

Experimentelle Physik

**Untersuchung des ABC-Effekts in  
der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$   
am Magnetspektrometer ANKE**

Westfälische  
Wilhelms-Universität  
Münster

Institut für Kernphysik

**Diplomarbeit**

vorgelegt von

**Malte Mielke**

— 2007 —



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                                                   |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Einleitung</b>                                                                                 | <b>1</b>  |
| <b>1 Theoretische Grundlagen</b>                                                                  | <b>3</b>  |
| 1.1 Baryonen und Mesonen im Quarkbild . . . . .                                                   | 4         |
| 1.1.1 Drei-Quark-Systeme (Baryonen) . . . . .                                                     | 5         |
| 1.1.2 Zwei-Quark-Systeme (Mesonen) . . . . .                                                      | 6         |
| 1.2 Kinematik . . . . .                                                                           | 7         |
| 1.2.1 Labor- und Schwerpunktsystem . . . . .                                                      | 7         |
| 1.2.2 Allgemeine kinematische Überlegungen . . . . .                                              | 8         |
| 1.2.3 Kinematik eines Zwei-Teilchen-Endzustands . . . . .                                         | 9         |
| 1.2.4 Kinematik eines Drei-Teilchen-Endzustands . . . . .                                         | 9         |
| 1.3 Identifikation einer Reaktion mit Hilfe des Missing Mass-Verfahrens .                         | 11        |
| 1.4 Der ABC-Effekt . . . . .                                                                      | 12        |
| <b>2 Experimentelle Aufbauten</b>                                                                 | <b>17</b> |
| 2.1 Das Kühlersynchrotron COSY . . . . .                                                          | 17        |
| 2.2 Das ANKE-Experiment . . . . .                                                                 | 20        |
| 2.2.1 Das Clustertarget . . . . .                                                                 | 20        |
| 2.2.2 Das Magnetspektrometer . . . . .                                                            | 23        |
| 2.2.3 Die ANKE-Detektorsysteme . . . . .                                                          | 23        |
| 2.2.4 Das Triggersystem . . . . .                                                                 | 29        |
| <b>3 Phasenraum-Simulationen</b>                                                                  | <b>30</b> |
| 3.1 Die verwendete Software . . . . .                                                             | 31        |
| 3.2 Simulationen zur Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ an ANKE | 32        |
| 3.2.1 Kinematisches Verhalten der ${}^3\text{He}$ -Kerne und $\pi^-$ -Mesonen . . .               | 33        |
| 3.2.2 Akzeptanz für koinzidenten Nachweis der Ejektile . . . . .                                  | 34        |
| 3.2.3 Effektive Einschränkung der ${}^3\text{He}$ -Winkelakzeptanz . . . . .                      | 35        |
| 3.3 Simulationen untergrundrelevanter Mehr-pionen-Prozesse . . . . .                              | 37        |
| <b>4 Datenanalyse</b>                                                                             | <b>40</b> |
| 4.1 Impulsrekonstruktion . . . . .                                                                | 41        |
| 4.2 Methoden zur Teilchenidentifikation . . . . .                                                 | 42        |
| 4.2.1 Selektion der ${}^3\text{He}$ -Kerne im Vorwärtssystem . . . . .                            | 42        |

|          |                                                                                                                                     |           |
|----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.2.2    | Selektion der $\pi^-$ -Mesonen im Negativsystem . . . . .                                                                           | 45        |
| 4.3      | Anwendung des Missing Mass-Verfahrens zur Identifikation der<br>$d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ -Reaktion . . . . . | 46        |
| 4.3.1    | Missing Mass-Bild der Mehrpionenproduktion . . . . .                                                                                | 46        |
| 4.3.2    | Selektion der Zwei-Pionen-Endzustände . . . . .                                                                                     | 48        |
| 4.4      | Akzeptanzkorrektur . . . . .                                                                                                        | 49        |
| <b>5</b> | <b>Ergebnisse</b>                                                                                                                   | <b>51</b> |
| 5.1      | Der ABC-Effekt in der an ANKE gemessenen Reaktion<br>$d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ . . . . .                      | 51        |
| 5.1.1    | Die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems . . . . .                                                                            | 52        |
| 5.1.2    | Dalitz-Diagramm . . . . .                                                                                                           | 53        |
| 5.1.3    | Vergleich mit den Ergebnissen der exklusiven Messung an<br>CELSIUS/WASA . . . . .                                                   | 54        |
| 5.2      | Invariante Massen der ${}^3\text{He}\pi$ -Systeme . . . . .                                                                         | 56        |
| <b>6</b> | <b>Ausblick</b>                                                                                                                     | <b>59</b> |



# Einleitung

Bei der Erforschung des Aufbaus der uns umgebenden Materie sind im vergangenen Jahrhundert riesige Fortschritte gemacht worden. Die ursprünglich für unteilbar gehaltenen Atome konnten als ein aus Protonen, Neutronen und Elektronen zusammengesetztes System beschrieben werden. Neben diesen wurde noch ein ganzer Zoo weiterer, in der Regel äußerst kurzlebiger, Teilchen entdeckt, die die Idee nahelegten, dass die meisten von ihnen aus noch elementarerer Bausteinen, die man als Quarks bezeichnete, bestehen könnten. Nach intensiver Suche gelang es tatsächlich, experimentelle Nachweise für ihre Existenz zu liefern. Teilchen die sich aus ihnen zusammensetzen, wie zum Beispiel Neutronen und Protonen, werden heute unter der Bezeichnung Hadronen zusammengefasst. Die starke Kraft, die die Wechselwirkung zwischen diesen Teilchen auf subatomarer Ebene dominiert, war in den letzten Jahrzehnten Gegenstand intensiver Forschung. Dabei wurde deutlich, dass ihre Untersuchung sowohl unter theoretischen als auch experimentellen Aspekten eine große Herausforderung darstellt.

Mit der zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Quarks entwickelten Quantenchromodynamik konnte man zahlreiche Voraussagen treffen, die sich experimentell mit hoher Präzision bestätigen ließen. Das Problem dieser an sich gut funktionierenden Theorie ist, dass sich ihre Gleichungen bislang nur für sehr große Energien, die sehr kleinen Abständen zwischen den Quarks entsprechen, gelöst werden konnten. Für die Beschreibung der inneren Struktur von Hadronen und ihrer Wechselwirkung untereinander muss auf alternative, in ihrem Gültigkeitsbereich meist beschränkte, Modelle zurückgegriffen werden. Dabei ist das Zusammenspiel von theoretischer und experimenteller Arbeit von großer Bedeutung. Voraussagen theoretischer Modelle können experimentell überprüft werden, andererseits führen überraschende Messergebnisse häufig zu neuen Denkansätzen.

Ein Beispiel hierfür ist das im Jahr 1960 erstmals beobachtete Phänomen, dass sich bei der Fusion von Nukleonen, wenn sie mit der Produktion von zwei Pionen einhergeht, deutliche Abweichungen von den nach Phasenraumrechnungen erwarteten Ergebnissen zeigen. Dieses, heute als ABC-Effekt bekannte, Verhalten konnte trotz zahlreicher Erklärungsversuche noch nicht vollständig verstanden werden.

In den letzten Jahren wurden experimentelle Voraussetzungen geschaffen die es ermöglichen, viele Details dieser Art von Reaktionen zu beleuchten, die vorher nicht zugänglich waren. So konnten mit den Ergebnissen einer Messung von Bashkanov et al. [Bas06] am Experimentaufbau CELSIUS/WASA einige vorherige Deutungs-

versuche ausgeschlossen und neue Erklärungsansätze entwickelt werden. Doch auch nach diesem großen Fortschritt bleiben offene Fragen, deren Beantwortung von großem Interesse für das Verständnis des ABC-Effekts und damit der Produktion von und Wechselwirkung zwischen Hadronen ist.

Bei einem im Januar 2005 an ANKE [Bar01], einem Magnetspektrometer am „Cooler Synchrotron“ COSY [Mai97] des Forschungszentrums Jülich, durchgeführten Präzisionsexperiment zum Studium der Endzustandswechselwirkung zwischen  $^3\text{He}$ -Kernen und  $\eta$ -Mesonen in der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\eta$  [Mer07], konnten Bedingungen geschaffen werden, die es ermöglichen, die mit dem ABC-Effekt in Verbindung stehende Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  eingehend zu untersuchen. Der koinzidente Nachweis der bei einem Deuteronstrahlimpuls von 3,224 GeV/c entstandenen  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen erlaubte eine vollständige Rekonstruktion der gesuchten Streuevents in einem Energiebereich, in dem der ABC-Effekt nach bisherigen Erkenntnissen mit maximaler Stärke auftritt.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde überprüft, welche Erkenntnisse mit dem gewonnenen Datensatz zu erlangen sind und welchen zusätzlichen Beitrag sie für das Verständnis des ABC-Effekts liefern können. Zu diesem Zweck wurde die geometrische Akzeptanz des ANKE-Detektorssystems für die Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  mit Hilfe von Phasenraumsimulationen bestimmt und eine vorläufige Datenanalyse durchgeführt. Diese beinhaltet eine Selektion der relevanten Ereignisse, eine Rekonstruktion der Impulse aller an der untersuchten Reaktion beteiligten Teilchen und eine Korrektur auf die Detektorakzeptanz.

Die aus diesen Analyseschritten resultierenden vorläufigen Ergebnisse zeigen deutliche Merkmale des ABC-Effekts und liefern eine Grundlage zur Diskussion verschiedener Produktionsmechanismen der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He}+\pi^++\pi^-$ .

Aufgrund der zahlreichen hochinteressanten Aspekte, die sich bei diesem Thema untersuchen lassen, übersteigt eine vollständige Auswertung der Daten deutlich den Umfang einer Diplomarbeit und wird in den folgenden Monaten fortgesetzt. Die vorliegende Ausarbeitung ist daher als Statusbericht zu betrachten und beinhaltet darüber hinaus bereits entwickelte Ideen für weiterführende Analysen.

# Kapitel 1

## Theoretische Grundlagen

Sämtliche in der Natur auftretenden Vorgänge lassen sich nach heutigem Wissensstand auf vier elementare Grundkräfte zurückführen. Dies sind die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden Wechselwirkungen zwischen den Bausteinen der Materie (Leptonen und Quarks) über den Austausch sogenannter Eichbosonen beschrieben.

Die Gravitation tritt als ausschließlich anziehende Kraft auf, die zwischen massebehafteten Partikeln wirkt. Ihre Reichweite ist unendlich. Das als Austauschteilchen postulierte Graviton konnte experimentell bislang nicht nachgewiesen werden. In der Teilchenphysik spielt die Gravitation praktisch keine Rolle, da sie auf mikroskopischer Ebene um viele Größenordnungen schwächer als die übrigen Kräfte ist.

An der elektromagnetischen Wechselwirkung nehmen alle Teilchen mit elektrischer Ladung teil. Sie kann sowohl anziehend als auch abstoßend wirken. Zudem gibt es elektromagnetische Produktions- und Zerfallsprozesse. Wie bei der Gravitation ist die Reichweite unendlich. Als Austauschteilchen fungiert das Photon.

An Prozessen der schwachen Wechselwirkung können sowohl Quarks als auch Leptonen beteiligt sein. Überträger sind die elektrisch geladenen  $W^+$ - und  $W^-$ - sowie die neutralen  $Z^0$ -Bosonen. Infolge der großen Massen dieser Teilchen ist die schwache Wechselwirkung sehr kurzreichweitig. Schwache Prozesse werden häufig von Effekten der wesentlich stärkeren elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen überlagert. Daher lassen sie sich hauptsächlich bei Zerfällen von Teilchen beobachten, die nicht über andere Prozesse zerfallen können.

Bei sehr kurzen Reichweiten mit Abstand am dominantesten ist die starke Kernkraft. Sie ist, ähnlich wie die elektromagnetische Kraft, an eine Ladung gebunden. Als Kennzeichnung wird der Begriff Farbladung verwendet. Es existieren drei verschiedene Ladungstypen (rot, grün, blau) und entsprechende Gegenpole (Anti-Rot, Anti-Grün, Anti-Blau). Träger einer Farbladung sind Quarks und die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen. Die Einteilung der Elementarteilchen in Quarks und Leptonen ist denn auch lediglich dem Umstand geschuldet, dass

Letztere nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen.

Eine stabile Bindung zwischen Quarks kann entstehen, wenn ein Zustand „farbneutral“ ist. Dies ist der Fall, wenn alle drei Farben vorkommen oder sich eine Farbe und ihre entsprechende Anti-Farbe kompensieren. Teilchen, die aus zwei Quarks aufgebaut sind nennt man Mesonen, Teilchen die aus drei Quarks aufgebaut sind Baryonen. Zur letzteren Gruppe gehören auch die Bestandteile des Atomkerns, Protonen und Neutronen. Zustände mit mehr als drei Quarks sind theoretisch ebenfalls vorstellbar, wurden aber bislang nicht beobachtet.

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ , also die Fusion eines Deuterons und eines Protons zu einem  ${}^3\text{He}$ -Kern bei gleichzeitiger Produktion zweier Pionen, ist ein Resultat von ausschließlich starken Prozessen. Welche das genau sind ist allerdings noch nicht vollständig geklärt. Wie sich später zeigen wird ist es wahrscheinlich, dass mehrere unterschiedliche Reaktionskanäle zum beobachteten Endzustand führen.

Im folgenden Abschnitt werden zunächst einige physikalischen Eigenschaften der untersuchten Teilchen, insbesondere der Pionen, anhand des Quarkmodells erläutert.

## 1.1 Baryonen und Mesonen im Quarkbild

Zum heutigen Zeitpunkt sind sechs Quarksorten bekannt (und es existieren fundierte Hinweise darauf, dass es auch tatsächlich nicht mehr gibt). Alle Quarks sind Fermionen mit Spin  $1/2$ . Unterscheiden lassen sich die verschiedenen Arten zum einen durch ihre Massen, zum anderen durch bestimmte Quantenzahlen (siehe Tabelle 1.1).

| Quarkname   | I   | $I_3$ | S  | C | B  | T | Q    | Masse MeV/c <sup>2</sup>       |
|-------------|-----|-------|----|---|----|---|------|--------------------------------|
| down (d)    | 1/2 | -1/2  | 0  | 0 | 0  | 0 | -1/3 | 3 - 7                          |
| up (u)      | 1/2 | 1/2   | 0  | 0 | 0  | 0 | 2/3  | 1,5 - 3                        |
| strange (s) | 0   | 0     | -1 | 0 | 0  | 0 | -1/3 | $95 \pm 25$                    |
| charm (c)   | 0   | 0     | 0  | 1 | 0  | 0 | 2/3  | $1250 \pm 90$                  |
| bottom (b)  | 0   | 0     | 0  | 0 | -1 | 0 | -1/3 | $4200 \pm 70$                  |
| top (t)     | 0   | 0     | 0  | 0 | 0  | 1 | 2/3  | $(174, 2 \pm 3, 3) \cdot 10^3$ |

Tabelle 1.1: Wichtige Quantenzahlen, Ladung und Massen [PPB06] der sechs Quarkarten, I: Isospin,  $I_3$ : Dritte Komponente des Isospins, S: Seltsamkeit, C: Charm, B: Bottomness, T: Topness, Q: Ladung

Jedem Quark lässt sich außerdem ein entsprechendes Antiteilchen zuordnen. Die Quantenzahlen der jeweiligen Antiquarks haben, mit Ausnahme des Gesamtisospins, genau entgegengesetzte Vorzeichen. Alle bislang beobachteten Teilchen die an der

starken Wechselwirkung teilnehmen, lassen sich als Kombinationen aus zwei oder drei der genannten Quarks und Antiquarks darstellen.

### 1.1.1 Drei-Quark-Systeme (Baryonen)

Jede Möglichkeit drei Quarks (Antiquarks) unter Beachtung des Pauli-Prinzips zusammenzufügen entspricht einem Baryon (Antibaryon). Die elektrischen Ladungen von drei Quarks (Antiquarks) addieren sich immer zu einer ganzzahligen Ladung zwischen -1 und 2 (-2 und 1). Die Spins können zu  $1/2$  oder  $3/2$  koppeln. Die Parität  $P$  eines Baryons ist direkt mit seinem Drehimpuls  $l$  verknüpft:

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

Betrachtet man ausschließlich Zustände, die aus Kombinationen der leichten Quarks up, down und seltsam bestehen, erhält man für die Spin-Parität  $J^P = \frac{1}{2}^+$  ein Multiplett aus acht Baryonen. Abbildung 1.1 zeigt die Quarkzuordnungen in Abhängigkeit der dritten Komponente des Isospins  $I_3$  und der Seltsamkeit  $S$ .

