rampe im Überschussintervall von 9.20 bis 9.44 MeV.

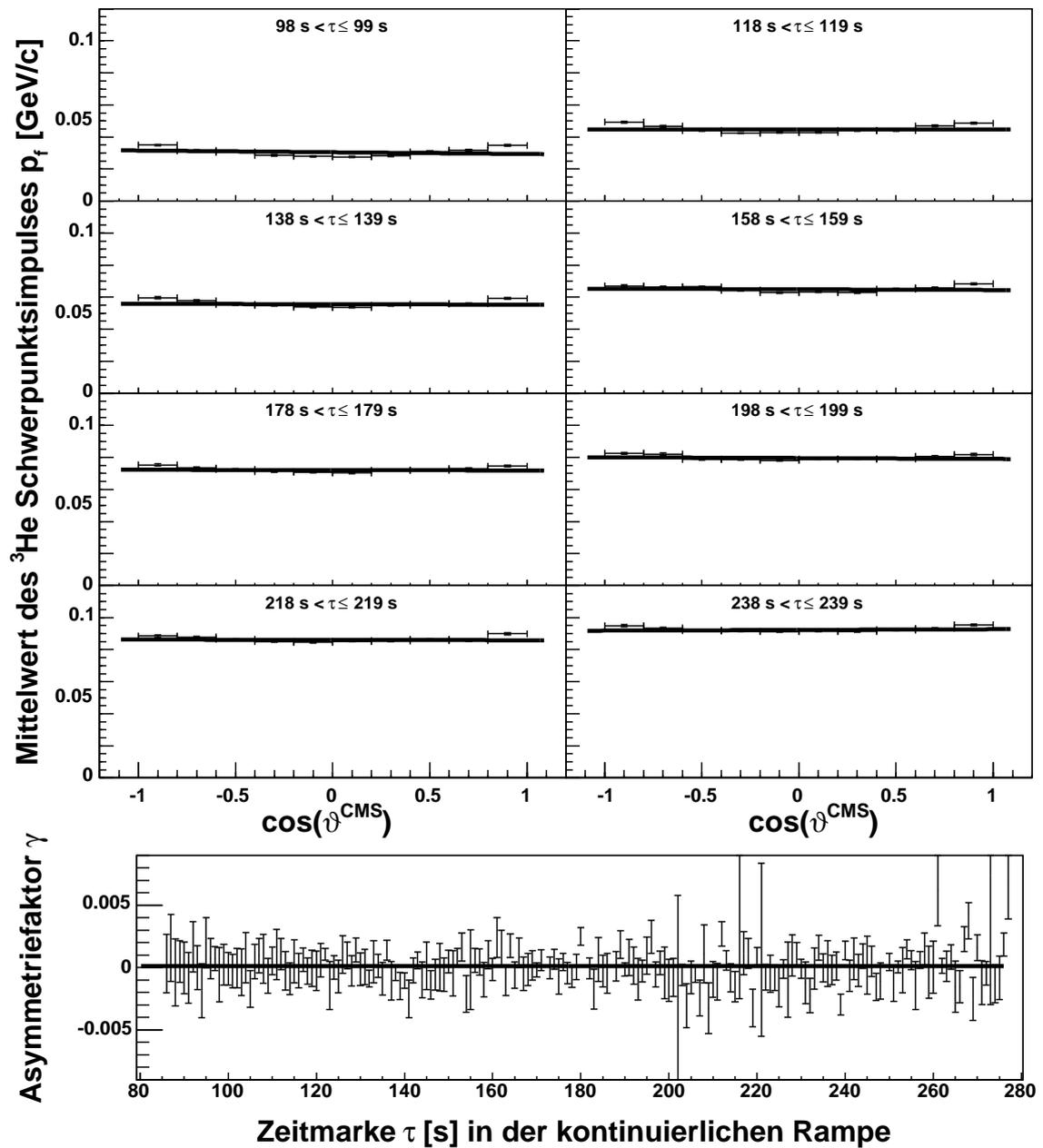


Abbildung 4.30: Mittelwert des η -Signals im Spektrum der untergrundkorrigierten Schwerpunktsimpulse in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ für unterschiedliche Zeitintervalle der kontinuierlichen Rampe. In jedes der Spektren wurde eine Ausgleichsgerade mit Steigung γ aufgenommen. Leicht zu erkennen ist, dass die rekonstruierten Mittelwerte der Schwerpunktsimpulsverteilungen, wie sie beispielhaft in Abbildung 4.28 und 4.29 aufgetragen sind, für $|\cos(\vartheta^{\text{CMS}})| \approx 1$ größer ist als bei $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \approx 0$. Der Grund dafür liegt in der unterschiedlichen Rekonstruktionsauflösung von Transversal- und Longitudinalimpuls und wurde bei der Analyse berücksichtigt. Bei Simulationen tritt ein analoges Verhalten auf. Im unteren Teil ist die Steigung γ der Ausgleichsgeraden in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der Rampe aufgetragen.

In Abbildung 4.30 ist ein weiteres Diagramm, das die Steigung der linearen Fits für unterschiedliche Zeiten in der kontinuierlichen Rampe beinhaltet, dargestellt. Ein solches Diagramm ist geeignet, um systematische Unsicherheiten in der Bestimmung des Streuwinkels zu vermeiden.

Übertragung der Kalibration auf die dp -elastische Streuung

Die Qualität der Impulsrekonstruktion kann bereits mit Hilfe des Signals der η -Produktion auf zweierlei Weise kontrolliert werden.

1. Der Schwerpunktimпульs muss für jedes Zeitintervall konstant in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ sein. Das Kontrollspektrum ist in Abbildung 4.30 dargestellt.
2. Der Schwerpunktimпульs muss für jedes Zeitintervall konstant in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel φ sein. Zur Kontrolle dieser Eigenschaft genügt ein Spektrum, mit der Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwerpunktimпульs und vom Azimutalwinkel für den Winkelbereich $-0.2 < \cos(\vartheta^{\text{CMS}}) < 0.2$, wie es in Abbildung 4.6 dargestellt ist.

Mit diesen beiden Bedingungen sind auch schon die jeweils zwei Kalibrationsparameter, die bereits erläutert wurden, festgelegt.

Wendet man die auf diese Weise anhand der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ abgeleiteten Kalibrationsparameter auf die dp -elastische Streuung an, und bestimmt man mit dem rekonstruierten Viererimpuls der Deuteronen die Missing Mass, so sollte ein deutliches Signal der Reaktion bei der Masse der Protonen erscheinen. Das analysierte Signal wich jedoch merklich von der Protonenmasse ab.

Anhand von Abbildung 4.24 wird deutlich, dass nur ein kleiner Teil der Impulsellipse der dp -elastischen Streuung sichtbar ist, so dass auch nicht viel mehr als dieser eine Kontrollmechanismus für die Impulsrekonstruktion abgeleitet werden kann.

Eine mögliche Ursache wurde in der Tatsache vermutet, dass die Feldkarten zum D2-Magnetfeld mit magnetischen Flüssen von ungefähr 1.4 bis 1.45 T für die kontinuierliche Rampe aus bestehenden Feldkarten bei 1.3 und 1.6 T linear interpoliert wurden. Die bestehenden Feldkarten wurden mit MAFIA-Kalkulationen berechnet. Hier hätte eine systematische Unsicherheit vorliegen können. Es erschien sinnvoll, einen Korrekturfaktor auf die Flußdichten der Feldkarte einzuführen und diesen als Kalibrationsparameter zu benutzen.

Mit diesem Verfahren wurde ermöglicht, dass das Missing Mass-Signal der nachgewiesenen Deuteronen der dp -elastischen Streuung auf die Protonenmasse fiel. Es zeigte sich jedoch, dass diese Methode nicht für die endgültige Analyse der elastischen Streuung anwendbar war, da die Streuwinkel für die Deuteronen nicht präzise genug rekonstruiert wurden. Die Anpassung der Magnetfeldstärke um 2.5 % hatte praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, was in diesem Kapitel noch gezeigt wird.

Der Grund für die Abweichung im Missing Mass-Spektrum der Deuteronen liegt jedoch in der Kalibrationsroutine der Driftkammern. Bei der Kalibration wird

zunächst mit Hilfe der Vieldrahtkammern eine Spur rekonstruiert. Die Spur wird mit einer Geraden parametrisiert und bis zur Driftkammer fortgesetzt. Auf diese Weise kann der Abstand zum betreffenden Draht bestimmt werden. Der Zeitdifferenz, die zwischen dem Driftkammersignal und dem des entsprechenden Szintillatordetektors liegt, wird nun genau dieser Abstand zugeordnet. Im statistischen Prozess ergibt sich eine präzise Bestimmung der Trefferposition für die Driftkammern in Abhängigkeit vom Zeitsignal, auch wenn die Ortsauflösung der Drahtkammern deutlich schlechter ist.

Bei dieser Kalibrationsmethode wird im Gegensatz zu den Simulationen nicht berücksichtigt, dass durch Restfeldeinflüsse des spektrometrischen D2-Magneten die Spuren der Teilchenbahnen auch im Kammersystem nach Verlassen der Streukammer weiter gekrümmt werden. Gerade die Driftkammern befinden sich sehr nahe am Austrittsfenster des D2-Magneten.

Der Restfeldeinfluss wirkt sich jedoch ganz anders auf unterschiedliche Sorten von Ejektilen aus. Zwar besitzen die ^3He -Kerne der Hauptreaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ und die elastisch gestreuten Deuteronen in etwa die gleichen Impulse, die Spuren der elastisch gestreuten Deuteronen sind jedoch aufgrund ihrer einfachen Ladung viel geradliniger als jene der zweifach geladenen ^3He -Kerne. Das wird anhand der Schaubilder in Abbildung 3.4 und 3.18 gut deutlich. Der Restfeldeinfluss im Kammersystem wirkt sich weit weniger stark auf die Teilchenspuren der elastisch gestreuten Deuteronen aus.

Die Kalibration der Driftkammern wurde mit allen gemessenen Ereignissen [Mae05] durchgeführt und der größte Teil dieser Ereignisse stammt vom Deuteronenaufbruch, der kinematisch in der Region der ^3He -Ejektile liegt. Deshalb funktioniert die Driftkammerkalibration hervorragend für die ^3He -Ejektile, zeigt aber einen Offset für die dp -elastische Streuung.

Daher wurde für die Analyse der dp -elastischen Streuung eine neue Kalibration durchgeführt, welche zu einer realistischen Rekonstruktion der Deuteronenstreuwinkel führte und für die Datennormierung benutzt wurde. Diese Kalibration beruht auf den Standardwerten basiert, aus denen sich die Feldverteilung mit den bekannten Feldkarten ableiten lässt. Bei dieser Kalibration wurden die Kammerpositionen anstelle von Targetposition und Strahlwinkel als Kalibrationsparameter angepasst. Dieses Verfahren hat sich bei unterschiedlichen Analysen bewährt. Die Kalibration erfolgte wieder unter Ausnutzung der Hauptreaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$.

Mit diesem Verfahren ergibt sich natürlich eine erhöhte systematische Unsicherheit bei der Kalibration der Impulsrekonstruktion der dp -elastischen Streuung, die sich insbesondere auf die Rekonstruktion des Streuwinkels bezieht. Die systematische Unsicherheit ist bei den betrachteten Daten jedoch von untergeordneter Bedeutung, da sie systematisch für die dp -elastische Streuung bei allen Überschussenergien in der kontinuierlichen Rampe auftritt. Dadurch ergibt sich eine größere Unsicherheit in der Rekonstruktion der Luminosität, wie sie in Kapitel 4.9 beschrieben wird. Das Verhältnis der Luminositäten zu unterschiedlichen Zeiten der kontinuierlichen Rampe bleibt davon jedoch unbeeinflusst. Insofern kann sich durch den Einfluss dieser

systematischen Unsicherheit auch nur die absolute Höhe der Anregungsfunktion der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ ändern, die für die Untersuchung der Endzustandswechselwirkung ohne Bedeutung und gut bekannt [May96] ist. Der Zusammenhang wurde in Kapitel 3.4 erläutert.

Gemeinsam mit der Analyse der Daten zu den festen Strahlimpulsen von 20, 40 und 60 MeV [Rau08] wird im Rahmen einer Diplomarbeit eine Untersuchung von Ereignissen mit zwei Treffern im Vorwärtsdetektorsystem vorgenommen [Gos08]. Mit dem Ergebnis dieser Analysen kann nicht nur nach der Reaktion $n+p \rightarrow d+\pi^0$ mit einem Spectator-Proton aus dem Strahlteilchen, sondern auch nach einer präziseren Kalibration für Analyse der dp -elastischen Streuung gesucht werden.

Vergleich von alter und neuer Kalibration für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Für die Analyse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ wurde die ursprüngliche Kalibration, die im zugehörigen Impulsbereich korrekte Werte liefert, verwendet. Bei der Impulsrekonstruktion mit neuer Kalibration wurden vollkommen analoge Ergebnisse produziert.

In Abbildung 4.31 ist ein Vergleich der rekonstruierten Impulse mit der neuen und alten Kalibration anhand einer Phasenraumsimulation der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei einer Überschussenergie von $Q = 5.3$ MeV dargestellt. Man erkennt, dass beide Kalibrationen gleiche Resultate bei der Abhängigkeit des Schwerpunktimpulses vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ liefern.

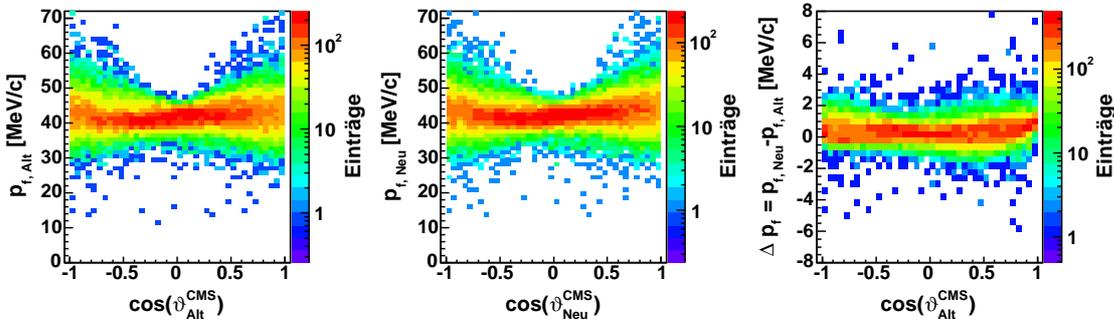


Abbildung 4.31: Schwerpunktimpuls gegen $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ aufgetragen für die alte und die neue Kalibration der Impulsrekonstruktion angewandt auf Simulationen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ bei der Überschussenergie $Q = 5.3$ MeV. Im rechten Diagramm ist die Differenz der Impulse beider Kalibrationen gegen $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ dargestellt.

Dieser Aspekt ist leicht verständlich. Beide Kalibrationen beruhen auf der Tatsache, dass die Impulsellipse symmetrisch um den Nullpunkt im Schwerpunktsystem gelegen sein muss. Bei beiden Kalibrationen wurden die Kalibrationsparameter derart angepasst, dass diese Bedingung erfüllt ist. Die einzig mögliche Abweichung könnte in einer Stauchung oder Streckung der Impulsellipse entweder im Transversal-

oder im Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem liegen. Es ist jedoch sehr unwahrscheinlich, dass ein solches Verhalten in beiden Impulskomponenten gleichartig auftritt.

Prüfung der Kalibration anhand von Trefferpositionen

Eine einfache Prüfung der Kalibrationsroutine, der Akzeptanzkorrektur und unter Einschränkungen auch von der Rekonstruktion der Überschussenergie kann mit Hilfe der Betrachtung der Trefferpositionen der ^3He -Ejektile der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ vorgenommen werden.

Dazu wird eine Vorselektion auf Ereignisse mit einem Impuls von weniger als 2.95 GeV/c getroffen. Dadurch ist der größte Teil der Ereignisse aus Untergrundreaktionen, wie sie für größere Longitudinalimpulse in Form der Multi-Pionen-Produktion und der Deuteronenaufbruchreaktion auftreten, beseitigt.

Für die selektierten Ereignisse ist eine Trefferverteilung in der dritten Drahtkammer für Simulationen und Analysen in den Abbildungen 4.9 bis 4.16 dargestellt. Die gute Übereinstimmung zeigt die Qualität der Kalibration. Die Form der Trefferverteilung wurde bereits in Kapitel 3.1 erläutert.

Die sichtbaren Gräben in der Verteilung beruhen auf der Tatsache, dass der Abstand zwischen den einzelnen Szintillatordetektorlatten des Hodoskops nicht vernachlässigbar ist. Anhand dieser Abbildungen ist ersichtlich, wie gering der systematische Fehler bei der Analyse der Reaktion ist. Auch die Gräben zwischen den Szintillatoren bei der Analyse können sehr gut reproduziert werden.

Die Größe der Abbildung der Reaktion in der Drahtkammer ist auch in sehr guter Übereinstimmung mit jener aus der Simulation. Hier kann man bereits erkennen, dass die Überschussenergie Q sehr gut rekonstruiert werden kann, wenn man berücksichtigt, dass sich die Größe des Abbildes der Reaktion in einem kleinen Überschussenergieintervall nahe der Produktionsschwelle stark verändert.

Die besondere Herausforderung bei der Bestimmung der Überschussenergie wird in Kapitel 4.12 gesondert behandelt. Wie sich zeigen wird, ist dieser Punkt von zentraler Bedeutung bei der abschließenden Interpretation der Daten.

4.11 Bestimmung von Anregungsfunktion und Winkelverteilung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

In den vorherigen Kapiteln wurden alle Hilfsmittel, die zur Bestimmung der Anregungsfunktion notwendig sind, erläutert. Dazu gehören:

1. Eine Effizienzkorrektur wurde mit Hilfe von Effizienzmappen für jedes einzelne Ereignis vorgenommen und muss nicht weiter behandelt werden.
2. Der relative Totzeitfaktor μ_{T1}/μ_{T2} zwischen den Triggern T1 für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und T2 für die Referenzreaktion der dp -elastischen Streuung wurde bestimmt.
3. Die quantitative Auswertung der η -Produktion im ${}^3\text{He}$ -Kanal über die Missing Mass-Technik ergibt die Anzahl N_{ana} der gemessenen Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$.
4. Für die Extraktion von Winkelverteilungen wurde mit der gleichen Methode die Anzahl $N_{\text{ana}}^{[a,b]}$ der gemessenen Ereignisse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ im $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervall $a < \cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \leq b$ bestimmt.
5. Eine analoge quantitative Auswertung der η -Produktion für Simulationsergebnisse mit N_{gen} im Phasenraum generierten Ereignissen ergibt N_{akz} vom Detektionssystem akzeptierte Ereignisse. Die Gesamtakzeptanz $A = N_{\text{akz}}/N_{\text{gen}}$ ergibt sich als deren Quotient². Parallel wurde die Analyse mit $N_{\text{gen}}^{[a,b]}$ generierten und $N_{\text{akz}}^{[a,b]}$ akzeptierten Ereignissen im $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle $a < \cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \leq b$ durchgeführt. Damit ergibt sich die Akzeptanz in einem Streuwinkelintervall $A^{[a,b]} = N_{\text{akz}}^{[a,b]}/N_{\text{gen}}^{[a,b]}$.
6. Die integrierte Luminosität $L_{\text{int}} \cdot \mu_{T1}$ ohne Totzeitkorrektur μ_{T1} ist für jedes benutzte Zeitintervall der kontinuierlichen Rampe bekannt.

Abgesehen von der Reaktionsüberschussenergie sind nun alle Größen bekannt, um totale und differentielle Wirkungsquerschnitte angeben zu können. Die Bestimmung

²Die Bestimmung der statistischen Unsicherheit der Akzeptanz A aus den Simulationen bedarf einer Erläuterung. Die Zahl der generierten Ereignisse N_{gen} ist bekannt, wobei die Zahl der akzeptierten Ereignisse N_{akz} statistisch verschmiert ist. Üblicherweise wird für den statistischen Fehler die Unsicherheit $u_{N_{\text{akz}}} = \sqrt{N_{\text{akz}}}$ angegeben, der sich auf Basis von Erwartungswert und Varianz der Poissonverteilung ergibt. Eigentlich beschreibt die Binomialverteilung den statistischen Prozess, die Poissonverteilung ergibt sich lediglich als Grenzwert einer Binomialverteilung mit großen Ereigniszahlen und kleinen Wahrscheinlichkeiten. Im Falle eines sogenannten 4π -Detektionssystems, wie es für die betrachtete Reaktion vorliegt, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass ein Ereignis akzeptiert wird. Daher scheidet der Grenzübergang zur Poissonverteilung. Das Problem lässt sich über die Bestimmung der Unsicherheit des Gegenereignisses lösen und als Unsicherheit der Akzeptanz ergibt sich $u_{N_{\text{akz}}} = \sqrt{N_{\text{gen}} - N_{\text{akz}}}/N_{\text{gen}}$. Gleichzeitig ist diese Betrachtung vorteilhaft, da weniger Ereignisse simuliert werden müssen, um die Akzeptanz mit geringer relativer Unsicherheit bestimmen zu können.

der Reaktionsüberschussenergie wird erst im folgenden Kapitel erläutert, da für den Argumentationsgang die Form der Anregungsfunktion von Bedeutung ist. Da die Detektorakzeptanz nahezu unabhängig vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ ist, ist die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts unabhängig von Abweichungen der Winkelverteilung vom Phasenraumverhalten und der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_t(Q)$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q kann über die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse bestimmt werden:

$$\sigma_t(Q) = \frac{N_{\text{ana}}}{\frac{L_{\text{int}}}{\mu_{T2}} \cdot A} \cdot \frac{\mu_{T1}}{\mu_{T2}}. \quad (4.14)$$

Die auf diese Weise extrahierten totalen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.32 dargestellt. Für diese Darstellung wurden Zeitintervalle mit einer Breite von einer Sekunde der 277 Sekunden dauernden Rampe benutzt. Der horizontale Fehlerbalken entspricht der Breite des betrachteten Überschussenergieintervalls. Die Zahlenwerte sind in den Tabellen im Anhang aufgelistet.

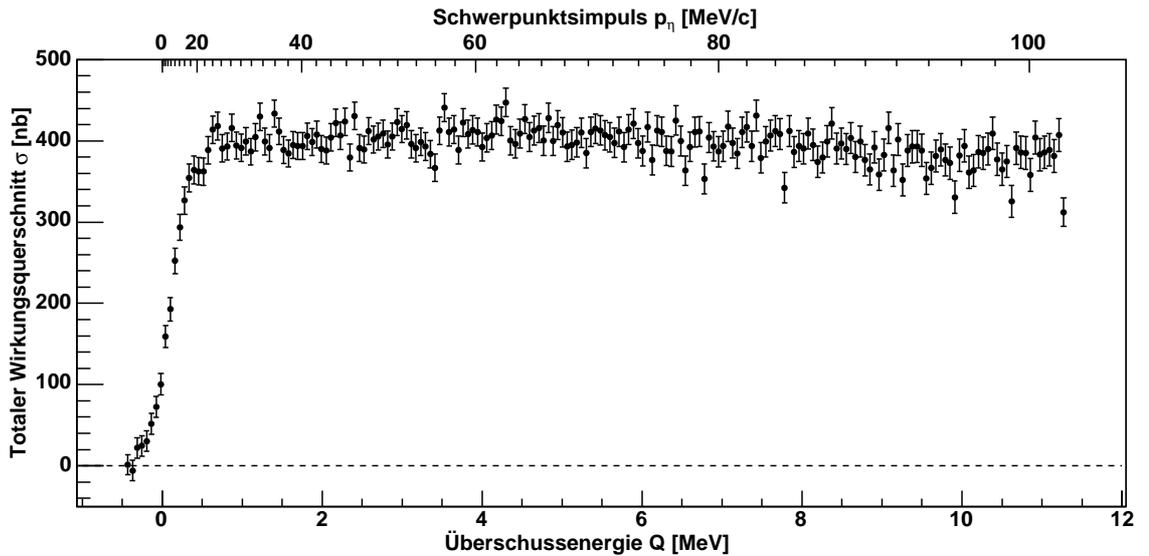


Abbildung 4.32: Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Überschussenergie für die am ANKE-Experiment gemessenen Daten.

Abbildung 4.32 bedarf einer Bemerkung. Es fällt auf, dass auch für negative Überschussenergien ein von Null verschiedener Wirkungsquerschnitt bestimmt wurde. Aus rein physikalischer Sicht ist das nicht möglich. Man muss jedoch berücksichtigen, dass der Beschleunigerstrahl eine gewisse Impulsbreite besitzt. Dadurch ist es möglich, dass der Strahl, auch wenn er vom durchschnittlichen Impuls nominell unterhalb der Produktionsschwelle liegt, mit einer gewissen Komponente die Schwelle überschreitet. Daher wird die Kurve des Wirkungsquerschnitts bis unter die Produktionsschwelle verschmiert. Eine hochpräzise Rekonstruktion der Überschussenergie

und eine Berücksichtigung der Strahlverschmierung sind bei der Interpretation der Daten zwingend erforderlich und werden in Kapitel 4.12 und 5.2 näher erläutert. Bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $(d\sigma/d\Omega)(Q)$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q muss der im $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervall abgedeckte Raumwinkelbereich berücksichtigt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(Q) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{N_{\text{ana}}^{[a,b]}}{\frac{L_{\text{int}}}{\mu_{T2}} \cdot A^{[a,b]}} \cdot \frac{\mu_{T1}}{\mu_{T2}}. \quad (4.15)$$

Aus statistischen Gründen wurde eine solche Analyse in Zeitintervallen mit einer Breite von vier Sekunden der kontinuierlichen Rampe durchgeführt. Wie anhand von Abbildung 4.33 sichtbar wird, ergibt sich eine Fülle an neuen Daten, die ein riesiges Analysepotential besitzen.

Direkt zu erkennen ist, dass schon bei niedrigen Überschussenergien ab $Q = 2$ MeV bei der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ höhere Partialwellen als die s-Welle eine Rolle spielen. Es liegt keine isotrope Winkelverteilung vor.

Sehr nahe an der Produktionsschwelle ist die Form der Winkelverteilung jedoch ein Fragment der Rekonstruktion. Die Impulsellipse der Reaktion wird sehr klein und die begrenzte Impulsauflösung wirkt sich stark auf die rekonstruierte Winkelverteilung aus. Da zusätzlich im Schwerpunktsystem das Auflösungsvermögen in Longitudinalrichtung schlechter als in Transversalrichtung ist, erscheint eine Abweichung vom s-Wellen-Verhalten, die nicht vorhanden ist. Die Winkelverteilung wird in Kapitel 5.1 näher untersucht.

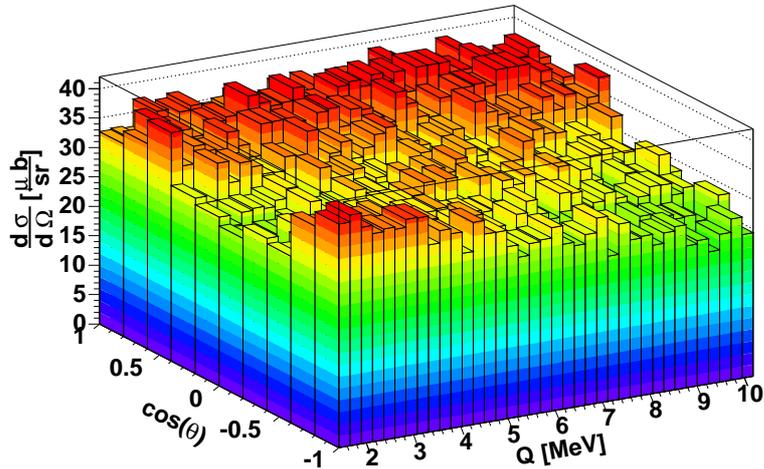


Abbildung 4.33: Darstellung von differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ und der Überschussenergie Q für die am ANKE-Experiment gemessenen Daten.

4.12 Hochpräzise Bestimmung der Reaktionsüberschussenergie

Für die Interpretation der Messergebnisse nahe der Produktionsschwelle ist eine äusserst genaue Bestimmung der zu einem Zeitintervall gehörigen Überschussenergie notwendig. Wie sich bei der Interpretation der Daten in Kapitel 5 zeigen wird, muss eine noch nie zuvor erzielte Genauigkeit bei der Bestimmung der mittleren Überschussenergie von mindestens 10 keV erreicht werden, um valide Aussagen über die einzelnen Parameter der Anregungsfunktion der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ treffen zu können.

Unter Ausnutzung der Kinematik der Reaktion und der besonderen Analysemöglichkeiten bei einer kontinuierlichen Rampe ist es gelungen, die Rekonstruktion der mittleren Überschussenergie mit einer Präzision von 9 keV zu realisieren, ein Wert der um eine Größenordnung kleiner ist, als das bei den vorigen Messungen der Fall ist. Das bedeutet, dass bei einer Schwerpunktenergie von mehr als 3 GeV die Überschussenergie bis auf einen Faktor $3 \cdot 10^{-6}$ genau bestimmt werden kann.

Im Folgenden soll die angewandte Methode zur Überschussenergiebestimmung näher erläutert werden.

Schwerpunktimpuls und Überschussenergie

Die Bestimmung der Überschussenergie Q erfolgt über die Extraktion des Schwerpunktimpulses der Ejektile in Endzustand p_f aus dem Radius der zugehörigen Impulsellipse. Entsprechend Gleichung 1.20 besteht die Proportionalität

$$p_f \sim \sqrt{Q}. \quad (4.16)$$

Der Schwerpunktimpuls kann gut aus den Messdaten extrahiert werden. Dazu wird ein einzelnes Zeitintervall der kontinuierlichen Rampe von einer Sekunde Breite betrachtet. Mit Hilfe der in Kapitel 4.10 erläuterten Untergrundbeschreibung lässt sich das Signal der η -Produktion im Schwerpunktimpuls der ${}^3\text{He}$ -Ejektile extrahieren und mit einer Gaußschen Normalverteilung beschreiben. Der Mittelwert der Signalposition wurde in Abbildung 4.30 gegen den Streuwinkel $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ aufgetragen. Im Falle eines eine Sekunde langen Intervalls ist es aus statistischen Gründen nicht möglich, eine solche Analyse in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ durchzuführen. Für die in diesem Kapitel beschriebene Analyse wird der Mittelwert der Position des Gesamtsignals verwendet.

Führt man diese Analyse für jede Sekunde der kontinuierlichen Rampe durch, dann ergibt sich eine gute Datengrundlage um die Überschussenergie präzise bestimmen zu können.

Qualität der Kalibration der Impulsrekonstruktion

Voraussetzung für die Anwendung der Methode ist eine nahezu perfekt kalibrierte Impulsrekonstruktion für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. Das Spektrum der Mittelwerte der Schwerpunktimpulse darf keine Asymmetrie aufweisen. Mit Hilfe von Abbildung 4.30 wird diese Voraussetzung überprüft. Liegt keine Asymmetrie vor, dann lässt sich der Mittelwert des Schwerpunktimpulses in einem Zeitintervall mit der vollen Statistik über alle $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Intervalle auswerten. Auffällig ist, dass größere Mittelwerte der Signale im Schwerpunktimpuls an den Rändern der Verteilung rekonstruiert werden. Das Verhalten lässt sich mit der Auflösung der Impulsrekonstruktion erklären, die sich in Longitudinal- und in Transversalrichtung unterscheidet. Für steigende Überschussenergien ist es weniger stark ausgeprägt. Die Verteilungen konnten mit hoher Qualität durch Simulationen reproduziert werden. Die durch die Verschmierung der Impulsrekonstruktion verursachten Abweichungen der Signalpositionen wurden bei der weiteren Analyse berücksichtigt.

Es wurde ebenfalls geprüft, ob die rekonstruierte Impulsellipse in Longitudinal- oder Transversalrichtung gestreckt oder gestaucht ist. Das könnte nur dann der Fall sein, wenn in transversaler- und longitudinaler Richtung unterschiedlich große Halbachsen auftreten würden. Es ist nicht zu erwarten, dass eine solche Streckung oder Stauchung in beiden Komponenten auftritt.

Selbst wenn ein solches Phänomen auftreten würde, so wäre insbesondere für kleine Überschussenergien eine Abweichung der simulierten und gemessenen Trefferpositionen für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, wie sie in den Abbildungen 4.9 bis 4.16 dargestellt sind, die Folge.

Bei all diesen Kontrollmechanismen treten keine Abweichungen von den Erwartungen auf. Insofern kann mit den extrahierten Werten gearbeitet werden.

Einfluss der Form der Anregungsfunktion auf die Methode

Die Überschussenergie Q steigt nahezu linear mit dem Strahlimpuls und damit mit der Zeit in der kontinuierlichen Rampe. Stellt man den rekonstruierten Schwerpunktimpuls in Abhängigkeit von der Zeitmarke dar, dann ist entsprechend zu erwarten, dass eine Wurzelfunktion auftritt.

Nahe der Produktionsschwelle sollten sich leichte Abweichungen zeigen, die auf der nicht vernachlässigbaren Strahlverschmierung und dem stark veränderlichen Reaktionswirkungsquerschnitt beruhen. Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie ist in Abbildung 4.32 oben dargestellt.

Der Einfluss des Reaktionswirkungsquerschnitts soll nun näher betrachtet werden. Damit in einem Zeitintervall der kontinuierlichen Rampe der Mittelwert auch dem rekonstruierten Schwerpunktimpuls entspricht, darf sich der Wirkungsquerschnitt im überstrichenen Überschussenergie- beziehungsweise Zeitintervall nur schwach ändern. Aus diesem Grund wurde die Form der Anregungsfunktion bereits in Kapitel 4.11 erläutert.

In Abbildung 4.11 ist zu erkennen, dass die Bedingung oberhalb der Produktionsschwelle in einem sehr weiten Bereich gut erfüllt ist. Direkt an der Schwelle steigt der Reaktionswirkungsquerschnitt sehr stark an. Deshalb ist in Abbildung 4.35 zu erkennen, dass für sehr kleine Überschussenergien der rekonstruierte Schwerpunktsimpuls systematisch über dem simulierten liegt. Die ersten Datenpunkte direkt an der Schwelle dürfen folglich nicht zur Bestimmung der Überschussenergie benutzt werden.

Bestimmung des tatsächlichen Schwerpunktsimpulses aus einem extrahierten Mittelwert des η -Signals mit Hilfe von Simulationen

Wie in Abbildung 4.30 verdeutlicht wurde, lässt sich das Signal der η -Produktion im Schwerpunktsimpuls gut mit einer Gaußschen Normalverteilung beschreiben. Der Mittelwert dieser Verteilung und der tatsächliche Wert für den Schwerpunktsimpuls müssen deswegen aber nicht übereinstimmen. Ein solches Problem lässt sich nur durch Simulationen lösen.

Mit Hilfe von simulierten Ereignissen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei unterschiedlichen Überschussenergien wird die Differenz des Mittelwertes der Gaußverteilung, die das η -Signal im Schwerpunktsimpulsspektrum beschreibt, und des tatsächlichen Schwerpunktsimpulses, der sich aus der Überschussenergie ergibt, gebildet. Der funktionale Zusammenhang zwischen dem Mittelwert der Gaußverteilung und dem tatsächlichen Schwerpunktsimpuls ist in Abbildung 4.35 dargestellt.

Voraussetzung dafür ist eine genaue Kenntnis über das Auflösungsvermögen des Detektionssystems im Transversal- und im Longitudinalimpuls. Über die Breite der η -Signale in den einzelnen Schwerpunktsimpulsspektren in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ lässt sich sehr gut auf die durch das Detektionssystem verursachte Impulsverschmierung schließen. Für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \approx \pm 1$ ist die Breite des Signals nahezu rein vom Longitudinalimpuls abhängig, für $\cos(\vartheta^{\text{CMS}}) \approx 0$ vom Transversalimpuls. So lässt sich mit hoher Präzision prüfen, ob das angenommene Auflösungsvermögen in den Simulationen auch tatsächlich mit den Analyseergebnissen übereinstimmt. Bildet man die Differenz der Mittelwerte der Gaußverteilungen, die die Analysen und die Simulationen bei der abschließenden Überschussenergiekalibration beschreiben, so erhält man das in Abbildung 4.35 unten gezeigte Bild.

Auf diese Weise kann aus den Mittelwerten der Gaußverteilungen, die die η -Signale in der Schwerpunktsimpulsverteilung für die analysierten Daten beschreiben, direkt auf den zugehörigen tatsächlichen Schwerpunktsimpuls geschlossen werden.

Darstellung des rekonstruierten Schwerpunktsimpulses in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe

Trägt man wie in Abbildung 4.35 den Schwerpunktsimpuls in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe auf, dann ist zu erkennen, dass sich das Ergebnis hervorragend mit einer Wurzelfunktion beschreiben lässt. Berücksichtigt man, dass die Überschussenergie linear mit der Zeitmarke in der kontinuierlichen

Rampe verändert wurde, dann entspricht dieser funktionale Zusammenhang auch der Erwartung.

Es erscheint also sinnvoll, die Abhängigkeit des Schwerpunktimpulses p_f von der Zeitmarke τ in der kontinuierlichen Rampe mit einer allgemeinen Wurzelfunktion zu beschreiben:

$$f_a(\tau) = a_1 \cdot \sqrt{\tau [\text{s}] - a_0}. \quad (4.17)$$

Die mit dem Programmpaket MINUIT abgeleiteten Parameter und Ihre Unsicherheiten für eine solche Beschreibung lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} a_0 &= (85.287 \pm 0.034) \\ a_1 &= (7.371 \pm 0.002) \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Mit dieser Fitkurve lässt sich der Schnittpunkt der Funktion mit der τ -Achse, also die Schwelle für die η -Reaktion, mit einer Präzision von 0.034 Sekunden beschreiben. Im mittleren Diagramm von Abbildung 4.35 ist ebenfalls gut zu erkennen, mit welcher Präzision die rekonstruierten Schwerpunktimpulse aus Analysen und Simulationen, die entsprechend der Überschussenergierekonstruktion kalibriert wurden, übereinstimmen. Das Differenzspektrum im unteren Teil der Abbildung lässt sich gut mit einer Horizontalen beschreiben, die als Fitfunktion eingefügt ist.

Darstellung der rekonstruierten Überschussenergie in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe

Zu jedem rekonstruierten Schwerpunktimпульs lässt sich auch die zugehörige Überschussenergie bestimmen. Der funktionale Zusammenhang ist einfach und nur sehr schwach von der η -Masse abhängig, so dass durch die Unsicherheit dieser Masse kaum eine Unsicherheit in die Rekonstruktion der Überschussenergie übertragen wird.

Deutlich wird diese Tatsache, wenn man die Abhängigkeit von Überschussenergie Q und Schwerpunktimпульs p_f in einer nichtrelativistischen Näherung betrachtet, wengleich die tatsächliche Analyse natürlich relativistisch durchgeführt wurde. Nach Gleichung 1.20 lässt sich der Zusammenhang mit der reduzierten Masse m_{red} darstellen:

$$Q = \frac{p_f^2}{2 \cdot m_{\text{red}}} = \frac{p_f^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{m_\eta} + \frac{1}{m_{^3\text{He}}} \right). \quad (4.18)$$

Bildet man die partielle Ableitung von Q nach der η -Masse m_η , dann erhält man:

$$\frac{\partial Q}{\partial m_\eta} = -\frac{p_f^2}{2} \cdot \frac{1}{m_\eta^2} = -Q \cdot \frac{m_{\text{red}}}{m_\eta^2} = -Q \cdot \frac{m_\eta \cdot m_{^3\text{He}}}{m_\eta + m_{^3\text{He}}} \cdot \frac{1}{m_\eta^2} = -1.53 \frac{1}{\text{MeV}/c^2} \cdot Q. \quad (4.19)$$

Damit lässt sich leicht die Differenz der rekonstruierten Überschussenergie ΔQ berechnen, wenn man eine um Δm_η abweichende η -Masse annimmt.

$$\Delta Q = \frac{\partial Q}{\partial m_\eta} \cdot \Delta m_\eta = -1.53 \frac{1}{\text{MeV}/c^2} \cdot Q \cdot \Delta m_\eta \quad (4.20)$$

Auch bei einer Überschussenergie von $Q = 10$ MeV und einer Abweichung der tatsächlichen η -Masse gegenüber der benutzten von $\Delta m_\eta = 0.5$ MeV/ c^2 errechnet sich lediglich eine Überschussenergieabweichung von weniger als 10 keV. Für niedrige Überschussenergien ist die Differenz sogar noch viel kleiner.

Daher lässt sich auch eine präzise Darstellung der Überschussenergie in Abhängigkeit von der Zeit erstellen. Bei einer solchen Abbildung kann die Abhängigkeit der Überschussenergie direkt durch einen Fit mit einer linearen Funktion beschrieben werden. Für eine Extrapolation auf die Produktionsschwelle genügt in diesem Fall eine einfache Geradengleichung in der Darstellung:

$$f_b(\tau) = b_1 \cdot (\tau[s] - b_0) . \quad (4.21)$$

Der Fit wurde von Sekunde 88 der kontinuierlichen Rampe startend erstellt. Die mit MINUIT abgeleiteten Parameter und Ihre Unsicherheiten für eine solche Beschreibung lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} b_0 &= (85.281 \pm 0.069) \\ b_1 &= (59.099 \pm 0.053) \cdot 10^{-3} . \end{aligned}$$

Mit dieser Fitkuve lässt sich der Schnittpunkt der Funktion mit der τ -Achse, also die Schwelle für die η -Reaktion, mit einer Präzision von 0.069 Sekunden beschreiben.

Anhand von Abbildung 4.36 ist deutlich zu erkennen, dass bei der kontinuierlichen Rampe der Überschussenergiebereich linear mit der Zeitmarke in der Rampe durchfahren wurde. In diesem Spektrum zeigt sich die Qualität des Beschleunigerstrahls, der vom COSY geliefert wurde.

Wie schon bei der Betrachtung der Schwerpunktimpulse lässt sich auch für die Überschussenergien ein Differenzspektrum für die extrahierten Werte für die Überschussenergie zwischen den den Analysen der Messdaten und den Simulationen unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten erstellen, das in Abbildung 4.36 unten dargestellt ist. Das Spektrum lässt sich ebenfalls mit einer Horizontalen c fitten. Das Ergebnis für c lautet:

$$c = (1.65 \pm 2.68) \text{ keV} .$$

Wieder erkennt man die hervorragende Präzision der Methode, die auch in der Darstellung der Überschussenergie in Abhängigkeit von der Zeitmarke analoge Ergebnisse liefert.

Anzumerken bleibt, dass die statistische Fluktuation und Unsicherheit der rekonstruierten Überschussenergie mit wachsender Überschussenergie steigt. Der Grund hierfür liegt in der Methode der Rekonstruktion. Die Überschussenergie wird aus dem Schwerpunktimpuls bestimmt. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen lässt sich mit einer Wurzelfunktion beschreiben, deren Verlauf sich in der Unsicherheit der rekonstruierten Überschussenergie niederschlägt.

Fluktuation der Datenpunkte

In Abbildung 4.35 unten ist in der Darstellung der Differenz aus analysierten und simulierten Mittelwerten eine gegenüber der statistischen Unsicherheit zu große Fluktuation der Werte um die Ausgleichsgerade zu erkennen.

Eine einfache Begründung für diese zu großen Fluktuationen kann nur schlecht gefunden werden. Unterschiedliche Faktoren könnten eine Rolle spielen. Setzt man voraus, dass die rein statistische Unsicherheit beim Fitten mit einer Gaußverteilung korrekt bestimmt wird, dann können noch systematische Effekte einfließen. Dazu zählen sicher auch die Beschleunigerparameter, die bei der Bestimmung der Unsicherheiten nicht berücksichtigt werden können. Die Qualität des Strahls kann jedoch im Allgemeinen als hervorragend bezeichnet werden.

Extraktion der Unsicherheit der Überschussenergie

Die Extraktion der Unsicherheit der Überschussenergie erfolgte auf Basis der vom Programmpaket MINUIT bestimmten Unsicherheiten. Dabei muss die Unsicherheit der Zeitmarke τ in der kontinuierlichen Rampe in eine Unsicherheit bezüglich der Überschussenergie umgewandelt werden. Die Steigung der Fit-Funktion in Abbildung 4.36 stimmt sehr gut mit dem von den Mitarbeitern der COSY-Beschleunigeranlage vorgegebenen Wert überein.

Für die Analyse wurde die Steigung des Strahlimpulses p in Abhängigkeit von der Zeitmarke τ mit einer Fit-Funktion extrahiert, sie lautet:

$$\frac{\Delta p}{\Delta \tau} = 0.246131 \frac{\text{MeV}}{\text{c} \cdot \text{s}}.$$

Anhand der geschilderten Analysen lässt sich die Unsicherheit der Überschussenergie auf unterschiedliche Art und Weise rekonstruieren. Zunächst können dafür die Fitkurven f_a und f_b benutzt werden, bei denen die Unsicherheit der Parameter a_0 und b_0 die Unsicherheit der Überschussenergie ΔQ_a und ΔQ_b angibt. Die Werte a_0 und b_0 geben den Schnittpunkt der Fitkurven mit der τ -Achse in den mittleren Diagrammen der Abbildungen 4.35 und 4.36 an. Zusätzlich ergibt sich die Unsicherheit ΔQ_c über die Horizontale im Differenzspektrum von Abbildung 4.36 unten, deren Wert mit c bezeichnet wurde. Die Ergebnisse lauten:

$$\begin{aligned} \Delta Q_a &= 2.0 \text{ keV} \\ \Delta Q_b &= 4.0 \text{ keV} \\ \Delta Q_c &= 2.7 \text{ keV}. \end{aligned}$$

Sowohl die rekonstruierten Werte wie auch die Unsicherheiten stimmen bei allen drei Methoden gut überein.

Ein konservativerer Ansatz würde ein Differenzspektrum aus simulierten und analysierten Werten für die Überschussenergie benutzen. Ein solches Spektrum kann man sich als Projektion des unteren Diagramms von Abbildung 4.36 auf die Ordinate

vorstellen und ist in Abbildung 4.34 dargestellt. Man erkennt, dass die entstehende Verteilung gut mit einer Gaußschen Normalverteilung beschrieben werden kann. Die Unsicherheit des Mittelwertes dieser Verteilung stellt ebenfalls eine Möglichkeit dar, die Unsicherheit der Rekonstruktion der Überschussenergie zu quantifizieren. Sie beträgt 9 keV.

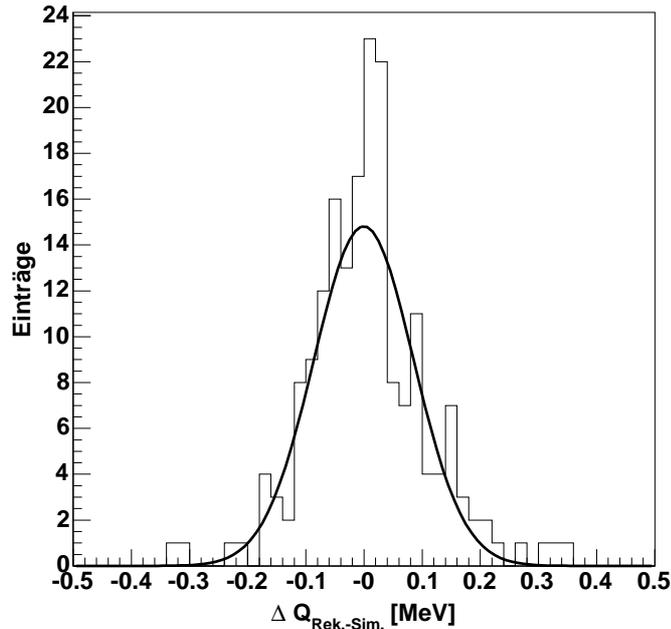


Abbildung 4.34: Verteilung der Differenz der aus den gemessenen Daten rekonstruierten Überschussenergie und der unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten aus simulierten Daten rekonstruierten Überschussenergie $\Delta Q_{\text{Rek.-Sim.}}$. Ein Fit mit einer Gaußschen Normalverteilung wurde eingefügt. Die Halbwertsbreite beträgt 72 keV und die Unsicherheit des Mittelwertes 9 keV.

Mit diesen Informationen muss ein Endergebnis für die Unsicherheit der Überschussenergie nahe der Produktionsschwelle bestimmt werden, das für die Extraktion einer Anregungsfunktion fundamental ist. In der zugehörigen Veröffentlichung [Mer07] wurde die Unsicherheit konservativ mit 9 keV beziffert. Bei den oben genannten Fitkurven müssen auch noch systematische Unsicherheiten bezüglich der Grenzen der Fitkurven berücksichtigt werden.

Auch dieser Wert ist um ein Vielfaches genauer als alle bisherigen Ergebnisse zu Überschussenergiebestimmungen in solchen Reaktionen. Die Tatsache, dass bei einer Schwerpunktenenergie von mehr als 3 GeV die Überschussenergie in einem Bereich von wenigen keV, also bis auf $3 \cdot 10^{-6}$ der absoluten Energie, genau bestimmt werden kann, zeigt einen der zentralen Vorteile auf, die sich bei der Benutzung einer kontinuierlichen Rampe ergeben. Ohne Einsatz dieser Rampe wäre eine Überschussenergiekalibration mit einer solchen Präzision unmöglich gewesen.

Wie sich in Kapitel 5.3 zeigen wird, ist eine derart präzise Kalibration der Überschussenergieachse für die Interpretation der Messergebnisse auch zwingend notwendig.

Bedeutung der Linearität für eine Aussage über die Qualität des COSY-Beschleunigerstrahls

Bei der Analyse der Überschussenergie in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der Rampe, die in Abbildung 4.36 dargestellt ist, lässt sich auch eine Aussage über die Qualität des vom COSY zur Verfügung gestellten Beschleunigerstrahls treffen.

In Kapitel 2.1 wurde der Betrieb vom COSY mit einer kontinuierlichen Rampe erläutert. In diesem Zusammenhang wurde in Abbildung 2.2 erläutert, wie empfindlich die Überschussenergie von der Orbitlänge abhängt, wenn das Teilchenpaket des Beschleunigerstrahls mit einer festen Frequenz im Synchrotron zirkuliert. Die Hochfrequenz, mit der das Teilchenpaket während der kontinuierlichen Rampe im Ring beschleunigt wird, ist sehr gut bekannt. Die Kunst bei der Präparation des Beschleunigerstrahls besteht darin, auch die Orbitlänge über die gesamte Rampe konstant zu halten. Dazu muss ein Monitorsystem die Position des Teilchenstrahls bestimmen und im Anschluss muss im Rahmen der Strahlpräparation dafür gesorgt werden, dass der Orbit dieses Strahls sich in der Rampe nicht verändert.

Bereits eine Orbitlängenänderung von 1 mm bei einer Gesamtorbitlänge von 184 m führt zu einer Veränderung der Überschussenergie von 7.3 keV. Mit Hilfe der Linearität der Rampe, wie sie in Abbildung 4.37 zu erkennen ist, lässt sich eine grobe Abschätzung abgeben, mit welcher Präzision die Orbitlänge konstant gehalten werden konnte. Speziell aus der Halbwertsbreite der Differenzverteilung der rekonstruierten Überschussenergie in Abbildung 4.34 bei Analysen und Simulationen von 72 keV lässt sich schließen, dass die absolute Orbitlängenvariation unter 1 cm gelegen haben muss.

Eine solche obere Abschätzung ist aller Wahrscheinlichkeit nach durch die Rekonstruktionsmethode dominiert und nicht durch die Orbitveränderung des Beschleunigerstrahls. Allein diese Abschätzung und die imposante Linearität bei der Rekonstruktion der Überschussenergie zeigt, mit welcher hohen Präzision der Teilchenstrahl im Beschleunigerring eingestellt werden kann.

Gleichzeitig ergibt sich mit dem betrachteten Experiment zum ersten Mal die Möglichkeit, den Beschleunigerstrahl auf seine Qualität hin zu prüfen. Wie sich in Kapitel 5.3 zeigen wird, kann im Rahmen der Analyse sogar die Impulsbreite des Beschleunigerstrahls untersucht werden. Somit stellt diese Strahlzeit und deren Analyse auch einen sehr interessanten Test für die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers dar, der mit Bravour bestanden wurde.

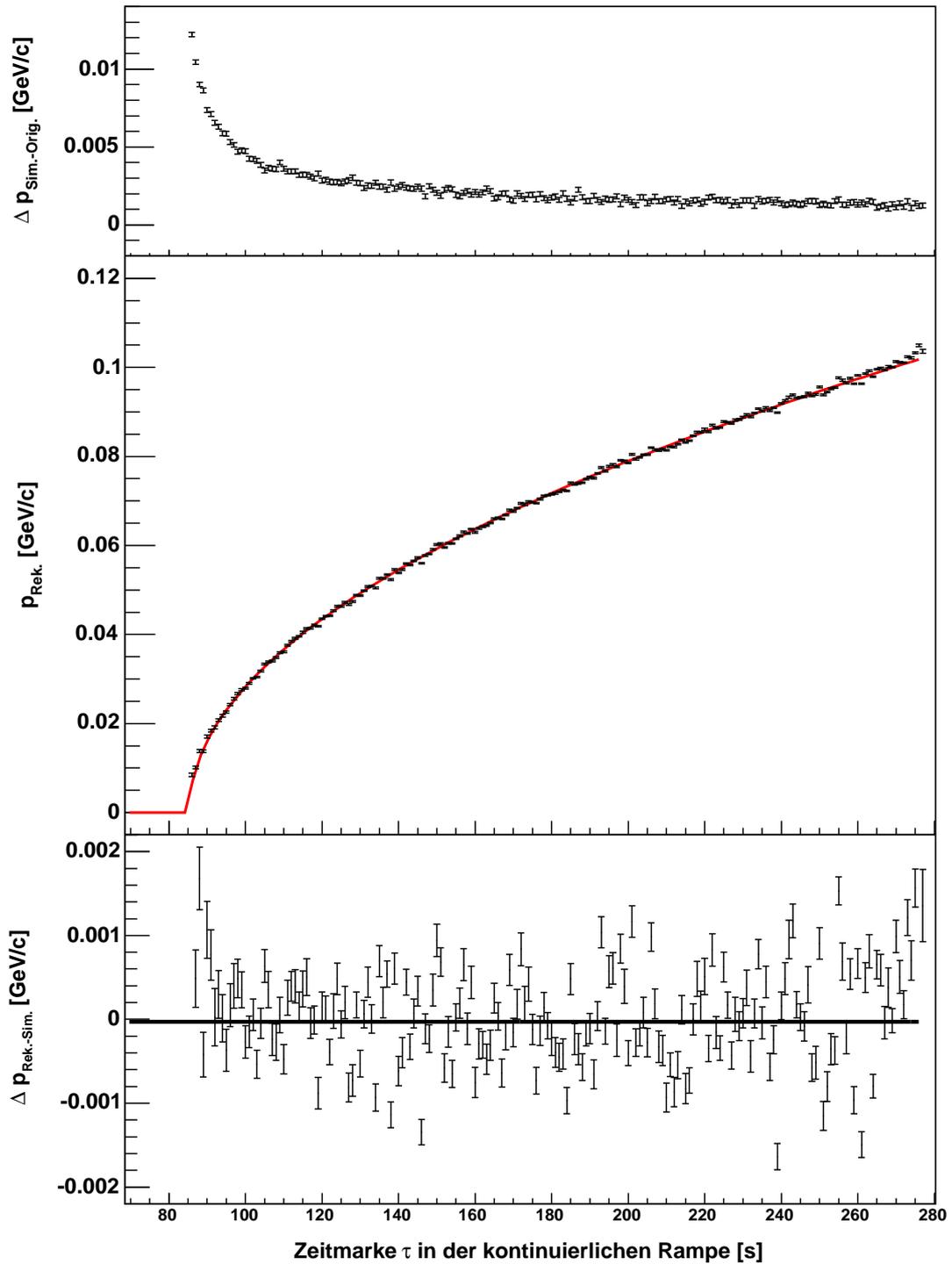


Abbildung 4.35: Schwerpunktimпульs der ^3He -Ejektile der η -Produktion in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe. Im obersten Diagramm ist die Differenz von rekonstruierten und originalen Schwerpunktimpulsen aus Simulationen unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten dargestellt, im untersten Diagramm die Abweichung der einzelnen Datenpunkte von der Fitkurve aus Gleichung 4.17.

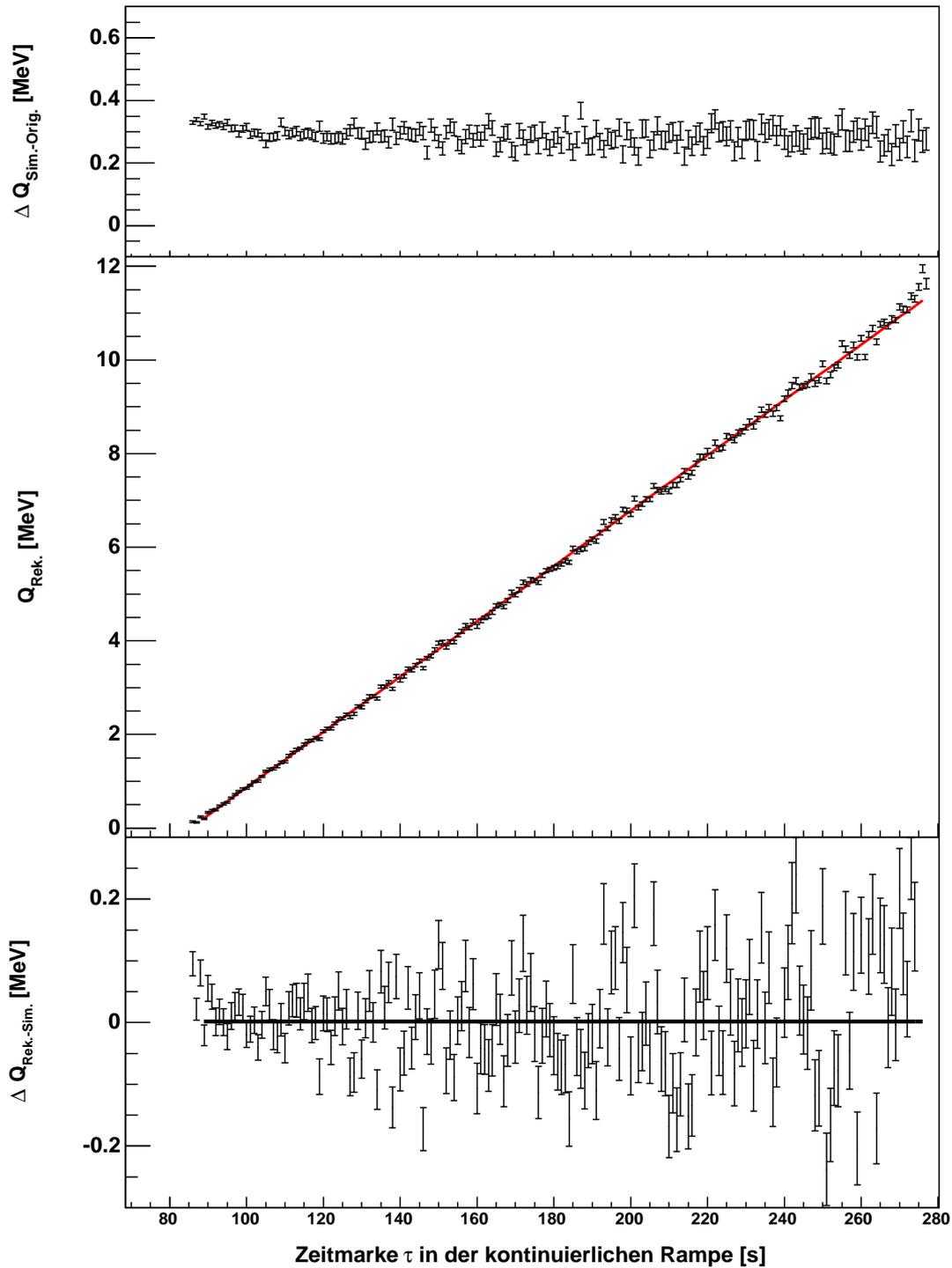


Abbildung 4.36: Überschussenergie der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe. Im obersten Diagramm ist die Differenz von rekonstruierten und originalen Überschussenergien aus Simulationen unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten dargestellt, im untersten Diagramm die Abweichung der einzelnen Datenpunkte von der Fitkurve aus Gleichung 4.21.

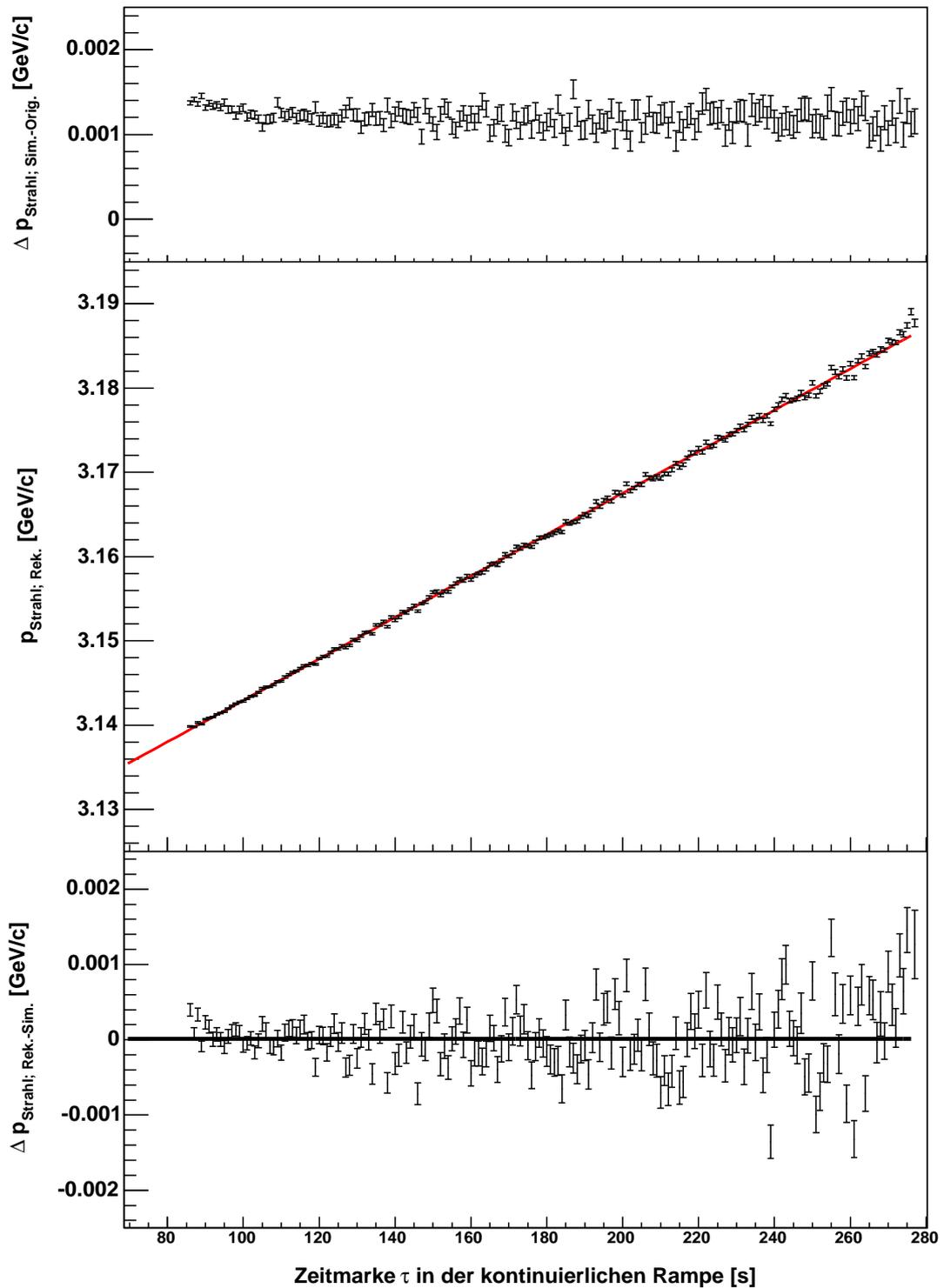


Abbildung 4.37: Strahlimpuls in Abhängigkeit von der Zeitmarke in der kontinuierlichen Rampe. Im obersten Diagramm ist die Differenz von rekonstruierten und originalen Strahlimpulsen aus Simulationen unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten dargestellt, im untersten Diagramm die Abweichung der einzelnen Datenpunkte von der im mittleren Diagramm eingezeichneten Fitkurve.