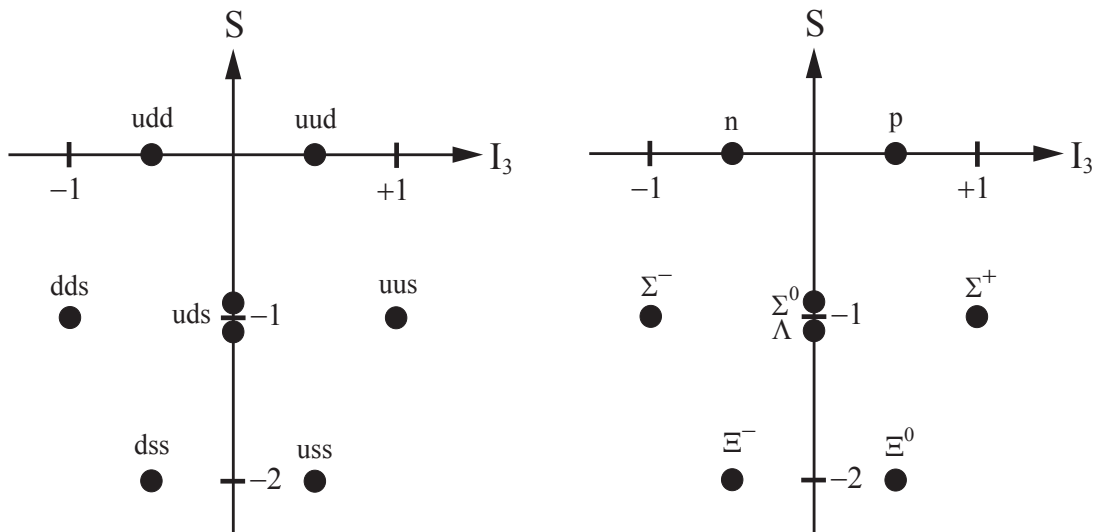


Abbildung 1.1: Das Baryon-Oktett mit Spin-Parität  $J^P = \frac{1}{2}^+$ . Links sind die Quarkinhalte, rechts die entsprechenden beobachteten Zustände angegeben.

Für  $S = 0$  gibt es die Zusammensetzungen  $uud$  und  $udd$  mit Isospin  $I = 1/2$ . Diese repräsentieren das Neutron ( $Q = 0$ ) und das Proton ( $Q = 1$ ). In der Reihe der einfach seltsamen Baryonen gibt es mit den  $\Sigma$ -Teilchen ein Isospin-Triplett ( $I = 1$ ) und mit dem  $\Lambda$ -Teilchen ein Isospin-Singlett ( $I = 0$ ). Komplettiert wird das Oktett von den  $\Xi$ -Teilchen, die ein Isospin-Dublett ( $I = 1/2$ ,  $S = -2$ ) bilden.

Baryonen mit  $J^P = \frac{3}{2}^+$  können aus Symmetriegründen auch aus drei gleichartigen Quarks (die sich ausschließlich durch ihre Farbladung unterscheiden) bestehen. Hier

gibt es daher für  $S = 0$  ein Isospinquadruplett ( $I = 3/2$ ), das  $\Delta(1232)$ , welches in den Ladungszuständen  $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+$  und  $\Delta^{++}$  vorkommt.

### 1.1.2 Zwei-Quark-Systeme (Mesonen)

Quark-Antiquark-Paare können aufgrund des halbzahligen Spins der Quarks zu Spin 0- und Spin 1-Teilchen koppeln. Die elektrische Ladung kann je nach Zusammensetzung -1, 0 oder 1 betragen. Die Parität  $P$  folgt aus dem Drehimpuls  $l$  mit

$$P = (-1)^{l+1}. \quad (1.2)$$

Für die verschiedenen Kombinationen aus Drehimpuls und Spin lassen sich wie bei den Baryonen Multipletts konstruieren. Mesonen im Grundzustand mit Spin-Parität  $J^P = 0^-$  werden als „pseudoskalare Mesonen“ bezeichnet. Von diesen gibt es neun, die aus Kombinationen der leichten Quarks up, down, seltsam und deren Antiteilchen aufgebaut sind. Abbildung 1.2 stellt das Nonett der pseudoskalaren Mesonen und die Quarkinhalte der Zustände dar.

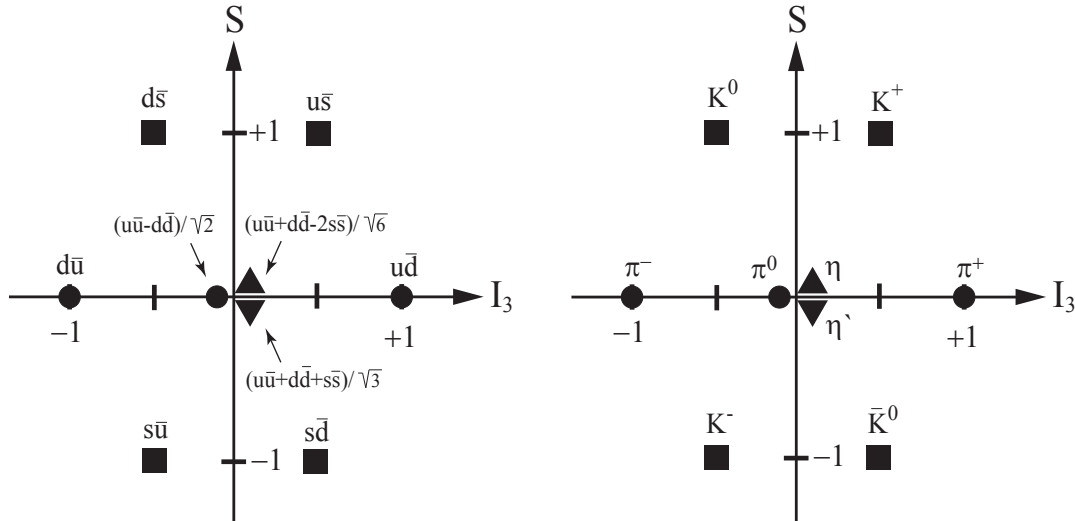


Abbildung 1.2: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen. Links sind die Quarkinhalte der Zustände, rechts die beobachteten Teilchen angegeben. Zu beachten ist, dass die Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  nicht mit den Zuständen  $(d\bar{d}+u\bar{u}+s\bar{s})/\sqrt{3}$  und  $(d\bar{d}+u\bar{u}-2s\bar{s})/\sqrt{6}$  identisch sind, sondern als Mischzustände identifiziert werden.

Der Zustand  $\eta_0 = (d\bar{d}+u\bar{u}+s\bar{s})/\sqrt{3}$  mit Isospin  $I = 0$  ist als einziger symmetrisch und stellt damit ein Singlett dar. Er ist orthogonal zum Zustand  $\eta_8 = (d\bar{d}+u\bar{u}-2s\bar{s})/\sqrt{6}$  (ebenfalls  $I = 0$ ) aus dem antisymmetrischen Oktett. Sowohl  $\eta_0$  als auch  $\eta_8$  lassen sich keinem physikalisch nachgewiesenen Teilchen zuordnen. Stattdessen können die Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$  jeweils als Mischzustände von  $\eta_0$  und  $\eta_8$  interpretiert werden.

Die vier Zustände mit von Null verschiedener Seltsamkeit und  $I = 1/2$  werden den Kaonen zugeordnet.

Die drei verbleibenden, ausschließlich aus up- und down-Quarks bestehenden Kombinationen  $d\bar{u}$ ,  $u\bar{d}$  und  $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$  mit  $I = 1$  entsprechen den Pionen  $\pi^-, \pi^+$  und  $\pi^0$ . Sie sind mit Massen von  $139,57 \text{ MeV}/c^2$  ( $\pi^-$  und  $\pi^+$ ) beziehungsweise  $134,98 \text{ MeV}/c^2$  ( $\pi^0$ ) die leichtesten Mesonen.

## 1.2 Kinematik

Die physikalischen Rahmenbedingungen eines Streuprozesses sind durch die Gesetze der Energie- und Impulserhaltung vorgegeben. Auch ohne die genaue Kenntnis der Vorgänge, die von einem gegebenen Anfangszustand in den beobachteten Endzustand führen, kann so auf die kinematisch möglichen Impulse geschlossen werden.

Zu beachten ist, dass bei Prozessen wie den hier beschriebenen, die auftretenden Teilchengeschwindigkeiten im Bereich der Lichtgeschwindigkeit liegen. Dies erfordert eine relativistische Beschreibung der Kinematik. Für die folgenden Betrachtungen wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention  $\hbar = c = 1$  verwendet.

### 1.2.1 Labor- und Schwerpunktsystem

In „Fixed Target“-Experimenten schießt man Strahlteilchen mit einem Impuls  $\vec{p}_a \gg 0$  auf ein ruhendes Target mit  $\vec{p}_b = 0$ . Der Schwerpunkt des Gesamtsystems bewegt sich mit der Geschwindigkeit

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_a}{E_{ges}} \quad (E_{ges} : \text{Gesamtenergie des Systems}). \quad (1.3)$$

Es ist häufig vorteilhaft die Berechnung der Impulse und Energien der Ejektile im Schwerpunktsystem durchzuführen. Dazu ist es nötig vom Laborsystem (LS), dem Bezugssystem in dem das Experiment und damit die Messung der Energien und Impulse durchgeführt wird, in das Bezugssystem des Schwerpunktes zu wechseln. Für dieses gilt per Definition

$$\vec{p}_a + \vec{p}_b = 0. \quad (1.4)$$

Da hier der Gesamtimpuls immer Null beträgt, spricht man auch vom center-of-momentum system (CMS). Der Übergang zwischen LS und CMS geschieht über eine Lorentz-Transformation in Richtung der Strahlachse (im Folgenden als z-Achse definiert). Bewegt sich das CMS gegenüber dem LS mit der Geschwindigkeit  $\beta$ , transformieren Impulse und Energien sich wie folgt:

$$\begin{aligned} p_z^{CMS} &= \gamma(p_z^{LS} - \beta E^{LS}) \\ E^{CMS} &= \gamma(E^{LS} - \beta p_z^{LS}). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Die Komponenten  $p_x$  und  $p_y$  bleiben unverändert.  $\gamma$  bezeichnet den Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1.6)$$

### 1.2.2 Allgemeine kinematische Überlegungen

Bei der Beschreibung von relativistischen Stoßreaktionen erweist sich das Konzept der Vierervektoren als nützlich. Die Summe aller Energie-Impuls-Vierervektoren  $\mathbb{P} = (E/c, p_x, p_y, p_z)$  des Eingangszustands einer Reaktion ist immer gleich der Summe der Ausgangsviererimpulse. Für eine Reaktion  $a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$  mit  $n$  Teilchen im Ausgangszustand gilt also:

$$\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b = \mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 + \dots + \mathbb{P}_n. \quad (1.7)$$

Das Skalarprodukt zweier Vierervektoren ist invariant gegenüber Lorentztransformationen. Quadriert man die Summe der Viererimpulse der einlaufenden beziehungsweise auslaufenden Teilchen, ergibt sich daher die invariante Größe

$$s = (\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b)^2 = (\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 + \dots + \mathbb{P}_n)^2. \quad (1.8)$$

Im Schwerpunktsystem gibt  $s$  aufgrund des verschwindenden Gesamtimpulses das Quadrat der Gesamtenergie an:

$$s = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 = E_{ges}^2. \quad (1.9)$$

Die Gesamtenergie  $\sqrt{s}$  setzt sich aus den Ruheenergien der Projektile beziehungsweise Ejektile und ihren kinetischen Energien zusammen. Kennt man die Massen der auslaufenden Teilchen, kann man so auch die Summe ihrer Bewegungsenergien im CMS, die Überschussenergie  $Q$ , errechnen:

$$Q = \sqrt{s} - \sum_{i=1}^n m_i. \quad (1.10)$$

Ein Prozess kann nur stattfinden, wenn  $Q \geq 0$  ist.  $Q = 0$  definiert die Produktionsschwelle einer Reaktion.



### 1.2.3 Kinematik eines Zwei-Teilchen-Endzustands

Zwar geht es in der vorliegenden Arbeit im Wesentlichen um die Untersuchung eines Drei-Teilchen-Prozesses, jedoch ist es sinnvoll sich zunächst die kinematischen Verhältnisse bei einer Zwei-Teilchen-Reaktion zu vergegenwärtigen.

Das Verschwinden des Gesamtimpulses im Schwerpunktsystem hat zur Folge, dass sich die Ejektile eines Zwei-Teilchen-Endzustands immer mit betragsgleichem, einander entgegengesetztem Impuls auseinander bewegen:

$$\vec{p}_1^{CMS} = -\vec{p}_2^{CMS}. \quad (1.11)$$

Im Impulsraum müssen demgemäß alle bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie möglichen Impulse auf der Oberfläche einer Kugel liegen, deren Radius durch den Betrag des Endzustandsimpulses

$$|\vec{p}^{CMS}| = |\vec{p}_1^{CMS}| = |\vec{p}_2^{CMS}| \quad (1.12)$$

gegeben ist (siehe Abbildung 1.3). Er lässt sich berechnen<sup>1</sup> zu

$$|\vec{p}^{CMS}| = \frac{\sqrt{[s - (m_1 + m_2)^2] \cdot [s - (m_1 - m_2)^2]}}{2\sqrt{s}}. \quad (1.13)$$

Die Impulskugel ist also bei einer festen Schwerpunktsenergie um so größer, je kleiner die Gesamtmasse  $m_1 + m_2$  und je kleiner die Massendifferenz  $m_1 - m_2$  der Ejektile ist.

### 1.2.4 Kinematik eines Drei-Teilchen-Endzustands

Bei Reaktionen mit drei oder mehr Teilchen im Endzustand gibt es nicht nur eine, sondern unendlich viele Kombinationen aus Impulsbeträgen, die im CMS die Bedingungsgleichung  $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i^{CMS} = 0$  erfüllen und gleichzeitig die Gesamtenergie erhalten.

Für die kinematische Beschreibung solcher Prozesse ist es zweckmäßig, sie als Abfolge mehrerer imaginärer Zwei-Teilchen-Reaktionen zu behandeln. Auf diese Weise lässt sich das Problem auf ein bereits gelöstes zurückführen.

Einen Drei-Teilchen-Prozess  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$  kann man in die Reaktionen  $a + b \rightarrow 1 + X$  und  $X \rightarrow 2 + 3$  unterteilen. Die Summe der Schwerpunktsimpulse  $\vec{p}_2^{CMS}$  und  $\vec{p}_3^{CMS}$  liefert den Impuls des imaginären Teilchens X, für den  $\vec{p}_X^{CMS} = -\vec{p}_1^{CMS}$  gilt. Die effektive Masse von X entspricht der invarianten Masse der Teilchen 2 und 3:

$$m_{23} = \sqrt{(E_2 + E_3)^2 - (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2}. \quad (1.14)$$

---

<sup>1</sup>Eine Beschreibung der Herleitung findet sich in verschiedenen Lehrbüchern, zum Beispiel in [Byc94]

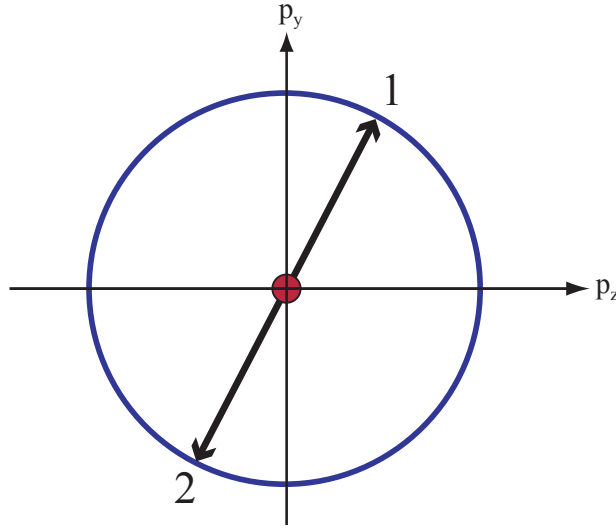


Abbildung 1.3: Zweidimensionaler Querschnitt des Impulsraums eines Zweiteilchen-Endzustands. Teilchen 1 und 2 haben entgegengesetzt gleiche Impulse, die auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius  $|\vec{p}^{CMS}|$  liegen.

Setzt man diese in Formel (1.13) ein, so ergibt sich für den Schwerpunktsimpuls von Teilchen 1 (und bei zyklischer Vertauschung von 1, 2 und 3 auch für die anderen Teilchen):

$$|\vec{p}_1^{CMS}|(m_{23}) = \frac{\sqrt{[s - (m_1 + m_{23})^2] \cdot [s - (m_1 - m_{23})^2]}}{2\sqrt{s}}. \quad (1.15)$$

Die Größe der invarianten Masse  $m_{23}$  ist abhängig von der relativen Bewegung der Teilchen 2 und 3 zueinander. Sie ist maximal, wenn die Teilchen mit entgegengesetztem Impuls auseinander fliegen. In diesem Fall ruht Teilchen 1 im Schwerpunkt. Im umgekehrten Fall, wenn die Teilchen 2 und 3 keine Relativgeschwindigkeit besitzen, ist  $m_{23}$  minimal und  $|\vec{p}_1^{CMS}|(m_{23})$  hat seinen Höchstwert.

Dieser Höchstwert ist nicht für alle Teilchen gleich, sondern hängt von ihrer Masse ab. In der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  haben der Heliumkern und die Pionen daher, wie in Abbildung 1.4 dargestellt, unterschiedlich große Impulskugeln.