Kapitel 5

Interpretation der Messergebnisse

5.1 Vergleich der Ergebnisse mit Referenzdatensätzen

In Kapitel 1.5 wurden die in der Planungsphase des Experiments bereits bekannten Datensätze vorgestellt. In diesem Kapitel sollen die gemessenen Wirkungsquerschnitte und die Winkelverteilung mit den Referenzdaten verglichen werden.

Zwischenzeitlich hat sich die Datenbasis um einen weiteren Datensatz erweitert. Am COSY-11 Experiment wurden ebenfalls Wirkungsquerschnitte zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle bestimmt.

Neue Ergebnisse des COSY-11 Experiments zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Wenige Monate nach der Strahlzeit zur Untersuchung der η - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung am Experiment ANKE fand am Experimentaufbau COSY-11 eine ähnliche Strahlzeit mit der Intention statt, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0$ und $d+p \rightarrow t+\pi^+$ nahe der η -Produktionsschwelle zu untersuchen [Smy04].

Es handelte sich um eine drei Wochen lange Strahlzeit, bei der eine kontinuierliche Rampe im Strahlimpulsbereich von 3.099 bis 3.179 GeV/c verwendet wurde. Dieser Strahlimpulsbereich entspricht einem Überschussenergiebereich von ungefähr -9.6 bis +9.6 MeV bezüglich der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$. Die η -Produktion konnte bei dieser Strahlzeit ebenfalls untersucht werden.

Die Experimentkonzepte ähneln sich sehr. Beide Experimente beruhen auf einem Magnetspektrometer und nutzen ein Clustertarget. Da beide Strahlzeiten unter Ausnutzung einer kontinuierlichen Rampe durchgeführt wurden, musste die Analyse ebenfalls in analogen Schritten durchgeführt werden.

Wenngleich die Personen, die die Daten der ANKE-Strahlzeit federführend analysiert haben, gleichzeitig in die Vorbereitung und die Durchführung der Strahlzeit am COSY-11 Experiment eingebunden waren, wurde die Analyse der Messergebnisse vollkommen unabhängig voneinander durchgeführt.

Bei den Übereinstimmungen zwischen den Messergebnissen der beiden Datensätze unterstützt diese Unabhängigkeit die Stärke der Aussage. Das gilt speziell für die Analyse der Winkelverteilung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle. Wie sich zeigen wird, führt Sie jedoch auch zu unterschiedlichen Interpretationen, die sich vom jeweiligen Datensatz her gut begründen lassen.

Die Ergebnisse der Strahlzeit am COSY-11 Experimentaufbau [Smy07] wurden kurze Zeit nach denen vom ANKE-Experiment [Mer07] zur Veröffentlichung eingereicht. Die Veröffentlichungen sind mittlerweile in den entsprechenden Journalen erschienen. Beide Veröffentlichungen wurden inhaltlich unabhängig voneinander erstellt und gehen wechselseitig nur am Rande aufeinander ein.

Vergleich mit Wirkungsquerschnitten von Referenzdatensätzen

In Abbildung 5.1 sind die bekannten Wirkungsquerschnitte [Ber88, May96, Ada07, Mer07, Smy07], für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle aufgetragen.

Der Datensatz vom COSY-11-Experiment¹ aus dem Jahr 2006 [Ada07] kann keine Antwort auf die für diese Arbeit zentrale Frage nach der Verlaufskurve der Wirkungsquerschnitte nahe der Produktionsschwelle geben. Die Intention bei der Messung bestand darin, die Lücke in der Verlaufskurve zwischen den schwelennahen Daten und jenen von WASA [Bil02] zu füllen und dieses Ziel wurde erreicht. Im Folgenden wird daher mit COSY-11 stets der schwelennahe Datensatz [Smy07] bezeichnet werden. Bei der Darstellung der Datenpunkte in Abbildung 5.1 wurden lediglich die statistischen Unsicherheiten berücksichtigt. Die systematische Unsicherheit in der Normierung der Kurve wurde der Übersichtlichkeit halber nicht mit aufgetragen. Bei SPES-II wird diese mit 7 % angegeben, bei ANKE mit 15 % und bei COSY-11 mit 9 %. Von der absoluten Skalierung her sind die Ergebnisse der drei Experimente also vollkommen miteinander vereinbar.

Viel interessanter ist natürlich die bereits angesprochene Verlaufskurve der Wirkungsquerschnitte. Die offene Frage bezüglich der Diskrepanz zwischen dem Verlauf der Daten von SPES-IV und von SPES-II kann beantwortet werden. Sowohl die Daten von COSY-11 wie auch von ANKE sind sehr gut mit SPES-II, nicht aber mit dem zur Produktionsschwelle ansteigenden Wirkungsquerschnitt von SPES-IV vereinbar. Dazu muss bemerkt werden, dass die Unsicherheiten bezüglich der Normierung bei SPES-IV so groß angegeben werden, dass auch dieser Datensatz mit den Ergebnissen der anderen nahezu in Einklang steht.

Von nun an wird der Fokus auf die drei Datensätze mit der größten Anzahl an Datenpunkten gelegt, SPES-II, ANKE und COSY-11. Alle drei Datensätze stellen zwar einen ähnlichen Kurvenverlauf dar, es bestehen jedoch auch Unterschiede.

¹Zur Vereinfachung der Schreibweise wird im Folgenden nur noch die Bezeichnung SPES-II, SPES-IV, WASA, COSY-11 oder ANKE für den entsprechenden Datensatz und den Experimentaufbau benutzt werden.

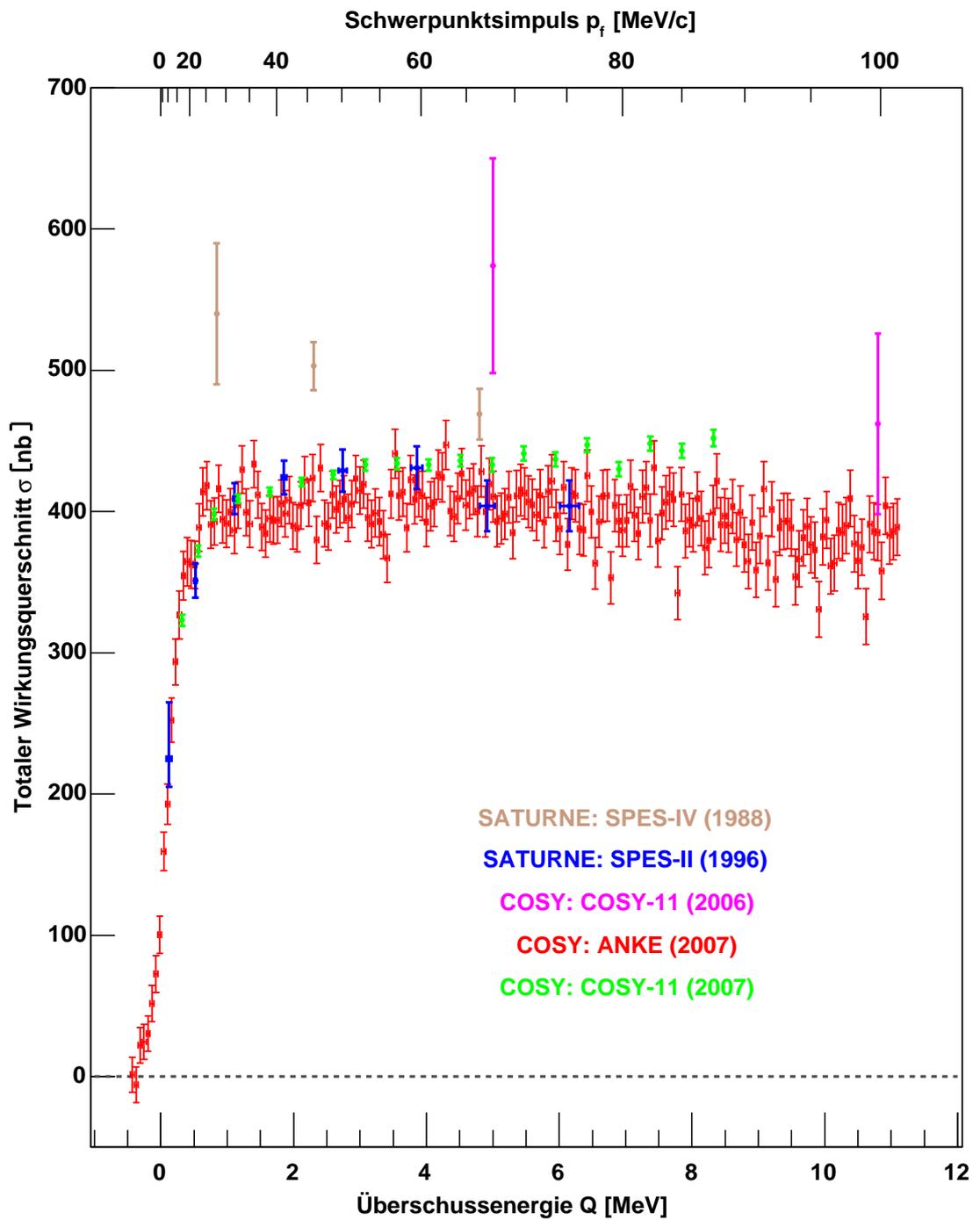


Abbildung 5.1: Vergleich aller gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ nahe der Produktionsschwelle.

1. Für die größeren Überschussenergien bei den Verläufen aus Abbildung 5.1 ist zu erkennen, dass die Wirkungsquerschnitte bei COSY-11 weiter ansteigen, bei ANKE zeigt sich im Anschluss an ein Plateau eine leicht abfallende Struktur. Dieses Verhalten kann auch bei SPES-II beobachtet werden, ist jedoch aufgrund der Datenmenge eher zu erahnen. Die Abweichung von ANKE zu COSY-11 kann nicht ohne weiteres erklärt werden.
2. Für sehr kleine Überschussenergien $Q \leq 1$ MeV läßt sich bei ANKE eine deutlich größere Steigung im Wirkungsquerschnitt erkennen als bei den anderen Datensätzen. Das dürfte mit der Anzahl an veröffentlichten Datenpunkten zusammenhängen. Nie zuvor stand eine derart große geschlossene Datenbasis zur Verfügung. Von ANKE stehen um eine Größenordnung mehr Datenpunkte als bei den anderen Experimenten zur Verfügung, bei COSY-11 sind es 19, bei SPES-II 8 und bei ANKE 195 Datenpunkte. Direkt an der Produktionsschwelle mit $Q \leq 1$ MeV stehen von SPES-II nur zwei Datenpunkte zur Verfügung, von COSY-11 drei. Mit dieser Datenmenge ist eine Untersuchung der Steigung an der ansteigenden Flanke des Wirkungsquerschnitts nicht möglich. Wie sich zeigen wird, steckt gerade in dieser Steigung die Information, die die Größe der Endzustandswechselwirkung bestimmt. Ein Zugang zu diesen Informationen ist erstmals mit den Daten von ANKE möglich geworden.

Bei der Bestimmung der Anregungsfunktion und bei deren Interpretation sollten die drei Datensätze getrennt behandelt werden. Der Vergleich der Ergebnisse stellt ein ergiebiges Potential für Diskussionen dar.

Untersuchung der Winkelverteilung auf höhere Partialwellen

Die in Abbildung 5.2 dargestellten und an ANKE bestimmten Winkelverteilungen der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ gehen aus den in Abbildung 4.33 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitten hervor. Für jeden dieser Datenpunkte wurde ein vier Sekunden breites Zeitintervall der kontinuierlichen Rampe verwendet.

In 5.2 wird nur ein Teil der insgesamt 48 Verteilungen gezeigt, die jeweils ein Verhalten zeigen, das sich gut mit einer Geraden beschreiben läßt. Dieser Aspekt ist besonders interessant, da für die Beschreibung der Winkelverteilungen bei größeren Überschussenergien ein Term in Abhängigkeit von $\cos^2(\vartheta^{\text{CMS}})$ notwendig ist [Bil02]. Nahe der Produktionsschwelle kann die Winkelverteilung vollständig durch eine s- und p-Welle beschrieben werden.

Es erscheint sinnvoll, die Steigung der Ausgleichsgeraden in den Winkelverteilungen zu bestimmen und diese gegen die zugehörige Überschussenergie aufzutragen. Damit der extrahierte Steigungsparameter α unabhängig von der absoluten Höhe des rekonstruierten totalen Wirkungsquerschnitts σ_t ist, wird die folgende Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ($d\sigma/d\Omega$) in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ benutzt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_t}{4\pi} \cdot (1 + \alpha \cdot \cos(\vartheta^{\text{CMS}})) . \quad (5.1)$$

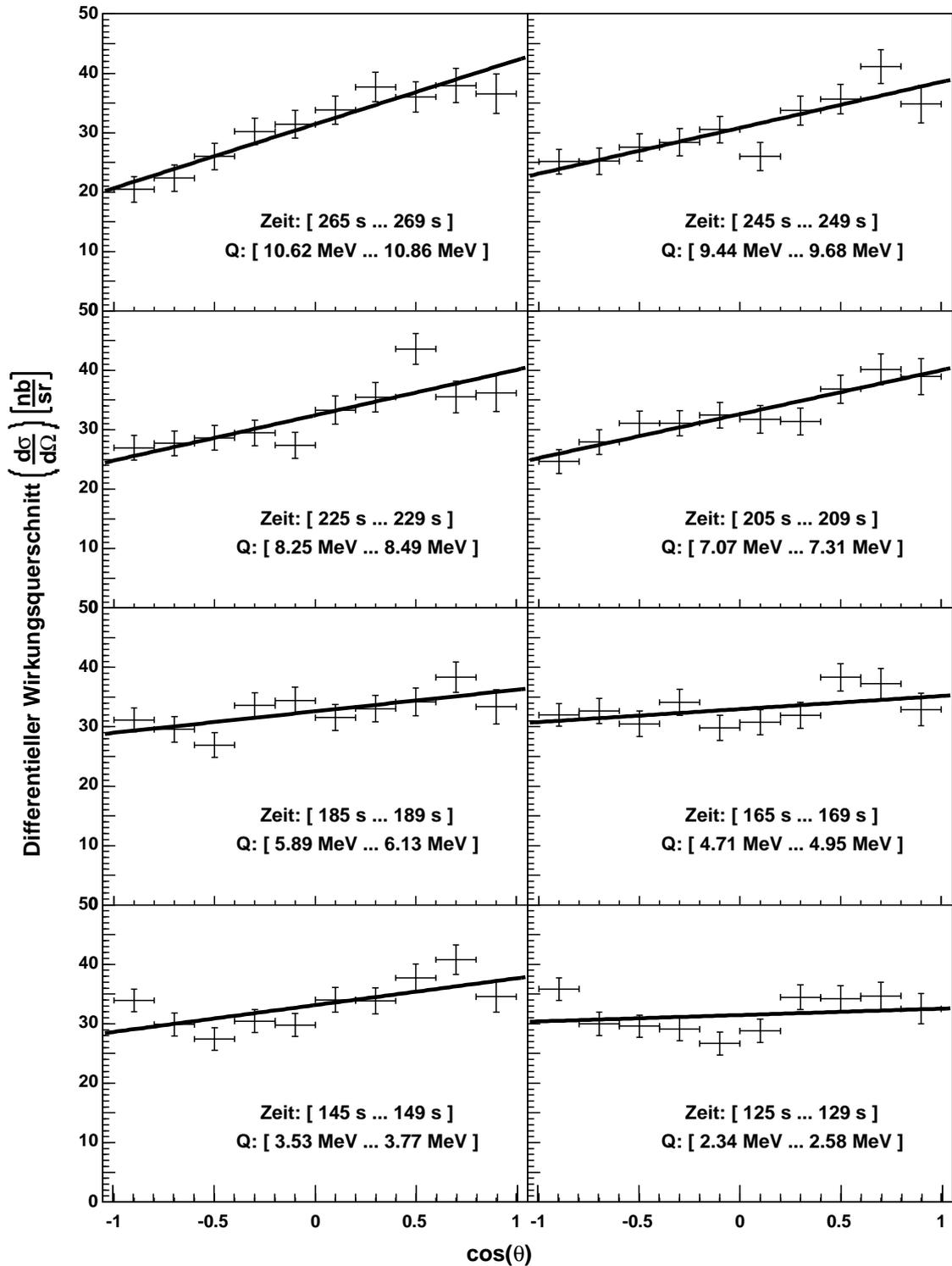


Abbildung 5.2: Einzelne Winkelverteilungen für 4 s breite Intervalle der kontinuierlichen Rampe. Die Zeitmarke in der Rampe und der zugehörige Überschussenergiebereich sind jeweils angegeben. Eine Ausgleichsgerade beschreibt die Winkelverteilungen sehr gut.

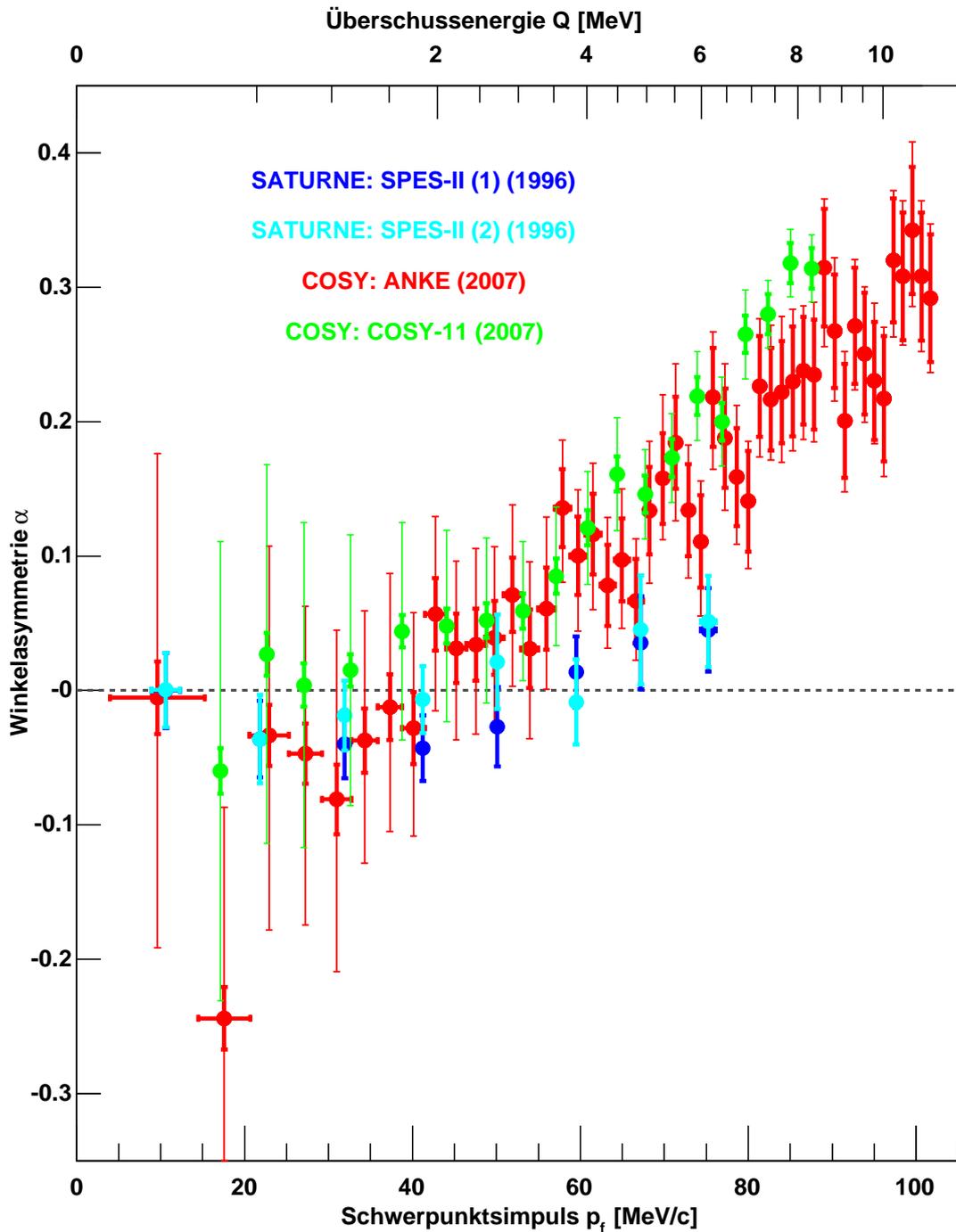


Abbildung 5.3: Vergleich aller gemessenen Winkelasymmetrien α in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls p_f für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle. Die Fehlerbalken stellen die statistischen Unsicherheiten (dick) und den Gesamtfehler unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten (dünn) dar.

In Abbildung 5.3 ist der Steigungsparameter α in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls p_f und mit einer weiteren Achse von der Überschussenergie Q dargestellt. Die Auftragung der Asymmetrie in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls p_f ist üblich, da diese Größe auch in der Theorie als Parameter für deren Beschreibung benutzt wird.

Aufgrund des funktionalen Zusammenhangs von Schwerpunktsimpuls p_f und Überschussenergie Q entsteht direkt an der η -Produktionsschwelle, induziert durch die Strahlverschmierung und die Breite der Überschussenergieintervalle, eine Schwierigkeit. Der Schwerpunktsimpuls hängt über eine Wurzelfunktion von der Überschussenergie ab, wie aus Gleichung 1.20 hervorgeht. Sowohl die Breite der Überschussenergieintervalle, wie auch die Strahlverschmierung können in diesem Spektrum nicht berücksichtigt werden. Gleichzeitig lässt sich zu einem negativen Überschussenergiewert kein Schwerpunktsimpuls bestimmen.

Das führt zu einem Problem bei der Darstellung der Messergebnisse. Für die Datenpunkte, für die eine negative Überschussenergie rekonstruiert wurde, bei denen jedoch aufgrund der Strahlverschmierung dennoch eine gewisse Anzahl an Ereignissen von der η -Produktion auftritt, müsste die durchschnittliche Überschussenergie für die η -Ereignisse bestimmt werden, um darüber den Schwerpunktsimpuls berechnen zu können. Im Prinzip gilt der gleiche Zusammenhang auch für die schwelennahen Datenpunkte oberhalb der Produktionsschwelle. Damit wird die Position der Datenpunkte jedoch abhängig vom theoretischen Modell, da der Wirkungsquerschnitt für die Bestimmung der mittleren Überschussenergie genutzt werden müsste.

Zusätzlich werden die sich aus der Unsicherheitsrechnung ergebenden horizontalen Fehlerbalken nahe der Produktionsschwelle sehr groß.

Da gleichzeitig die systematischen Unsicherheiten für die Asymmetrie nahe der Produktionsschwelle stark ansteigen, wird in Kauf genommen, dass nicht alle Messpunkte, speziell nahe an der Produktionsschwelle in einem solchen Diagramm dargestellt werden können. Die Ursache für die stark ansteigenden systematischen Fehler beruht auf der Tatsache, dass die Impulsellipse nahe der Produktionsschwelle sehr klein wird und damit eine Streuwinkelrekonstruktion sehr schwierig. Der systematische Fehler wurde mit Hilfe der Kenntnisse über die Genauigkeit der Kalibration der Impulsrekonstruktion bestimmt, wie sie in Kapitel 4.10 untersucht wurde. In den in Kapitel 4.10 erläuterten Kontrollspektren durften keine Abweichungen zu erkennen sein müssen.

In Abbildung 5.3 wurden die Ergebnisse von SPES-II und COSY-11 mit aufgenommen. Es zeigt sich, dass COSY-11 eine sehr ähnliche, noch etwas stärker ausgeprägte Asymmetrie gemessen hat.

Die SPES-II Daten wurden in der Vergangenheit in der Theorie häufig für die vorsichtig formulierte Aussage benutzt, dass nahe der η -Produktionsschwelle keine höheren Partialwellen auftreten [Sib04a]. Hier zeigt sich eine vollkommen neue Erkenntnis durch die Messungen an ANKE und COSY-11, wenngleich diese die Aussagekraft bei Sibirtsev et al. nicht schmälern. Da ein reines p-Wellen-Verhalten aus den Messdaten extrahiert werden konnte, beeinflusst die Winkelverteilung den

totalen Wirkungsquerschnitt, der zur Analyse benutzt wurde, nicht.

Diese ursprüngliche Interpretation ging einher mit der Vorstellung, dass ein s-Wellen-Verhalten vorliegen sollte, da das η -Meson über die $N^*(1535)$ -Resonanz erzeugt wird und diese Resonanz genau ein solches Verhalten zeigt. Das gleiche Prinzip funktioniert bei der Erklärung der π^0 -Produktion, die über die $\Delta(1230)$ -Resonanz erfolgen soll. Sowohl für die π^0 -Produktion, wie auch bei der $\Delta(1230)$ -Resonanz liegt ein ausgeprägtes p-Wellen-Verhalten vor. Bei der Ableitung des Winkelverhaltens für die η -Produktion handelte es sich lediglich um eine Vermutung, für die π^0 -Produktion wurde das Asymmetrieverhalten gezeigt.

Die ANKE-Ergebnisse liegen ganz allgemein zwischen denen von COSY-11 und SPES-II. Sie sind bei niedrigen Schwerpunktpulsen gut vereinbar mit den Werten von SPES-II, die dort niedrige Unsicherheiten aufweisen. Anhand der systematischen Unsicherheiten von COSY-11 und ANKE in diesem Bereich zeigt sich der Wert dieser Messpunkte.

Bei mittleren und höheren Schwerpunktpulsen ist die statistische und systematische Unsicherheit der Ergebnisse von ANKE gering und die Übereinstimmung mit COSY-11 gut. Die Ergebnisse von SPES-II zeigen tendentiell das gleiche Verhalten, wie die von COSY-11 und ANKE, jedoch weit weniger stark ausgeprägt.

5.2 Anwendung der gängigen Beschreibung der Endzustandswechselwirkung auf die Anre- gungsfunktion

Die Standardparametrisierung für die durch die Endzustandswechselwirkung bestimmte Anregungsfunktion der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ beruht auf dem Ansatz von Watson [Wat52] unter Vernachlässigung des “effective range”-Terms r_0 aus Gleichung 1.27. In diesem Fall lautet sie nach Gleichung 1.30

$$\sigma_t = 4\pi \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = 4\pi \cdot \frac{p_f}{p_i} \left| \frac{f_{\text{Prod}}}{1 - iap_f} \right|^2.$$

Diese Beschreibung setzt ein s-Wellen-Verhalten voraus. Dies ist bereits daran zu erkennen, dass der totale Wirkungsquerschnitt abgesehen vom Faktor 4π mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt, unabhängig von Streuwinkel, gleichgesetzt wird. Wie sich gezeigt hat, setzt bei höheren Überschussenergien ein p-Wellen-Verhalten ein. Daher wird die Formel stets mit dem durchschnittlichen differentiellen Wirkungsquerschnitt verwendet.

Auf diese Weise wurde bei SPES-II [May96] wie auch bei den zentralen folgenden theoretischen Veröffentlichungen [Wil93, Sib04a, Sib04b] verfahren.

Benutzt man diesen Ansatz, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte der drei Experimente SPES-II, ANKE und COSY-11 unter Ausnutzung des MINUIT-Programmpaketes zu beschreiben, dann erhält man die in Abbildung 5.4 dargestellten Kurven. Dabei wurde der gesamte Überschussenergiebereich verwendet, um die Kurve an die Datenpunkte anzupassen.

Im Inneren des Diagramms ist ein kleineres Diagramm dargestellt, in dem die Abweichungen der einzelnen Datenpunkte von der zugehörigen Fitkurve dargestellt sind. Die Unsicherheiten der Datenpunkte sind zur Übersichtlichkeit nicht übernommen worden. Ein Polynom dritten Grades wurde verwendet, um die Abweichungen der Datenpunkte von der auf die vorgegebene Weise bestimmte Anregungsfunktion zu verdeutlichen. Dieses Polynom wird im Folgenden als Abweichungspolynom bezeichnet.

Die in Abbildung 5.4 dargestellten Fitkurven lassen sich unterschiedlich interpretieren:

1. Es ist gut zu erkennen, dass die Daten von SPES-II hervorragend durch die Fitkurve beschrieben werden. Das Abweichungspolynom ist nahezu konstant gleich Null. Die Fluktuationen um das Abweichungspolynom sind sehr gut mit den statistischen Unsicherheiten der Datenpunkte zu erklären.

Es darf kritisch hinterfragt werden, inwiefern es legitim ist, eine Parametrisierung mit drei freien Parametern auf lediglich acht Datenpunkte anzuwenden. Damals handelte es sich jedoch um den einzigen geschlossenen Datensatz, mit dem eine Analyse zur Bestimmung der $\eta^3\text{He}$ -Streulänge überhaupt möglich

war. Eine Prüfung der theoretischen Beschreibung, die der Parametrisierung zugrunde liegt, war sicher nicht erreichbar.

Die von SPES-II rekonstruierte Streulänge [May96] entspricht einem von Seiten der Theorie als realistisch erwarteten Wert.

$$\begin{aligned} |\Re(a)| &= 3.8 \pm 0.6 \text{ fm} \\ \Im(a) &= 1.6 \pm 1.1 \text{ fm} . \end{aligned}$$

2. Bei den Fitkurven von ANKE und COSY-11 zeigen sich deutliche Abweichungen der Datenpunkte von der Parametrisierung. Augenscheinlich beschreiben die Fitkurven die Datenreihen nicht. Die ansteigende Flanke nahe der Kurve ist viel steiler, als durch den Fitkurvenverlauf dargestellt.

In Kapitel 1.4 findet sich eine Erläuterung zum Zusammenhang zwischen Kurvenverlauf und Streulänge. Dieser Zusammenhang wird in den Abbildungen 1.8 bis 1.11 dargestellt. Die stark ansteigende Flanke ist mit dem nur sehr schwach abfallenden Wirkungsquerschnitt für größere Überschussenergien nicht in Einklang zu bringen. Der Verlauf der Fitkurve ist durch die Wirkungsquerschnitte für höhere Energien dominiert.

Die rekonstruierten Werte sind von theoretischer Seite her nur schlecht zu verstehen. Eine rein imaginäre Streulänge, wie sie durch die Fits rekonstruiert wird, bedeutet, dass bei der Streuung von ^3He -Kern und η -Meson nur inelastische Kanäle auftreten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass die Ergebnisse von ANKE und COSY-11 auf diese Weise nicht ausgewertet werden können. Aus einer solchen Beschreibung läßt sich die Streulänge nicht bestimmen.

Einschränkung des Fitbereichs

Ein Grund für das nicht zufriedenstellende Ergebnis bei der Bestimmung der Anregungsfunktion bei ANKE und SPES-II könnte im Auftreten von höheren Partialwellen liegen. Die Formulierung der theoretischen Beschreibung setzt aber s-Wellen-Verhalten voraus. Bei der Veröffentlichung von COSY-11 [Smy07] werden nur die Datenpunkte berücksichtigt, für die der Schwerpunktimпульs der Ejektile $p_f \leq 50$ MeV/c ist. An allen anderen Datenpunkten sind höhere Partialwellen beteiligt. In Abbildung 5.5 sind analoge Diagramme zu denen von Abbildung 5.4 dargestellt, lediglich der Überschussenergiebereich für den Fit wurde eingeschränkt.

Für die SPES-II Datenpunkte wurde bei der ursprünglichen Parametrisierung der Überschussenergiebereich nicht eingeschränkt. Dazu bestand keine Notwendigkeit, da bei der Analyse der Winkelverteilung ein nahezu reines s-Wellen-Verhalten nahe der Produktionsschwelle festgestellt wurde.

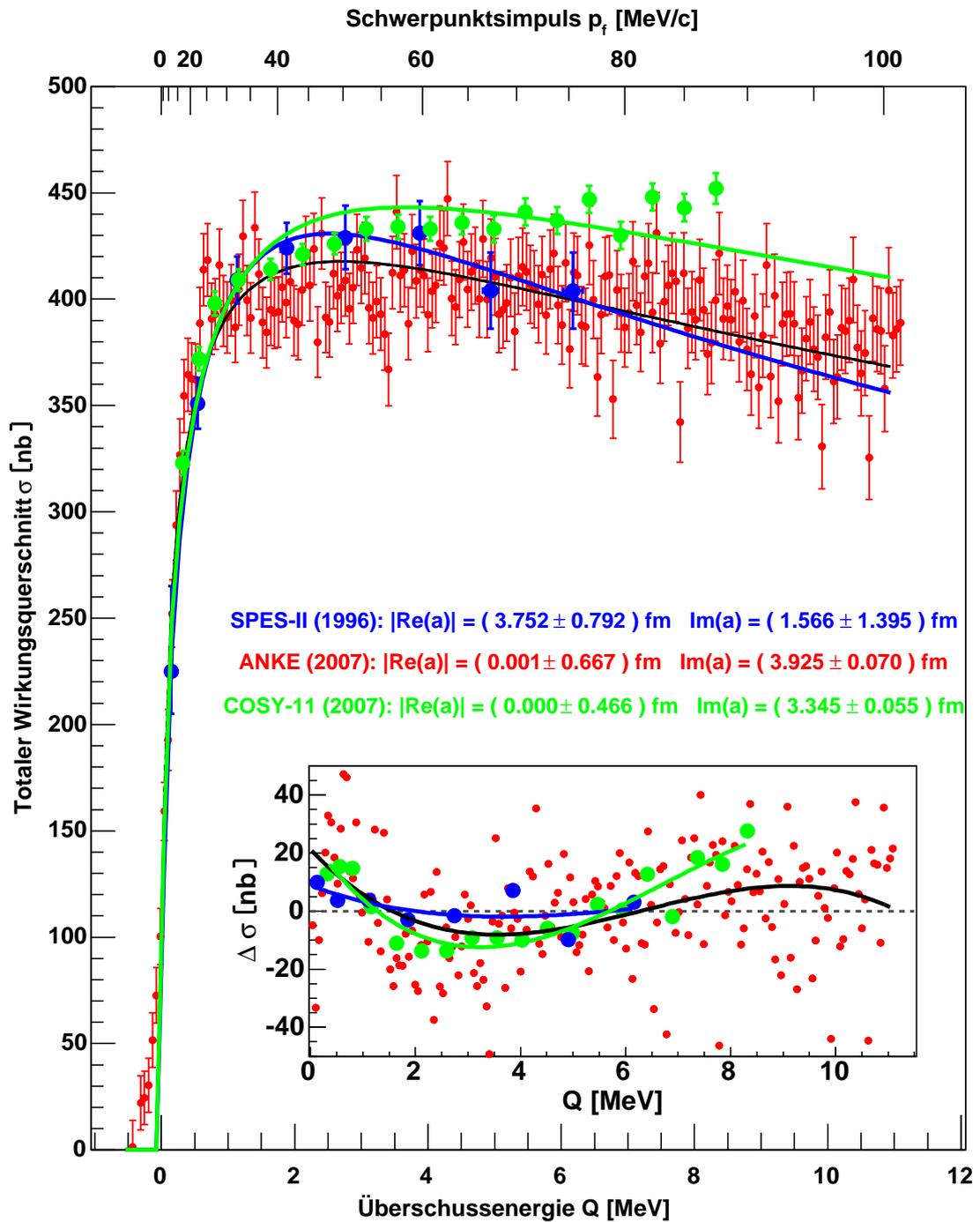


Abbildung 5.4: Beschreibung der Datensätze von SPES-II, ANKE und COSY-11 über eine Fitkurve mit der Standard-Parametrisierung [Wil93, Sib04a, Sib04b] über den gesamten Überschussenergiebereich.

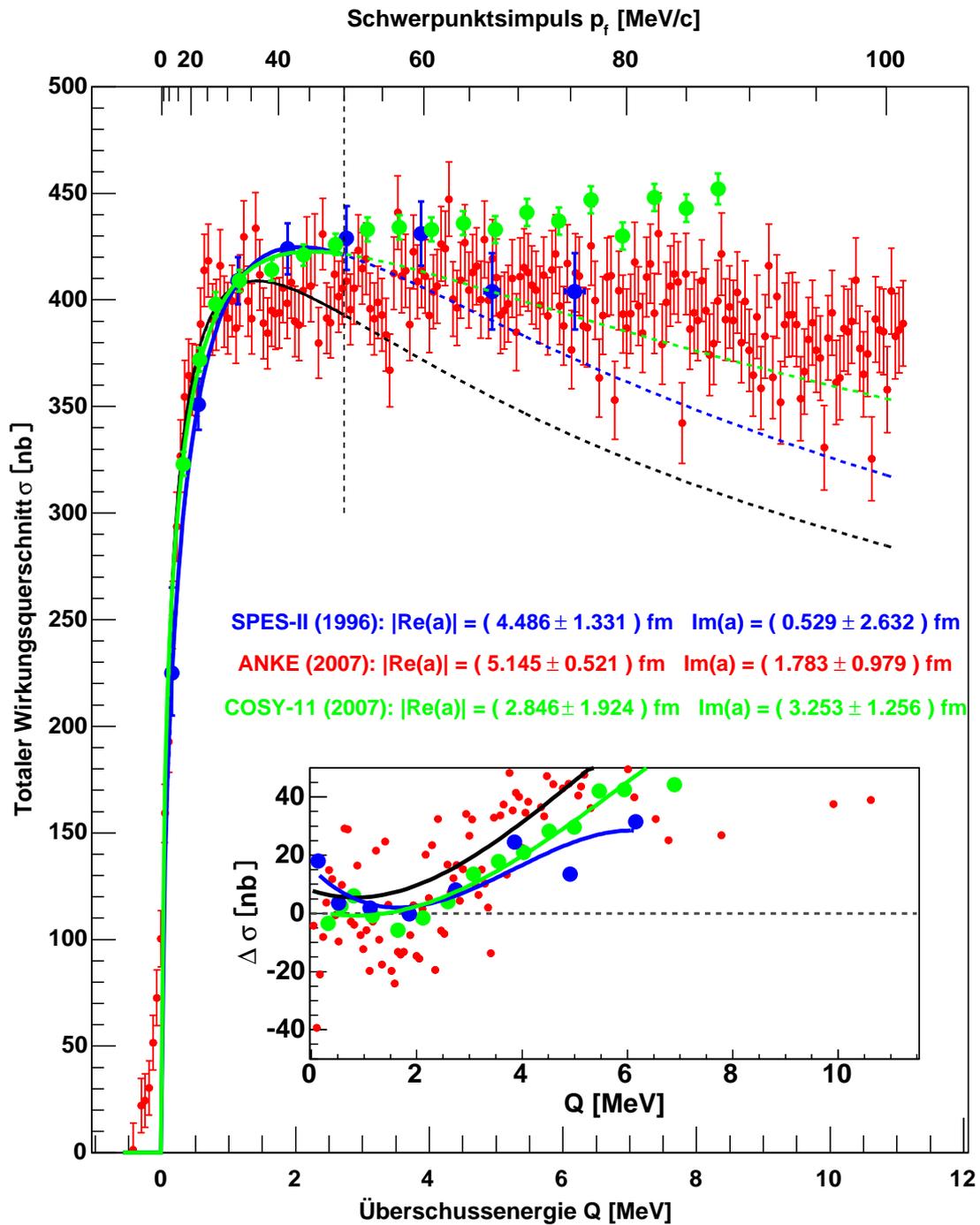


Abbildung 5.5: Beschreibung der Datensätze von SPES-II, ANKE und COSY-11 über eine Fitkurve mit der Standard-Parametrisierung [Wil93, Sib04a, Sib04b] über den Überschussenergiebereich bis zu einem Schwerpunktsimpuls $p_f \leq 50$ MeV/c.

Wird der Überschussenergiebereich auf Ejektile mit Schwerpunktimпульs $p_f \leq 50$ MeV/c eingeschränkt, dann ist die Fitkurve von SPES-II lediglich durch fünf Datenpunkte bestimmt. Bei drei unbekanntenen Variablen und unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten ist somit kein physikalisch aussagekräftiges Ergebnis zu erwarten.

Gegenüber dem Fit an alle Datenpunkte von SPES-II fällt die Fitkurve für höhere Überschussenergien etwas stärker ab. Die aus der Fitkurve resultierende Streulänge ist in guter Übereinstimmung mit der für alle Datenpunkte von SPES-II.

Die unter Einschränkung des Fitbereichs bestimmten Fitkurven für die Datenpunkte von COSY-11 und ANKE unterscheiden sich deutlich von den ursprünglichen Funktionen und beschreiben den Verlauf für größere Überschussenergien überhaupt nicht mehr.

Für diese beiden mit einer kontinuierlichen Rampe bestimmten Datenreihen wird eine weitere Überlegung notwendig, die zunächst erläutert werden soll, bevor die Verlaufskurven der Fits diskutiert werden können.

Berücksichtigung von Strahlverschmierung und Breite der Überschussenergieintervalle bei einer kontinuierlichen Rampe

Im Allgemeinen besitzt der Teilchenstrahl eines Beschleunigers eine endliche und im Fall dieser Analyse nicht vernachlässigbare Impulsaufösung. Da bei den Messungen von COSY-11 und ANKE eine kontinuierliche Rampe verwendet wurde, konnte die stochastische Kühlung nicht eingesetzt werden. Wie sich zeigen wird, konnte die Breite beim Experiment am ANKE-Aufbau zu $(\delta p/p)_{\text{Strahl}} \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$ bestimmt werden. Ein solcher Wert entspricht den Erwartungen. Da der Strahlimpuls p und die Überschussenergie Q bezüglich der η -Produktion im betrachteten Energiebereich mit hoher Genauigkeit linear zusammenhängen, überträgt sich die Verteilungsfunktion auch auf die Verteilung in der Überschussenergie.

Von der theoretischen Seite kann zur Beschreibung der Verteilung eine parabolische Funktion angenommen werden. Diese Verteilungsfunktion kann an COSY gut mit einer Gaußschen Normalverteilung angenähert werden [Pra07], die für den betrachteten ANKE-Datensatz verwendet wurde.

Neben der Breite der Impulsverteilung des Beschleunigerstrahls muss bei einer kontinuierlichen Rampe auch berücksichtigt werden, dass bei jedem Datenpunkt keine feste Überschussenergie, sondern eine linear veränderliche Überschussenergieverteilung vorliegt. Der beim Experiment gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_t^{\text{gemessen}}(Q)$ unterscheidet sich vom tatsächlichen Wirkungsquerschnitt $\sigma_t^{\text{real}}(Q)$, der von der

Überschussenergie abhängig ist:

$$\begin{aligned}\sigma_t^{\text{gemessen}}(Q) &= \frac{1}{\Delta Q} \int_{Q-\Delta Q/2}^{Q+\Delta Q/2} dQ_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dQ_2 \cdot w_{\text{Gauß}}(Q_1, Q_2) \cdot \sigma_t^{\text{real}}(Q_2) \\ w_{\text{Gauß}}(Q_1, Q_2) &= \frac{1}{\delta_Q \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{Q_1 - Q_2}{\delta_Q}\right)^2\right).\end{aligned}\quad (5.2)$$

Dabei ist ΔQ die Breite des Überschussenergieintervalls, das linear durchlaufen wird. Die erste Integration über dQ_1 bezieht sich auf dieses Intervall.

Bei jeder Überschussenergie im Intervall liegt dann eine durch die Strahlbreite verursachte Überschussenergieverschmierung vor, die mit der zweiten Integration über dQ_2 berücksichtigt wird. Die Gaußsche Normalverteilung $w_{\text{Gauß}}(Q_1, Q_2)$ wird als Gewichtungsfunktion mit Standardabweichung δ_Q verwendet.

Als Fitfunktion an die Messergebnisse wird nun $\sigma_t^{\text{gemessen}}(Q)$ anstelle des tatsächlichen Ansatzes für die Anregungsfunktion $\sigma_t^{\text{real}}(Q_2)$ benutzt, der in $\sigma_t^{\text{gemessen}}(Q)$ eingesetzt werden muss. Die Breite des Beschleunigerstrahls erklärt auch, weshalb bei den sehr präzisen Messungen bei ANKE bei negativen Überschussenergien ein positiver Wirkungsquerschnitt für die η -Produktion rekonstruiert wird. Für diese Überschussenergien besitzt der "schnelle" Teil des Beschleunigerstrahls einen hinreichend hohen Strahlimpuls, um die Produktionsschwelle zu überschreiten.

Mit der Berücksichtigung der Strahlverschmierung wird die Beschreibung der Messdaten noch komplexer. Zunächst erhält man mit der Strahlbreite eine weitere Variable, die in die Fitprozedur aufgenommen werden muss und die mit Unsicherheiten behaftet ist.

Zusätzlich wird die ansteigende Flanke der Anregungsfunktion nahe der Produktionsschwelle verschmiert, so dass aus der gemessenen steilen Flanke eine noch steilere in der realen Anregungsfunktion folgt. Dadurch wird die Beschreibung der Daten mit der klassischen Methode nahezu unmöglich.

Analog zu den Abbildungen 5.4 und 5.5 sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 die Fitkurven unter Berücksichtigung der Strahlverschmierung für den Datensatz von ANKE dargestellt.

Berücksichtigung von Strahlverschmierung und Breite der Überschussenergieintervalle bei COSY-11

Bei COSY-11 wurde das Verfahren mit einer leichten Veränderung übernommen. Zur Beschreibung der Verteilung wurde eine parabolische Funktion [Smy07] mit Gewicht $w_{\text{para.}}(p_1, p_2)$ benutzt. Die Funktion wurde nicht in Abhängigkeit von der Überschussenergie sondern in Abhängigkeit vom Strahlimpuls p dargestellt. Diese Darstellung hat den Nachteil, dass die betrachteten Werte von der Größe der ange-

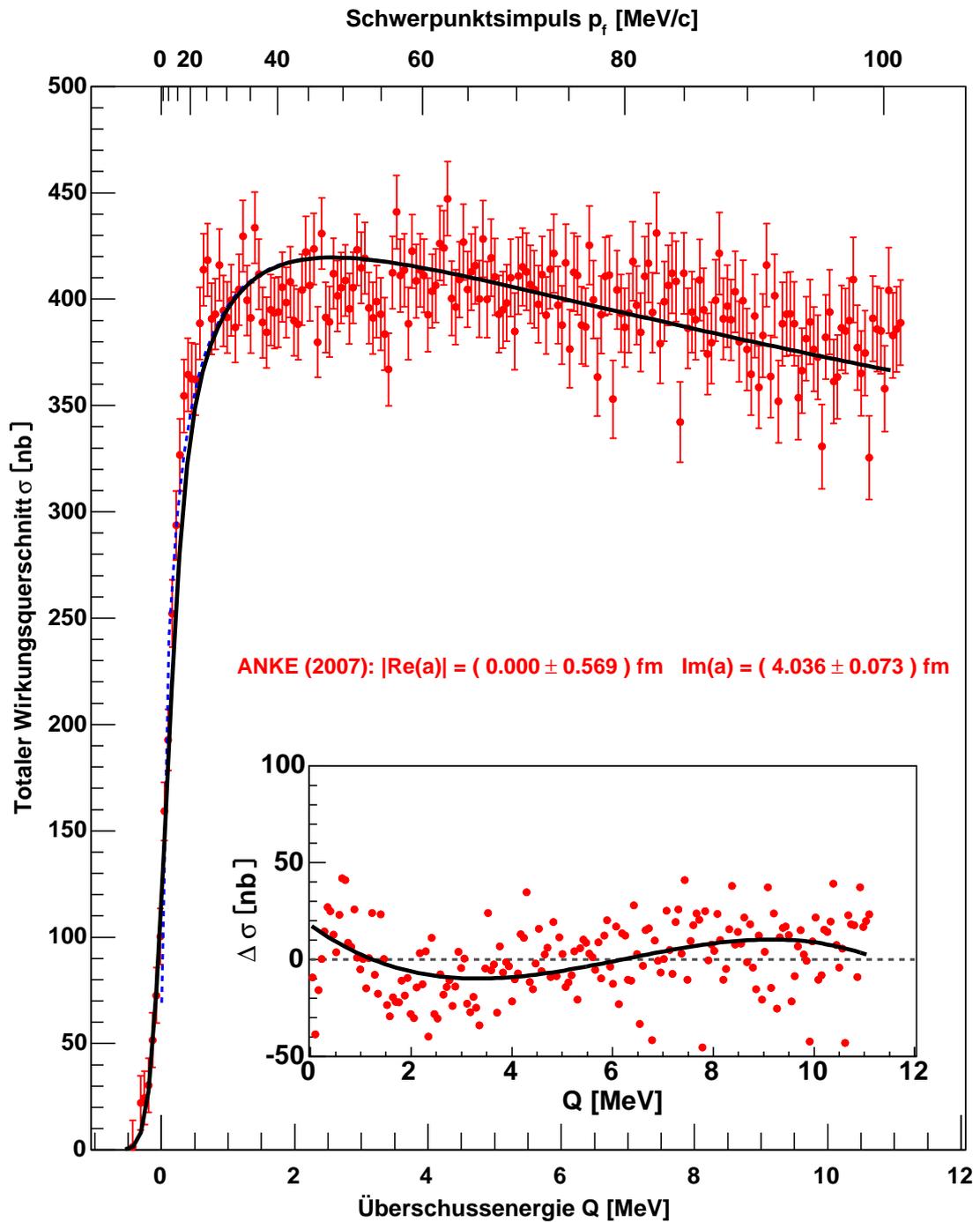


Abbildung 5.6: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve mit der Standard-Parametrisierung [Wil93, Sib04a, Sib04b] über den gesamten Überschussenergiebereich unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

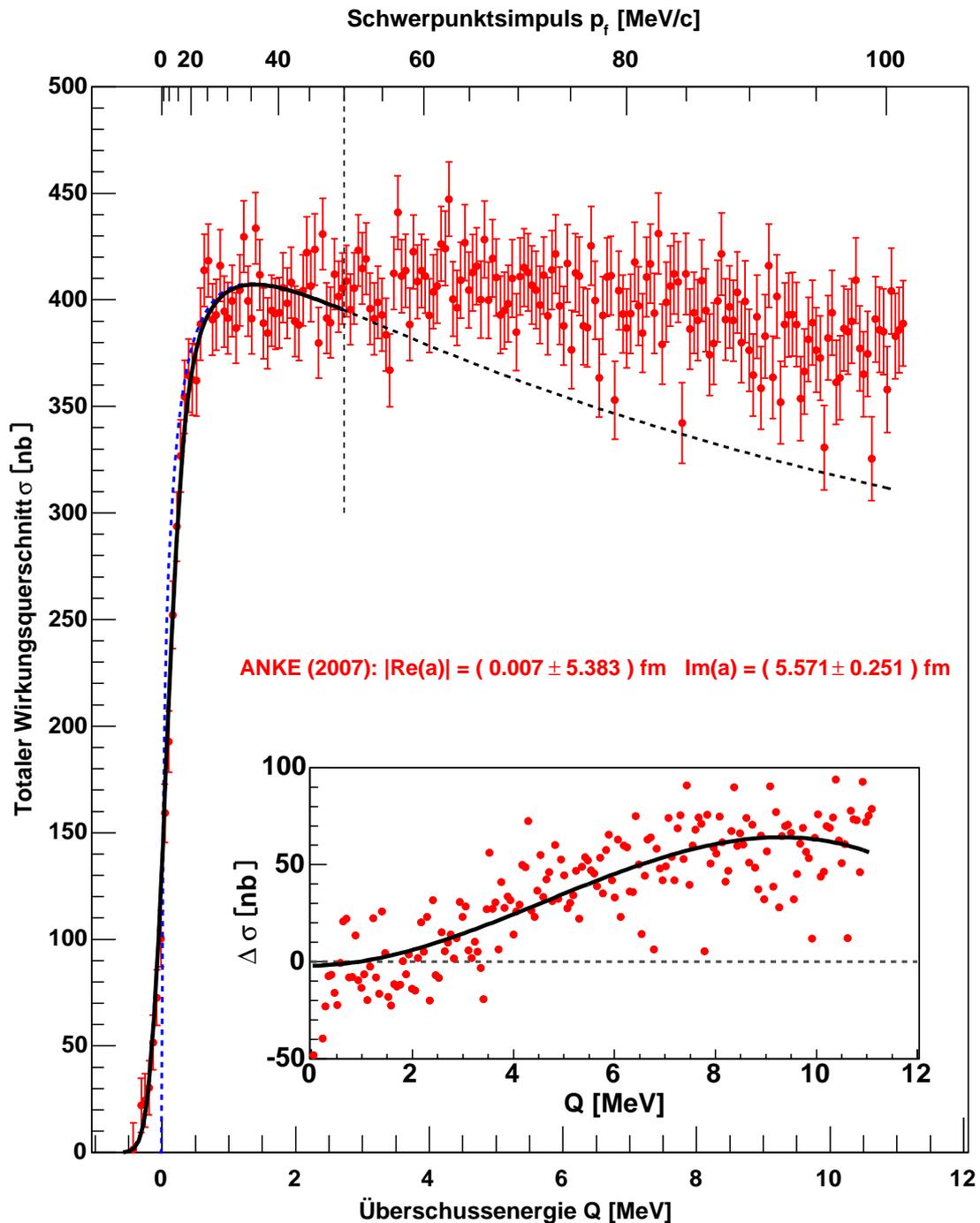


Abbildung 5.7: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve mit der Standard-Parametrisierung [Wil93, Sib04a, Sib04b] über den Überschussenergiebereich bis zu einem Schwerpunktsimpuls $p_f \leq 50$ MeV/c unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

nommenen und mit einer Unsicherheit behafteten η -Masse abhängig sind [Smy07]:

$$\sigma_t^{\text{gemessen}}(Q) = \frac{1}{\Delta p} \int_{p-\Delta p/2}^{p+\Delta p/2} dp_1 \frac{\int_{p_1-\delta p/2}^{p_1+\delta p/2} dp_2 \cdot w_{\text{para.}}(p_1, p_2) \cdot \sigma_t^{\text{real}}(p_2)}{\int_{p_1-\delta p/2}^{p_1+\delta p/2} dp_2 \cdot w_{\text{para.}}(p_1, p_2)}$$

$$w_{\text{para.}}(p_1, p_2) = \left(p_1 - \left(p_2 - \frac{\delta p}{2} \right) \right) \cdot \left(p_1 + \left(p_2 - \frac{\delta p}{2} \right) \right). \quad (5.3)$$

Dabei ist Δp die Breite des betrachteten Intervalls der kontinuierlichen Rampe und δp die Breite der parabolischen Funktion. Ein großer Unterschied zwischen den Ergebnissen mit und ohne Berücksichtigung dieser Ursachen für Verschmierungen ergibt sich insbesondere nahe der Produktionsschwelle. Da COSY-11 direkt an der Schwelle keine Datenpunkte liefert, wird in der Veröffentlichung von Smyrski et al. [Smy07] argumentiert, dass die Verschmierungseffekte vernachlässigt werden können. Auch für den Datenpunkt mit der geringsten Überschussenergie betrage der Unterschied lediglich 2.5 %.

Ableitung der Streulänge aus der Anregungsfunktion bei COSY-11

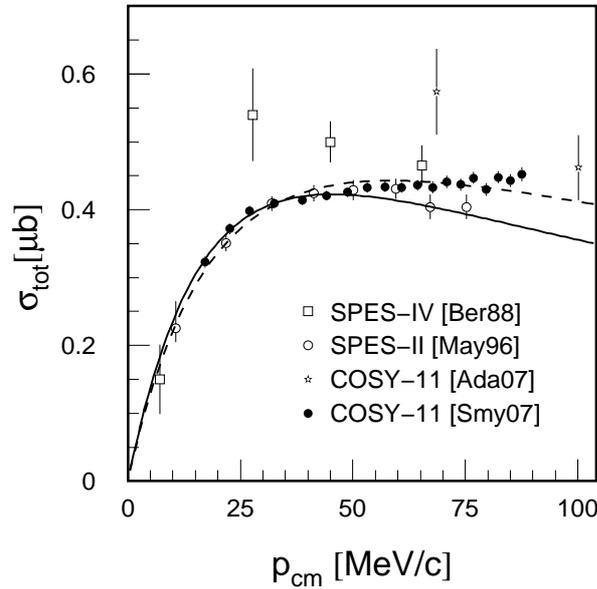


Abbildung 5.8: Anregungsfunktion und extrahierte Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ im Überschussenergiebereich bis $p_f = 50 \text{ MeV}/c$ (durchgezogene Linie) und im gesamten Überschussenergiebereich (gestrichelte Linie) für die COSY-11 Daten. Die Abbildung wurde Smyrski et al. [Smy07] entnommen.

Das Ergebnis für den Datensatz von COSY-11 läßt sich bei Smyrski et al. [Smy07] nachschlagen und ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Dabei wurden nur die Datenpunkte mit Schwerpunktimпульs $p_f \leq 50$ MeV/c betrachtet.

Jegliche Verschmierungseffekte bei der Rekonstruktion der Anregungsfunktion wurden dabei vernachlässigt.

Wie in Abbildung 5.8 zu erkennen ist, lassen sich die Datenpunkte innerhalb des Fitintervalls gut mit der Kurve beschreiben. Der Wert für das χ^2 pro Freiheitsgrad beträgt 0.5 für diese Kurve. Ausserhalb des Fitintervalls geben die Datenpunkte den Verlauf der Fitkurve nicht wieder. Da für die Größe der Streulänge speziell die schwelennahen Datenpunkte entscheidend sind, wird dennoch mit dieser Parametrisierung die Streulänge abgeleitet. Sie lautet [Smy07]:

$$\begin{aligned} |\Re(a)| &= (2.9 \pm 2.7) \text{ fm} \\ \Im(a) &= (3.2 \pm 1.8) \text{ fm} \\ |a| &= (4.3 \pm 0.6) \text{ fm} . \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die hohen Unsicherheiten ergeben sich daraus, dass das Ergebnis sehr stark davon abhängig ist, wie viele der Datenpunkte für den Fit genutzt werden. Nutzt man das bekannte Modell unter Vernachlässigung der effektiven Reichweite aus Gleichung 1.30, dann lässt sich im Rahmen dieses Modells lediglich der Betrag der Streulänge präzise bestimmen.

Deutung der Fitergebnisse für den ANKE-Datensatz unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind die Fitergebnisse für den Datensatz von ANKE unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten dargestellt.

Für die Daten von SPES-II macht die Anwendung des Verfahrens keinen Sinn. Eine Korrektur über die Verschmierung des Strahlimpulses wurde für die schwelennahen Datenpunkte bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt und eine kontinuierliche Rampe liegt nicht vor.

Bei COSY-11 wird argumentiert, dass Verschmierungseffekte nicht berücksichtigt werden müssen.

Daher werden im Folgenden nur noch die beiden Kurven aus Abbildung 5.6 und 5.7 mit und ohne eingeschränkten Fitbereich an die Daten von ANKE betrachtet, die sich wie folgt interpretieren lassen:

1. Betrachtet man die Fitkurven an den Datensatz über den gesamten Überschussenergiebereich, dann erkennt man die deutlichen Abweichungen von der rekonstruierten Anregungsfunktion und dem Verlauf der Datenpunkte. Die Steigung der Anregungsfunktion bei niedrigen Überschussenergien ist zu klein. Da die Wirkungsquerschnitte für größere Überschussenergien nicht stark genug fallen, ist die rekonstruierte Streulänge rein imaginär.

Da die Anregungsfunktion nicht wiedergegeben wird, kann auf diese Weise mit dem Ansatz aus Gleichung 1.30 keine sinnvolle Streulänge aus den Daten von ANKE bestimmt werden.

2. Betrachtet man die Fitkurve an den Datensatz mit einer Grenze für den Schwerpunktimpuls von $p_f = 50 \text{ MeV}/c$, dann läßt sich die ansteigende Flanke gut beschreiben. Für die folgenden Datenpunkte müsste die Anregungsfunktion in ein Plateau übergehen, die Verlaufskurve der Fitfunktion zeigt jedoch ein abfallendes Verhalten und damit eine deutliche Abweichung von der Beschreibung.

Mit einer solchen Parametrisierung für die Anregungsfunktion, die von ihrer Form stark von den Datenpunkten abweicht, läßt sich die Streulänge nicht bestimmen. Auch bei diesem Fit ist das Ergebnis für die Streulänge rein imaginär.

Die hochpräzisen ANKE-Daten zeigen somit erstmalig, dass die bisherige Beschreibung der $\eta^3\text{He}$ -Streuung über Gleichung 1.30 nicht hinreichend ist und ein erweiterter Ansatz notwendig ist. Das zeigt, dass die bisher extrahierten Werte für die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge überdacht werden müssen.