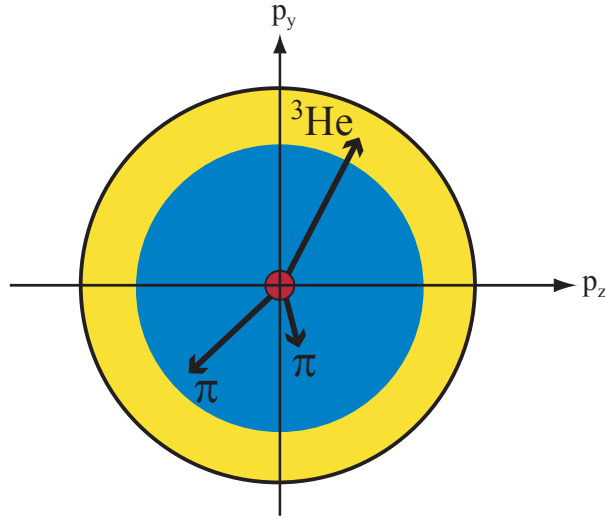


Abbildung 1.4: Zweidimensionaler Querschnitt des Impulsraums des Endzustands der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ . Die Impuls­kugeln des Heliumkerns und der Pionen sind farblich voneinander abgesetzt. Die Impulse liegen, anders als beim Zwei-Teilchen-Endzustand, nicht nur auf der Kugeloberfläche, sondern beliebig innerhalb der jeweiligen Kugel verteilt. Die eingezeichneten Vektorpfeile geben eine Kombinationsmöglichkeit der Impulse an.

### 1.3 Identifikation einer Reaktion mit Hilfe des Missing Mass-Verfahrens

Nicht immer ist es möglich alle Ejektile einer zu untersuchenden Reaktion nachzuweisen. Mit Hilfe des Missing Mass-Verfahrens kann in solchen Fällen die invariante Masse der fehlenden Teilchen ermittelt werden. Diese gibt in vielen Fällen Aufschluss darüber, in welcher Reaktion die detektierten Teilchen entstanden sind. Wurde nur eines der Ejektile nicht nachgewiesen, kann man so dessen Viererimpuls und Masse rekonstruieren.

Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen sei eine Reaktion der Form  $a + b \rightarrow 1 + \dots + m + X$  mit  $m$  nachgewiesenen Ejektilen.  $X$  steht für das fehlende Teilchen oder Teilchensystem. Vorausgesetzt wird, dass die Viererimpulse der Teilchen  $a$ ,  $b$  und  $1$  bis  $m$  bekannt sind. Aus der in Gleichung 1.7 formulierten Erhaltung des Gesamtviererimpulses folgt:

$$\mathbb{P}_X = \mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - (\mathbb{P}_1 + \dots + \mathbb{P}_m). \quad (1.16)$$

Die Missing Mass ist definiert als der Betrag des Viererimpulses des fehlenden Teilchens oder Teilchensystems. Bei festen Strahl- und Targetimpulsen ist sie eine Funk-

tion der Viererimpulse der detektierten Ejektile:

$$\text{MM}(\mathbb{P}_1 + \dots + \mathbb{P}_n) = |\mathbb{P}_X| = |\mathbb{P}_a + \mathbb{P}_b - (\mathbb{P}_1 + \dots + \mathbb{P}_m)|. \quad (1.17)$$

Besteht  $X$  aus einem einzelnen Teilchen gibt die Missing Mass seine Masse an, hat also für jede mögliche Impulskombination der übrigen Teilchen den selben Wert. Setzt sich  $X$  aus mehreren Teilchen zusammen, entspricht die Missing Mass deren invarianter Masse. Diese kann, abhängig vom relativen Bewegungszustand der Teilchen, verschiedene Werte annehmen.

Am häufigsten wird das Missing Mass-Verfahren benutzt, um Reaktionen zu identifizieren, bei deren Messung alle Ejektile bis auf eines nachgewiesen wurden. Diese machen sich, bei einer entsprechenden Zahl von Messergebnissen, durch einen deutlichen Peak bei der Masse des fehlenden Teilchens bemerkbar. Zu beachten ist aber, dass der Peak infolge von Messungenauigkeiten und bei der Impulsrekonstruktion auftretenden Verschmierungseffekten eine gewisse Breite hat. Bei einer niedrigen Missing Mass, wie der des  $\pi^+$  in der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ , kann es deshalb vorkommen, dass auch Werte im negativen Bereich rekonstruiert werden. Um eine kontinuierliche Darstellung der Verteilung zu erhalten, wird in solchen Fällen das Quadrat der Missing Mass aufgetragen.

## 1.4 Der ABC-Effekt

Bei dem ABC-Effekt handelt es sich um ein physikalisches Phänomen, das seit fast fünfzig Jahren bekannt ist, bis heute aber noch nicht vollständig verstanden werden konnte. Er taucht zum ersten Mal in einer Veröffentlichung aus dem Jahr 1960 von Alexander Abashian, Norman E. Booth und Kenneth M. Crowe [ABC60] auf, in der eine ungewöhnliche Struktur in der Impulsverteilung von in Proton-Deuteron-Stößen entstandenen  ${}^3\text{He}$ -Kernen beschrieben wird. Gegenstand der bei verschiedenen Strahlenergien durchgeführten Messung war die Untersuchung der Produktion leichter Mesonen. Die für eine Überschussenergie von  $Q = 190$  MeV relativ zur Schwelle der Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  gemessene Impulsverteilung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

Der Peak bei hohen  ${}^3\text{He}$ -Impulsen lässt sich dem Zwei-Teilchen-Endzustand  ${}^3\text{He}\pi^0$  zuordnen. Die Verteilung links davon resultiert aus den Zwei-Pionen-Produktionsprozessen  $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^0$ . Zum Vergleich wurde das Phasenraumverhalten (also die nach rein kinematischen Gesichtspunkten zu erwartende Verteilung) der beiden Reaktionen als durchgezogene Linie<sup>2</sup> eingezeichnet.

Zu erkennen ist, dass die Zwei-Pionen-Produktion bei großen  ${}^3\text{He}$ -Impulsen gegenüber der Phasenraumverteilung deutlich überhöht ist. Wie in Kapitel 1.2.4 erläutert wurde, ist in einer Drei-Teilchen-Reaktion ein hoher Impuls eines Teilchens

<sup>2</sup>Die gestrichelte Linie gibt ebenfalls Phasenraumverhalten an, allerdings mit einer anderen Normierung.

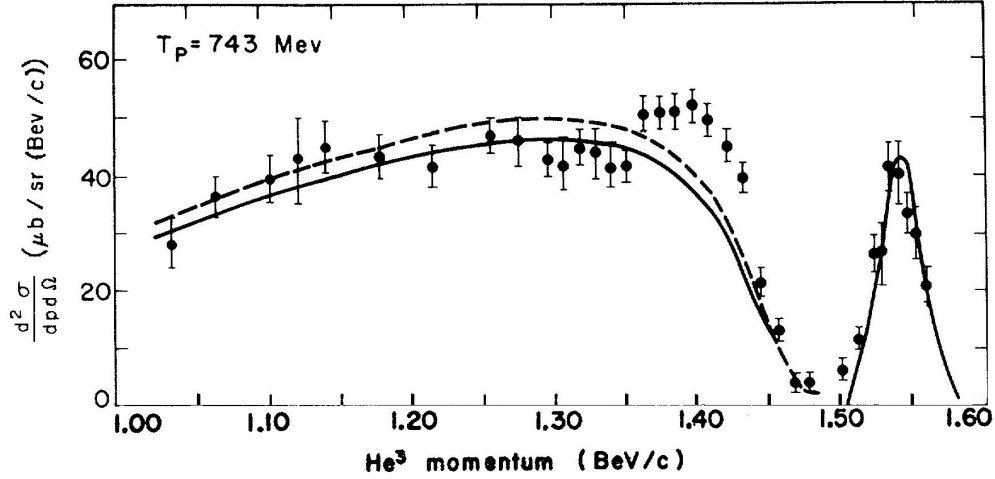


Abbildung 1.5: Erste Veröffentlichung des ABC-Effekts [ABC60]. Das Bild zeigt die gemessene Impulsverteilung der  $^3\text{He}$ -Kerne im Vergleich zu Phasenraumberechnungen. Der Peak auf der rechten Seite resultiert aus der  $\pi^0$ -Produktion. Die zu den Zwei-Pionen-Endzuständen gehörende Verteilung links davon zeigt deutliche Abweichungen vom Phasenraumverhalten.

gleichbedeutend mit einer niedrigen invarianten Masse der übrigen beiden Teilchen. Auf die vorliegende Situation übertragen bedeutet dies, dass die Überhöhung bei großen  $^3\text{He}$ -Impulsen einer Überhöhung bei kleinen invarianten Massen  $m_{\pi\pi}$  entspricht. Die Pionen bewegen sich also bevorzugt parallel zueinander.

Bei kleineren Überschussenergien ( $120 \text{ MeV} < Q < 190 \text{ MeV}$ ) fand man ähnliches Verhalten, allerdings in schwächerer Ausprägung. In den ersten Veröffentlichungen noch als „anomaly in meson production“ bezeichnet, wurde es später als ABC (Abashian Booth Crowe) -Effekt bekannt.

Ein erster Deutungsversuch des Effekts war die Annahme einer Mesonenresonanz. Nach weiteren Messungen [ABC61, ABC63] stellte man allerdings fest, dass die Überhöhungen bei unterschiedlichen Messwinkeln  $\vartheta$  leicht gegeneinander verschoben sind. Da man ein solches Verhalten von einer Resonanz nicht erwarten würde, verwarf man diese Hypothese wieder.

Weitere Erkenntnisse lieferte eine Untersuchung der Reaktion  $p+d \rightarrow ^3\text{H} + \pi^+ + \pi^0$ . Bei dieser wurde kein mit dem ABC-Effekt vergleichbares Verhalten festgestellt, was, wie im Folgenden erläutert wird, auf die unterschiedlichen Isospin-Einstellungen zwischen den ansonsten ähnlichen Endzuständen zurückgeführt werden kann.

Der Gesamtisospin beträgt in beiden Fällen  $I_{\text{ges}} = 1/2$ , da  $I_{\text{Proton}} = 1/2$  und  $I_{\text{Deuteron}} = 0$ . Die Pionen ( $I_{\pi} = 1$ ) können prinzipiell zu  $I_{\pi\pi} = 0, 1$  oder  $2$  koppeln. Wegen  $I_{^3\text{He}} = I_{^3\text{H}} = 1/2$  erlaubt die Isospinerhaltung hier aber nur die Varianten  $0$  und  $1$ .

Ein Blick auf die dritte Komponente der Pionenisospins (vgl. Abbildung 1.2) verrät, dass die Kombination  $\pi^+\pi^0$  durch eine reine  $I = 1$  -Amplitude beschrieben werden kann, während für das  $\pi^+\pi^-$ -System sowohl  $I = 0$  als auch  $I = 1$  möglich sind. Aus der Tatsache, dass der ABC-Effekt in  $p+d \rightarrow {}^3\text{H}+\pi^++\pi^0$  nicht auftritt, ließ sich folgern dass er in Verbindung mit  $I_{\pi\pi} = 0$  -Zuständen steht.

Mit der Kenntnis des Isospins lassen sich auch Aussagen bezüglich der möglichen Drehimpulsquantenzahlen  $l$  machen. Da Pionen Bosonen sind, muss ihre Gesamtwellenfunktion symmetrisch sein. Also gilt:

$$(-1)^{l+s+I} = +1. \quad (1.18)$$

$s$  ist grundsätzlich Null, da Pionen spinlos sind. Damit Gleichung 1.18 erfüllt ist, müssen  $l$  und  $I$  in Folge dessen entweder beide gerade oder beide ungerade sein. Im Fall  $I = 0$  gibt es daher für das  $\pi\pi$ -System die Möglichkeiten  $l = 0, 2, 4$  usw.

Ein Ansatz die ABC-Anomalie unter Berücksichtigung dieser Erkenntnisse zu erklären war die Annahme einer stark anziehenden  $s$ -Wellen-Endzustandswechselwirkung<sup>3</sup> zwischen den Pionen. Um sie zu quantifizieren wurde die zugehörige Streulänge bestimmt [ABC63]. Dabei handelt es sich um eine komplexe Größe, deren Betrag die Stärke der Wechselwirkung angibt.

Doch auch diese Deutung wurde nach einiger Zeit in Frage gestellt. Zum einen war die von Booth und Abashian bestimmte Streulänge wesentlich höher als theoretisch vorhergesagte Werte [Wei66] und experimentelle Ergebnisse anderer Reaktionen [Mau70]. Zum anderen müsste ein aus einer solchen Wechselwirkung resultierender ABC-Effekt auch bei Reaktionen, wie zum Beispiel  $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$  auftreten, was nicht der Fall ist.

Tatsächlich wurde er ausschließlich bei Prozessen entdeckt, die die Fusion von Nukleonen und die Entstehung eines Pionenpaares mit Isospin  $I_{\pi\pi} = 0$  beinhalten.

In einer Untersuchung von J. Banaigs et al. [Ban73] zu Beginn der siebziger Jahre wurde festgestellt, dass die Position der Überhöhung nicht nur mit dem Messwinkel  $\vartheta$ , sondern auch mit der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  variiert. Bei Überschussenergien  $185 \text{ MeV} < Q < 425 \text{ MeV}$  bewegt sich das Maximum im Bereich  $300 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi\pi} < 365 \text{ MeV}/c^2$ .

Wie schon in [ABC60] festgestellt wurde, ist auch die Stärke des Effekts von der zur Verfügung stehenden Energie abhängig. Die Messungen von Banaigs et al. ergaben, dass der Wirkungsquerschnitt des Maximums bei  $Q \approx 290 \text{ MeV}$  am größten ist. Sowohl bei niedrigeren als auch bei höheren Überschussenergien sinkt er ab.

All diese Beobachtungen führten dazu, dass die theoretischen Überlegungen sich nicht mehr auf die Endzustandswechselwirkung der Pionen, sondern auf den Produktionsprozess konzentrierten. In einem Modell von Risser und Shuster [Ris73] wurde versucht, den ABC-Effekt mit der Anregung zweier verschiedener  $\Delta$ -Resonanzen

---

<sup>3</sup> $s$ -Welle entspricht  $l = 0$

zu erklären, die jeweils in ein Nukleon und ein Pion zerfallen. Die Autoren konnten zeigen, dass die Entstehung eines gebundenen Zustands zwischen den aus den  $\Delta$ -Zerfällen entstandenen Nukleonen am wahrscheinlichsten ist, wenn die beiden Pionen im Schwerpunktsystem entweder parallel oder entgegengesetzt zueinander emittiert werden. Dies würde bedeuten, dass sich nicht nur bei kleinen, sondern auch bei großen invarianten Massen  $m_{\pi\pi}$  Überhöhungen zeigen sollten. In den zur damaligen Zeit vorhandenen Daten fand man auch tatsächlich eine Überhöhung im Bereich hoher invarianter  $\pi\pi$ -Massen [Plo78]. Ihr Ursprung erlaubte allerdings verschiedene Interpretationen, da sämtliche bis dahin veröffentlichten Spektren aus Experimenten stammten, in denen nur der Helium- oder Deuteriumkern nachgewiesen worden war. So wurde 1990 von Plouin, Fleury und Wilkin [Plo90] die These aufgestellt, dass sich die für hohe  $m_{\pi\pi}$  beobachtete Struktur auf Drei-Pionen- und  $\eta$ -Prozesse zurückführen lässt.

Dies bestätigte sich bei einem Experiment von M. Bashkanov et al. [Bas06], in dem der ABC-Effekt in einer exklusiven Messung<sup>4</sup> der Reaktionen  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  und  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^0+\pi^0$  bei einer Überschussenergie von  $Q \approx 269$  MeV untersucht wurde. Die Spektren der invarianten  $\pi\pi$ -Massen (Abbildung 1.6) zeigen sowohl bei den geladenen ( $\pi^+\pi^-$ ) als auch bei den neutralen Pionen ( $\pi^0\pi^0$ ) wie erwartet für kleine Werte deutliche Überhöhungen gegenüber der Phasenraumverteilung. Bei hohen invarianten Massen ist jedoch kein ( $\pi^0\pi^0$ ) beziehungsweise nur ein sehr geringer Anstieg ( $\pi^+\pi^-$ ) des Wirkungsquerschnitts festzustellen. In diesem Punkt sprechen die exklusiven Ergebnisse gegen die  $\Delta\Delta$ -Hypothese, die an beiden Enden des Spektrums Überhöhungen vorausgesagt hatte. Da die Verteilungen der invarianten Massen der  ${}^3\text{He}\pi$ -Systeme (Abbildung 1.6) aber deutliche Hinweise auf die Existenz von  $\Delta$ -Resonanzen geben<sup>5</sup>, versuchten Bashkanov et al. den  $\Delta\Delta$ -Ansatz durch Hinzufügen einer Endzustandswechselwirkung zwischen den  $\Delta$ -Nukleonen zu erweitern. Auf diese Weise waren sie in der Lage ihre Daten, und auch die der älteren Messungen, zu beschreiben. Die Unterschiede zwischen den Reaktionen mit geladenen und ungeladenen Pionen wurden auf  $I_{\pi\pi} = 1$ -Beiträge im  $\pi^+\pi^-$ -Kanal zurückgeführt, da die  $\pi^0\pi^0$ -Kombinationen in diesem Prozess nur einen Isospin von 0 haben können.