5.3 Erweiterungen zur Beschreibung der Anregungsfunktion für die ANKE-Daten

In Kapitel 1.4 wurde bereits erläutert, dass für die Beschreibung des Einflusses der Endzustandswechselwirkung auf den Wirkungsquerschnitt die effektive Reichweite für geringe Endzustandsschwerpunktsimpulse, also eine niedrige Überschussenergie, üblicherweise vernachlässigt wird. Die mathematische Beschreibung der Anregungsfunktion ist bei dieser Näherung nur noch von drei unbekanntem Parametern abhängig und in Gleichung 1.30 angegeben.

In Kapitel 5.2 hat sich gezeigt, dass eine Beschreibung der ANKE-Daten mit dem mathematischen Zusammenhang aus Gleichung 1.30 nicht möglich ist. Das Plateau für größere Überschussenergien läßt sich nicht gleichzeitig mit der steilen Flanke bei niedrigen Überschussenergien beschreiben. Diese Situation legt nahe, die Vernachlässigung der effektiven Reichweite aufzuheben, die mit steigenden Überschussenergien an Bedeutung gewinnt. Damit steigt die Zahl der unbekanntem Parameter in der Funktion von drei auf fünf. Die enorme Datenbasis vom ANKE-Experiment mit mehr als 190 Datenpunkten erlaubt es, auch diese fünf freien Parameter in einer solchen Beschreibung zu extrahieren.

Wie in Kapitel 1.4 erläutert wurde, hat Watson seine ursprüngliche Beschreibung der Anregungsfunktion in Gleichung 1.27 zu unter Ausnutzung der Jost-Funktion zu Gleichung 1.28 überarbeitet. Diese überarbeitete Version wurde genutzt, um die Abbildungen 5.9 und 5.10 zu erstellen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Jost-funktion in der Form, wie sie hier genutzt wird, eigentlich nur für einen elastischen Prozess gilt. Das heißt, sie liefert eigentlich nur dann sinnvolle Ergebnisse, wenn der Realteil der Streulänge viel größer ist als der Imaginärteil.

Beschreibung der Anregungsfunktion unter Ausnutzung der effektiven Reichweite

Anhand der Abbildungen 5.9 und 5.10 wird deutlich, dass die Datenpunkte mit Hilfe einer Anregungsfunktion unter Berücksichtigung der effektiven Reichweite deutlich besser beschrieben werden können.

Es ist zu berücksichtigen, dass Gleichung 1.28 im eigentlichen Sinne nur für den Überschussenergiebereich gültig ist, in dem ein reines s-Wellen-Verhalten vorliegt. Die Fitkurve in Abbildung 5.10 wurde nur an diesen Bereich angepasst. Es ist zu erkennen, dass diese Fitkurve mit steigender Überschussenergie ausserhalb des Fitbereichs immer weiter von den Datenpunkten abweicht.

Die abgeleitete Streulänge aus beiden Fitkurven ist, obgleich mit Unsicherheiten behaftet, rein imaginär. Die Werte sind sich sehr ähnlich. Die rekonstruierte effektive Reichweite ist ebenfalls rein imaginär. Je höher die Fitkurve für größere Überschussenergien liegt, desto größer wird der Imaginärteil der effektiven Reichweite rekonstruiert.

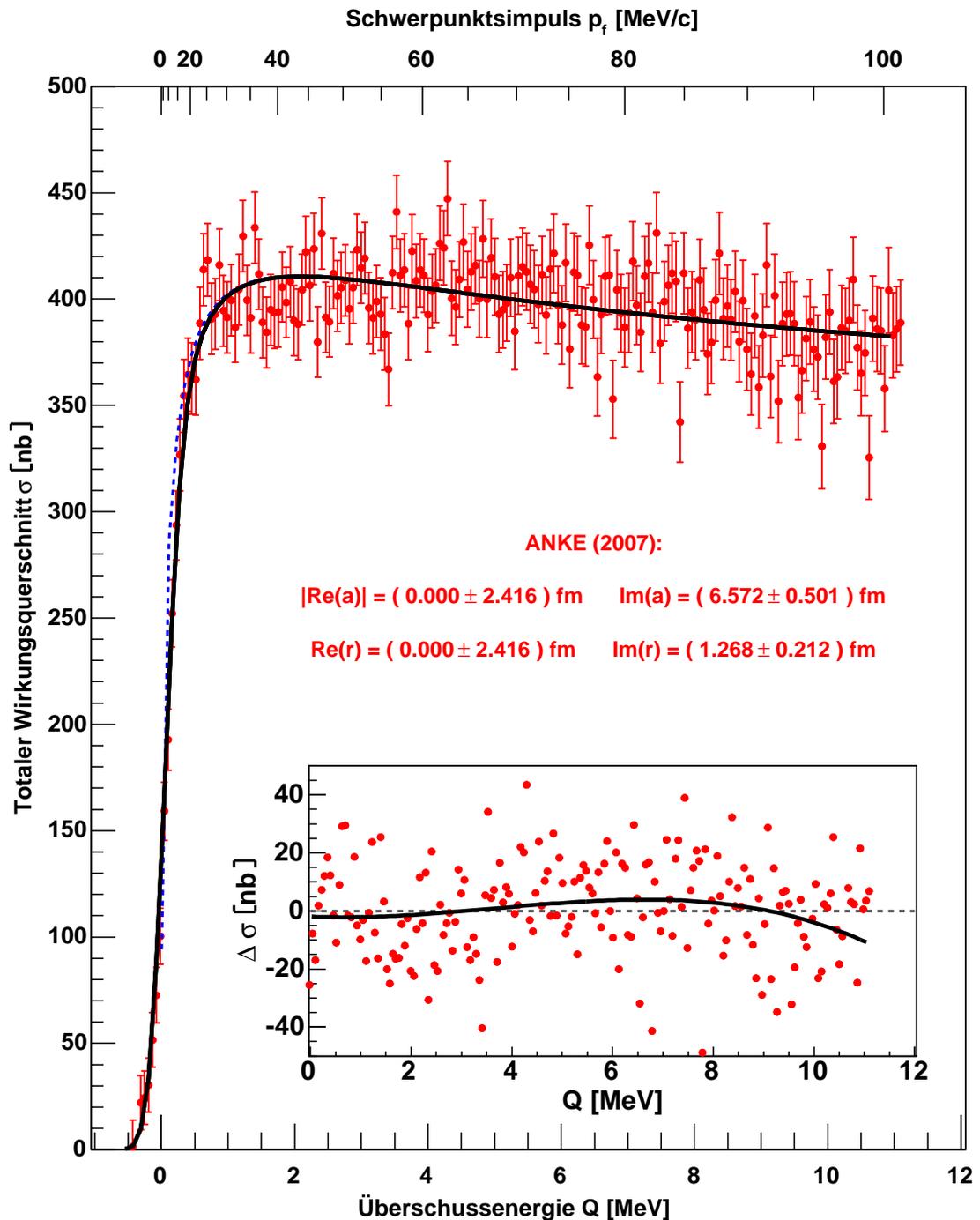


Abbildung 5.9: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve unter Berücksichtigung des “effective range”-Terms [Gol64, Han04a] über den gesamten Überschussenergiebereich unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

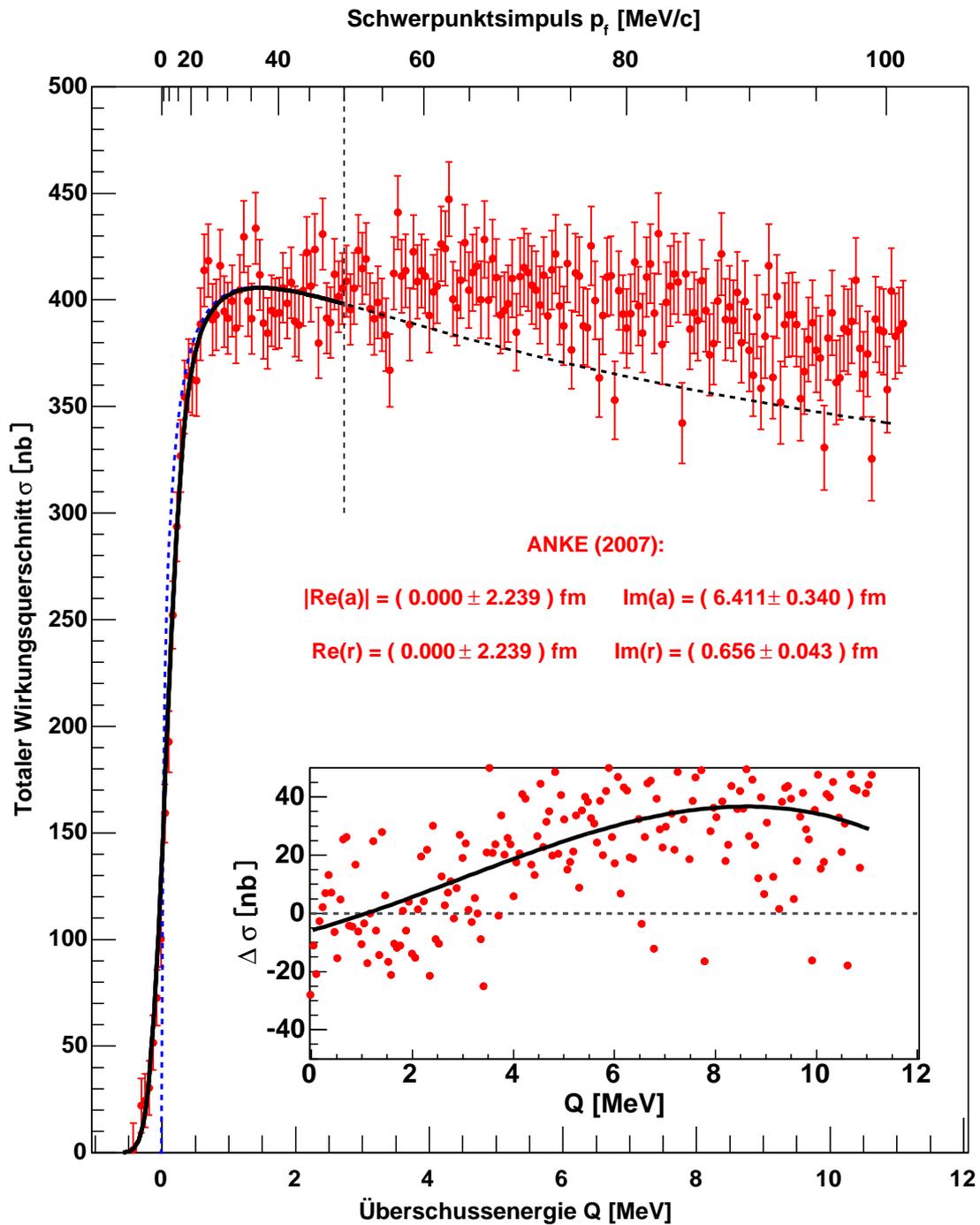


Abbildung 5.10: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve unter Berücksichtigung des “effective range”-Terms [Gol64, Han04a] über den Überschussenergiebereich bis zu einem Schwerpunktsimpuls $p_f \leq 50$ MeV/c unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

Auch wenn die notwendige Bedingung für die Unitarität der Streumatrix aus Gleichung 1.33 im gesamten Fitbereich erfüllt ist, ist ein solches Ergebnis für die Streulänge und die effektive Reichweite kaum physikalisch zu interpretieren. Die rekonstruierte effektive Reichweite ist durch die Wirkungsquerschnitte bei größeren Überschussenergien bestimmt, bei denen höhere Partialwellen eine Rolle spielen. Damit sind die Ergebnisse der Rekonstruktion zur Ableitung dieser Größe nicht zu verwenden. Eine rein imaginäre Streulänge des $\eta^3\text{He}$ -Systems ist nicht zu verstehen, da mit hoher Wahrscheinlichkeit ein ausgeprägter elastischer Kanal auftreten muss. Mit dieser Methode lassen sich weder Streulänge noch effektive Reichweite extrahieren.

Beschreibung der Anregungsfunktion über deren Polstellen

Die Bestimmung von physikalisch sinnvollen Werten für die Streulänge a und effektiver Reichweite r_0 ist mit den geschilderten Methoden nicht möglich.

Die Anregungsfunktion ist geprägt durch eine extrem steile Flanke direkt an der Produktionsschwelle. Ein solcher Verlauf ergibt sich dann, wenn sich in der Funktion der Streuamplitude f_{Streu} in Abhängigkeit vom Schwerpunktimпульs p_f eine Polstelle p_1 in unmittelbarer Nähe zur Produktionsschwelle befindet. Diese Überlegung findet sich auch in der Darstellung der Streuamplitude in Abhängigkeit von der Streulänge a unter Vernachlässigung der effektiven Reichweite r_0 in Gleichung 1.29 wieder.

Mit einem solchen Ansatz kann zwar die ansteigende Flanke im Wirkungsquerschnitt beschrieben werden, es ist jedoch offensichtlich geworden, dass das Plateau für größere Überschussenergien so nicht erklärt werden kann. Um eine Parametrisierung zu erhalten, mit der eine solche Beschreibung möglich ist, wurde dem Nenner der Streuamplitude ein multiplikativer Faktor mit einer zweiten Polstelle p_2 zugefügt:

$$f_{\text{Streu}} = \frac{f_{\text{Prod}}}{\left(1 - \frac{p_f}{p_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{p_f}{p_2}\right)}. \quad (5.5)$$

Damit erhöht sich die Zahl der Fitvariablen von drei auf fünf, ein Wert stellt die Größe des Betrags der Produktionsamplitude $|f_{\text{Prod}}|$ dar und beide Polstellen sind jeweils durch Real- und Imaginärteil am Fitvorgang beteiligt.

In Kapitel 1.4 wurde auf Basis der Theorie zur Beschreibung der Endzustandswechselwirkung von Watson und Migdal mit Hilfe der “effective-range”-Approximation, die eigentlich nur für einen elastischen Reaktionskanal gilt, mit Gleichung 1.26 eine Parametrisierung der Streuamplitude eingeführt:

$$f_{\text{Streu}} = \frac{f_{\text{Prod}}}{1 - iap_f + \frac{1}{2}r_0ap_f^2}. \quad (5.6)$$

Bei dieser Darstellung wurde die effektive Reichweite nicht vernachlässigt. Da der Ansatz vom Autor später modifiziert wurde, entsprechen die rekonstruierten Variablen nicht zwangsläufig den Definitionen von Streulänge und effektiver Reichweite.

Wie in Kapitel 1.4 erwähnt wurde, sollte die Formel für niedrige Überschussenergien in die korrigierte Version übergehen.

Es wird deutlich, dass sich die beiden Darstellungen aus Gleichung 5.5 und 5.6 ineinander überführen lassen. Der Zusammenhang der Größen ergibt sich durch Ausmultiplizieren mit einem Koeffizientenvergleich:

$$a = -i \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \quad \text{und} \quad r_0 = \frac{2i}{p_1 + p_2}. \quad (5.7)$$

Die Parametrisierung der Streuamplitude f_{Streu} in Abhängigkeit von den Polstellen p_1 und p_2 hat einen großen Vorteil in Bezug auf deren Korrelation. Die erste komplexe Polstelle p_1 nahe der Produktionsschwelle ist fast ausschließlich durch die ansteigende Flanke im Wirkungsquerschnitt bestimmt, während die zweite p_2 den Verlauf für größere Überschussenergien wiedergibt.

In der anderen Darstellung hat die effektive Reichweite r_0 , die zur Beschreibung der Wirkungsquerschnitte bei höheren Überschussenergien eingeführt werden muss, einen spürbaren Einfluss auf den rekonstruierten Wert der Streulänge a .

Entscheidend für die Untersuchung der Endzustandswechselwirkung ist der Grenzwert der Streuamplitude für den Schwerpunktimpuls gegen Null und dafür ist die Bestimmung der ersten Polstelle hinreichend.

In den Abbildungen 5.11 bis 5.13 sind die Ergebnisse für die beiden Polstellen aus den Fitkurven für den gesamten und den eingeschränkten Überschussenergiebereich dargestellt. Bei dem Fit im eingeschränkten Überschussenergiebereich zeigt sich, dass der Funktionsverlauf sehr empfindlich auf die Datenpunkte nahe der Fitgrenze reagiert. Ausserhalb des Fitbereichs weicht die Kurve sehr stark von den Datenpunkten ab. Dennoch stimmt das Ergebnis für den ersten Pol gut mit jenem vom Fit über den gesamten Energiebereich überein.

Da der zweite Pol lediglich der Anpassung der Fitkurve an die Datenpunkte bei höheren Überschussenergien dient, kann im Folgenden auch die Fitkurve über den gesamten Energiebereich verwendet werden. Mit einer solchen Parametrisierung läßt sich die Anregungsfunktion in jedem Fall gut beschreiben.

Es bleibt die systematische Unsicherheit der Parameter zu bestimmen. Zuvor soll jedoch noch einmal die Bedeutung der Polstellen in 5.6 in Zusammenhang mit der Streulänge erläutert werden.

Polstellendarstellung und Extraktion der Streulänge

Bei der Analyse der ANKE-Daten wurde die Polstellendarstellung nach Gleichung 5.6 für die Beschreibung der Anregungsfunktion genutzt.

Der Vorteil dieser Darstellung besteht darin, dass eine Polstelle durch den schwelennahen Überschussenergiebereich festgelegt ist, während die andere nur dazu genutzt wird, um den Verlauf der Anregungsfunktion für höhere Überschussenergien reproduzieren zu können. Bei der Darstellung in Abhängigkeit von Streulänge und

effektiver Reichweite hat die effektive Reichweite einen größeren Einfluß auf den Kurvenverlauf im schwelennahen Bereich.

Auf die zentrale Frage nach der Möglichkeit der Existenz eines gebundenen oder virtuellen Zustands kann genauso gut mit der schwelennahen Polstelle eingegangen werden, wie mit der Streulänge.

Die Streulänge als darstellende Größe muss dabei nicht aufgegeben werden. Sie kann im Rahmen des geschilderten Modells sehr wohl mit Hilfe von Gleichung 5.7 bestimmt werden. Es zeigt sich, dass die zweite Polstelle zwar einen Einfluss auf die Streulänge besitzt, dass dieser jedoch, wie die nachfolgende Rechnung mit den endgültigen Werten aus Gleichung 5.9 zeigt, gering ist:

$$\begin{aligned}
 a &= -i \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \\
 &= \left(\frac{-i}{-5 \pm i 19} + \frac{-i}{106 \pm i 76} \right) \frac{1}{\text{MeV}/c} \\
 &= \left((\pm 9.9 + i 2.6) + (\pm 0.8 - i 0.9) \right) \text{ fm} \\
 &= \left(\pm 10.7 + i 1.5 \right) \text{ fm}
 \end{aligned}$$

Daher kann auch mit dem vorhandenen Modell die Streulänge, die über den schwelennahen Bereich festgelegt wird, extrahiert werden. Es sollte stets bedacht werden, dass die schwelennahe Polstelle aufs engste mit der Streulänge verknüpft ist und beide Größen für die Theorie inhaltlich die gleichen Aussagen erlauben.

Im Gegensatz zu den Polstellen ist die Streulänge eine in der Theorie der Endzustandswechselwirkung viel gängigere Größe. Im Rahmen des klassischen, von Watson's Theorie der Endzustandswechselwirkung geprägten Modell, bei dem der Term der effektiven Reichweite vernachlässigt werden konnte, bestand auch keine Notwendigkeit, eine Polstellendarstellung zu nutzen.

Die Situation hat sich mit dem ANKE-Datensatz jedoch grundlegend geändert. Die Daten sind ohne einen höheren Term mit der effektiven Reichweite nicht zu beschreiben. Aus dem oben genannten Grund erscheint es sinnvoller, die Anregungsfunktion über die Polstellendarstellung auf einen gebundenen oder virtuellen Zustand hin zu untersuchen. Daher wird die Interpretation der Daten im Folgenden auch mit dieser Darstellung geführt. Die Bedeutung der Werte geht aus Kapitel 5.5 hervor.

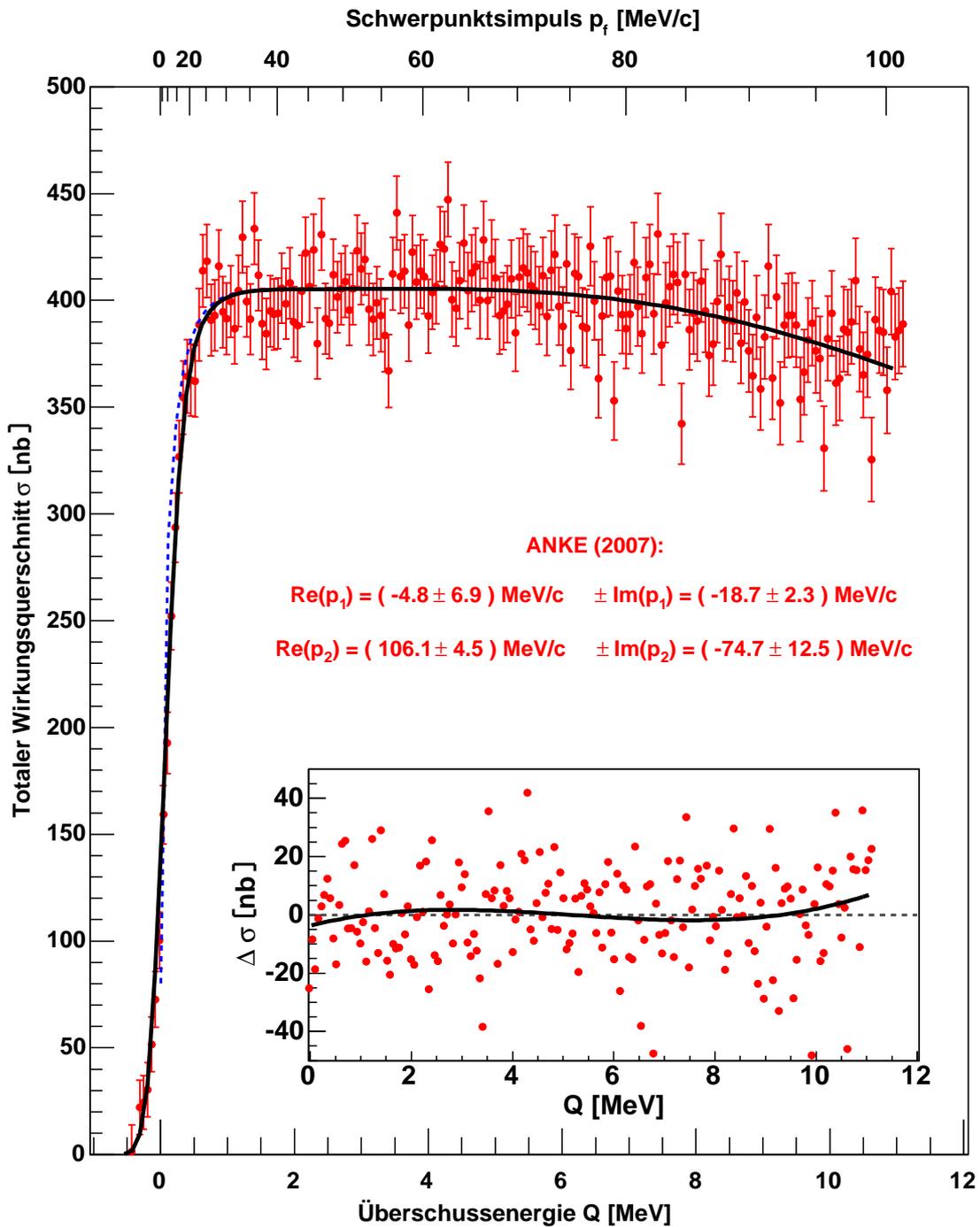


Abbildung 5.11: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve in Polstellenendarstellung über den gesamten Überschussenergiebereich unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

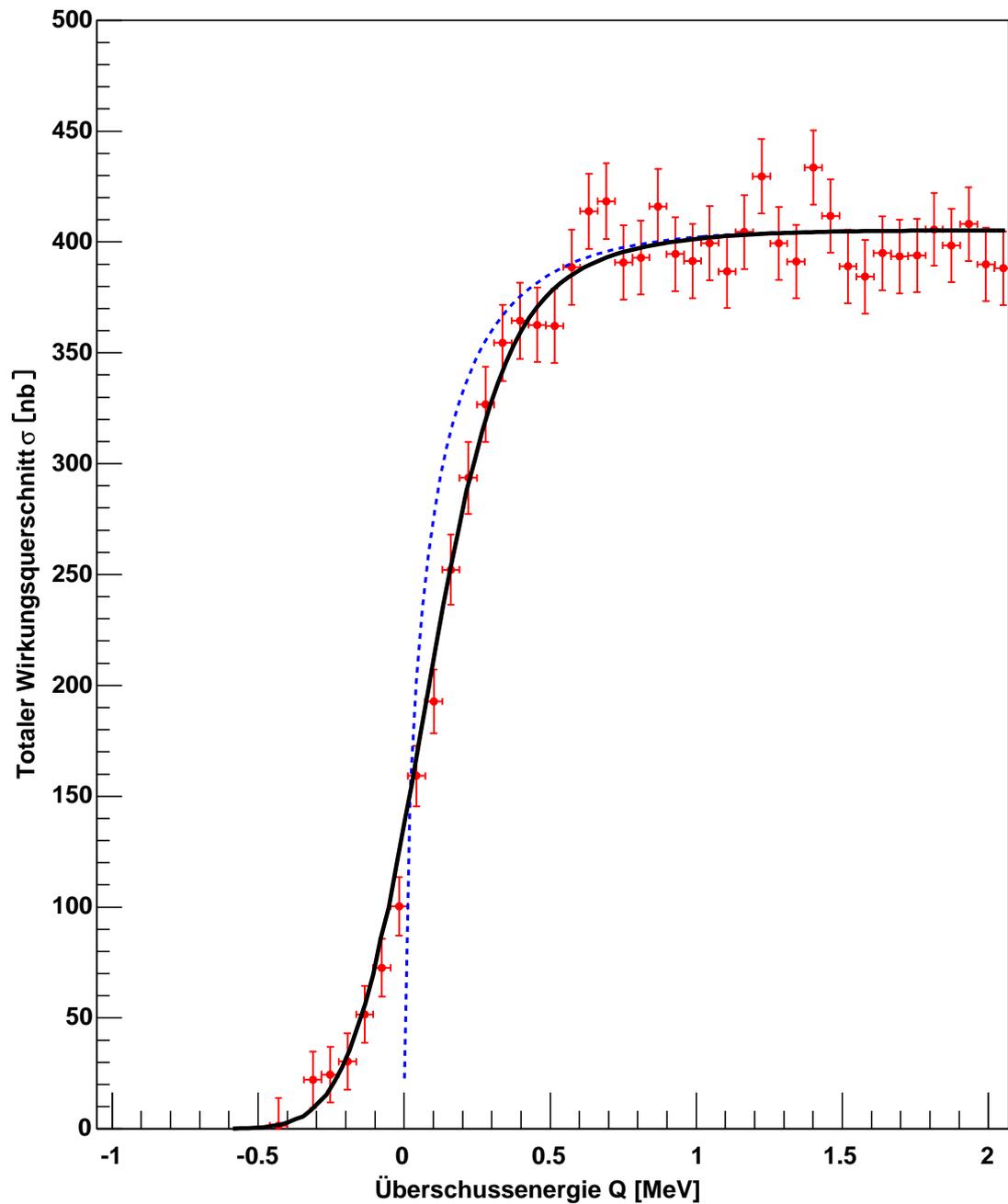


Abbildung 5.12: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve in Polstendarstellung über den gesamten Überschussenergiebereich unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Dargestellt ist lediglich der schwelennahe Bereich. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

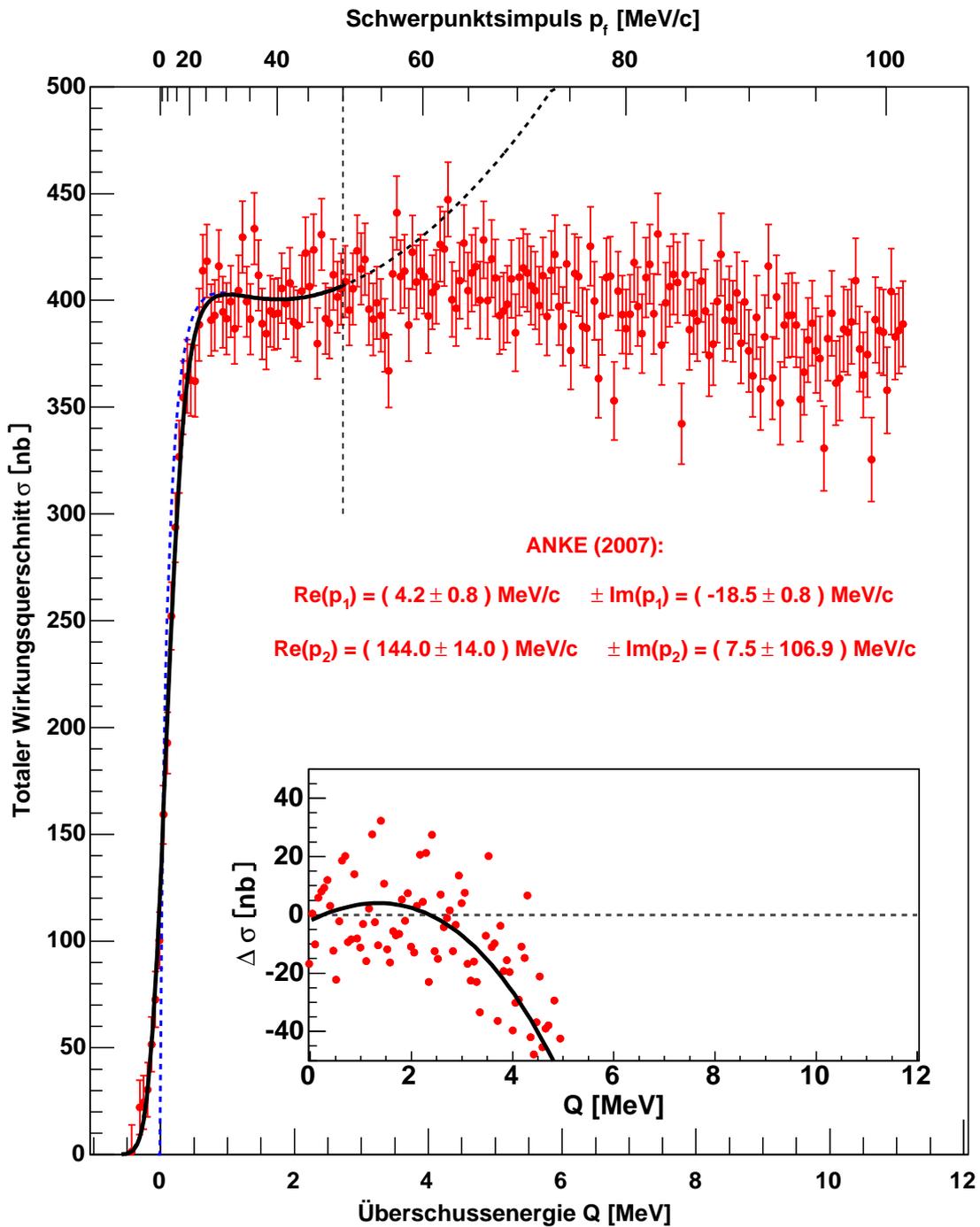


Abbildung 5.13: Beschreibung des ANKE-Datensatzes über eine Fitkurve in Polstendarstellung über den Überschussenergiebereich bis zu einem Schwerpunktsimpuls $p_f \leq 50$ MeV/c unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten. Die zu den rekonstruierten Parametern zugehörige unverschmierte Kurve wurde gestrichelt eingezeichnet.

5.4 Bestimmung der Polstellen mit statistischen und systematischen Unsicherheiten

Zur Bestimmung der fünf freien Parameter der Polstellendarstellung aus Gleichung 5.5 wird ein Fit über den gesamten Überschussenergiebereich vorgenommen. Das Programmpaket MINUIT bestimmt daraus mittels einer χ^2 -Methode die Unsicherheit der einzelnen Parameter.

Es treten jedoch zwei weitere systematische Unsicherheitsfaktoren auf. Zum ersten handelt es sich um eine systematische Unsicherheit bezüglich einer möglichen, konstanten Abweichung der tatsächlichen von der rekonstruierten Überschussenergie und zum zweiten um die Größe der Impulsverschmierung des Beschleunigerstrahls. Die Unsicherheit in der Kalibration der Überschussenergieachse ist mit $\Delta Q = 9$ keV bekannt. In Kapitel 4.12 wurde erläutert, wie diese hochpräzise Kalibration realisiert wurde.

Die Größe der Strahlverschmierung ($\delta p/p$) ist nicht exakt bekannt. Hier existiert nur eine Abschätzung mit großer Unsicherheit, wenngleich diese den aus den Daten bestimmten Wert gut trifft [Pra07]. Die Größe der absoluten Strahlverschmierung δp muss direkt aus den Messdaten bestimmt werden. Aufgrund der nahezu perfekten Linearität zwischen Deuteronenstrahlimpuls p_d^{LS} und Überschussenergie Q im betrachteten Energiebereich, läßt sich die absolute Strahlverschmierung δp leicht in eine Verschmierung der Überschussenergie δQ umrechnen.

$$\delta p = 4.166 \frac{1}{c} \cdot \delta Q. \quad (5.8)$$

Im Folgenden soll die Größe der Überschussenergieverschmierung δQ anstelle der Strahlverschmierung δp benutzt werden.

Um die systematische Unsicherheit bezüglich der beiden Variablen ΔQ und δQ untersuchen zu können, werden die fünf Parameter in Abhängigkeit von beiden Größen bestimmt und in den zweidimensionalen Darstellungen von Abbildung 5.14 aufgetragen. Auf den Parameter $|f_{\text{Prod}}|$ wurde in dieser Darstellung verzichtet, da er in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung ist. Die vom Programmpaket MINUIT bestimmten statistischen Unsicherheiten der Größen werden analog dargestellt.

Anhand der Abbildung wird deutlich, dass die Fitergebnisse für die Polstelle p_1 , die die ansteigende Flanke nahe der Produktionsschwelle beschreibt, sehr stark von der Qualität der absoluten Kalibration der Überschussenergie abhängen. Aus diesem Grund ist eine hochpräzise Rekonstruktion der Überschussenergie, wie sie in Kapitel 4.12 vorgestellt wurde, zwingend notwendig. Die zweite Polstelle p_2 , die den weiteren Verlauf der Anregungsfunktion beschreibt, ist weitgehend von beiden Variablen abhängig.

Um den absoluten Wert der Überschussenergieverschmierung δQ bestimmen zu können, wurde für jedes betrachtete δQ -Intervall das durchschnittliche χ^2 der Fitkurven bestimmt, die im Bereich der möglichen Überschussenergieabweichung von -9 keV $< \Delta Q < 9$ keV liegen, und in einem Diagramm in Abbildung 5.15 aufgetragen.

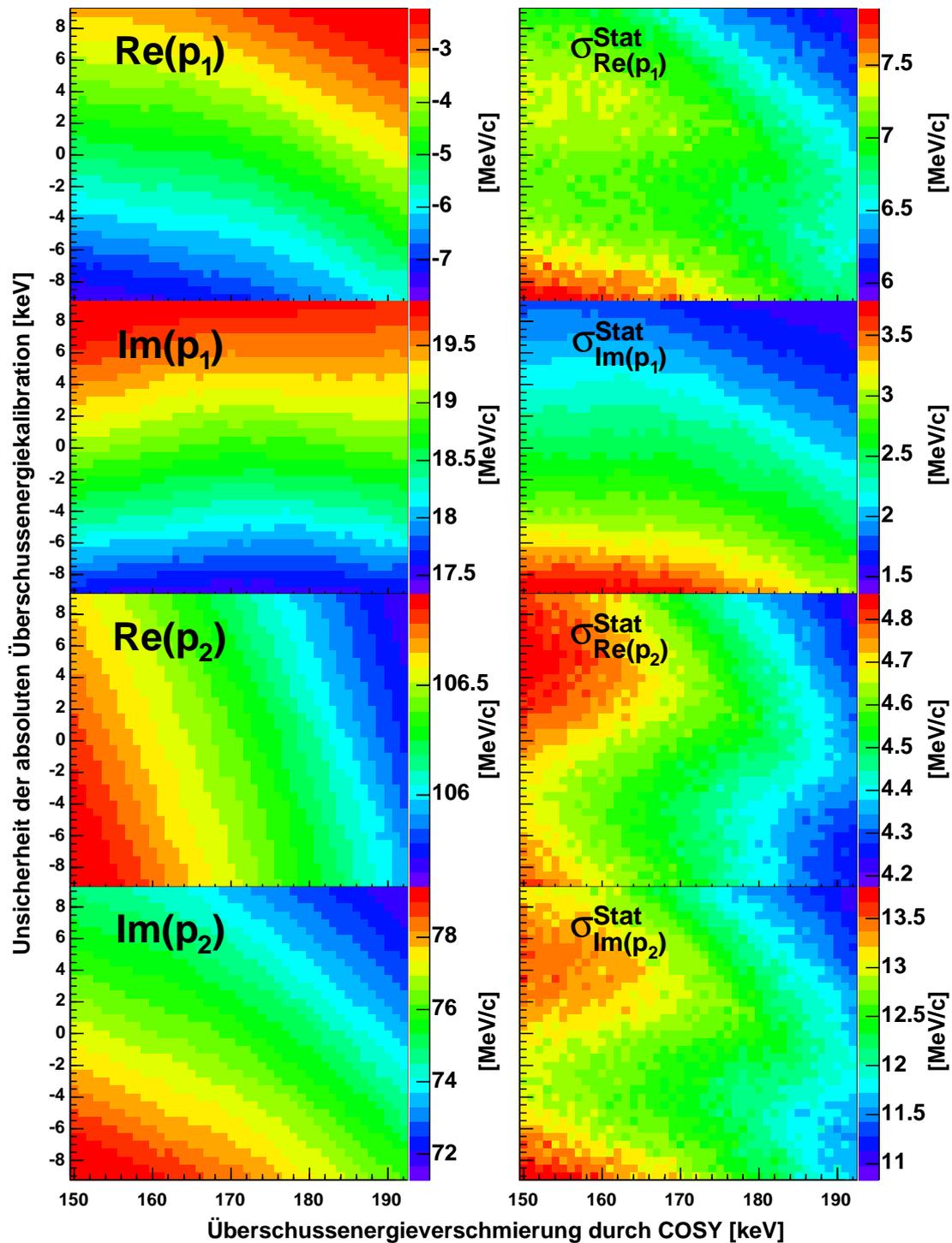


Abbildung 5.14: Rekonstruierte Fitparameter und deren Unsicherheiten in Abhängigkeit von Überschussenergieverschmierung δQ und Unsicherheiten in der absoluten Skalierung der Überschussenergieachse ΔQ .

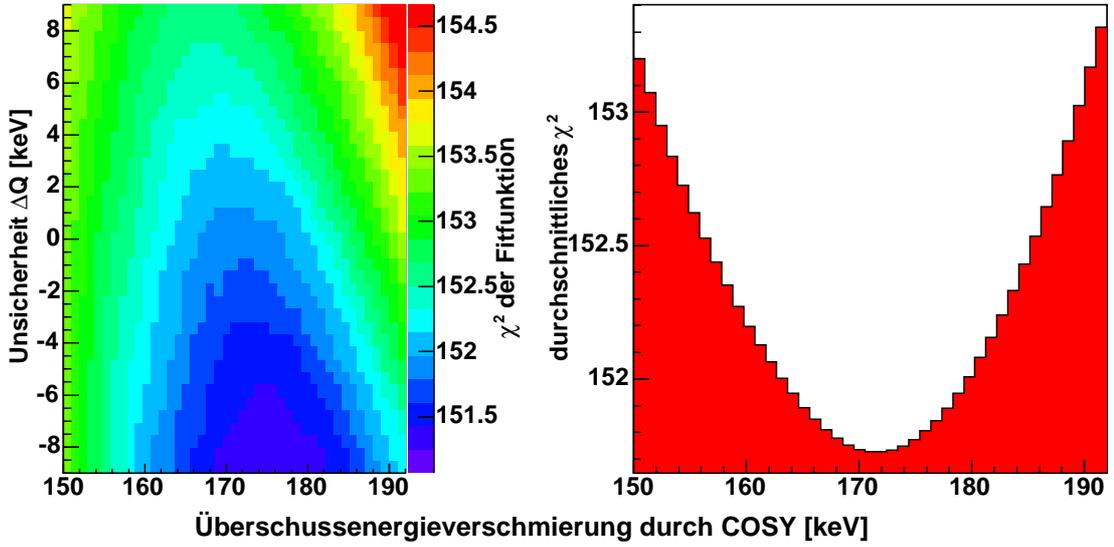


Abbildung 5.15: Auf der linken Seite eine Darstellung des χ^2 in Abhängigkeit von der Überschussenergieverschmierung δQ und Unsicherheit in der absoluten Skalierung der Überschussenergieachse ΔQ , auf der rechten die Darstellung des durchschnittlichen χ^2 in Abhängigkeit von der Überschussenergieverschmierung δQ .

Beim rechten Diagramm aus Abbildung 5.15 handelt es sich um eine Projektion des linken Diagramms auf die Abszisse. Ein Minimum des χ -Quadrats ist bei $\delta Q = 171$ keV zu erkennen. Dieser Wert entspricht einer absoluten Strahlimpulsverschmierung von $\delta p = 0.72$ MeV/c und der relativen $(\delta p/p) \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$. Der auf diese Weise rekonstruierte Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen an die Beschleunigeranlage [Pra07].

Als rekonstruierte Parameter mit ihren jeweiligen statistischen Unsicherheiten werden die Ergebnisse des “zentralen” Fits ohne Überschussenergieabweichung $\Delta Q = 0$ und mit einer Überschussenergieverschmierung $\delta Q = 171$ keV benutzt.

Um die systematische Unsicherheit zu den Fitergebnissen zu bestimmen, wurde ausgehend vom zentralen Fitergebnis für alle Fitkurven in den Bereichen -9 keV $< \Delta Q < 9$ keV und 156 keV $< \delta Q < 186$ keV die Standardabweichung für jeden Parameter in positive und negative Richtung bestimmt.

Des weiteren wurde geprüft, ob die statistischen Unsicherheiten des zentralen Fits in guter Übereinstimmung mit denen der anderen Fits im Unsicherheitsbereich liegen. Auf diese Weise läßt sich das Endergebnis zur Parametrisierung der Endzustandswechselwirkung angeben:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= [(-5 \pm 7_{-1}^{+2}) \pm i(19 \pm 2 \pm 1)] \text{ MeV}/c \\
 p_2 &= [(106 \pm 5) \pm i(76 \pm 13_{-2}^{+1})] \text{ MeV}/c.
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

Dabei sind die Vorzeichen der Imaginärteile der beiden Pole aus Symmetriegründen

in der darstellenden Gleichung nicht festgelegt. Auf Basis von Gleichung 5.5 kann mit diesem Ergebnis auch die Streulänge bestimmt werden:

$$a = -i \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) = [\pm (10.7 \pm 0.8_{-0.5}^{+0.1}) + i (1.5 \pm 2.6_{-0.9}^{+1.0})] \text{ fm}. \quad (5.10)$$

Das Ergebnis ist jedoch mit Vorsicht zu genießen, da es für die Streulänge bei dieser Art der Bestimmung auch von dem zweiten Pol p_2 , der nur zur Erklärung der Anregungsfunktion dient, mit beeinflusst wird. Aus Symmetriegründen im Gleichungssystem ist das Vorzeichen für den Realteil der Streulänge aus dem Datensatz nicht zu bestimmen.

Die erste Polstelle p_1 kann auch in einen komplexen Pol Q_1 in der Überschussenergie Q umgerechnet werden:

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{p_1^2}{2 \cdot m_{\text{red}}} \quad \text{mit} \quad m_{\text{red}} = \frac{m_{^3\text{He}} \cdot m_{\eta}}{m_{^3\text{He}} + m_{\eta}} \\ &= [(-0.30 \pm 0.15 \pm 0.04) \pm i (0.21 \pm 0.29 \pm 0.06)] \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Bei der Überführung der Polstelle p_1 in Q_1 musste berücksichtigt werden, dass die angegebenen Unsicherheiten für p_1 über das Quadrieren einen Einfluss auf den extrahierten Wert und die Unsicherheit von Q_1 besitzen. Um den Wert für Q_1 zu bestimmen, wurde eine Zufallszahlensimulation erstellt, bei der angenommen wurde, dass p_1 entsprechend seiner statistischen und systematischen Unsicherheit jeweils einer Gaußschen Normalverteilung unterliegt. Für jedes Ereignis der Zufallszahlensimulation, mit der die Gaußverteilung von p_1 simuliert wurde, wurde Q_1 bestimmt und in einem Histogramm aufgetragen. Der Mittelwert der Auftragung von den einzelnen Werten von Q_1 wurde als endgültiger Wert benutzt. Die Unsicherheiten ergeben sich aus dem Standardabweichungsquadrat im Q_1 -Histogramm. Dazu wurde die Prozedur getrennt für die statistische und die systematische Unsicherheit durchgeführt.

5.5 Bedeutung der Messergebnisse für die Beurteilung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung

Durch die Untersuchung der Reaktion $d+p\rightarrow^3\text{He}+\eta$ am Experimentaufbau ANKE konnten ganz neue Eindrücke bezüglich der Beurteilung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung gezogen werden.

Dafür verantwortlich ist zunächst die außergewöhnlich reiche Datenmenge, die mit dem ANKE-Experiment nahe der Produktionsschwelle gemessen wurde. Es handelt sich um mehr als eine Größenordnung mehr Datenpunkte als bei jedem der Referenzexperimente.

Verbunden ist diese Datenmenge notwendigerweise mit einer hochpräzisen Kalibration bezüglich der Überschussenergieachse, wie sie vor der Präsentation der Analyseergebnisse kaum für möglich gehalten wurde.

Diese beiden Punkte stellen eine grundsätzliche Verbesserung der Voraussetzungen für eine Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung dar, bei der sich zentrale Aspekte herausgestellt haben, die in der Vergangenheit häufig unterschätzt wurden.

1. Da die $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung insbesondere die Verlaufskurve der schwelennahen Datenpunkte bestimmt, sind diese Datenpunkte von besonderer Bedeutung. Hier konnte erstmals die ansteigende Flanke im Wirkungsquerschnitt mit mehr als ein oder zwei Datenpunkten betrachtet werden. Bei allen anderen Datensätzen ist das nicht möglich und so musste immer mit Datenpunkten bei größeren Überschussenergien das Verhalten an der ansteigenden Flanke im Wirkungsquerschnitt extrapoliert werden.
2. Da eine direkte Analyse der ansteigenden Flanke im Wirkungsquerschnitt möglich war, konnte auch nachgewiesen werden, dass die häufig genutzte theoretische Beschreibung nach Watson unter Vernachlässigung des “effective-range”-Terms nicht so einfach wie vermutet möglich ist.

Mit den ANKE-Daten lässt sich sehr gut ableiten, dass die ansteigende Flanke im Rahmen der klassischen Parametrisierung nicht mit dem Verlauf für höhere Überschussenergien vereinbar ist. Diese Erkenntnis stellt eine bedeutende Warnung bei der Interpretation von Messdaten zur Untersuchung von Endzustandswechselwirkungen dar. Die auf der Theorie von Watson basierende Methode konnte erstmals praktisch überprüft werden und wird genauso für die Untersuchung von Endzustandswechselwirkungen in anderen Reaktionskanälen verwendet, etwa bei der $\eta^4\text{He}$ - oder ηd -Wechselwirkung.

Im Vergleich zur Interpretation der SPES-II-Daten wird deutlich, dass sich mit acht Datenpunkten sicher gut eine klassische Parametrisierung finden lässt. Der Aussagegehalt der rekonstruierten Parameter ist dabei aber eher fraglich. Zum damaligen Zeitpunkt war eine andere Analyse jedoch ganz einfach nicht möglich.

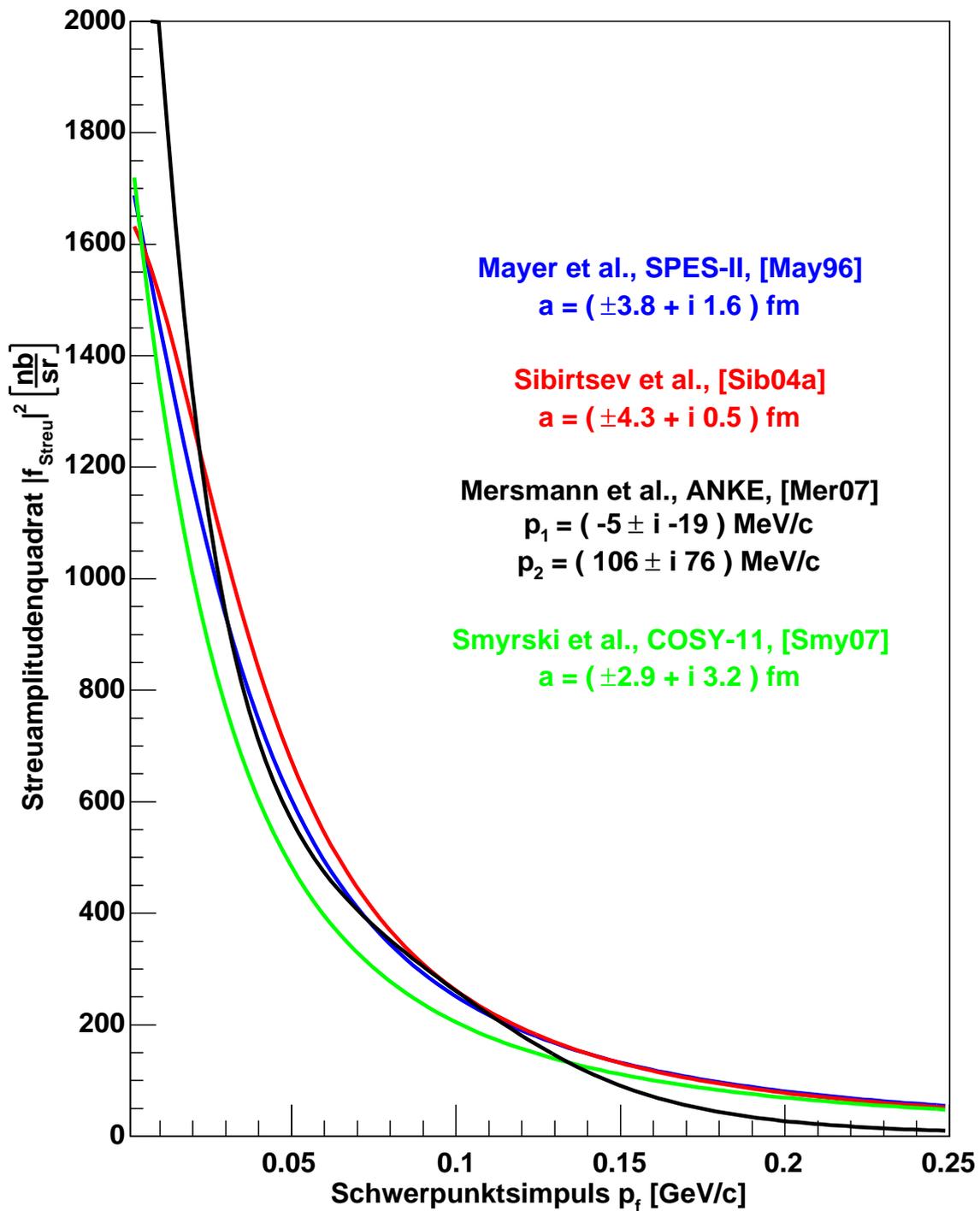


Abbildung 5.16: Betragsquadrat der Streuamplitude $|f_{\text{Streu}}|^2$ in Abhängigkeit vom Schwerpunktsimpuls p_f auf Basis der klassischen Methode nach Gleichung 1.30 und unter Ausnutzung von unterschiedlichen Datensätzen, jedoch ohne die ANKE-Ergebnisse. Für den ANKE-Datensatz wurde die in Kapitel 5.3 beschriebene Polstellendarstellung nach Gleichung 5.5 verwendet.

3. Aufgrund der hochpräzisen Kalibration der Überschussenergieachse wurde bei der ansteigenden Flanke im Wirkungsquerschnitt erstmals die Impulsverschmierung des Beschleunigerstrahls direkt sichtbar. Auch auf diesem Gebiet sind die ANKE-Daten um fast eine Größenordnung präziser als alle Referenzanalysen zu Reaktionen in diesem Energiebereich.

Eine Korrektur auf diese Effekte war an ANKE erstmals auf der Basis der Messergebnisse möglich. Bei der Analyse der SPES-II-Daten, die bei Mayer et al. [May96] veröffentlicht sind, wurde die Strahlverschmierung zwar berücksichtigt, sie ist aber nicht offensichtlich zugänglich wie bei den ANKE-Analysen.

4. Zu guter Letzt konnte mit der Polstellendarstellung eine Beschreibung der Anregungsfunktion gefunden werden, mit der die Endzustandswechselwirkung greifbarer wird und die der theoretischen Beschreibung ganz neue Denkrichtungen und Prüfungen ermöglicht.

Um einen Gutachter der ANKE-Publikation zu zitiieren, wird es wahrscheinlich für lange Zeit schwierig sein, präzisere Wirkungsquerschnitte nahe der η -Schwelle zu erhalten [Ref07].

Der Beantwortung der Frage nach der Existenz eines gebundenen Zustands ist man mit dem neuen ANKE-Datensatz sehr viel näher gekommen. In Kapitel 6.3 wird erläutert, welcher Weg zu diesem Ziel weiter beschritten werden muss.

Aus dem sehr starken Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts auf seinen Maximalwert innerhalb der ersten 0.5 MeV Überschussenergie folgt ein sehr großer Betrag für die $\eta^3\text{He}$ -Streulänge. In der Streuamplitude f_{Streu} liegt eine Singularität innerhalb des ersten MeV Überschussenergie vor.

Zur Verdeutlichung wurde in Abbildung 5.16 die Funktion des Betragsquadrats der Streuamplitude $|f_{\text{Streu}}|$ von unterschiedlichen Quellen aufgetragen, wie sie sich aus den Parametern der einzelnen Fitkurven ergeben.

Die zugehörigen Datenpunkte wurden nicht in die Darstellung aufgenommen, da im Fall der ANKE-Daten die Datenpunkte mit einer Verschmierung und in linear durchfahrenen Intervallen in der Überschussenergie vorliegen. Da kein linearer Zusammenhang zwischen Überschussenergie und Schwerpunktimпульs besteht und zu negativen Überschussenergien kein Schwerpunktimпульs berechnet werden kann, lassen sich die Datenpunkte schlecht darstellen. Hinzu kommt die Schwierigkeit, dass auch in die Bestimmung der Streuamplitude aus dem Wirkungsquerschnitt der Schwerpunktimпульs eingeht.

Die Parameter der darstellenden Fitkurve wurden unter Berücksichtigung von Verschmierungseffekten über Gleichung 5.2 bestimmt, daher kann die Funktion der Streuamplitude daraus unverschmiert abgeleitet und dargestellt werden.

Es ist zu erkennen, dass das Betragsquadrat der Streuamplitude $|f_{\text{Streu}}|^2$ mit dem Schwerpunktimпульs p_f der Ejektile bei der Polstellendarstellung aus Kapitel 5.3 in Richtung der Produktionsschwelle viel stärker ansteigt als alle vorhergehenden Parametrisierungen. Das führt dazu, dass die Ergebnisse zur Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -

Endzustandswechselwirkung in Proton-Deuteron-Interaktionen denen der Photoproduktion sehr viel ähnlicher werden [Pfe04]. Von der Existenz eines quasigebundenen oder virtuellen Zustands sehr nahe an der Produktionsschwelle ist auszugehen.

Mit der Parametrisierung, die für die ANKE-Messdaten benutzt wurde, wird auch deutlich, dass der Realteil gegenüber dem Imaginärteil der Streulänge viel größer ist, wengleich es auch die einzige der betrachteten Parametrisierungen ist, die diesen Schluss auf einem größeren Überschussenergiebereich erlaubt. Die anderen Parametrisierungen scheiterten jedoch auch an der Beschreibung des Datensatzes, wie einzeln begründet wurde. Der rekonstruierte Wert erlaubt insofern einen gebundenen Zustand.

Eine Entscheidung, ob es sich um einen quasigebundenen oder einen virtuellen Zustand handelt, kann indes nicht getroffen werden. Dazu müssten die Vorzeichen der Imaginärteile der Polstellen beziehungsweise das Vorzeichen des Realteils der Streulänge bekannt sein. Diese Größen sind aus den Messdaten nicht zu extrahieren.

Voraussetzung für einen quasigebundenen Zustand ist, dass der Imaginärteil $\Im(p_1)$ der Polstelle p_1 in der komplexen Impulsebene positiv ist und der zugehörige Imaginärteil $\Im(Q)$ in der komplexen Überschussenergieebene negativ. Diese Bedingung beruht auf der Zeitentwicklung der Wellenfunktion, die verlangt, dass ein gebundener Zustand mit der Zeit zerfallen kann. Ein solcher Zustand wird häufig als quasi-gebunden bezeichnet, da die Möglichkeit eines Zerfalls über die Aussendung von Pionen oder Nukleonen besteht.

Ein virtueller Zustand liegt vor, wenn der Imaginärteil der Polstelle in der Überschussenergie $\Im(Q)$ positiv ist und in der unphysikalischen Hälfte der komplexen Überschussenergieebene liegt. Ein solcher Zustand liegt vor, wenn die η -Kern-Wechselwirkung nicht hinreichend attraktiv ist [Gol64, Wil07].

5.6 Interpretation der Winkelasymmetrie

Vor der Veröffentlichung der Messergebnisse von ANKE und COSY-11 wurde auf Basis der Daten von SPES-II vorsichtig angenommen [Sib04a], dass für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle ein reines s-Wellen-Verhalten vorliegen würde.

Die Datensätze von ANKE und COSY-11 widerlegten diese Annahme und zeigten, wie in Kapitel 5.1 geschildert, dass ab einem Schwerpunktimпульs der Ejektile von ungefähr 50 MeV/c höhere Partialwellen von Bedeutung sind. Die an ANKE gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $(d\sigma/d\Omega)(Q)$ verhalten sich linear in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta^{\text{CMS}})$ und motivierten die Einführung eines Asymmetriefaktors $\alpha(Q)$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q . Aufgrund der Linearität im differentiellen Wirkungsquerschnitt konnte abgeleitet werden, dass es sich bei dem zusätzlichen Term um eine reine p-Welle handelt.

Diese neue Erkenntnis wurde sehr schnell in die theoretische Behandlung des Produktionsprozesses der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ aufgenommen. Die Ergebnisse wurden zur Veröffentlichung eingereicht und sind mittlerweile akzeptiert [Wil07]. Sie sollen an dieser Stelle kurz erläutert werden.

Demnach folgt aus den Daten vom ANKE-Experiment nicht nur ein starker Anstieg des Betrags der s-Wellen-Amplitude hin zur Produktionsschwelle, sondern auch eine sehr starke Veränderung der Phase der Amplitude. Genau solch ein Verhalten wird auch für einen gebundenen oder virtuellen $\eta^3\text{He}$ -Zustand erwartet. Die Eigenschaften des η -mesischen ${}^3\text{He}$ -Kerns sollten dabei im wesentlichen unabhängig vom Produktionsprozess sein.

Um die Verantwortlichkeit einer mit einem gebundenen oder virtuellen Zustand verknüpften Polstelle für das Verhalten des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle prüfen zu können, ist es also notwendig, zu zeigen, dass nicht nur eine Veränderung des Betrag der s-Wellen-Amplitude nahe der Produktionsschwelle eintritt, sondern dass sich auch deren Phase verändert.

Da der Wirkungsquerschnitt sich proportional zum Betragsquadrat der Streuamplitude $|f_{\text{Streu}}|^2$ verhält, geht bei der Analyse von totalen Wirkungsquerschnitten jede Information über die Phase δ verloren. Mit den neuen Daten von ANKE und COSY-11 ist eine p-Welle identifiziert worden, deren Interferenz mit der s-Welle benutzt werden kann, um diese Information zurückzugewinnen. Dabei tritt im Gegensatz zu den Datenpunkten bei höheren Energien [Bil02] keine Abhängigkeit von einem $\cos^2(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Term auf, so dass die Einführung des Asymmetriefaktors $\alpha(Q)$ sinnvoll ist und Terme höherer Ordnung hier nicht erforderlich sind.

Aus kinematischen Gründen würde man erwarten, dass die Winkelabhängigkeit sich proportional zum Skalarprodukt der Impulsvektoren im Schwerpunktsystem von einlaufendem Proton und auslaufendem η -Meson verhalten würde [Wil07]. Es ist jedoch zu erkennen, dass der Asymmetrieparameter α nicht wie erwartet vom Ursprung her mit dem Ejektilschwerpunktsimpuls p_f ansteigt, sondern erst ab $p_f \approx 40$ MeV/c.