Trotz des Erfolgs bei der Anwendung des  $\Delta\Delta$ -FSI<sup>6</sup>-Modells bleiben weiterhin offene Fragen. Würde die Reaktion ausschließlich über die Entstehung zweier  $\Delta$ -Resonanzen ablaufen, müssten die Verteilungen der invarianten Massen der  ${}^3\text{He}\pi^-$ - und  ${}^3\text{He}\pi^+$ -Systeme identisch sein. Wie in Abbildung 1.6 zu erkennen, sind sie aber gegeneinander verschoben. Daraus ergeben sich die Fragestellungen, welche anderen Prozesse zur Produktion der Pionen beitragen, wie groß ihr Anteil an der Gesamt-

<sup>4</sup>exklusive Messung: Nachweis aller Ejektile einer Reaktion.

<sup>5</sup>Die  ${}^3\text{He}$ -Masse beträgt  $2,8 \text{ GeV}/c^2$ . Tauscht man ein Proton ( $m_p = 0,9 \text{ GeV}/c^2$ ) gegen ein  $\Delta$  ( $m_\Delta = 1,2 \text{ GeV}/c^2$ ) aus, erhält man eine Masse von  $3,1 \text{ GeV}/c^2$ . Dies entspricht ungefähr dem Maximum der Verteilung.

<sup>6</sup>FSI: „final state interaction“, englische Bezeichnung für den Begriff Endzustandswechselwirkung.

produktion ist und ob sie ebenfalls mit dem ABC-Effekt in Verbindung zu bringen sind.

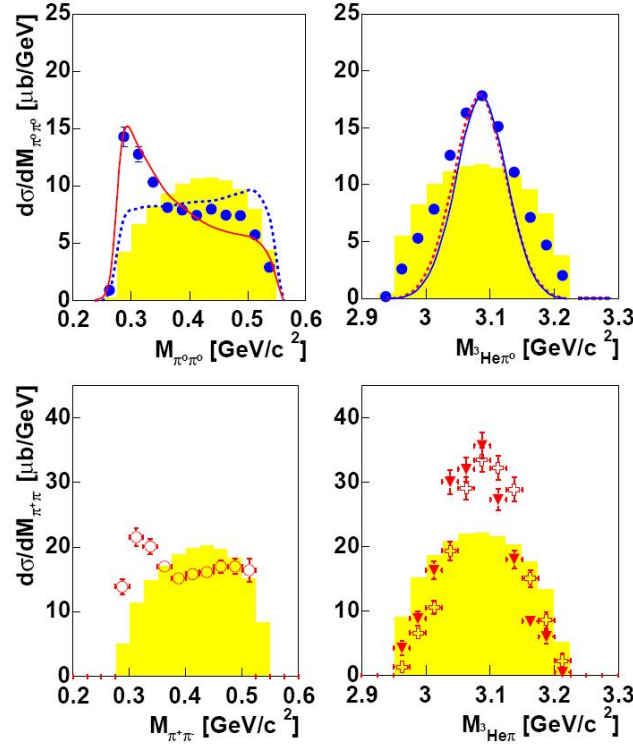


Abbildung 1.6: Invariante Massen der Kombinationen  $\pi\pi$  (links) und  ${}^3\text{He}\pi$  (rechts) aus exklusiven Messungen der Reaktionen  $p+d\rightarrow{}^3\text{He}+\pi^0+\pi^0$  (oben) und  $p+d\rightarrow{}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  (unten) von M. Bashkanov et al. [Bas06]. Im rechten unteren Diagramm ist die Verteilung von  $m_{{}^3\text{He}\pi^+}$  durch Pluszeichen und die Verteilung von  $m_{{}^3\text{He}\pi^-}$  durch inverse Dreiecke gekennzeichnet. Die gelben Balken geben Phasenraumberechnungen wieder, die gestrichelten und durchgezogenen Linien Modellrechnungen zum  $\Delta\Delta$ -Ansatz ohne und mit Berücksichtigung einer Endzustandswechselwirkung.

Zur Bestätigung der Interpretation von Bashkanov et al. und zur Erörterung der offenen Fragen sind weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet erforderlich. Die in dieser Diplomarbeit vorgestellten Daten zur  $\pi^+\pi^-$ -Produktion wurden bei einer Überschussenergie von  $Q \approx 288$  MeV aufgenommen und sind damit in dem Energiebereich, in dem der ABC-Effekt nach bisherigen Erkenntnissen [Ban73] am stärksten in Erscheinung tritt. Da die Daten von Bashkanov et al. bei einer ähnlichen Überschussenergie aufgenommen wurden, ist ein direkter Vergleich der Ergebnisse möglich.



# Kapitel 2

## Experimentelle Aufbauten

Die Messungen wurden mit Hilfe des Magnetspektrometers ANKE<sup>1</sup> [Bar01] durchgeführt, das sich an einem der internen Targetplätze des Beschleuniger- und Speicherrings COSY<sup>2</sup> [Mai97] im Forschungszentrum Jülich befindet.

### 2.1 Das Kühlersynchrotron COSY

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der gesamten Beschleunigeranlage. Im oberen Bereich ist der Speicherring mit den internen Experimenten ANKE, WASA, COSY-11 und PISA zu erkennen. Darunter sind die externen Experimente skizziert. Zu ihnen gehören COSY-TOF und das Magnetspektrometer BIG KARL mit MOMO, GEM und HIRES.

Ganz unten ist das Zyklotron JULIC dargestellt. Hier werden mit einer Ionenquelle negativ geladene Wasserstoffionen produziert und auf eine Energie von 45 MeV ( $^1\text{H}^-$ , für Protonstrahlen) beziehungsweise 90 MeV ( $^2\text{H}^-$ , für Deutronstrahlen) vorbeschleunigt, um dann über eine Kohlenstofffolie, an der sie ihre Elektronen abstreifen, in COSY injiziert zu werden. Je nach Zielsetzung des jeweiligen Experiments können auch polarisierte Teilchenstrahlen bereitgestellt werden.

Die ins Synchrotron eingespeisten Protonen beziehungsweise Deuteronen können auf Impulse im Bereich von 0,3 bis 3,7 GeV/c beschleunigt werden. Anschließend werden sie für ein externes Experiment extrahiert<sup>3</sup> oder für eine gewisse Zeit im Ring gespeichert und für ein internes Experiment genutzt. Die „Lebensdauer“ eines Teilchenstrahls ist bei der letzteren Variante abhängig von der Qualität des Ringvakuums und der Targetdichte (siehe auch Kapitel 2.2.1).

Neben der Möglichkeit nach dem Beschleunigungsvorgang mit konstantem Strahlimpuls zu arbeiten, hat man außerdem die Option den Strahlimpuls während eines

---

<sup>1</sup>Abkürzung für **A**pparatus for **N**uclear and **K**aon **E**jectiles.

<sup>2</sup>Abkürzung für **CO**oler **SY**nchrotron. Ein besonderes Merkmal des Rings sind seine (später näher erläuterten) Strahlkühlungsmechanismen.

<sup>3</sup>Nur bei Strahlimpulsen bis 3,3 GeV/c möglich.

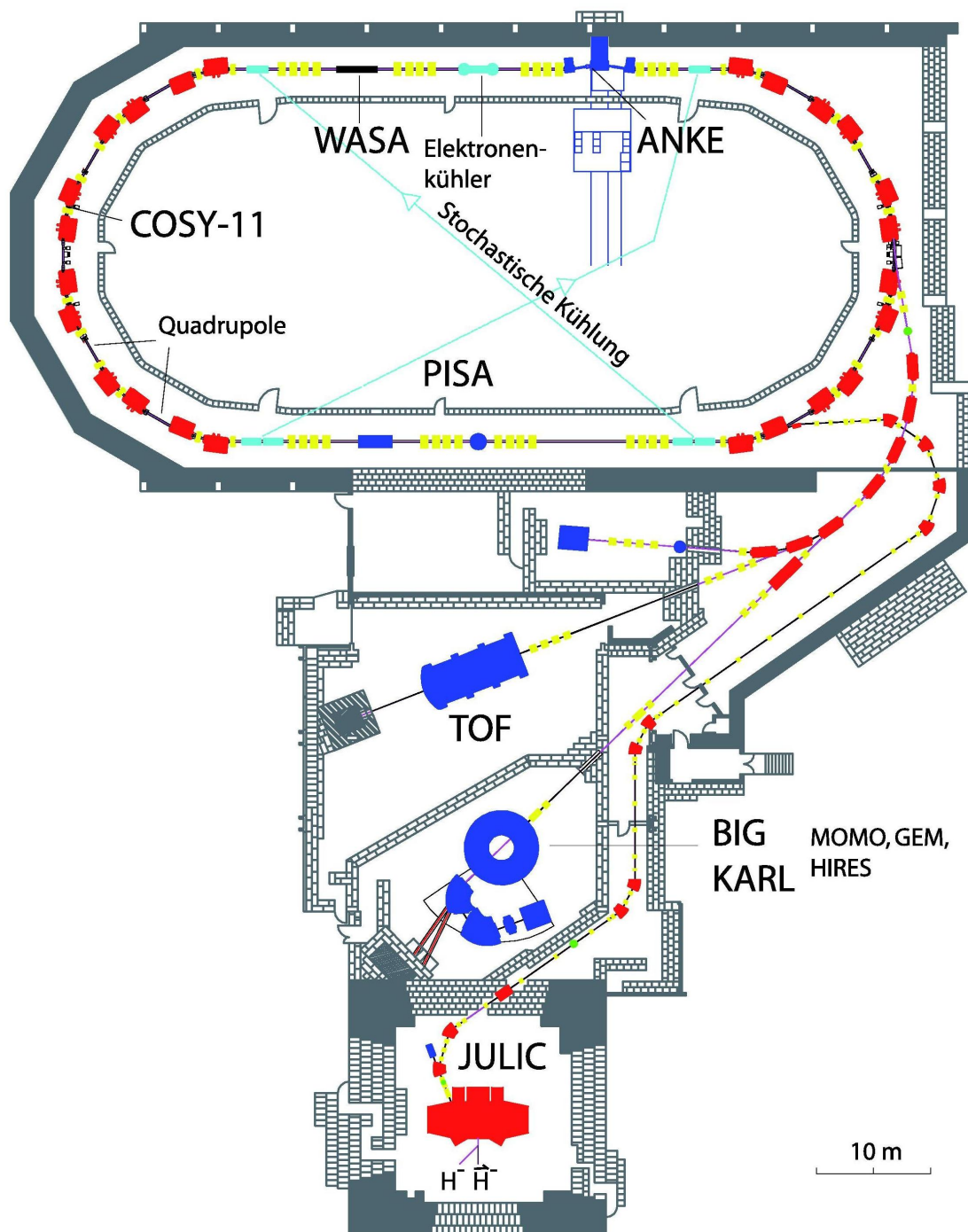


Abbildung 2.1: Die Beschleunigeranlage COSY am Forschungszentrum in Jülich.

Zyklus von der Dauer einiger Minuten linear mit der Zeit zu erhöhen. Dies wurde zum Beispiel bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle genutzt [Mer07].

Eine wesentliche Stärke von COSY ist die, durch zwei verschiedene Strahlkühlungsmechanismen gewährleistete, gute Impulsauflösung des Teilchenstrahls. Den Begriff „Temperatur“ kann man in diesem Zusammenhang als transversale Bewegung der Strahlteilchen auffassen.

Für Impulse bis 0,65 GeV/c wird das Prinzip der Elektronenkühlung verwendet. Hierzu wird dem Beschleunigerstrahl auf einer Strecke von wenigen Metern ein kalter Elektronenstrahl überlagert. Dabei gleichen sich die Strahltemperaturen durch Coulombstöße zwischen Ionen und Elektronen einander an.

Bei höheren Strahlimpulsen (1,5 GeV/c für Protonen, 3 GeV/c für Deuteronen) kann eine stochastische Kühlung eingesetzt werden. Dabei wird an einer „Pick-Up“-Elektrode die transversale Abweichung der Teilchen gemessen und als Korrektursignal an eine „Kicker“-Elektrode weitergeleitet. Dort wird dann ein entsprechendes elektrisches Feld angelegt, das der Transversalbewegung des Strahls entgegenwirkt. Diese Art der Strahlkühlung kann nur bei Messungen mit konstanten Strahlimpulsen verwendet werden.

## 2.2 Das ANKE-Experiment

Das ANKE-Experiment setzt sich aus einem Magnetspektrometer, einer Auswahl von drei verschiedenen Targets und mehreren Detektorsystemen zusammen. Eine Skizze des Aufbaus wird in Abbildung 2.2 gezeigt.

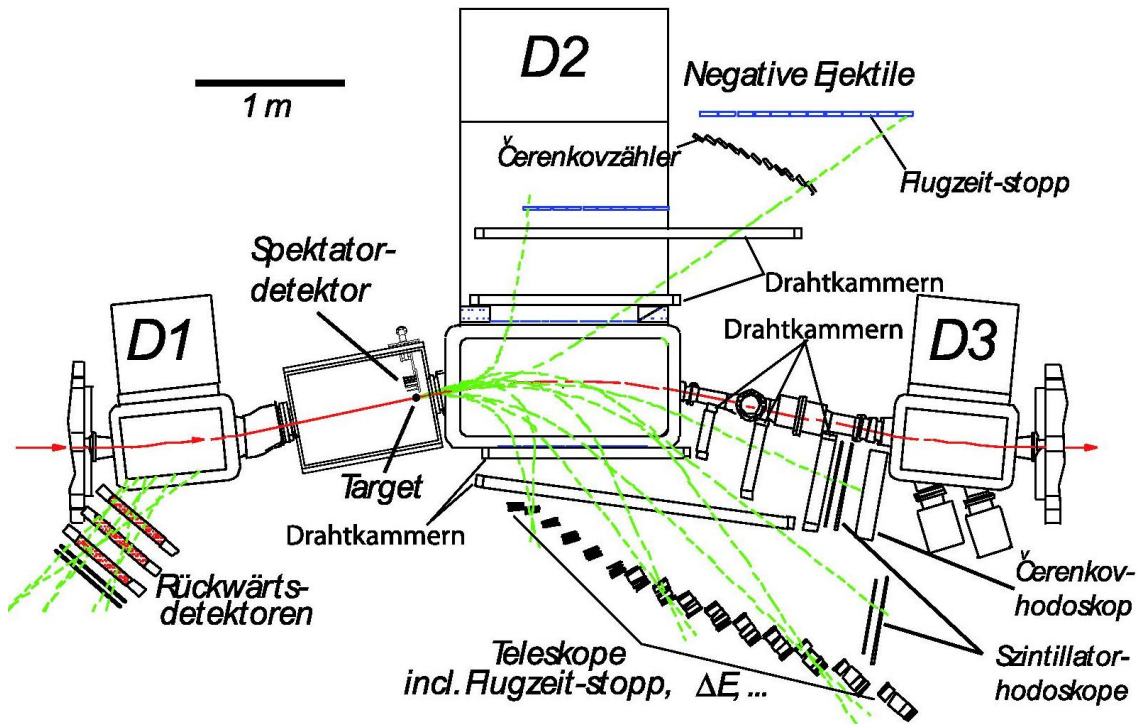


Abbildung 2.2: Schematische Aufsicht auf den ANKE-Experimentaufbau.

Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den zur Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  verwendeten Bestandteilen.

### 2.2.1 Das Clustertarget

Es existieren unterschiedliche Arten von Targets, die am ANKE-Experiment eingesetzt werden können. Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung wurde mit dem an der Universität Münster entwickelten und bislang an ANKE am häufigsten eingesetzten Clusterjet-Target [Kho99] durchgeführt. Seine Funktionsweise beruht darauf, dass unterkühltes Wasserstoff- oder Deuteriumgas bei hohem Druck durch eine enge Düse gepresst wird, durch adiabatische Expansion weiter abkühlt und dabei teilweise zu Mikrotröpfchen, so genannten Clustern, kondensiert [Que97]. Die

auf diese Weise erreichbare Targetdichte ermöglicht eine ausreichend gute Luminosität, vermeidet aber weitgehend negative Effekte von Targets höherer Dichten, wie z.B. Mehrfachstreuung und große Energieverluste des Beschleunigerstrahls im Interaktionsbereich. Letzteres ermöglicht eine vergleichsweise hohe Lebensdauer des Beschleunigerstrahls, da der Clusterstrahl zudem aufgrund seiner im Vergleich zu Gasstrahlen geringen Divergenz das Ringvakuum in relativ geringem Maße beeinträchtigt.

Der Aufbau des Clustertargets ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Er enthält eine Clusterquelle und eine Auffängerstufe, die jeweils durch einen Vakuumschieber von der Streukammer abgetrennt werden können.

Für die Herstellung eines Clusterstrahls wird hochreines Wasserstoff- oder Deuteriumgas benötigt. Um den erforderlichen Reinheitsgrad zu erreichen, wird es zunächst durch einen Palladium-Membran-Reiniger geleitet. Durch Kontakt mit einem Kaltkopf kühlt das Gas dann auf eine Temperatur zwischen 20 K und 30 K ab. Aufgrund der durch die hohe Reinheit des Gases fehlenden Kondensationskeime findet dabei kein Phasenübergang statt, obwohl die Dampfdruckkurve schon unterschritten ist. Das unterkühlte Gas wird unter einem Druck von 15 bis 20 bar durch eine Lavaldüse mit einer Öffnung von ca. 20  $\mu\text{m}$  Durchmesser an der engsten Stelle in die Skimmerkammer gepresst. Abbildung 2.4 zeigt den Querschnitt einer Lavaldüse und das Prinzip der Clusterproduktion. Die adiabatische Expansion des Gases hinter der Düse bewirkt durch den Joule-Thomson-Effekt eine weitere Absenkung der Gastemperatur. In dem so erzeugten übersättigten Zustand kann es spontan zur Bildung von Mikrotröpfchen kommen. Diese aus bis zu tausend Atomen bestehenden Objekte [Hag72] werden als Cluster bezeichnet.

Der so erzeugte Clusterstrahl wird durch einen Skimmer vom Restgas separiert und durch eine weitere Blende, den Kollimator, auf die gewünschte Form und Ausdehnung gebracht. Der Übergang in das Hochvakuum der Streukammer wird über mehrere Pumpstufen bewerkstelligt. Ein Roots- und Vorpumpenstand sorgt für einen Skimmerkammerdruck von ungefähr  $10^{-1}$  mbar. In der ersten Kollimatorkammer wird das Druckniveau mittels einer Turbomolekularpumpe auf  $10^{-4}$  mbar gesenkt und erreicht in der zweiten Kollimatorkammer durch den Einsatz einer Kryopumpe den Wert des Ringvakuaums, der im Bereich von  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  mbar liegt.

In der Auffängerstufe wird das Druckniveau nach dem gleichen Prinzip mittels dreier hintereinandergeschalteter Kryopumpen angepasst. Der Clusterstrahl trifft hier auf eine Turbomolekularpumpe und wird dabei größtenteils direkt abgepumpt.

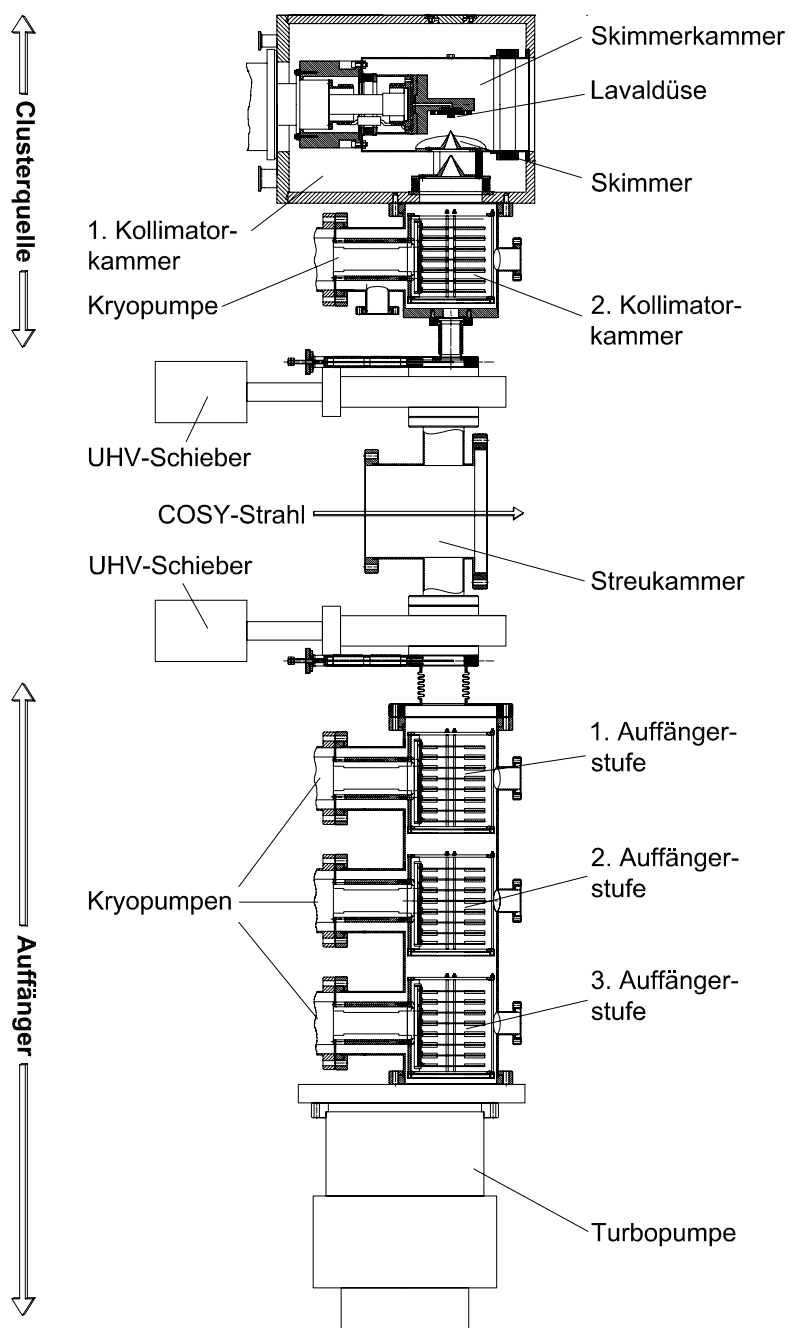


Abbildung 2.3: Der Aufbau des Clustertargets.

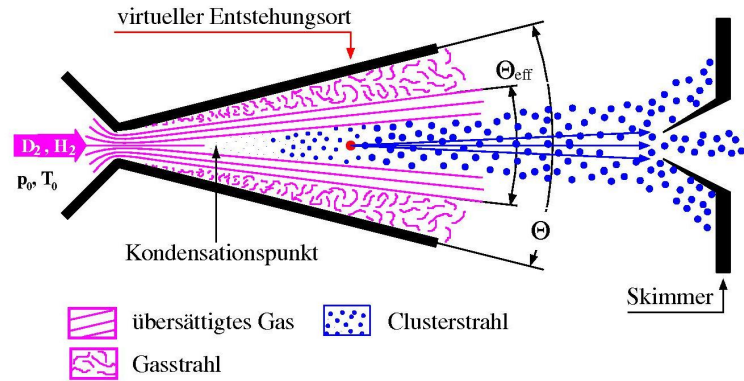


Abbildung 2.4: Prinzip der Clusterproduktion in einer Lavaldüse.

### 2.2.2 Das Magnetspektrometer

Für das ANKE-Experiment wird eine Anordnung aus drei Dipolmagneten D1, D2 und D3 verwendet (siehe Abbildung 2.2). Der Magnet D1 dient dazu, den Beschleunigerstrahl aus seiner Sollbahn abzulenken und auf das Target zu richten. Die Strahlteilchen, die nicht am Target gestreut wurden, werden durch den Magneten D3 wieder in ihre Sollbahn gelenkt.

Im Spektrometermagneten D2 erfahren geladene Reaktionsprodukte eine Auslenkung, die abhängig von ihrer Ladung, ihrem Impuls und der Stärke des Magnetfeldes ist. Lässt sich ihre Teilchenspur aus Detektoreinträgen rekonstruieren, kann so bei bekannter Ladung der Impuls aus dem vom Magnetfeld verursachten Krümmungsradius berechnet werden [Ste98]. Die Plattform, auf der der D2-Magnet befestigt ist, lässt sich senkrecht zur Strahlrichtung bewegen. Damit ist es möglich den Auslenkwinkel des COSY-Strahls bis zu einem gewissen Grad festzulegen.

### 2.2.3 Die ANKE-Detektorsysteme

Insgesamt fünf Detektorsysteme wurden für das ANKE-Experiment konstruiert:

- Ein Positivdetektorsystem für den Nachweis von Atomkernen, positiv geladenen Pionen und Kaonen.
- Ein Negativdetektorsystem für den Nachweis negativ geladener Pionen und Kaonen.
- Ein Vorwärtsdetektorsystem, in dem positiv geladene Teilchen mit hohen Impulsen (in der Regel schwere Teilchen wie Protonen, Deuteronen und Heliumkerne) nachgewiesen werden.

- Ein Vertexdetektor (auch „Spectatordetektor“) zur Messung von Teilchen mit geringen kinetischen Energien, wie z.B. Spectatorprotonen<sup>4</sup>.
- Ein Rückwärtsdetektorsystem, das für den Nachweis zurückgestreuter positiv geladener Teilchen konzipiert wurde.

Zwei von ihnen, der Vorwärtsdetektor und der Negativdetektor, kamen bei der Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  zum Einsatz. Der Positivdetektor war zum Zeitpunkt der Strahlzeit nicht funktionsbereit und konnte deshalb nicht genutzt werden.

### Funktionsweisen der einzelnen Detektorarten

Sowohl das Vorwärts- als auch das Negativsystem setzen sich aus Vieldrahtproportionalkammern, Szintillations- und Čerenkovdetektoren zusammen. Ihre Funktionsweisen werden im Folgenden beschrieben.

- Szintillationsdetektoren: Mit einem Szintillationsdetektor lassen sich Energieverluste von ionisierenden Teilchen bestimmen. Sie bestehen aus einem transparenten Material, das beim Durchgang solcher Partikel einen kurzen Lichtblitz abgibt. Dieser schlägt Elektronen aus einer Photokathode, die dann mit Hilfe eines Photomultipliers vervielfältigt werden. Die Stärke des so erhaltenen Signals ist proportional zur Energie, die das Teilchen im Detektor verloren hat. Aufgrund ihrer guten Zeitauflösung werden Szintillationsdetektoren außerdem für Flugzeitmessungen und das Auslösen von Hardwaretriggern (siehe Kapitel 2.2.4) verwendet.
- Violdrahtproportionalkammern: Um den Impuls eines Teilchens zu ermitteln, das durch ein Magnetfeld bekannter Stärke und räumlicher Ausdehnung geflogen ist, wird die Kenntnis seiner Spur benötigt. Diese lässt sich bei entsprechender Anordnung mit Hilfe von mehreren Violdrahtproportionalkammern (kurz MWPC<sup>5</sup>) erlangen. In einer solchen mit Gas gefüllten Kammer befinden sich zahlreiche in einer Ebene angeordnete und auf Hochspannung gelegte Anodendrähte. Fliegt ein Teilchen zwischen einem der Anodendrähte und der benachbarten Kathode her, kann es einzelne Gasmoleküle ionisieren. Die angelegte Spannung sorgt dafür, dass die Elektronen zu den Anodendrähten driften und dabei lawinenartig weitere Gasmoleküle ionisiert werden. Der daraus resultierende Anodenstrom wird an jedem einzelnen Draht über einen Verstärker nachgewiesen. Aus den Signalen der einzelnen Drähte kann der wahrscheinlichste Durchtrittspunkt des Teilchens durch die Kammer rekonstruiert werden.

<sup>4</sup>Spectator: Englisches Wort für Beobachter. Bezeichnung für ein Teilchen, das an einer Reaktion nicht direkt teilnimmt.

<sup>5</sup>Kurzform der englischen Bezeichnung „multi-wire proportional chamber“.



- Driftkammern: Die einzelnen Anodendrähte lassen sich nicht beliebig dicht anordnen. Die räumliche Auflösung einer Vieldrahtproportionalkammer ist deshalb auf 1 bis 2 mm begrenzt. Umgehen kann man diese Einschränkung, indem man von der Driftzeit und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen auf die von ihnen zurückgelegte Strecke und damit auf die Entfernung vom Anodendraht zum Wechselwirkungspunkt schließt. Nach diesem Prinzip arbeitende Vieldrahtkammern bezeichnet man als Driftkammern.

Durch die Wahl besonderer Kammergase kann eine, vom elektrischen Feld praktisch unabhängige, konstante Driftgeschwindigkeit erreicht werden. Da die Driftzeit der Elektronen verhältnismäßig lang ist, kann für ihre Messung das Signal eines Szintillators als Trigger benutzt werden. Diese Methode der Flugstreckenbestimmung der Elektronen ermöglicht es bei geschickter Anordnung mehrerer Elektrodenebenen die Flugbahn eines ionisierenden Teilchens mit einer Ortsauflösung von bis zu 200  $\mu\text{m}$  zu bestimmen.

- Čerenkovdetektoren: Čerenkovdetektoren liefern unter Ausnutzung des Čerenkoveffekts Informationen zur Unterscheidung von Teilchen anhand ihrer Geschwindigkeiten. In dem hier besprochenen Experiment wurden sie nicht verwendet.

### Das Vorwärtsdetektorsystem

Geladene Ejektile, die im Laborsystem einen hohen Impuls haben, werden vom D2-Magneten nur geringfügig abgelenkt. Ihre Flugbahn verläuft demzufolge nahe des Strahlrohrs. Da es sich bei diesen Teilchen in der Regel um Atomkerne mit positiver Ladung handelt, ist das Vorwärtsdetektorsystem auf der Innenseite des Beschleunigerrings platziert. Es besteht aus einer Driftkammer, zwei Vieldrahtproportionalkammern und drei Lagen mit Szintillationszählern. Die Anordnung der Detektoren ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die Driftkammer besteht aus drei hintereinander liegenden Ebenen vertikaler Kathoden- und Anodendrähte, mit denen die Flugbahnen der Teilchen in der xz-Ebene vermessen werden. Zur Bestimmung der y-Komponenten der Teilchenimpulse trägt diese Kammer, anders als die übrigen beiden, nicht bei. Die Motivation bei ihrer Konstruktion war eine Maximierung der Präzision bei der Rekonstruktion der z-Komponente, da deren Anteil am Gesamtimpuls bei weitem am größten ist. Jede der drei Drahtebenen besteht aus 32 Kathoden- und 33 Anodendrähten, die im Abstand von 5 mm zueinander angeordnet sind. Der Abstand zwischen den einzelnen Ebenen beträgt 10 mm.

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern bestehen aus jeweils sechs hintereinander liegenden Draht- beziehungsweise Kathodenstreifenebenen. Zwei der Ebenen bestehen aus vertikal, zwei andere aus horizontal angeordneten Anodendrähten. Zu beiden Richtungen gehört außerdem eine um  $18^\circ$  versetzte Kathodenstreifenebene [Pet02a],

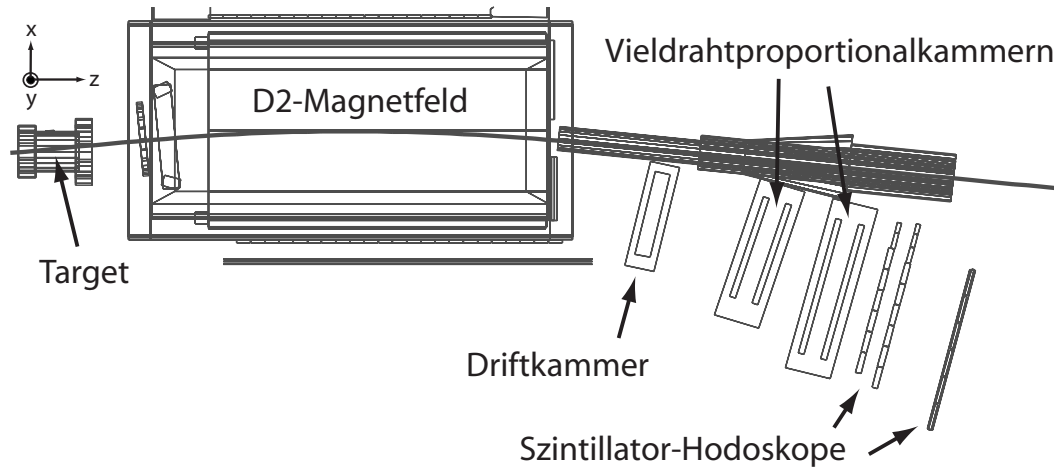


Abbildung 2.5: Schaubild der Detektoranordnung im Vorwärtssystem.

deren Signale zur Untersuchung von Mehrspurereignissen und bei der Effizienzbestimmung genutzt werden.

Der Abstand zwischen zwei benachbarten Anodendrähten einer Ebene beträgt 2 mm. Indem zwei aufeinander folgende Drahtebenen um 1 mm zueinander versetzt werden, lässt sich eine Ortsauflösung von bis zu einem 1 mm erreichen. Informationen über genaue Abmessungen der Kammern sowie Anzahl und Position der Drähte in den jeweiligen Kammern sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

Das Szintillatorhodoskop des Vorwärtssystems ist aus zwei Lagen mit acht beziehungsweise neun senkrecht angeordneten Kunststoffszintillatorlatten aufgebaut, an deren oberem und unterem Ende sich jeweils ein Photomultiplier befindet [Pet02b]. Die einzelnen Latten sind 40 bis 80 mm breit, 360 mm hoch und 15 bis 20 mm dick. Sie sind umso schmaler und dünner, je näher sie am Strahlrohr platziert sind, da dort der Teilchenstrom am größten ist.

Hinter dieser Anordnung kann wahlweise ein Čerenkovdetektor, oder eine dritte Lage des Szintillatorhodoskops platziert werden. Letztere wurde auch für die hier erläuterte Messung verwendet. Sie besteht aus sechs vertikal nebeneinander angebrachten Szintillatorlatten mit einer Dicke von 10 mm, einer Breite von 10 cm und einer Höhe von 1 m.