Fasst man die drei Datensätze von SPES-II, ANKE und COSY-11 wie in Abbil-

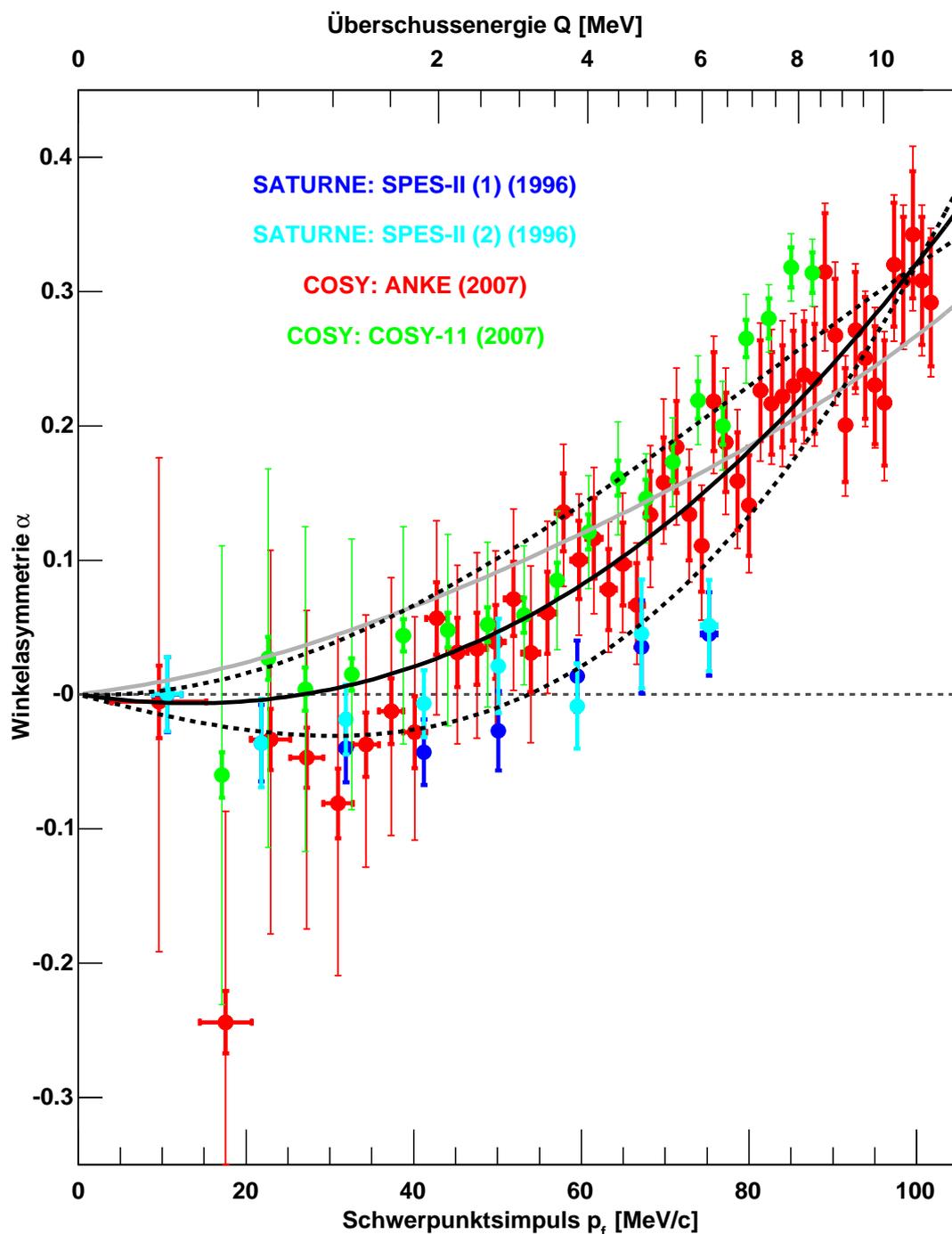


Abbildung 5.17: Winkelasymmetrie α in Abhängigkeit vom Schwerpunktimpuls p_f für die bekannten Datensätze. In grau ist eine Fitkurve an die ANKE-Daten unter Vernachlässigung der Phasenverschiebung dargestellt. Bei der schwarzen Kurve ist die Phasenverschiebung berücksichtigt. Die gestrichelten Linien zeigen die Fitkurve unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit an.

dung 5.17 zusammen, dann scheint es nahe der Schwelle eine Tendenz hin zu einem negativen α zu geben, wenngleich die Fehlerbalken der Datensätze von ANKE und COSY-11 in dieser Region groß sind. Ein Teil des Effekts kann durch den starken Abfall der Streuamplitude zu größeren Schwerpunktpulsen erklärt werden, wie er in Abbildung 5.16 sichtbar wird, die Größe des Effekts spricht jedoch dafür, dass der Grund in der Phasenvariation zu suchen ist.

Bedingt durch die erlaubten Spin- und Drehimpulszustände im Anfangs- beziehungsweise Endzustand existieren für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ zwei unabhängige s-Wellen-Amplituden und fünf für die p-Wellen [Ger88], von denen bei einer phänomenologischen Betrachtung zwei ausreichen sollten. Da keine hinreichenden Informationen über die Analysierstärken vorhanden sind, werden die beiden Amplituden der p-Wellen zu einer Gesamtamplitude $f_{p\text{-Welle}}$ zusammengefaßt.

Wenn das Verhalten der Anregungsfunktion nahe der Produktionsschwelle durch die $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung verursacht wird, dann ist zu erwarten, dass sich die s-Wellen-Amplituden in gleicher Weise verhalten. Einen Hinweis darauf findet man bei der Untersuchung der Tensor-Analysierstärke der Deuteronen, die klein und wenig veränderlich nahe der Produktionsschwelle ist [Ber88]. Daher sollte man auch die beiden s-Wellen-Amplituden zu einer Gesamtamplitude $f_{s\text{-Welle}}$ zusammenfassen können.

Die p-Wellen wurden bisher bei der Theorie zur Untersuchung der Endzustandswechselwirkung anhand von totalen Wirkungsquerschnitten nach Gleichung 1.19 vollständig vernachlässigt. Nutzt man den Ansatz zur s-Wellen Streuamplitude $f_{s\text{-Welle}}$ aus Gleichung 5.5, dann kann man den totalen Wirkungsquerschnitt σ und den Asymmetriefaktor α ausdrücken und von diesem abhängig darstellen [Wil07]:

$$f_{s\text{-Welle}} = \frac{f_{\text{Prod}}}{\left(1 - \frac{p_f}{p_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{p_f}{p_2}\right)} \quad (5.12)$$

$$\sigma = \frac{4\pi p_f}{p_i} \cdot (|f_{s\text{-Welle}}|^2 + p_f^2 |f_{p\text{-Welle}}|^2) \quad (5.13)$$

$$\alpha = 2p_f \frac{\Re(f_{s\text{-Welle}}^* \cdot f_{p\text{-Welle}})}{|f_{s\text{-Welle}}|^2 + p_f^2 |f_{p\text{-Welle}}|^2}. \quad (5.14)$$

Wenn die Phasenveränderung der s-Wellen-Amplitude $f_{s\text{-Welle}}$ durch eine Betragsbildung vernachlässigt wird, dann erhält man

$$\alpha = 2p_f \frac{|f_{s\text{-Welle}}| \cdot |f_{p\text{-Welle}}|}{|f_{s\text{-Welle}}|^2 + p_f^2 |f_{p\text{-Welle}}|^2}. \quad (5.15)$$

Ein Fit an die Winkelasymmetrie der ANKE-Daten mit dieser Gleichung, wie er mit einer grauen Linie in Abbildung 5.17 dargestellt ist, scheitert an der Beschreibung des Verlaufs der Daten. Nutzt man die Phasenvariation beim Fit an die ANKE-Daten aus, dann ist eine deutlich bessere Beschreibung möglich, die durch die schwarze Linie verdeutlicht wird. Die gestrichelten Linien zeigen das Fitergebnis unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit der Datenpunkte in beide Richtungen.

Ein solcher Fit muss in drei aufeinanderfolgenden Schritten iterativ in den Gleichungen 5.12 und 5.14 durchgeführt werden.

1. Als erstes muss ein Fit an die Anregungsfunktion im totalen Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 5.12 durchgeführt werden, um den Verlauf der s-Wellen-Amplitude $f_{s\text{-Welle}}$ in Abhängigkeit vom Schwerpunktimпульs p_f bestimmen zu können.
2. Nun wird Gleichung 5.14 genutzt, um aus dem Asymmetriespektrum den komplexen Wert der p-Wellen-Amplitude $f_{p\text{-Welle}}$ zu bestimmen.
3. Beim dritten Schritt wird Gleichung 5.13 benutzt, um die s-Wellen-Amplitude $f_{s\text{-Welle}}$ zu bestimmen, die wiederum im ersten Schritt eingesetzt werden kann.

Nach dem dritten Schritt wird mit der neuen s-Wellen-Amplitude $f_{s\text{-Welle}}$ die Iteration erneut durchlaufen. Beim ersten Durchlauf wird $f_{p\text{-Welle}} = 0$ angenommen. Die Konvergenz setzt zügig ein und es lassen sich folgende Parameter für den Fit ableiten:

$$|f_{\text{Prod}}| = (50 \pm 8) \sqrt{\frac{\text{nb}}{\text{sr}}}$$

$$\left| \frac{f_{p\text{-Welle}}}{f_{\text{Prod}}} \right| = [(-0.47 \pm 0.08 \pm 0.20) + i(0.33 \pm 0.02 \pm 0.12)] \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)^{-1}$$

$$p_1 = [(-4 \pm 7_{-1}^{+2}) + i(19 \pm 2 \pm 1)] \frac{\text{MeV}}{c}$$

$$p_2 = [(103 \pm 4) + i(74 \pm 12_{-2}^{+1})] \frac{\text{MeV}}{c} .$$

Verglichen mit der Lösung ohne Berücksichtigung der p-Wellen-Amplitude, verändert sich die Position der schwelennahen Polstelle p_1 nur leicht. Ganz analog zu Gleichung 5.10 ergibt sich folgende Streulänge:

$$a = (\pm 10.9 + 1.0i) \text{ fm} . \quad (5.16)$$

Bei der Interpretation dieses Wertes ist Vorsicht geboten, da er von der Position der zweiten Polstelle p_2 beeinflusst wird, die nur der Beschreibung der Verlaufskurve des Wirkungsquerschnitts für höhere Überschussenergien dient.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass die ANKE-Daten aufzeigen, dass die s-Wellen-Amplitude einer für einen gebundenen oder virtuellen Zustand erwarteten Phasenverschiebung unterliegt.

Dies ist ein wichtiger Hinweis darauf, dass das Verhalten des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ nahe der Produktionsschwelle durch die η - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung verursacht wird und nicht durch den Produktionsprozess. Das Ergebnis unterstützt die Vermutung, dass es sich um einen virtuellen oder gebundenen Zustand handelt.

Eine detaillierte Erläuterung der dieser Analyse findet sich bei Wilkin et al. [Wil07].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im letzten Kapitel wurde erläutert, welche Ergebnisse die Analyse der Messergebnisse zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ an ANKE ergeben hat und in welchem Zusammenhang die Ergebnisse mit den bekannten Datensätzen stehen. Dabei sind viele neue Erkenntnisse über das Verhalten der Reaktion nahe der Produktionsschwelle entstanden.

Im Zuge der Analyse wurden bekannte experimentelle Techniken weiterentwickelt, um eine Präzision erreichen zu können, die bisher nicht möglich erschien. Eine fundamentale Voraussetzung dafür war der Einsatz des Teilchenbeschleunigers COSY in einer kontinuierlichen Rampe mit hoher Strahlqualität an einem Clustertarget. Nur mit diesen Voraussetzungen konnte am ANKE-Aufbau ein Experiment realisiert werden, bei dem in einer sehr kurzen Messzeit von einer Woche eine Anregungsfunktion nahe der Produktionsschwelle mit einer zuvor unbekanntem Qualität vermessen wurde. Das hervorragende Akzeptanzverhalten des ANKE-Detektionssystems für die Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle führte zu sehr geringen systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte. Das Studium des Winkelverhaltens führte zu einer wissenschaftlichen Überraschung. Anders als erwartet, konnte auch für niedrige Überschussenergien mit der p-Welle eine höhere Partialwelle identifiziert werden.

In diesem abschließenden Kapitel sollen diese und andere zentrale Ergebnisse und Entwicklungen, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind, noch einmal zusammengefaßt werden, bevor ein Ausblick auf das weitere systematische Studium der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ gegeben wird.

6.1 Zusammenfassung der präsentierten Entwicklungen und Ergebnisse

Für die Analyse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der Produktionsschwelle musste auf zwei Gebieten eine noch nie vorhandene Präzision erzielt werden. Neben der notwendigen Quantität an Datenpunkten mit äußerst feiner Überschussenergieauflösung zeigte sich im Prozess der Analyse die Notwendigkeit einer extrem präzisen Kalibration der Überschussenergie.

Beide Punkte waren nur gemeinsam im Einsatz mit einer kontinuierlichen Rampe möglich, die erstmals am Experimentaufbau ANKE eingesetzt wurde. Eine weitere grundlegende Voraussetzung bestand im Verständnis des physikalischen Untergrundes in den einzelnen Missing Mass-Spektren. In Kapitel 4.7 wurde eindrucksvoll gezeigt, wie gut die gewählte Methode funktioniert, die auf Messergebnissen zu unterschwelligen Daten beruht. In Kapitel 4.8 wurde die Methode mit Erfolg auf Winkelspektren übertragen, so dass neben totalen auch differentielle Querschnitte bestimmt werden konnten. Die Methode der Untergrundbeschreibung lässt sich auch auf die Schwerpunktimpulsspektren anwenden, die von zentraler Bedeutung für die Kalibration der Überschussenergie sind.

Hier wurde eine vollkommen neuartige Analysemethode entwickelt, die eine Kalibration mit nie zuvor erreichter Qualität erlaubte. Wie in Kapitel 4.12 erläutert wurde, lässt sich aus rein kinematischen Gründen unter Ausnutzung der speziellen Eigenschaften einer kontinuierlichen Rampe die Überschussenergie mit einer Genauigkeit von 9 keV bestimmen, ein Wert, der deutlich kleiner ist als jener von Referenzexperimenten. Im Verhältnis zur Schwerpunktenergie wird dabei eine Präzision von $3 \cdot 10^{-5}$ erreicht.

Gemeinsam mit einer Datenbasis von mehr als einer Größenordnung mehr Messpunkten als bei jedem der anderen Datensätze sind Analysen möglich, die zuvor überhaupt nicht in Betracht gekommen sind. Durch die Berücksichtigung des Verschmierungseffekts vom Beschleunigerstrahl und die Breite der Überschussenergieintervalle wurden neue Aspekte bei der Analyse aufgedeckt, denen in der Vergangenheit keine zentrale Bedeutung zugerechnet wurde. Zum ersten Mal wurde eine vollständige Beschreibung dieser Effekte für die Anregungsfunktion entwickelt.

Auf Basis dieser experimentellen Präzision konnte erkannt werden, dass die klassische Beschreibung der Endzustandswechselwirkung ohne Berücksichtigung eines "effective range"-Terms nicht mit den Messdaten in Einklang zu bringen ist. Anscheinend ist die Theorie nur auf einen viel kleineren Energiebereich als vermutet anwendbar. Diese Erkenntnis ist nicht nur für die Analyse der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$, sondern für die Untersuchung von Endzustandswechselwirkungen in Mesonenproduktionsexperimenten von allgemeiner Bedeutung. Bisher existierte kein Datensatz, an dem die Gültigkeit der theoretischen Beschreibung valide geprüft werden konnte. Mit der in Kapitel 5.3 beschriebenen Polstellendarstellung wurde eine Beschreibung der Anregungsfunktion gefunden, mit der die Endzustandswechselwirkung greifbarer wird und die der theoretischen Behandlung ganz neue Denkrichtungen ermöglicht.

Die enorme Quantität an Datenpunkten von ANKE auf einem extrem schmalen Überschussenergiebereich erlaubt es, die theoretischen Modelle sehr viel genauer zu überprüfen.

Mit Hilfe der ansteigenden Flanke im totalen Wirkungsquerschnitt, die nur mit Hilfe des ANKE-Datensatzes studiert werden kann, wurde festgestellt, dass ein unerwartet großes, starkes Potential zwischen η -Meson und ${}^3\text{He}$ -Kern vorliegt, das zu einem virtuellen oder gebundenen Zustand führt.

Damit wurde gleichzeitig ein konsistenter Übergang zu den Ergebnissen von der alternativen Untersuchung der η - ${}^3\text{He}$ -Wechselwirkung über Photoproduktionsexperimente geschaffen [Wil07]. Dort wurde eine schwache Evidenz für einen gebundenen Zustand gefunden [Pfe04], auch wenn die Interpretation kontrovers [Han06] ist, wie in den Kapiteln 1.6 und 5.6 geschildert wird.

Ein großer Fortschritt auf diesem Forschungsgebiet ist mit den Ergebnissen der Analyse von Messdaten zur Photoproduktion in “back-to-back” (π^- , p) Paaren zu erwarten [Kru07], bei der ein abnormales Verhalten gefunden wurde.

Auch die extrahierten Winkelverteilungen nahe der Produktionsschwelle haben überraschende und äußerst wichtige Ergebnisse geliefert. Die bisherige Vermutung, dass nahe der Produktionsschwelle ein reines s-Wellen-Verhalten vorliegen würde, wurde widerlegt. Es konnte gezeigt werden, dass schon bei niedrigen Überschussenergien höhere Partialwellen eine Rolle spielen. Es handelt sich um eine p-Welle, die mit Hilfe der Winkelspektren identifiziert werden konnte.

Da mit der p-Welle eine höhere Partialwelle von Bedeutung ist, ergab sich die Möglichkeit, auch die Phasenverschiebung der Amplitude in Abhängigkeit vom Schwerpunktimpuls zu untersuchen [Wil07]. Die Phasenverschiebung entspricht den Erwartungen an einen virtuellen oder gebundenen Zustand und stärkt die Interpretation des ungewöhnlichen Energieverhaltens im Wirkungsquerschnitt über die Endzustandswechselwirkung des η - ${}^3\text{He}$ -Systems.

Die Ziele, die an die Ergebnisse der Strahlzeit gesetzt wurden, konnten also vollständig erreicht und übertroffen werden, was sich in der Anzahl an neuen Erkenntnissen zeigt.

Die Strahlzeit umfasste aber noch weitere Messungen zu höheren Überschussenergien, die im Rahmen einer weiteren Dissertation [Rau08] erörtert werden. Welche Erwartungen an diese Analysen zu knüpfen sind, wird im folgenden Unterkapitel zusammengefaßt.

6.2 Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte bei höheren Überschussenergien

Das ANKE-Experiment vom Januar 2005 zur Untersuchung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ erlaubt nicht nur eine äußerst präzise Untersuchung der η - ${}^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung, es ermöglicht gleichzeitig die Anregungsfunktion über einen großen Energiebereich hinweg zu untersuchen und den Anschluss an die WASA/PROMICE-Daten [Bil02] zu schaffen. Dazu wurde die Reaktion bei festen Strahlimpulsen zu den Überschussenergien 20, 40 und 60 MeV vermessen.

Damit wird erstmals ein einzelner Datensatz geschaffen, der diese Reaktion im gesamten Energiebereich bis zu einer Überschussenergie $Q = 60$ MeV beschreibt. Da die Detektoreinstellungen und die Analysemethode identisch mit den Messungen der kontinuierlichen Rampe sind, gibt es lediglich einen äußerst geringen systematischen Normierungsfehler zwischen den Datenpunkten.

Alle anderen Datensätze beziehen sich entweder auf den Bereich sehr nahe an der Produktionsschwelle oder den schwellenfernen Bereich. Die einzige Ausnahme zur Überbrückung dieses Bereichs stellt der Datensatz von Adam et al. [Ada07] dar, der jedoch nur einen Datenpunkt nahe der Produktionsschwelle liefert.

Bei der Betrachtung der Daten ist neben dem totalen Wirkungsquerschnitt insbesondere die Winkelverteilung von großem Interesse. Bei Bilger et al. [Bil02] stellt sich heraus, dass bereits bei 20 MeV Überschussenergie die Winkelverteilung mit einem $\cos^2(\vartheta^{\text{CMS}})$ -Term beschrieben werden muss. In den wichtigen Winkelbereichen mit $|\cos(\vartheta^{\text{CMS}})| \approx 1$ bestand an WASA/PROMICE allerdings eine Akzeptanzlücke. Mit Hilfe der ANKE-Daten kann die Winkelverteilung insbesondere an den Akzeptanzlücken präzise untersucht werden.

Die Untergrundbeschreibung, speziell in den winkelaufgelösten Missing Mass-Spektren, gestaltet sich bei den höheren Überschussenergien von 40 und 60 MeV als schwieriger. Für den Messpunkt bei 20 MeV Überschussenergie lassen sich noch unterschwellige Daten zur Untergrundbeschreibung hochskalieren, bei den beiden oberen Überschussenergien ist die Distanz zur Schwelle zu groß.

Zur Zeit werden von Tobias Rausmann umfangreiche Simulationen zu allen Untergrundreaktionen vorgenommen, um deren Verhalten auch bei höheren Überschussenergien mit geringer Unsicherheit abschätzen zu können. Eine Schwierigkeit stellt dabei die Abweichung von Reaktionen vom Phasenraumverhalten dar, etwa durch den ABC-Effekt für die Zwei-Pionen-Produktion.

Es zeigen sich jedoch bereits gute Erfolge, die in der Ableitung von Winkelverteilungen und totalen Wirkungsquerschnitten münden sollten. Die zugehörigen Analysemethoden und -ergebnisse werden zu einem späteren Zeitpunkt in einer Dissertation [Rau08] erläutert werden.

6.3 Ausblick - Polarisierte Messungen zur Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$

Bereits im Februar 2007 wurden erste parasitäre Messungen zur Reaktion $\vec{d}+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nahe der η -Produktionsschwelle mit einem polarisierten Deuteronenstrahl und unterschiedlichen Polarisierungen vorgenommen. Im Rahmen der Dissertation von Tobias Rausmann wurden die Testmessungen untersucht und eine Strahlzeit vorbereitet, die die bisherigen $\eta^3\text{He}$ -Messungen fortsetzt.

Im Oktober 2007 wird dieser nächste große Schritt in der Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung erfolgen [Kho06]. Eine Woche Strahlzeit am COSY wird genutzt, um die Reaktion $\vec{d}+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ mit einem polarisierten Deuteronenstrahl in einer kontinuierlichen Rampe zu untersuchen.

Der ANKE-Experimentaufbau ist aufgrund seiner 4π -Geometrie für die Reaktion $\vec{d}+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ und der hervorragenden Untergrundbeschreibung in Winkelspektren für eine solche Messung nahezu perfekt geeignet.

Die Messungen geben Aufschluss darüber, ob die Deutung des vom Phasenraumverhalten abweichenden Wirkungsquerschnitts als Folge der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung richtig ist. Es existieren zwei unabhängige s-Wellen-Amplituden [Ker86, Ger88], die in diesem Fall beide eine gleichartige Überschussenergieabhängigkeit aufweisen müssen. Nur in diesem Fall kann es sich um ein Endzustandswechselwirkungsphänomen handeln.

Die beiden Amplituden lassen sich als zwei Kombinationen zu den Spins $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ der einlaufenden Teilchen bei einem Gesamtdrehimpuls $L_{\vec{d}+p} = 1$ verstehen. Gemeinsam führen Sie zum Zustand $J = \frac{1}{2}^-$.

Die Beträge der beiden Amplituden lassen sich über die sphärische Tensoranalyserstärke t_{20} und die totalen Wirkungsquerschnitte berechnen. Bisherige Messungen [Ber88] zeigten, dass die Werte für die Analysierstärke t_{20} betragsmäßig klein und mit einem konstanten Wert vereinbar wären. Die Datenbasis ist jedoch viel zu klein um eine abschließende Aussage geben zu können.

Andere Analysierstärken, etwa die sphärischen Analysierstärken des Deuterons t_{21} und t_{11} sind sensitiv auf die auf den Real- und den Imaginärteil der Interferenz zwischen s- und p-Wellen, was in Kapitel 5.6 erläutert wird.

Um eine Antwort auf die relative Phase der beiden s-Wellen Amplituden zu erhalten, ist im nächsten Schritt eine doppelt polarisierte Messung $\vec{d}+\vec{p} \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ nötig. Mit Hilfe des polarisierten Targets, das in Kapitel 2.2 vorgestellt wurde, kann eine solche Strahlzeit durchgeführt werden. Damit kann die Reaktion vollständig mit minimalen systematischen Unsicherheiten an einem einzigen Detektor, dem ANKE-Experimentaufbau, untersucht werden. Dieses Ziel wird in den nächsten Jahren weiter verfolgt und aller Voraussicht nach auch realisiert werden. Eine parasitäre Messung im Rahmen einer anderen Strahlzeit wird im nächsten Jahr stattfinden.

Mit dieser Arbeit wurde ein wichtiger Schritt für die Untersuchung der $\eta^3\text{He}$ -Endzustandswechselwirkung getan. Es stehen jedoch noch viele offene Fragen aus,

die für Jahre ein Programm für eine Arbeitsgruppe bilden können. Der Autor dieser Arbeit ist darüber sehr glücklich, denn das bedeutet, dass die Arbeit, die in Experiment und Analyse gesteckt wurde, von den Mitarbeitern, die sich jetzt damit beschäftigen und die er sehr schätzt, weiter genutzt werden kann und ein direkter Nutzen für die Zukunft entsteht.

Literaturverzeichnis

- [Aba60] A. Abashian, N. E. Booth, K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **5**, 258 (1960)
- [Abd05] M. Abdel-Bary et al., Phys. Lett. B **619**, 281 (2005)
- [Ada07] H.-H. Adam et al., Phys. Rev. C **75**, 0414004 (2007)
- [Agu70] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Rev. Lett. **25**, 1635 (1970)
- [Ago03] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003)
- [All06] J. Allison et al., IEEE Transactions on Nuclear Science 53, No. 1, 270-278 (2006)
- [Ari92] M. Arima et al., Nucl. Phys. A **543**, 613 (1992)
- [Arn05] R. A. Arndt et al., Phys. Rev. C **72**, 045202 (2005)
- [Art97] V. Artemov et al., *Particle parameter determination at the ANKE spectrometer*, Annual Report, Forschungszentrum Jülich (1997)
- [Ban71] J. Banaigs et al., Nucl. Phys. B **28**, 509 (1971)
- [Ban73a] J. Banaigs et al., Phys. Lett. B **45**, 394 (1973)
- [Ban73b] J. Banaigs et al., Nucl. Phys. B **67**, 1 (1973)
- [Ban76] J. Banaigs et al., Nucl. Phys. B **105**, 52 (1976)
- [Bar01a] S. Barsov et al., Nucl. Instr. Meth. A **462**, 364 (2001)
- [Bar01b] S. Barsov et al., *The ANKE Silicon Spectator Tracker ASiST*, Annual Report 2001, Forschungszentrum Jülich (2001)
- [Bar01c] S. Barsov et al., *Identification of Deuterons with High Momenta at ANKE*, Annual Report 2001, Forschungszentrum Jülich (2001)
- [Bar03] V. Baru et al., Phys. Rev. C **68**, 035203 (2003)
- [Bas06a] S. D. Bass, A. W. Thomas, Phys. Lett. B **634** (2006) 368

- [Bas06b] M. Bashkanov et al., Phys. Lett. B **637**, 223 (2006)
- [Bas06c] M. Bashkanov et al., Acta Phys. Slov. **56**, 285 (2006)
- [Bel95] V. B. Belyaev et al., arXiv:nucl-th/9507043 v1 (1995)
- [Ben91] C. Bennhold and H. Tanabe, Nucl. Phys. A **530**, 625 (1991)
- [Ber85] P. Berthet et al., Nucl. Phys. A **443**, 589 (1985)
- [Ber88] J. Berger et al., Phys. Ref. Lett. **61**, 919 (1988)
- [Bet49] H. A. Bethe, Phys. Ref. **76**, 38 (1949)
- [Bet00] M. Betigeri et al., Phys. Lett. B **472**, 267 (2000)
- [Bha85] R. S. Bhalerao and L. C. Liu, Phys. Rev. Lett. **54**, 865 (1985)
- [Bil02] R. Bilger et al., Phys. Rev. C **65**, 044608 (2002)
- [Bir96] B. L. Birbrair and A. B. Gridnev, Z. Phys. A **354**, 95 (1996)
- [Boo63] N. E. Booth et al., Phys. Rev. **132**, 2309 (1963)
- [Bos72] E. T. Boschitz, Phys. Rev. C **6**, 457 (1972)
- [Bra98] W. Bräutigam et al., *H⁻ Operation of the Cyclotron JULIC as Injector for the Cooler Synchrotron COSY-Jülich*, CYCLOTRONS'98, Caen, June (1998)
- [Bro72] H. Brody, Phys. Rev. Lett. **28**, 1217 (1972); H. Brody, Phys. Rev. Lett. **28**, 1497 (1972)
- [Bru96] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne (1996)
- [Bru97] R. Brun et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A **389**, 81-86 (1997)
- [Bug81] L. Bugge, J. Myrheim, Nucl. Instr. and Meth. **179**, 366 (1981)
- [Bue93] M. Büscher et al., *Three Dimensional Ray-Tracing Calculations for the 0° Facility*, Annual Report 1993, Forschungszentrum Jülich (1993)
- [Bue00] M. Büscher et al., *Momentum dependent efficiency of the forward Čerenkov counters at ANKE*, Annual Report 2000, Forschungszentrum Jülich (2000)
- [Byc94] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle kinematics*, John Wiley and Sons, London (1994)
- [Cal97] H. Calén et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 2642 (1997)

- [Cal98] H. Calén et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2069 (1998)
- [Chi91] H. C. Chiang et al., Phys. Rev. C **44**, 738 (1991)
- [Dah01] B. Dahmen et al., *Ion Sources at COSY-Jülich*, Annual Report 2001, Forschungszentrum Jülich (2001)
- [Dal68] Dalhagav et al., YF 8, 342 (1968)
- [Die02] J. Dietrich et al., *New Beam-Position Monitors for the ANKE section in COSY*, Annual Report 2002, Forschungszentrum Jülich (2002)
- [DiM06] B. Di Micco et al., Acta Phys. Slov. **56**, 403 (2006)
- [Dym99] S. Dymov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A **440**, 431 (2000)
- [Dym01] S. Dymov, *An approach for tuning the FD momentum scale*, ANKE-Arbeitspapier, Forschungszentrum Jülich (2001)
- [Dym02] S. Dymov et al., *Trigger electronics for the forward and backward hodoscopes of ANKE*, JINR Dubna, Communication of JINR, JINR-E10-2002-19 (2002)
- [Dym04] S. Dymov et al., Particles and Nuclei, Letters **2**, 40 (2004)
- [Fae95] G. Fäldt und C. Wilkin, Nucl. Phys. A **587**, 769 (1995)
- [Fel02] Th. Feldmann und P. Kroll, Phys. Scripta T **99**, 13 (2002)
- [Fer49] E. Fermi and C. N. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949)
- [Fix00] A. Fix and H. Arenhövel, Eur. Phys. J. A **9**, 119 (2000)
- [Fix02] A. Fix and H. Arenhövel, Phys. Rev. C **66**, 024002 (2002)
- [Fix03] A. Fix and H. Arenhövel, Phys. Rev. C **68**, 044002 (2003)
- [Fix04] A. Fix and H. Arenhövel, Phys. Rev. C **69**, 014001 (2004)
- [Fla76] S. Flatté, Phys. Lett. B **63**, 224 (1976)
- [Fra94] R. Frascaria et al., Phys. Rev. C **50**, 537 (1994)
- [Fuk69] Y. Fukushima et al., Phys. Rev. **178**, 2058 (1969)
- [Gar00] H. Garcilazo and M. T. Peña, Phys. Rev. C **61**, 064010 (2000)
- [Gar01] H. Garcilazo and M. T. Peña, Phys. Rev. C **63**, 021001 (2001)
- [Gar05] H. Garcilazo and M. T. Peña, Phys. Rev. C **72**, 014003 (2005)