Um eine Verschmierung der Impulse infolge von Kleinwinkelstreuungen zu minimieren, wurde auf Szintillationsdetektoren direkt am Austrittsfenster der Streukammer verzichtet. Flugzeitmessungen können daher nur auf der sehr kurzen Strecke zwischen den Szintillatorlagen hinter den Drahtkammern durchgeführt werden und sind entsprechend ungenau. Werden allerdings zusätzlich in anderen Detektionssystemen weitere Ejektile der gleichen Reaktion gemessen, kann unter Zuhilfenahme der zusätzlichen Zeitinformationen die Flugzeit eines Teilchens zwischen Vertexpunkt

|                                               |                  |        |       |                    |       |      |
|-----------------------------------------------|------------------|--------|-------|--------------------|-------|------|
| <b>erste Violdrahtproportionalkammer:</b>     |                  |        |       |                    |       |      |
| 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 |
| <b>zweite Violdrahtproportionalkammer:</b>    |                  |        |       |                    |       |      |
| 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 Violdrahtkammern des Vorwärtssystems.

und Szintillationsdetektor bestimmt werden. Auf diese Weise erhält man wesentlich genauere Ergebnisse.

### Das Negativdetektorsystem

Für den Nachweis negativ geladener Pionen und Kaonen, die durch das D2-Magnetfeld in Richtung der Außenseite des Beschleunigerrings gelenkt werden, wurde das Negativsystem konzipiert. Die Detektoren, zwei Violdrahtproportionalkammern, ein Čerenkovdetektor und zwei Szintillationsdetektorlagen, befinden sich zu einem großen Teil innerhalb des zum D2-Magneten gehörenden Eisenjochs. Bedingt durch diese räumliche Einschränkung mussten die Detektoren in relativ geringem Abstand zueinander angeordnet werden. Der Aufbau ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Anders als beim Vorwärtsdetektor wurde hier direkt hinter dem Austrittsfenster der Streukammer eine Lage mit 20 vertikal angeordneten Szintillationsdetektoren platziert, die beim Durchgang eines Teilchens ein Startsignal zur Zeitmessung geben. Damit wird zugunsten der Flugzeitmessung eine Verschlechterung der relativen Impulsauflösung  $\Delta p/p$  in Kauf genommen. Bei maximaler Stärke des D2-Magnetfeldes ( $B \approx 1,6$  T) können im Negativsystem Teilchen mit Impulsen im Bereich von 0,12 bis 1 GeV/c nachgewiesen werden [Har02]. Im Vergleich zu Teilchen die vom Vorwärtssystem registriert werden ( $p > 2$  GeV) ist das wenig. Die absoluten Impulsungenauigkeiten  $\Delta p$  liegen daher bei beiden Detektorsystemen in der gleichen Größenordnung.

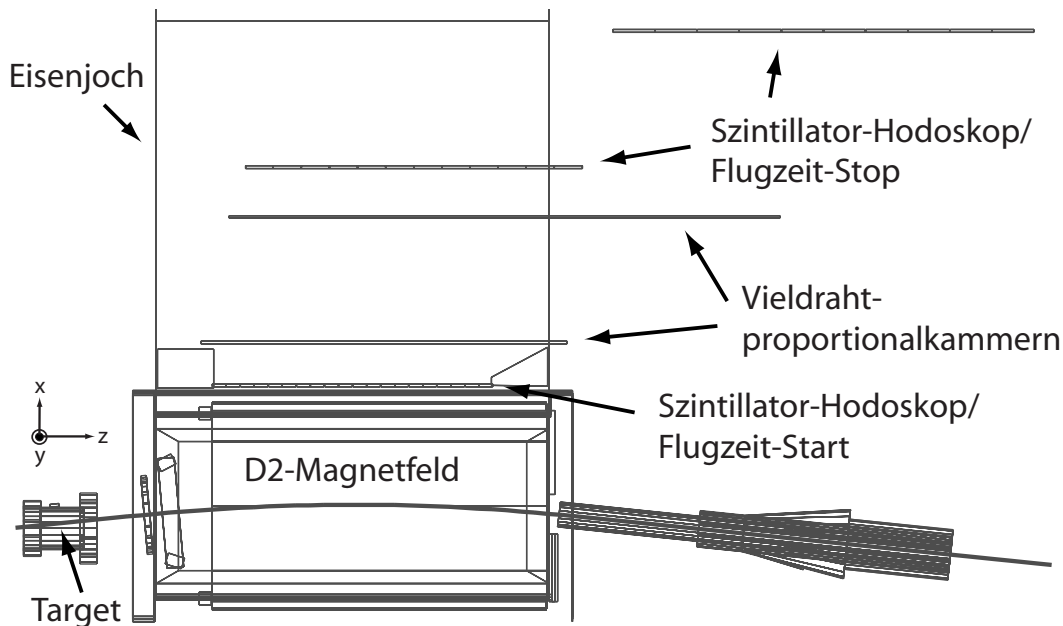


Abbildung 2.6: Schaubild der Detektoranordnung im Negativsystem. Nicht eingezeichnet ist der Čerenkovdetektor, auf dessen Verwendung verzichtet wurde.

Die für das Stoppsignal der Flugzeitmessung genutzte, aus insgesamt 22 vertikal angeordneten Szintillatorlatten bestehende Lage, musste aus Platzgründen in zwei Ebenen mit 12 beziehungsweise 10 Detektoren aufgeteilt werden. Die Maße der Start- und Stopdetektoren sind in Tabelle 2.2 angegeben.

|                  | Höhe [mm] | Breite [mm] | Dicke [mm] |
|------------------|-----------|-------------|------------|
| Start            | 270       | 50          | 2          |
| Stop (1 bis 12)  | 350       | 80          | 10         |
| Stop (13 bis 22) | 250       | 150         | 20         |

Tabelle 2.2: Maße der Szintillatorlatten im Negativsystem.

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern befinden sich zwischen den Start- und Stoppszintillatoren. Sie sind auf identische Weise aufgebaut und unterscheiden sich lediglich in ihrer Größe. Die aktive Fläche der ersten beträgt  $350 \times 1300 \text{ mm}^2$ , die der zweiten  $600 \times 1960 \text{ mm}^2$ . Beide bestehen aus drei Anodenebenen mit je 512 Drähten (erste Kammer) beziehungsweise 768 Drähten (zweite Kammer). In der ersten Ebene sind die Drähte vertikal angeordnet, in der zweiten und dritten um  $+30^\circ$  beziehungsweise  $-30^\circ$  dazu gekippt. Der Abstand zwischen zwei Drähten einer Ebene beträgt 2,54 mm.

### 2.2.4 Das Triggersystem

Bei Streuexperimenten wie dem hier besprochenen, werden in den Detektoren pro Zeiteinheit wesentlich mehr Ereignisse registriert, als moderne Datenerfassungssysteme verarbeiten können. Aus diesem Grund ist es wichtig, dass die Daten schon bei der Aufnahme mit Hilfe eines Triggersystems bezüglich der interessierenden Reaktionen vorsortiert werden. Das für den ANKE-Experimentaufbau entwickelte Triggersystem [Sch96] erlaubt den Einsatz von vier unabhängigen Triggern.

Die Daten für die Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  wurden bei einer Messung genommen, deren primäres Ziel das Studium der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$  war. Für diese wurde ein Heliumkern-Trigger verwendet, der im Jahr 2003 im Rahmen einer Strahlzeit zur Untersuchung der Reaktion  $d+d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta$  entwickelt wurde [Wro05]. Dabei wird ausgenutzt, dass  ${}^3\text{He}$ -Kerne im untersuchten Impulsbereich größere Energieverluste verursachen als Protonen und Deuteronen. Überschreiten die integrierten Signale der ersten beiden Szintillatorlagen des Vorwärtssystems gleichzeitig und unabhängig voneinander eine bestimmte Schwelle, so spricht der  ${}^3\text{He}$ -Trigger an und das Ereignis wird weggeschrieben.

Sämtliche Ereignisse, die für das Studium der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  interessant sind, wurden durch diesen Trigger ebenfalls registriert. Somit war das Aufsetzen eines speziellen Triggers für diese Reaktion nicht erforderlich.

Zu Normierungszwecken wurden außerdem Daten zur Untersuchung der dp-elastischen Streuung genommen. Dazu wurde ein Trigger verwendet, der bewirkt, dass jedes 999. Ereignis bei dem einer der Szintillationsdetektoren der ersten oder zweiten Lage des Vorwärtssystems ein Signal ausgegeben hat, unabhängig von anderen Triggereinstellungen gespeichert wird. Da die elastische Streuung einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt hat, erhält man auf diese Weise eine für eine Analyse ausreichend hohe Zahl der gesuchten Ereignisse.

Ein weiterer Trigger wurde genutzt, um mit einer Rate von 10 Hz Scaler auszulesen, mit denen wichtige Größen, wie die Stärke des Strahlstroms oder die Zählraten in einzelnen Detektormodulen kontinuierlich überwacht wurden.

# Kapitel 3

## Phasenraum-Simulationen

Sowohl bei der Vorbereitung eines komplexen teilchenphysikalischen Experiments, als auch bei der späteren Analyse der gemessenen Daten, leisten Computersimulationen einen wichtigen Beitrag. Mit ihrer Hilfe lässt sich das Verhalten einer Reaktion unter Annahme eines Phasenraummodells berechnen. Dieses berücksichtigt keine physikalischen Prozesse, sondern ausschließlich die Gesetze der Kinematik. Um einen direkten Bezug zu den Experimentergebnissen herstellen zu können, wird zusätzlich die Antwort der Messapparatur auf die Reaktion simuliert.

Im Vorfeld einer Messung lässt sich auf dieser Grundlage ermitteln, in wie weit ein Experimentaufbau für die Untersuchung einer Reaktion unter den gewünschten Bedingungen geeignet ist und welche Konfiguration seiner Bestandteile nötig ist, um einen größtmöglichen Anteil der entstandenen Ejektile nachzuweisen. Da das primäre Ziel bei der Messung der hier diskutierten Daten eine Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$  nahe der Produktionsschwelle war, wurde der Experimentaufbau in erster Linie für den Nachweis dieser optimiert [Mer07]. Wie im Verlauf dieses Kapitels dargelegt wird, bieten die Einstellungen bei zusätzlicher Nutzung des Negativdetektorsystems gleichzeitig gute Bedingungen für die Untersuchung des ABC-Effekts in der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$ .

Neben der Anwendung bei der Vorbereitung einer Strahlzeit kommen Simulationen auch bei der anschließenden Datenanalyse zum Einsatz. Hier werden sie zum einen bei der Bestimmung der Akzeptanz des Experimentaufbaus für die untersuchte Reaktion, also des Anteils der detektierten Teilchen an den insgesamt entstandenen, zum anderen bei der Beschreibung von durch Konkurrenzreaktionen verursachtem Datenuntergrund verwendet.

Eine Akzeptanzbestimmung wird durchgeführt, um abschätzen zu können, in wie weit es die Messung ermöglicht, unabhängig vom Detektorsystem geltende, physikalische Aussagen über eine Reaktion zu treffen. Die Bestimmung der Akzeptanz der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  an ANKE wird in Kapitel 3.2.2 erläutert. Die Simulationen der als Untergrund in Frage kommenden Konkurrenzreaktionen werden in Kapitel 3.3 behandelt. Zunächst wird im folgenden die für die Simulationen benutzte Software vorgestellt.

## 3.1 Die verwendete Software

### Das Basisprogramm ROOT

Bei dem Programmpaket ROOT handelt es sich um eine am CERN entwickelte, in C++ implementierte Datenanalysesoftware [Bru07]. Es bildet die Arbeitsgrundlage für alle bei der Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  verwendeten Simulations- und Analyseprogramme. Der eingebaute C++ Interpreter CINT ermöglicht wahlweise eine Bedienung durch direkte Eingaben von Befehlen oder über vorgefertigte Makros. ROOT enthält zahlreiche, bei der Behandlung physikalischer Probleme wichtige, mathematische Standardfunktionen, wie zum Beispiel Lorentzvektoren und -transformationen, und ermöglicht die Darstellung von Daten in Histogrammen und Graphen. Es existiert ein eigenes ROOT-Dateiformat, in dem Datenobjekte in einer Baumstruktur gespeichert werden können.

### Der Ereignisgenerator PLUTO

Für die Simulation von phasenraumverteilten Reaktionsprozessen wird der mit Monte-Carlo-Algorithmen arbeitende Ereignisgenerator PLUTO [Kag00] verwendet. Er basiert auf ROOT und gibt die generierten Ereignisse im ROOT-Dateiformat aus. Als Eingangsinformationen werden der zu simulierende Reaktionskanal und die Lorentzvektoren der Teilchen im Eingangskanal benötigt. Auf dieser Grundlage berechnet PLUTO die kinematischen Randbedingungen des Endzustands, aus dem sich die Bereiche der Impulsbeträge, Streu- und Polarwinkel der Ejektile ergeben (siehe Kapitel 1.2). Die Generierung der Ereignisse funktioniert nach dem Prinzip des Zweikörperzerfalls. Reaktionen mit n-Teilchen-Endzustand werden als Abfolge von (n-1)-vielen, über physikalisch nicht existente Zwischenzustände ablaufenden Zwei-Teilchen-Reaktionen behandelt. Für  $n > 2$  treten bei dieser Art der Ereignisgenerierung allerdings Abweichungen vom tatsächlichen Phasenraumverhalten auf. Dieses Problem wird behoben, indem PLUTO jedem Ereignis einen statistischen Korrekturfaktor, das so genannte Eventgewicht, zuordnet. Berücksichtigt man dieses bei der Erstellung von Graphen und Histogrammen, ergeben sich die korrekten Phasenraumverteilungen.

### Die Detektorsimulationen AnkeRoot und Ad07

Die mit PLUTO generierten Ereignisse geben das Phasenraumverhalten einer Reaktion wieder, nicht aber ihr Verhalten im ANKE-Detektorsystem. Für diesen Zweck können das als Erweiterung zu PLUTO konzipierte Programmpaket AnkeRoot [Hej02] oder das auf Geant4<sup>1</sup> basierende Programmpaket Ad07 [Har05] verwendet werden.

---

<sup>1</sup>Abkürzung für **GE**ometry **AN**d **T**racking. Am CERN entwickelte Plattform für die Simulation der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie [Ago03]

AnkeRoot berechnet für die von PLUTO simulierten Ereignisse die Spur der geladenen Ejektile im Magnetfeld und ihre Trefferpositionen in den Detektoren. Physikalische Effekte wie Energieverluste werden nicht berücksichtigt. Die simulierten Teilchenspuren können im, mit Hilfe von zu Root gehörenden Geometriepaketen skizzierten, Detektorsystem graphisch dargestellt werden.

In dem Programmpaket Ad07 werden, zusätzlich zur Teilchenbahn im Magnetfeld, auch Energieverluste und Kleinwinkelstreuungen in den Detektoren und anderen Spektrometerkomponenten simuliert. Aufgrund der hohen Komplexität des Verfahrens, das die Verwendung von Zufallsroutinen beinhaltet, benötigt diese Art der Detektorsimulation eine wesentlich höhere Rechenzeit, als der von AnkeRoot verwendete Algorithmus.

## 3.2 Simulationen zur Messung der Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ an ANKE

Die Messung der Daten zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  fand bei einer Strahlzeit statt, deren Hauptmotivation die Untersuchung der Endzustandswechselwirkung zwischen  $\eta$ -Mesonen und  ${}^3\text{He}$ -Kernen war. Die Wahl der Projektile und Ejektile, der Strahlimpulse, sowie der Einstellungen des Magnetfeldes und der Detektoren von ANKE, fand daher in erster Linie unter diesem Gesichtspunkt statt. Eine ausführliche Begründung der Wahl der verwendeten Einstellungen ist in [Mer07] zu finden.

Die Messung wurde mit einem Deuteronenstrahl und einem Protonentarget bei einem kontinuierlich erhöhten Strahlimpuls von 3,120 bis 3,191 GeV/c und festen Strahlimpulsen 3,224 GeV/c, 3,308 GeV/c und 3,391 GeV/c durchgeführt. Der Nachweis der  ${}^3\text{He}$ -Kerne erfolgte im Vorwärtsdetektorsystem. Für die Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  wurden zusätzlich  $\pi^-$ -Mesonen im Negativdetektorsystem nachgewiesen. Die hier besprochene Analyse der Zwei-Pionen-Produktion wurde für den bei dem festen Strahlimpuls von 3,224 GeV/c aufgenommenen Datensatz durchgeführt, da dieser die höchste Statistik für eine konstante Schwerpunktsenergie lieferte<sup>2</sup>. Der bewegliche Spektrometermagnet D2 (siehe Kapitel 2.2.2) war so eingestellt, dass der COSY-Strahl um  $5,9^\circ$  aus seinem Standardorbit ausgelenkt wurde. Um den Strahl nach der Durchquerung des Spektrometers wieder auf seine ursprüngliche Bahn zu führen, wurde die Stärke des Magnetfeldes auf 1,4500 Tesla eingestellt.

---

<sup>2</sup>Bei der Datennahme mit den anderen festen Strahlimpulsen war die Messzeit geringer ( $p_d = 3,391$  GeV/c), beziehungsweise kam es zu einem zeitweiligen Ausfall des Negativdetektorsystems ( $p_d = 3,308$  GeV/c).



### 3.2.1 Kinematisches Verhalten der ${}^3\text{He}$ -Kerne und $\pi^-$ -Mesonen

Ein Überblick über das Verhalten der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  unter den genannten Bedingungen kann mit AnkeRoot-Phasenraumsimulationen gewonnen werden. Abbildung 3.1 zeigt eine geometrische Darstellung der simulierten Teilchenspuren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen im ANKE-Spektrometer.

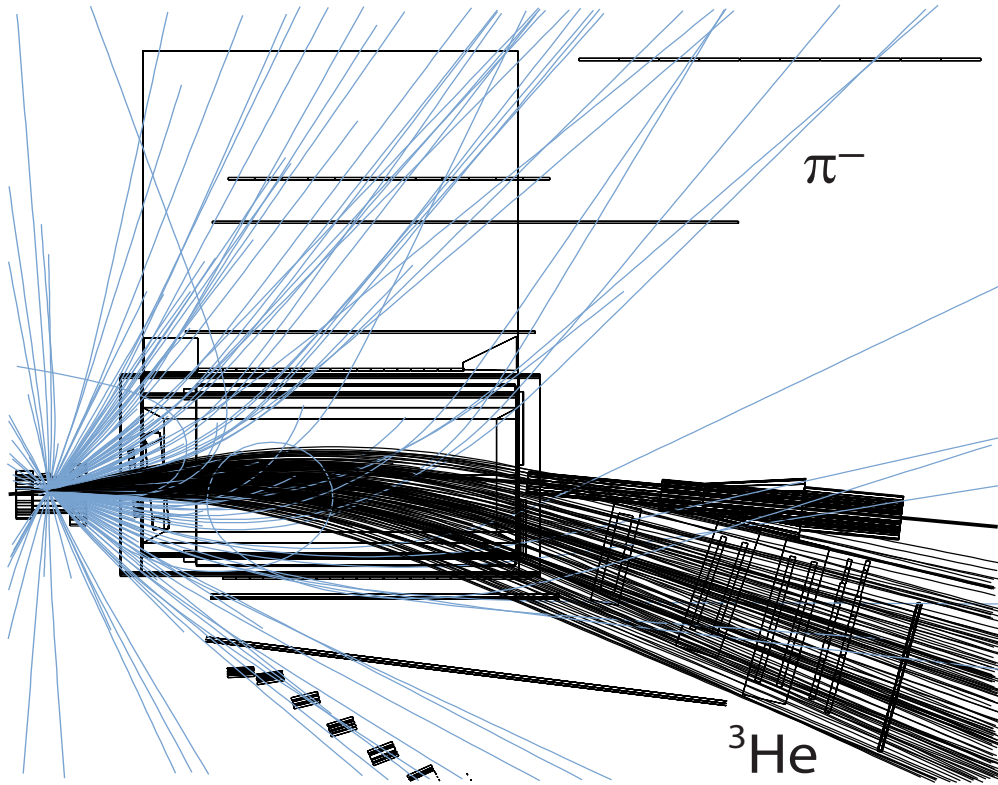


Abbildung 3.1: Teilchenspuren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne (schwarz) und  $\pi^-$ -Mesonen (hellblau) im ANKE-Detektorsystem für die mit AnkeRoot simulierte Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  bei einem Strahlimpuls vom 3,224 GeV/c.

Es wird deutlich, dass sich die im Laborsystem kinematisch möglichen Streuwinkel der Teilchen stark voneinander unterscheiden. Während die Verteilung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne auf einen Konus mit relativ kleinem Öffnungswinkel beschränkt ist, sind die Pionen im gesamten Winkelbereich anzutreffen. Dies lässt sich auf die unterschiedlichen Massen der beiden Teilchen zurückführen. In dem in dieser kinematischen Konstellation möglichen Impulsbereich<sup>3</sup> sind die Geschwindigkeiten der  ${}^3\text{He}$ -Kerne

<sup>3</sup>Gemäß Formel 1.15 können die  ${}^3\text{He}$ -Impulse zwischen 0 und 452 MeV/c und die  $\pi^-$ -Impulse zwischen 0 und 379 MeV/c betragen.

im Schwerpunktsystem klein im Vergleich zu der des Schwerpunktes im Laborsystem. Die CMS-Geschwindigkeit der  $\pi^-$ -Mesonen kann dagegen größer als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes sein und deshalb das Pion im Laborsystem in jede beliebige Raumrichtung fliegen lassen.

ANKE ist aufgrund der Anordnung seiner Detektoren in erster Linie für den Nachweis langsamer Ejektile geeignet, also Teilchen hoher Masse, die schwelennah produziert wurden. Die in der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  bei einer Überschussenergie von 288 MeV erzeugten Pionen sind leicht und haben eine breite Impulsverteilung. Wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich, können auch solche Teilchen mit ANKE detektiert werden, allerdings müssen deutliche Einschränkungen bei der Akzeptanz in Kauf genommen werden. Die Akzeptanz für die um ein Vielfaches schwereren  ${}^3\text{He}$ -Kerne ist wesentlich höher, aber auch von diesen können aufgrund der hohen Überschussenergie für die Reaktion nicht alle detektiert werden.

### 3.2.2 Akzeptanz für koinzidenten Nachweis der Ejektile

Für die Analyse können nur solche Ereignisse verwendet werden, bei denen ein  ${}^3\text{He}$ -Kern und ein  $\pi^-$ -Meson koinzident nachgewiesen wurden. Um festzustellen, in wie weit die Messung an ANKE für eine Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  geeignet ist, muss überprüft werden, welche Anteile der Impuls- und Streuwinkelverteilungen der beiden Teilchen unter dieser Voraussetzung vom Detektorsystem erfasst werden. Als quantifizierbare Größe dient hier die Akzeptanz. Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen der Anzahl von Ereignissen, die vom simulierten Detektorsystem akzeptiert wurden und der Anzahl von Ereignissen, die vom Ereignisgenerator PLUTO generiert wurden. Als akzeptiert gilt ein Ereignis dann, wenn sowohl der  ${}^3\text{He}$ -Kern als auch das  $\pi^-$ -Meson nachgewiesen wurden.

In Abbildung 3.2 sind die Akzeptanzen in Abhängigkeit der Streuwinkel der beiden Teilchen im Schwerpunktsystem dargestellt. Während für die  ${}^3\text{He}$ -Kerne im gesamten Winkelbereich eine Akzeptanz vorhanden ist, können von den  $\pi^-$ -Mesonen nur im Schwerpunktsystem nach vorne gestreute Teilchen detektiert werden. Damit einher geht der relativ große Anteil an detektierten rückwärts gestreuten  ${}^3\text{He}$ -Kernen. In einem phasenraumgenerierten Drei-Teilchen-Endzustand gibt es eine erhöhte Wahrscheinlichkeit dafür, ein zweites detektiertes Teilchen in der entgegengesetzten Richtung des ersten zu finden. Ohne Koinzidenzforderung ist die Akzeptanz von ANKE, wie bei [Mer07] erläutert, für vorwärts gestreute  ${}^3\text{He}$ -Kerne am höchsten. Dies spiegelt sich in der  ${}^3\text{He}$ -Akzeptanzverteilung mit koinzidentem  $\pi^-$ -Nachweis durch einen Anstieg bei kleinen Streuwinkeln wider.

Abbildung 3.3 enthält die Verteilungen der Impulse der von ANKE detektierten Teilchen, im Vergleich zu denen, die aus der Gesamtzahl der phasenraumgenerierten Ereignisse resultieren. Es zeigt sich, dass im Fall des  ${}^3\text{He}$  das gesamte Impulsspektrum abgedeckt wird. Für die  $\pi^-$ -Mesonen gilt dies, mit Ausnahme einer Akzeptanzlücke bei sehr kleinen Impulsen, ebenfalls.

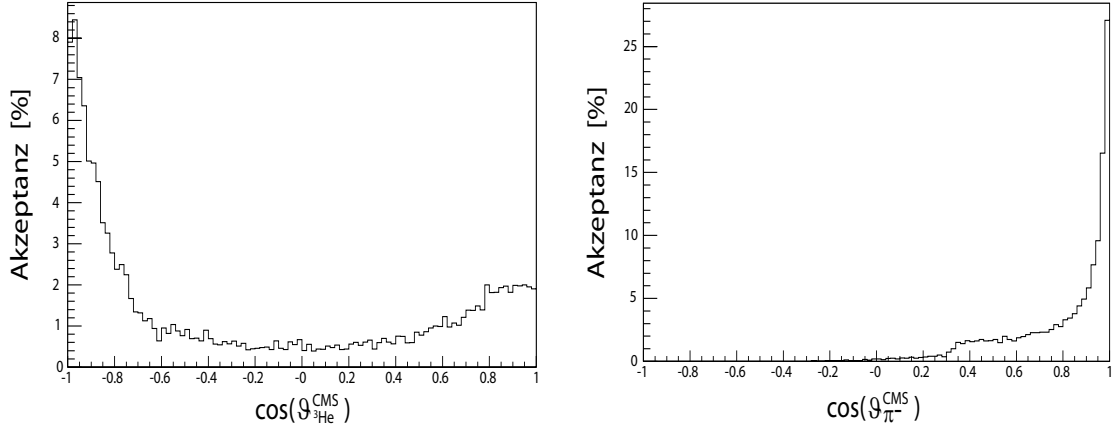


Abbildung 3.2: Mit AnkeRoot ermittelte Akzeptanz der Teilchen  ${}^3\text{He}$  und  $\pi^-$  aus der bei einem Strahlimpuls von 3,224 GeV/c simulierten Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  bei koinzidentem Nachweis im ANKE-Detektorsystem in Abhängigkeit des Streuwinkels  $\vartheta^{\text{CMS}}$ .

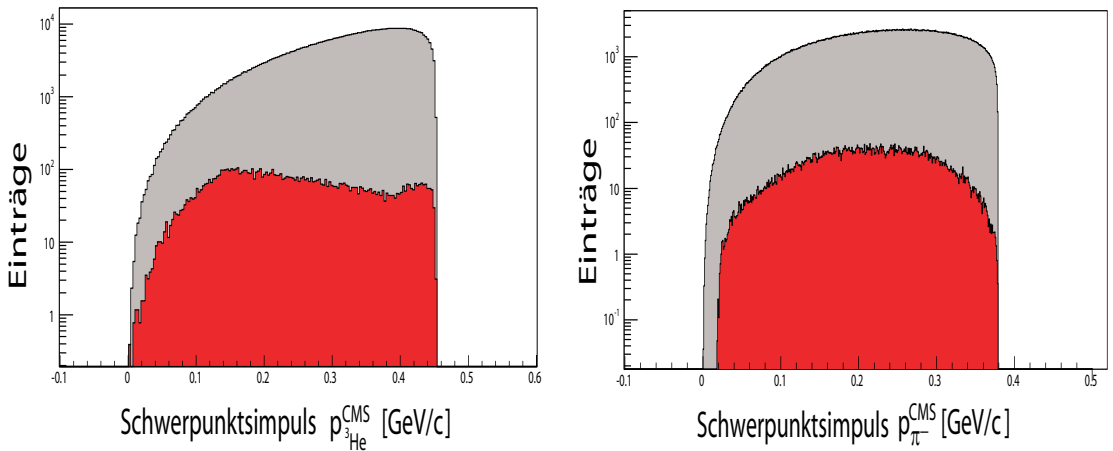


Abbildung 3.3: Phasenraumsimierte Schwerpunktsimpulsverteilungen der  ${}^3\text{He}$ -Kerne (links) und  $\pi^-$ -Mesonen (rechts). Die Verteilungen der generierten Ereignisse sind grau, die der vom Detektorsystem erfassten rot unterlegt. Aus Gründen der Darstellbarkeit wird eine logarithmische Skala verwendet.

### 3.2.3 Effektive Einschränkung der ${}^3\text{He}$ -Winkelakzeptanz

Aus der Tatsache, dass bei der  ${}^3\text{He}$ -Detektion sowohl der Impuls- als auch der Streuwinkelbereich vollständig abgedeckt werden, folgt nicht zwangsläufig, dass die Daten für die gesamte Winkelverteilung allgemeingültige physikalische Aussagen liefern können. Dies wird bei Betrachtung von Abbildung 3.4 deutlich, in der die invariante Masse des  $\pi\pi$ -Systems  $M_{\pi\pi}$  gegen die Streuwinkelverteilung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne

aufgetragen ist. Lediglich für hohe invariante Massen mit  $M_{\pi\pi} > 0,5 \text{ MeV}/c^2$  liegt das gesamte Streuwinkelspektrum der  ${}^3\text{He}$ -Kerne im Akzeptanzbereich des ANKE-Detektorsystems. Das gesamte Spektrum der invarianten Masse  $M_{\pi\pi}$  wird für  $-1 < \cos \vartheta_{3\text{He}}^{CMS} < -0,7$  erfasst.

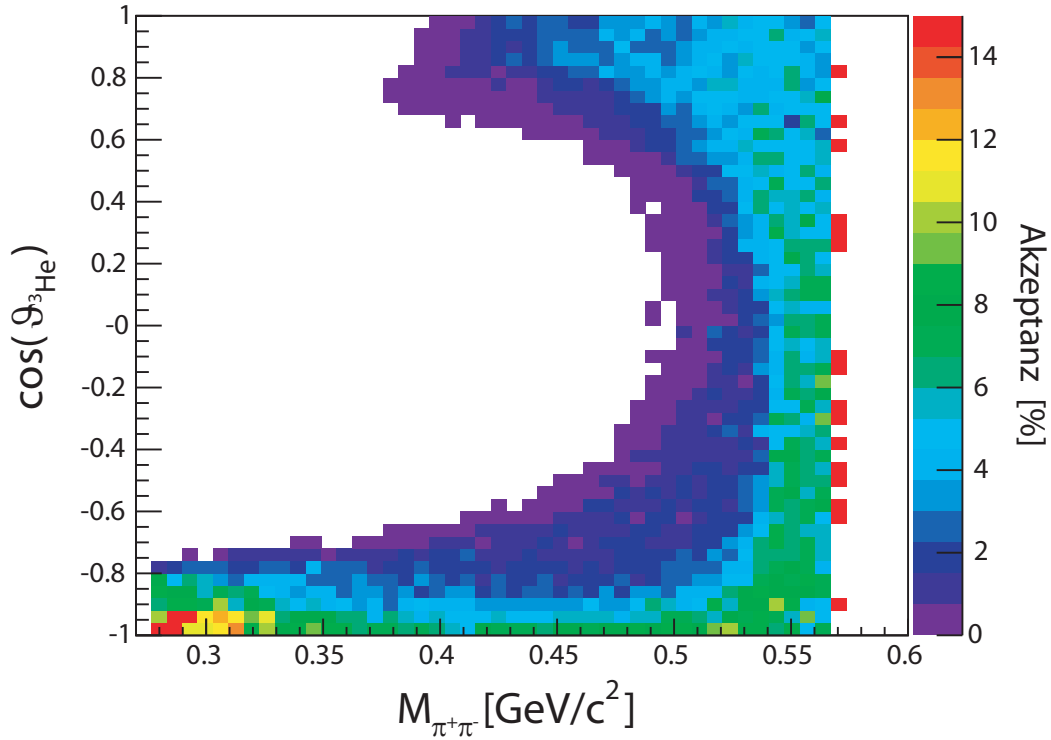


Abbildung 3.4: Phasenraumsimulierter Streuwinkel  $\vartheta_{3\text{He}}^{CMS}$  in Abhängigkeit von der invarianten Masse des  $\pi\pi$ -Systems für an ANKE koinzident nachgewiesene  ${}^3\text{He}\pi^-\pi^+$ -Paare aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$ .

Nach [Ban73] und [Bas06] wird im Zusammenhang mit dem ABC-Effekt eine anisotrope Verteilung der  ${}^3\text{He}$ -Streuwinkel beobachtet. Ein Rückschluss aus dem  $M_{\pi\pi}$ -Spektrum für  $\cos \vartheta_{3\text{He}}^{CMS} < -0,7$  auf ein für die gesamte  ${}^3\text{He}$ -Winkelverteilung geltendes ist deshalb nicht möglich.

Auch kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Form der  ${}^3\text{He}$ -Winkelverteilung im gesamten  $M_{\pi\pi}$ -Bereich gleich ist. Daher ist es nicht möglich für  $M_{\pi\pi} > 0,5 \text{ MeV}/c^2$  gewonnene Ergebnisse auf das gesamte  $M_{\pi\pi}$ -Spektrum zu übertragen.

Bei der Untersuchung des ABC-Effekts ist, wie in Kapitel 1.4 erläutert, die invariante Masse des  $\pi\pi$ -Systems von besonderem Interesse. Für die Analyse der an ANKE gewonnenen Daten werden daher nur solche Ereignisse verwendet, die die Bedingung  $\cos \vartheta_{3\text{He}}^{CMS} < -0,7$  erfüllen.

### 3.3 Simulationen untergrundrelevanter Mehr-pionen-Prozesse

Um eine bestimmte Reaktion analysieren zu können, ist es nötig, sie aus einem gemessenen Datensatz zu extrahieren. Dazu müssen die nachgewiesenen Teilchen identifiziert und den Reaktionsprozessen zugeordnet werden, in denen sie entstanden sind.