- [Geb06] R. Gebel et al., Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, TU-PLS087 (2006)
- [Ged98] E. Gedalin et al., Nucl. Phys. A **634**, 368 (1998)
- [Gel62] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962)
- [Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)
- [Ger88] J.-F. Germond, C. Wilkin, J. Phys. G **14**, 181 (1988)
- [Ger89] J.-F. Germond and C. Wilkin, J. Phys. G **15**, 437 (1989)
- [Gil06] A. Gillitzer, Acta Physica Slovaca vol. 56 No. 3, 269, edited by B. Höistad and P. Moskal (2006)
- [Gol64] M. Goldberger, K. M. Watson, *Collision Theory*, Wiley, New York 1964
- [Gom67] R. Gomez, Phys. Rev. Lett. **18**, 1022 (1967)
- [Gos08] P. Goslawski, Diplomarbeit in Vorbereitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2008)
- [Gra67] P. Grassberger und W. Sandhas, Nuclear Physics B, Volume 2, Issue 2, p. 181 (1967)
- [Gre96] A. M. Green et al., Phys. Rev. C **54**, 1970 (1996)
- [Gre03] A. M. Green and S. Wycech, Phys. Rev. C **68**, 061601 (2003)
- [Gre05] A. M. Green and S. Wycech, Phys. Rev. C **71**, 014001 (2005); A. M. Green and S. Wycech, Phys. Rev. C **72**, 029902(E) (2005)
- [Gue91] E. Gülmez et al., Phys. Rev. C **43**, 2067 (1991)
- [Hag72] O. F. Hagena and W. Obert, *Cluster formation in expanding supersonic jets: Effects of pressure, temperature, nozzle size and test gas*, Jou. Chem. Phys. **56**, 1793 (1972)
- [Hai86] Q. Haider and L. C. Liu, Phys. Lett. B **172**, 257 (1986)
- [Hai02] Q. Haider and L. C. Liu, Phys. Rev. C **66**, 045208 (2002)
- [Hal69] J. H. Hall et al., Nucl. Phys. B **12**, 573 (1969)
- [Han04a] C. Hanhart, Phys. Rep. **397**, 155 (2004)
- [Han04b] C. Hanhart, arXiv:hep-ph/0408204v1 (2004)
- [Han05] C. Hanhart, Phys. Rev. Lett. **94**, 049101 (2005)

- [Han06] C. Hanhart, *Acta Phys. Slov.* **56**, 193 (2005)
- [Han07] C. Hanhart, private Kommunikation (2007)
- [Har98] M. Hartmann, *Aufbau und Einsatz von Datenaufnahmesystemen zur Untersuchung der Strangeness-Produktion beim Beschuß von Atomkernen mit Protonen an COSY-Jülich*, Dissertation, Universität zu Köln (1998)
- [Har02] M. Hartmann, *Status und Calibration of the New Detection System for Negatively Charged Ejectiles at ANKE*, Annual Report 2002, Forschungszentrum Jülich (2002)
- [Har04] M. Harakeh, *Minutes of the 28th Meeting of the COSY Programme Advisory Committee (PAC)*, Forschungszentrum Jülich (2004)
- [Har05] M. Hartmann, private Kommunikation, Übergabe und Einweisung des von M. Hartmann auf Geant4 basierenden Simulationspakets Ad07, Forschungszentrum Jülich (2005)
- [Har06] M. Hartmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 242301 (2006)
- [Har07] M. Hartmann, private Kommunikation (2007)
- [Hay99] R. S. Hayano et al., *Eur. Phys. J. A* **6**, 99 (1999)
- [Hej04] V. Hejny, A. Mageira, COSY-Proposal #139 (2004)
- [Iro83] Irom et al., *Phys. Rev. C* **28**, 2380 (1983)
- [Jon77] L. W. Jones, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 717 (1977)
- [Kag00] M.A. Kagarlis, Pluto⁺⁺ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics, GSI Report (2000)
- [Kas66] H. Kasha et al., *Phys. Rev.* **150**, 1140 (1966)
- [Kas67] H. Kasha et al., *Phys. Rev.* **154**, 1263 (1967)
- [Kel06] N. G. Kelkar et al., arXiv:nucl-th/0601080 v1 (2006)
- [Ker86] C. Kerboul et al., *Phys. Lett. B* **181**, 28 (1986)
- [Kes07] I. Keshelashvili, ANKE/PAX Workshop on SPIN PHYSICS, IUSS, Via Scienze 41b, Ferrara, Italien (2007); “web.fe.infn.it/spinwiki/images/e/e4/31-05-2007_Keshelashvili.pdf”
- [Kil90] K. Kilian and H. Nann, in *Particle Production Near Threshold*, edited by H. Nann and E. Stephenson, AIP Conference Proceedings No. 221, p. 185 (1990)

- [Kho99] A. Khoukaz et al., Eur. Phys. J. D **5**, 275 (1999)
- [Kho04] A. Khoukaz, T. Mersmann et al., COSY-Proposal # 137 (2004)
- [Kho06] A. Khoukaz, T. Rausmann et al., COSY-Proposal # 157 (2006)
- [Koc05] R. Koch, Vermessung der Detektorpositionen des ANKE-Vorwärtssystems vom 21.02.2005
- [Kru95] B. Krusche et al., Z. Physics A **351**, 237 (1995)
- [Kru07] B. Krusche, ETA07 Workshop, Peniscola (2007)
- [Lai02] A. Lai et al., Phys. Lett. B **533**, 196 (2002)
- [Lam66] R. C. Lamb et al., Phys. Rev. Lett. **17**, 1068 (1966)
- [Lan44] L. Landau, J. Smorodinsky, J. Phys. (U.S.S.R) **8**, 154 (1944); J. Smorodinsky, J. Phys. (U.S.S.R) **8**, 219 (1944) and **11**, 195 (1947)
- [Lan04] N. Lang, *Schwelennahe Produktion von η -Mesonen im Proton-Neutron-Stoß am Magnetspektrometer ANKE*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität, Münster (2004)
- [Leh04] I. Lehmann et al., Nucl. Instr. Meth. A **530**, 275 (2004)
- [Lei00] C. Leim, *Simulations of the inclined Čerenkov detectors for p-d separation in forward direction at ANKE*, Annual Report 2000, Forschungszentrum Jülich (2000)
- [Leo05] V. Leontyev et al., *Timing Performance of the ANKE Silicon Tracking Telescopes*, Annual Report 2005, Forschungszentrum Jülich (2005)
- [Liu86] L. C. Liu and Q. Haider, Phys. Rev. C **34**, 5 1845 (1986)
- [Mae05] Y. Maeda, private Kommunikation (2005)
- [Mae06] Y. Maeda et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 142301 (2006)
- [Mai97] R. Maier et al., Nucl. Phys. A **626**, 395c (1997)
- [May96] B. Mayer et al., Phys. Rev. C **53**, 2068 (1996)
- [Mer07] T. Mersmann et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 242301 (2007)
- [Mie07] M. Mielke, Diplomarbeit in Vorbereitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2007)
- [Mig55] A. B. Migdal, Sov. Phys. JETP **1**, 2 (1955)

- [Mus05] A. Mussgiller, *Identification and Tracking of low Energy Spectator Protons*, Dissertation, Universität zu Köln (2005)
- [Myr79] J. Myrheim, L. Bugge, Nucl. Instr. and Meth. **160**, 43 (1979)
- [Nik96] A. Nikolaev, Acta Phys. Slov. **56**, 397 (2006)
- [Nis05] J. A. Niskanen, arXiv:nucl-th/0508021 v1 (2005)
- [Ott07] J. Otte, Diplomarbeit in Vorbereitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2007)
- [Pap07] M. Papenbrock, Diplomarbeit in Vorbereitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2007)
- [PDG06] Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics ISSN 0954-3899 Vol. 33 (2006)
- [Pen85] J. C. Peng, in *Hadronic Probes and Nuclear Interactions-1985*, edited by Joseph R. Comfort, William R. Gibbs, and Barry G. Ritchie, AIP Conference Proceedings No. 133 (American Institute of Physics, New York, 1985), p. 255
- [Pen06] M. T. Pena und H. Garcilazo, Acta Phys. Slov. **56**, 261 (2006)
- [Pet02a] A. Petrus, *Multiwire proportional chamber with a dielectric film. Numerical study.*, JINR Dubna, Communication of JINR, E13-2002-14 (2002)
- [Pet02b] A. Petrus et al., *The Forward Detector of the ANKE Spectrometer. Scintillation and Čerenkov hodoscopes.*, Part. Nucl. Lett. 113, 95 (2002)
- [Pev61] A. Pevsner et al., Phys. Rev. Lett. **7**, 421 (1961)
- [Pfe04] M. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 252001 (2004)
- [Plo78] F. Plouin et al., Nucl. Phys. A **302**, 413 (1978)
- [Plo90] F. Plouin et al., Phys. Rev. Lett. **6**, 690 (1990)
- [Plo92] F. Plouin et al., Physics Letters B **276**, 526 (1992)
- [Pow47] C. F. Powell und G. P. S. Ochialini, Nuclear Physics in Photographs, Oxford University Press, London (1947)
- [Pra07] D. Prasuhn, private Kommunikation (2007)
- [Que97] C. Quentmeier, *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1997)

- [Que01] C. Quentmeier, *Untersuchungen der Reaktion $p+p \rightarrow ppK^+K^-$ nahe der Produktionsschwelle*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2001)
- [Rak95] S. A. Rakityansky et al., Phys. Lett. B **359**, 33 (1995)
- [Rak96] S. A. Rakityansky et al., Phys. Rev. C **53**, 2403 (1996)
- [Rau05] T. Rausmann et al., *Installation of an electrolytical deuterium generator for the cluster targets at COSY*, Annual Report 2005, Forschungszentrum Jülich (2005)
- [Rau08] T. Rausmann, Doktorarbeit in Vorbereitung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2008)
- [Ref07] “Referee Report” zum Phys. Rev. Lett. **98**, 242301 (2007)
- [Rit01] F. Ritz und F. Arenhövel, Phys. Rev. C **64**, 034005 (2001)
- [Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669 (1911)
- [San01] A. B. Santra und B. K. Jain, Phys. Rev. C **64**, 025201 (2001)
- [Sch47] J. Schwinger, hectographed notes on nuclear physics, Harvard University, (1947)
- [Sch96a] R. Schleichert, *Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich*, Dissertation, RWTH Aachen (1996)
- [Sch96b] G. Schepers und D. Prasuhn, *COSY-11 threshold measurements with a slowly increasing beam momentum*, Annual Report, Forschungszentrum Jülich, (1996)
- [She98] N. V. Shevchenko et al., Phys. Rev. C **58**, 3055 (1998)
- [She00] N. V. Shevchenko et al., Eur. Phys. J. A **9**, 143 (2000)
- [Sib04a] A. Sibirtsev et al., Eur. Phys. J. A **22**, 495 (2004)
- [Sib04b] A. Sibirtsev et al., Phys. Rev. C **70**, 047001 (2004)
- [Smy03] J. Smyrski et al., COSY-Proposal # 132 (2003)
- [Smy04] J. Smyrski et al., COSY-Proposal # 142 (2004)
- [Smy06] J. Smyrski et al., Acta Phys. Slov. **56**, 213 (2006)
- [Smy07] J. Smyrski et al., Phys. Lett. B **649**, 258 (2007)

- [Ste98] H. J. Stein, *Magnetische Eigenschaften der ANKE-Dipole D1, D2 und D3*, Arbeitspapier IKP, Forschungszentrum Jülich (1998)
- [Ste01] H. J. Stein et al., *Application and methodological improvements to the floating-wire technique to characterize the magnetic properties of a spectrometer dipole*, Rev. Sci. Instrum., Vol. 72, No. 4 (2001)
- [Ste03] E. J. Stephenson et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 142302-1 (2003)
- [Try97] V. A. Tryasuchev Phys. Atom. Nucl. **60**, 186 (1996)
- [Vel88] G. N. Velichko et al., YF 47, 1185 (1988)
- [Vol91] A. D. Volkov et al. Nucl. Instr. Meth. A **306**, 278 (1991)
- [Wat52] K. M. Watson, Phys. Rev. **88**, 1163 (1952)
- [Wil93] C. Wilkin, Phys. Rev. C **47**, 938 (1993)
- [Wil97] N. Willis et al., Phys. Lett. B **406**, 14 (1997)
- [Wil07] C. Wilkin et al., arXiv:nucl-ex/0707.1489v1 (2007), akzeptiert zur Veröffentlichung in Phys. Lett. B
- [Win80] E. Winkelmann et al., Phys. Rev. C **21**, 2535 (1980)
- [Wro05] A. Wrońska et al., Eur. Phys. J. A **26**, 421 (2005)
- [Wro06] A. Wrońska et al., Acta Phys. Slov. **56**, 279 (2006)
- [Wyc95] S. Wycech, A.M. Green and J.A. Niskanen, Phys. Rev. C **52**, 544 (1995)
- [Zap96] K. Zapfe et al., Nucl. Instr. Meth. A **368**, 293 (1996)
- [Zwe64] G. Zweig, CERN Report No. CERN-8182/Th 401, nicht publiziert (1964)

Anhang

Tabelle mit Wirkungsquerschnitten

Im Folgenden werden die totalen Wirkungsquerschnitte σ_T , die am ANKE-Experiment gemessen wurden, und die in Abbildung 4.32 dargestellt sind, gemeinsam mit ihren statistischen Unsicherheiten $u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q tabellarisch aufgeführt. Hinzu kommt eine über die Normierung induzierte systematische Unsicherheit von 15 %.

Dabei ist zu berücksichtigen, dass für die Überschussenergie Q jeweils der Mittelwert des linear durchlaufenen Überschussenergieintervalls mit einer Breite von 59 keV angegeben ist. Ferner muss beim Umgang mit den Daten die in Kapitel 5.2 erläuterte Strahlverschmierung berücksichtigt werden.

Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]	Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]
-0.430	1.4	12.4	0.692	418.4	17.1
-0.371	-5.9	12.6	0.751	390.8	16.8
-0.312	22.1	12.6	0.810	393.0	16.7
-0.253	24.5	12.5	0.869	416.1	16.8
-0.194	30.3	12.7	0.928	394.5	16.7
-0.135	51.6	12.9	0.987	391.5	16.7
-0.076	72.6	13.0	1.047	399.5	16.7
-0.017	100.4	13.2	1.106	386.7	16.5
0.042	159.2	13.7	1.165	404.5	16.7
0.101	192.8	14.4	1.224	429.6	16.8
0.160	252.2	15.7	1.283	399.4	16.5
0.219	293.6	16.2	1.342	391.1	16.5
0.279	326.7	16.9	1.401	433.5	16.7
0.338	354.5	17.2	1.460	411.8	16.5
0.397	364.5	17.2	1.519	389.0	16.6
0.456	362.6	16.9	1.578	384.4	16.6
0.515	362.2	16.8	1.637	394.9	16.6
0.574	388.6	16.9	1.696	393.4	16.6
0.633	413.9	16.9	1.756	393.9	16.5

Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]
1.815	405.7	16.5
1.874	398.5	16.6
1.933	408.1	16.6
1.992	389.9	16.6
2.051	388.2	16.6
2.110	404.4	16.7
2.169	422.2	16.7
2.228	406.4	16.7
2.287	423.6	16.7
2.346	379.8	16.6
2.405	430.8	16.7
2.465	391.5	16.6
2.524	389.3	16.7
2.583	412.1	16.7
2.642	401.5	16.6
2.701	405.3	16.6
2.760	408.8	16.7
2.819	395.5	16.7
2.878	405.4	16.7
2.937	423.2	16.7
2.996	414.7	16.7
3.055	419.3	16.9
3.115	395.9	16.7
3.174	391.2	16.8
3.233	398.9	16.9
3.292	393.0	17.0
3.351	383.7	17.0
3.410	366.9	17.0
3.469	412.4	17.1
3.528	440.9	17.3
3.587	411.1	17.2
3.646	413.7	17.2
3.705	388.5	17.2
3.764	422.5	17.2
3.824	408.5	17.3
3.883	413.6	17.3
3.942	411.1	17.3
4.001	392.6	17.3
4.060	403.7	17.3
4.119	406.4	17.3

Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]
4.178	426.2	17.5
4.237	424.1	17.5
4.296	447.2	17.5
4.355	400.4	17.5
4.414	396.3	17.6
4.474	409.2	17.7
4.533	426.8	17.9
4.592	404.5	17.8
4.651	412.7	17.9
4.710	415.8	18.0
4.769	400.2	18.0
4.828	428.3	18.1
4.887	399.8	18.0
4.946	419.5	18.1
5.005	410.5	18.1
5.064	392.9	18.1
5.124	395.1	18.0
5.183	398.2	18.0
5.242	410.1	18.2
5.301	384.8	18.0
5.360	411.0	18.1
5.419	415.1	18.2
5.478	412.9	18.2
5.537	407.0	18.3
5.596	404.6	18.2
5.655	397.6	18.2
5.715	411.5	18.1
5.774	392.4	18.2
5.833	414.1	18.6
5.892	421.5	18.5
5.951	397.2	18.2
6.010	387.9	18.4
6.069	417.1	18.3
6.128	376.6	18.3
6.187	412.7	18.4
6.246	411.1	18.4
6.305	387.7	18.2
6.365	386.9	18.3
6.424	425.3	18.4
6.483	399.7	18.3

Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]
6.542	363.3	18.3
6.601	392.7	18.3
6.660	410.8	18.5
6.719	411.3	18.4
6.778	353.0	18.3
6.837	404.3	18.5
6.896	393.3	18.3
6.956	386.7	18.6
7.015	393.4	18.5
7.074	417.8	18.6
7.133	397.2	18.4
7.192	384.4	18.5
7.251	410.7	18.6
7.310	416.9	18.5
7.369	393.7	18.7
7.428	431.1	19.0
7.487	379.2	18.7
7.547	398.9	18.8
7.606	406.6	18.9
7.665	412.2	18.9
7.724	408.4	18.9
7.783	342.2	18.8
7.842	412.2	19.0
7.901	386.3	18.9
7.960	394.0	19.0
8.019	390.4	19.0
8.078	409.0	19.0
8.138	395.1	19.3
8.197	374.3	19.1
8.256	379.5	19.1
8.315	399.4	19.2
8.374	421.4	19.3
8.433	390.7	19.1
8.492	396.7	19.3
8.551	390.2	19.1
8.610	403.5	19.1
8.669	380.0	18.9
8.729	399.2	19.1
8.788	376.4	19.4
8.847	364.7	19.2

Q [MeV]	σ_T [nb]	$u_{\sigma_T^{\text{stat.}}}$ [nb]
8.906	392.1	19.5
8.965	358.6	19.3
9.024	382.8	19.6
9.083	415.9	19.5
9.142	363.6	19.3
9.201	401.6	19.5
9.260	351.9	19.4
9.320	388.4	19.6
9.379	392.9	19.8
9.438	393.2	19.6
9.497	388.4	19.8
9.556	353.7	19.7
9.615	366.4	19.8
9.674	381.4	19.7
9.733	389.3	19.9
9.792	376.4	19.9
9.852	372.7	19.9
9.911	330.7	19.8
9.970	382.1	19.9
10.029	394.0	20.0
10.088	361.4	19.8
10.147	363.5	19.7
10.206	386.5	19.9
10.265	385.1	20.0
10.324	390.0	19.9
10.383	409.2	20.0
10.443	377.2	20.0
10.502	365.1	19.9
10.561	374.6	19.9
10.620	325.6	19.7
10.679	390.9	20.0
10.738	386.0	20.1
10.797	385.0	20.1
10.856	358.0	20.1
10.915	404.1	20.2
10.975	383.0	20.1
11.034	385.8	20.0
11.093	388.9	20.1
11.152	381.5	20.0
11.211	407.4	20.2

Tabelle mit Asymmetrien

Im Folgenden werden die Winkelasymmetriefaktoren α mit ihrer jeweiligen statistischen Unsicherheit $u_{\alpha^{\text{stat.}}}$ und der systematischen Unsicherheit in positiver Richtung $u_{\alpha^{\text{sys.}(+)}}$ und in negativer Richtung $u_{\alpha^{\text{sys.}(-)}}$ in Abhängigkeit von der Überschussenergie Q , wie sie in Abbildung 5.3 dargestellt sind, tabellarisch aufgeführt.

Dabei ist zu berücksichtigen, dass für die Überschussenergie Q jeweils der Mittelwert des linear durchlaufenen Überschussenergieintervalls mit einer Breite von 237 keV angegeben ist.

Q [MeV]	α	$u_{\alpha^{\text{stat.}}}$	$u_{\alpha^{\text{sys.}(+)}}$	$u_{\alpha^{\text{sys.}(-)}}$
0.10	-0.005	0.027	0.180	0.184
0.34	-0.244	0.023	0.155	0.181
0.57	-0.033	0.023	0.139	0.143
0.81	-0.047	0.022	0.107	0.125
1.05	-0.081	0.026	0.123	0.125
1.28	-0.037	0.024	0.093	0.088
1.52	-0.012	0.024	0.096	0.090
1.76	-0.028	0.027	0.082	0.076
1.99	0.057	0.027	0.067	0.067
2.23	0.031	0.026	0.059	0.063
2.46	0.034	0.027	0.066	0.061
2.70	0.039	0.027	0.062	0.062
2.94	0.071	0.028	0.061	0.062
3.17	0.031	0.029	0.058	0.060
3.41	0.061	0.031	0.061	0.051
3.65	0.136	0.029	0.041	0.047
3.88	0.100	0.029	0.039	0.048
4.12	0.116	0.030	0.044	0.047
4.36	0.078	0.030	0.040	0.036
4.59	0.097	0.031	0.043	0.041
4.83	0.067	0.031	0.034	0.031
5.06	0.134	0.033	0.040	0.043
5.30	0.158	0.034	0.052	0.031
5.54	0.184	0.034	0.048	0.047
5.77	0.134	0.034	0.035	0.037
6.01	0.111	0.034	0.029	0.043
6.25	0.218	0.037	0.032	0.039
6.48	0.188	0.037	0.041	0.039
6.72	0.159	0.037	0.039	0.034
6.96	0.141	0.037	0.024	0.033

Q [MeV]	α	$u_{\alpha}^{\text{stat.}}$	$u_{\alpha}^{\text{sys.}(+)}$	$u_{\alpha}^{\text{sys.}(-)}$
7.19	0.226	0.037	0.033	0.037
7.43	0.217	0.038	0.040	0.024
7.66	0.222	0.038	0.041	0.036
7.90	0.230	0.041	0.035	0.031
8.14	0.238	0.040	0.027	0.032
8.37	0.235	0.041	0.035	0.029
8.61	0.315	0.044	0.027	0.039
8.85	0.267	0.042	0.035	0.031
9.08	0.201	0.042	0.029	0.032
9.32	0.271	0.043	0.024	0.020
9.56	0.251	0.045	0.020	0.024
9.79	0.230	0.044	0.038	0.016
10.03	0.217	0.047	0.025	0.035
10.27	0.320	0.046	0.024	0.034
10.50	0.308	0.047	0.030	0.019
10.74	0.342	0.047	0.046	0.031
10.97	0.308	0.048	0.030	0.029
11.21	0.292	0.047	0.029	0.029

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei denen bedanken, die mich bei der Arbeit an dieser Dissertation in den letzten Jahren unterstützt haben.

Zu aller erst ist hier Herr Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz zu nennen, der meine wissenschaftliche Ausbildung geprägt hat wie kein anderer. Mehr als fünf Jahre intensiver Zusammenarbeit in einer sehr angenehmen Atmosphäre haben mir die Möglichkeit gegeben, mich in wissenschaftlicher wie auch persönlicher Hinsicht zu dem zu entwickeln, was ich bin. Er bot mir stets den starken Rückhalt, den es bedarf, um in den einzelnen zum Teil frustrierenden Arbeitsphasen, die mit einem Forschungsvorhaben verbunden sind, fertig zu werden.

Große Unterstützung habe ich von Herrn Prof. Dr. em. R. Santo und als dessen Nachfolger von Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels erfahren, in deren Arbeitsgruppe ich mich stets gut integriert gefühlt habe. Letztgenanntem danke ich auch für die Begutachtung der nicht ganz so kurzen Arbeit, mit der er, wenn er das hier liest, vermutlich fast fertig ist.

Auch im Forschungszentrum Jülich habe ich von Herrn Prof. Dr. H. Ströher eine große Unterstützung und den für ein unbeschwertes Arbeiten notwendigen Rückhalt erhalten. Herr Prof. Dr. H. Ströher verstand es, mir ein Gefühl der gegenseitigen Wertschätzung zu vermitteln, auf dessen Basis ich schnell meine natürliche Scheu vor den vielen unbekanntenen Gesichtern in Jülich ablegen konnte. Es bleibt mir sehr angenehm in Erinnerung, wie gut ich während meiner Aufenthalte in Jülich von ihm und seiner Arbeitsgruppe aufgenommen wurde.

Ein großer Dank gilt auch meinen drei Mitstreitern am ANKE-Experiment und in meinem Büro, Herrn M. Mielke, Herrn M. Papenbrock und Herrn Dipl.-Phys. T. Rausmann, mit denen sich neben der beruflichen Zusammenarbeit eine Freundschaft eingestellt hat, die sicher auch über meine Promotionszeit hinausgehen wird. Das gleiche gilt für Herrn Dipl.-Phys. A. Täschner, der nebenbei auch immer meine erste Anlaufstelle war, wenn ich mal wieder Probleme mit meinen Programmen hatte. Solche Schwierigkeiten konnte er zumeist erstaunlich zügig lösen.

Den weiteren Mitarbeitern, Herrn Dipl.-Phys. H.-H. Adam, Herrn S. General, Herrn P. Goslawski, Frau N. Mielke, Frau Dipl.-Phys. J. Otte und natürlich Herrn A. Winnemöller danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre in unserer Gruppe, wobei sich speziell bei “Winne” die gute Bekanntschaft von der Arbeit auch in das Private fortgesetzt hat.

Speziell Herrn Dr. N. Lang danke ich dafür, dass er mir das “Krabbeln” im wissenschaftlichen Leben beigebracht hat und sich jetzt mit der elementaren Form dieser Aufgabe befassen darf.

Für die gute Zusammenarbeit im Institut bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern. Deren Anzahl ist einfach zu groß, um sie einzeln namentlich zu erwähnen.

Zahlreiche weitere Wissenschaftler der ANKE-Kollaboration haben zum Erreichen des Ziels meiner Arbeit in den letzten Jahren beigetragen. Aufgrund derer großen Zahl, sollen an dieser Stelle auch hier nur einige spezielle von Ihnen erwähnt werden. In Jülich stellte Dr. V. Hejny stets einen sehr guten Ansprechpartner dar für jegliche Schwierigkeiten dar. Ich werde Ihm nicht vergessen, dass er sich zum Gelingen der $\eta^3\text{He}$ -Strahlzeit mit vollem Einsatz während der Strahlzeit zahllose Nächte um die Ohren geschlagen hat.

Herr Dr. M. Hartmann hat mir nicht nur bei vielen kleinen und großen Problemen während der Analyse weitergeholfen, sondern in vielen sehr kurzweiligen Gesprächen die Stimmung während der häufig langen Strahlzeitperioden verbessert und eine persönliche Atmosphäre geschaffen. Nebenbei hat er mir das Rennradfahren schmackhaft gemacht, mein neues großes Hobby.

Sehr viel Zeit hat auch Herr Prof. Dr. C. Wilkin damit verbracht, mir mit seinem Wissen bei meiner Arbeit zu helfen, mich stets zu motivieren und mich aufzubauen, wenn es mal wieder nötig wurde. Sein Einsatz für unser Paper [Mer07] war außerordentlich.

Auch den beiden Sprechern der Kollaboration, Herrn Dr. M. Büscher und Herrn Dr. A. Kacharava, die gleichzeitig stets Ansprechpartner für mich waren, bin ich für Ihren Einsatz dankbar.

Das gleiche gilt für Frau Dr. A. Wronska, auf deren Erfahrungsschatz aus der Analyse der Reaktion $d+d\rightarrow^4\text{He}+\eta$ ich stets zurückgreifen durfte, Herrn Dr. Y. Maeda, der mir im Umgang mit der Impulsrekonstruktion sehr viel weiter geholfen hat und Herrn Dr. R. Schleichert als technischen Koordinator am ANKE-Experiment, der mich oft zum Lachen gebracht hat.

Beim Verständnis der Theorie zu meiner Dissertation und bei deren Anfertigung hat mich Herr Priv.-Doz. Dr. C. Hanhart sehr bereitwillig und intensiv unterstützt und mir damit viele Schwierigkeiten genommen.

Dass diese Arbeit im Verhältnis zu anderen Texten, die ich verfasst habe, relativ wenige orthographische Fehler enthält, liegt daran, dass Silke Schneider, Tanja Wielage und Anke Tapken diese Arbeit zur Korrektur gelesen haben.

Nun möchte ich meinem Freundeskreis danken, der mir dabei geholfen hat, die Jahre meiner Promotion glücklich zu überstehen.

Aus meinem Emsdettener Umfeld sind hier Lars, Nadine, Stefan und Diane zu nennen, aus meiner Schulzeit Franz und Philipp, aus meinem Lehramtsstudium in "Doubletstrukturen" Sonja und Potti, Anke und Roland, Carmen und Markus, Kathrin und Maik, Rabea und Nico, Julia und Bernd, Steffi und Michi sowie Danny und Danny.

Gerade in den letzten zwei Jahren kam der Freundeskreis meiner Mitarbeiter hinzu, speziell Nicole, Silke und Harti, Tanja und Jan, Christine und Jürgen sowie Ute und Mareike.

Stets ausheulen und unterhalten konnte ich mich bei Rainer und Maria, natürlich auch, weil Rainer sehr genau weiß, was mich als Student in meinem Promotionsverfahren bewegt.

Aus meinem Institut möchte ich ganz besonders Melanie und Eike danken, bei denen ich in zahllosen schönen und aufbauenden Gesprächen Tratsch ausgetauscht und Dampf abgelassen habe.

Richtig abreagieren konnte ich mich bei unserer Institutslaufgruppe, die ich in Krefeld sehr vermisse, wengleich Janka dort für einen guten Ausgleich beim Laufen und Tratschen sorgt.

Auch den anderen Kollegen vom Berufskolleg Uerdingen danke ich dafür, dass sie mich in den ersten Monaten des Referendariats stets so geschont haben, dass ich nebenbei diese Arbeit schreiben und an zwei Papern mitwirken konnte.

Zuletzt möchte ich auch meinen Eltern für Ihre Unterstützung danken.

Lebenslauf

Name: Timo Mersmann
Geburtsdatum: 04.03.1978
Geburtsort: Emsdetten
Eltern: Karl Mersmann
Ursula Mersmann, geb. Fiekers

Schulbildung:
Grundschule: Buckhoffschule Emsdetten, 1984-1988
Realschule: Käthe-Kollwitz-Schule Emsdetten, 1988-1994
Fachoberschulreife
Berufsfachschule: Ludwig-Erhard-Schule Münster, 1994-1997
Abitur

Grundwehrdienst: 01.07.1997-30.04.1998

Studium: seit Sommersemester 1998 an der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Lehramt Sek. I/II: Fachrichtungen: Mathematik und Physik
Sommersemester 1998
bis Wintersemester 2003/04
Zwischenprüfung, September 1999
Erstes Staatsexamen, November 2003

Diplomstudiengang Physik: Wintersemester 1999/2000
bis Sommersemester 2003
Vordiplom, September 2000
Diplom, Juli 2003

Promotionsstudium Physik: seit Wintersemester 2003/2004

Tätigkeiten:
Studentische Hilfskraft: von August 2001 bis Januar 2003 im
Mathematischen Institut der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
von Februar 2003 bis Juli 2003 im
Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Wissenschaftlicher Mitarbeiter: von August 2003 bis Januar 2007 im
Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Studienreferendar: seit Februar 2007 am
Studienseminar für Lehrämter an
Schulen Krefeld,
Schule: Berufskolleg Uerdingen, Krefeld