Die Identifikation der  $^3\text{He}$ -Kerne erfolgt über ihre Energieverluste in den Szintillationsdetektoren. Eine Beschreibung der Methode ist in Kapitel 4.2 zu finden. Für die im Negativsystem nachgewiesenen Teilchen genügt bei der verwendeten Strahlenergie eine Forderung nach Koinzidenz mit einem im Vorwärtssystem nachgewiesenen  $^3\text{He}$ -Kern, um sie mit sehr großer Wahrscheinlichkeit einem  $\pi^-$ -Meson zuordnen zu können. Die als solche identifizierten  $^3\text{He}\pi^-$ -Teilchenkombinationen sind im Wesentlichen in den Reaktionen  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  beziehungsweise  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^- + X$  mit  $X = \gamma, \pi^0, \pi^0 + \pi^0$  oder  $\pi^+ + \pi^-$  produziert worden. Die Endzustände mit  $X = \gamma$  und  $X = \pi^0$  können dabei sowohl direkt, als auch über den Zerfall eines  $\eta$ -Mesons entstanden sein.

Um die Zwei-Pionen-Produktion von den übrigen Prozessen trennen zu können, wird das in Kapitel 1.3 vorgestellte Missing Mass-Verfahren verwendet. Unter der Voraussetzung der Kenntnis der Viererimpulse des Deuteronprojektils, des Protontargets, sowie der  $^3\text{He}$ - und  $\pi^-$ -Ejektile ergibt sich dabei nach Gleichung 1.17:

$$\text{MM}(^3\text{He} + \pi^-) = \left| \mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p - \left( \mathbb{P}_{^3\text{He}} + \mathbb{P}_{\pi^-} \right) \right|. \quad (3.1)$$

Im Fall der reinen Zwei-Pionen-Produktion ergibt Gleichung 3.1 immer  $139,57 \text{ MeV}/c^2$ , den Wert der Masse des  $\pi^+$ -Mesons. Wurde zusätzlich ein  $\gamma$ -Quant produziert, kann die Missing Mass, je nachdem wie viel Energie auf das Photon übertragen wurde, zwischen der Pionenmasse und dem durch Energie- und Impulserhaltung gegebenen kinematischen Limit variieren. Bei der Drei- und Vier-Pionen-Produktion beginnt die Verteilung bei der doppelten beziehungsweise dreifachen Pionenmasse. Abbildung 3.5 zeigt die aus Phasenraumsimulationen gewonnenen Verteilungen des Quadrats der Missing Mass der genannten Untergrundreaktionen und ihre Positionen relativ zum  $\pi^+$ -Peak. Die zusätzlich aufgetragenen Verteilungen der vom Detektorsystem erfassten Ereignisse bestätigt die weiter oben getätigte Aussage, dass die Akzeptanz von ANKE um so höher ist, je niedriger die Überschussenergie der betreffenden Reaktion liegt. Der Akzeptanzunterschied zwischen der direkten Pionenproduktion und der mit  $\eta$ -Zerfällen zusammenhängenden lässt sich damit begründen, dass die  $^3\text{He}$ -Kerne aus der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  zu nahezu 100 Prozent nachgewiesen werden. Die Akzeptanz wird daher in diesen Fällen nur durch die Forderungen nach einem im Negativsystem nachgewiesenen  $\pi^-$ -Meson beschränkt.

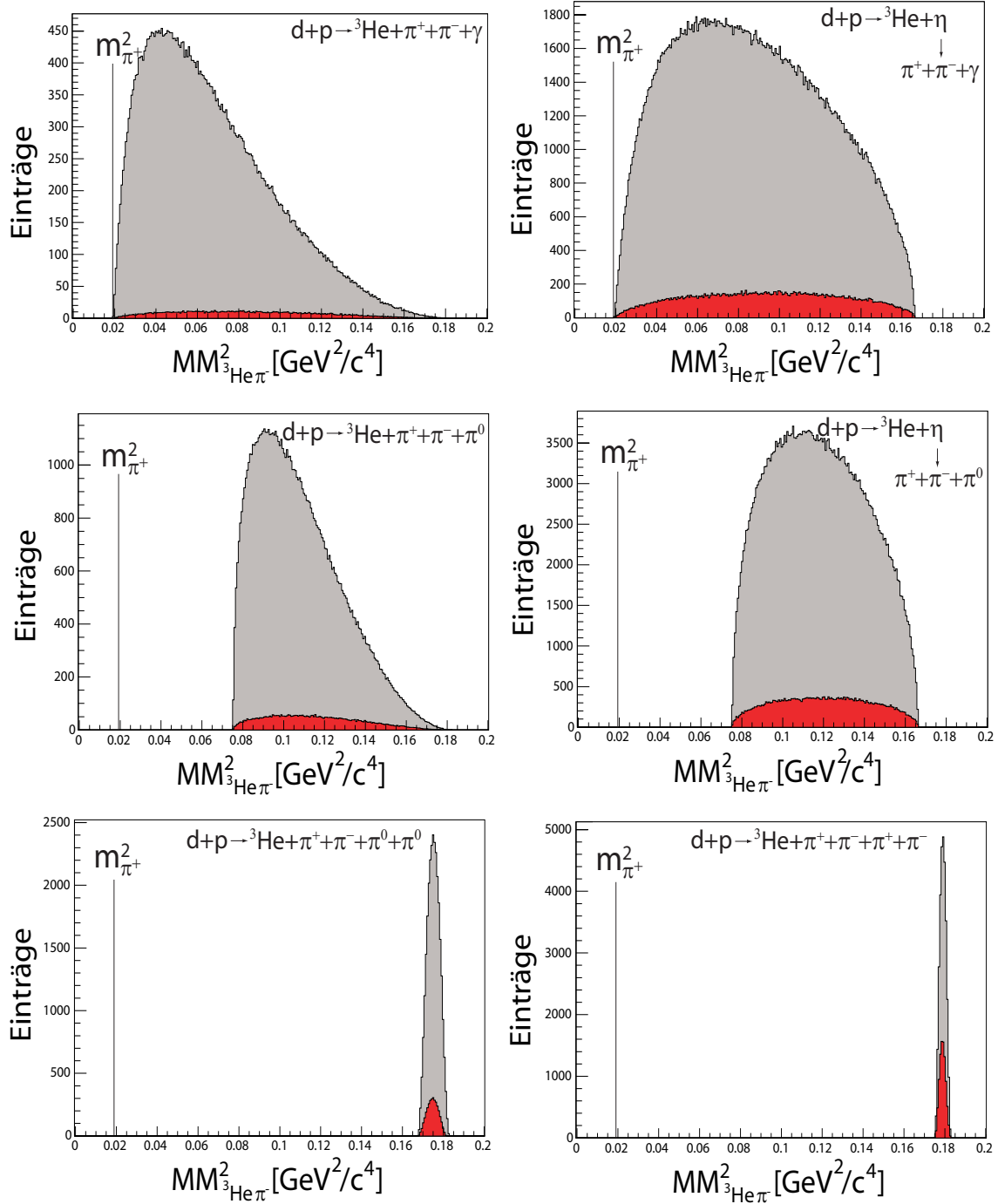


Abbildung 3.5: Aus Phasenraumsimulationen ermittelte Missing-Mass-Quadrate der zum Untergrund beitragenden Mehrpionenreaktionen. Für jede Reaktion wurden  $10^6$  Ereignisse bei einem Deuteronstrahlimpuls von  $3,224 GeV/c$  simuliert. Die Verteilungen der generierten Ereignisse sind grau, die der vom Detektorsystem erfassten rot unterlegt. Die Markierungen bei  $m^2_{\pi^+} = 0,0195 GeV^2/c^4$  kennzeichnen die Positionen der Verteilungen relativ zum aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3He + \pi^+ + \pi^-$  resultierenden Peak.

Aufgrund unvermeidbarer Ungenauigkeiten bei der Impulsrekonstruktion werden die Verteilungen und der  $\pi^+$ -Peak der gemessenen Daten zu einem gewissen Grad verschmiert sein und daher einander teilweise überlappen. Die Spektren deuten darauf hin, dass die Reaktionen mit  $\pi^+\pi^-\gamma$  im Ausgangskanal die größten Schwierigkeiten bei der Separation der gesuchten Reaktion  $d+p\rightarrow{}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  verursachen werden. Es ist allerdings zu erwarten, dass diese Reaktionen einen vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitt besitzen, da die Produktion eines  $\gamma$ -Quants einen Beitrag der elektromagnetischen Wechselwirkung erfordert. Prozesse, bei denen drei oder vier Pionen produziert werden, sollten mit der Missing Mass-Methode gut von der reinen Zwei-Pionen-Produktion zu trennen sein. Das konkrete Vorgehen wird in Kapitel 4.3 erläutert.

# Kapitel 4

## Datenanalyse

Die Hauptmotivation dieser Arbeit war die Untersuchung der  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ -Reaktion im Hinblick auf den in Kapitel 1.4 beschriebenen ABC-Effekt. Von besonderem Interesse ist dabei die Bestimmung der invarianten Massen aller möglichen Ejektilkombinationen, also  $\pi^+\pi^-$ ,  ${}^3\text{He}\pi^+$  und  ${}^3\text{He}\pi^-$ . Die dazu notwendigen Analyseschritte werden in diesem Kapitel erläutert.

Als Arbeitsgrundlage diente die Analyseumgebung „RootSorter“ [Hej02], die auf Root (siehe Kapitel 3.1) basiert und zahlreiche Analysemodule zur Verfügung stellt.

Der erste Teil der Datenauswertung bestand darin, die von den Detektoren ausgehenden Informationen in physikalisch verwertbare Daten umzuwandeln. Aus den Trefferpositionen in den Drahtkammern wurden dazu die Spuren der Teilchen, und aus deren Krümmung im Spektrometermagnetfeld die zugehörigen Impulse, rekonstruiert. Dieser Vorgang wird in Kapitel 4.1 erläutert.

Die Signale aus den Szintillationsdetektoren sind proportional zum Energieverlust, den die Teilchen bei ihrer Durchquerung erlitten haben. Um die absoluten Werte der Energieverluste zu bestimmen, ist eine Kalibrierung der Szintillatorsignale erforderlich. Da diese zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen war, wurden für die vorläufige Analyse die Rohsignale verwendet. Für die in Kapitel 4.2 beschriebene Identifikation der  ${}^3\text{He}$ -Kerne ist dies ausreichend, da es dabei in erster Linie auf die Kenntnis der relativen Werte ankommt.

Um die aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  resultierenden Ereignisse zu separieren, wurde für koinzident nachgewiesene  ${}^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen die Missing Mass-Methode verwendet. Eine Ausführung zu diesem Analyseschritt befindet sich in Kapitel 4.3.

Bevor aus den so gewonnenen Daten physikalische Schlussfolgerungen gezogen werden konnten, mussten sie auf die Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems korrigiert werden. Das dazu verwendete Verfahren ist in Kapitel 4.4 beschrieben.



## 4.1 Impulsrekonstruktion

Für die Rekonstruktion der Impulse, der im Vorwärts- und Negativsystem nachgewiesenen Ejektile, wurde die in [Dym04] erläuterte Polynommethode verwendet. Sie basiert auf der Idee, die Teilchenspuren anhand der Trefferpositionen in den Vieldrahtproportionalkammern als gerade Linien zu rekonstruieren und aus diesen die Impulskomponenten mit Hilfe von Polynomen, deren Koeffizienten zuvor mit Hilfe eines GEANT-Simulationsprogramms bestimmt wurden, anzunähern. Dabei wird vorausgesetzt, dass eine Annäherung der Teilchenspuren im Detektorbereich als gerade Linien gerechtfertigt, die Stärke eines möglichen Restfeldes vom D2-Magneten dort also vernachlässigbar klein ist. Im Vergleich zu Verfahren, bei denen die Spur bis zum Wechselwirkungspunkt vollständig rekonstruiert wird, wie der Runge-Kutta-Methode [Myr79, Bug81], liegt hier die Stärke in der kurzen Rechenzeit bei gleichzeitig guter Impulsauflösung.

In die für die Generierung der Koeffizienten verwendete Simulation flossen detaillierte Informationen über die verwendete Experimentkonfiguration, insbesondere die genauen Positionen der Detektoren und des Targets, sowie die exakte Feldverteilung des Spektrometermagneten. Die aus den simulierten Trefferpositionen der  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen rekonstruierten Teilchenspuren wurden durch vier Parameter<sup>1</sup> charakterisiert. Der Zusammenhang zwischen diesen Parametern und den zu ihnen gehörenden Impulsen wurde über abschnittsweise definierte Polynome hergestellt. Die Koeffizienten dieser Polynome wurden gespeichert und später für die Berechnung der Impulse aus den Messdaten verwendet. Dabei wurden zunächst, wie bei den Simulationen, Teilchenspuren als gerade Linien rekonstruiert, um dann aus deren Parametern mit Hilfe der zuvor ermittelten Polynomkoeffizienten den Impuls zu berechnen.

Da schon sehr kleine Abweichungen der Positionen des Wechselwirkungspunktes und der Vieldrahtproportionalkammern relativ zum Magnetfeld, sowie der einzelnen Kammerebenen zueinander, zu deutlichen Abweichungen zwischen rekonstruiertem und tatsächlichem Impuls führen können, ist es notwendig, diese Größen anhand der Messergebnisse zu kalibrieren. Für das Vorwärtssystem wurde dies im Rahmen der Untersuchung der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \eta$  von T. Mersmann durchgeführt. Einzelheiten zu dem Verfahren sind in [Mer07] erläutert. Die Kalibrierung des Negativsystems war zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen. Das weitere Vorgehen in diesem Punkt wird in Kapitel 6 diskutiert.

Für die Bestimmung der Impulse der nicht nachgewiesenen  $\pi^+$ -Mesonen gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zum einen kann, analog zur Missing Mass-Methode, durch Forderung von Energie- und Impulserhaltung, der Viererimpuls bestimmt werden:

---

<sup>1</sup>Als solche wurden die Tangens der Winkel, die die Spur mit der horizontalen und vertikalen Ebene einnimmt, und die zweidimensionalen Koordinaten der Spur auf der Ebene, die durch das Austrittsfenster des Vorwärts- beziehungsweise Negativsystems gegeben sind, gewählt.

$$\mathbb{P}_{\pi^+} = \mathbb{P}_d + \mathbb{P}_p - \left( \mathbb{P}_{^3\text{He}} + \mathbb{P}_{\pi^-} \right). \quad (4.1)$$

Aufgrund der endlichen Auflösung der Impulsrekonstruktion der  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen, würde dies jedoch in vielen Fällen dazu führen, dass der Betrag des  $\pi^+$ -Viererimpulses deutlich vom bekannten Wert der  $\pi^+$ -Masse abweicht.

Um dies zu vermeiden, kann alternativ dazu für die  $\pi^+$ -Masse der bekannte Wert eingesetzt, und der Dreierimpuls mittels des Impulserhaltungssatzes errechnet werden:

$$\vec{p}_{\pi^+} = \vec{p}_d + \vec{p}_p - \left( \vec{p}_{^3\text{He}} + \vec{p}_{\pi^-} \right). \quad (4.2)$$

Mit dieser Berechnung würde man die Kenntnis der Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens berücksichtigen, jedoch die Forderung nach Energieerhaltung übergehen. Die Energiebilanz der Reaktion würde so in der Regel nicht mehr aufgehen.

Was hier also vorliegt, ist ein überbestimmtes Gleichungssystem. Drei unbekannten Größen, den Impulskomponenten des  $\pi^+$ -Mesons, stehen vier Gleichungen gegenüber, nämlich Energie- und Impulserhaltung. Ausnutzen lässt sich dies mit der Durchführung eines kinematischen Fits. Indem man die fehlerbehafteten Messgrößen, also die einzelnen Impulskomponenten der  $^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen, innerhalb ihrer Messungenauigkeiten iterativ so weit anpasst, dass die Erhaltungsgleichungen möglichst gut erfüllt werden, lässt sich die Qualität der Resultate deutlich verbessern. Da dieser Analyseschritt noch nicht abgeschlossen ist (siehe Kapitel 6), wurden für die hier gezeigten Spektren, die nach Gleichung 4.2 bestimmten  $\pi^+$ -Impulse verwendet.

## 4.2 Methoden zur Teilchenidentifikation

Die Identifikation von Teilchen anhand einer kombinierten Information ihrer Impulse und der Energieverluste, die sie im Detektorsystem erlitten haben, ist ein bei teilchenphysikalischen Experimenten häufig genutztes Mittel. Für den Nachweis der Ejektile in der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  ist diese Methode, neben der Forderung nach koinzidenten Treffern im Vorwärts- und Negativsystem, das Hauptwerkzeug.

### 4.2.1 Selektion der $^3\text{He}$ -Kerne im Vorwärtssystem

Der Zusammenhang zwischen dem Energieverlust pro Wegstrecke eines Partikels im Szintillatormaterial und seinem Impuls, seiner Masse und seiner Ladung kann, zumindest für die hier betrachteten Teilchenenergien und -arten, aus der Bethe-Bloch-Gleichung [Blo33] abgeleitet werden. Zu beachten ist dabei, dass es sich bei der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und Materie um ein statistischen Prozess handelt, die Formel also immer Mittelwerte einer Landauverteilung angibt.

Für die im Vorwärtssystem erwarteten Protonen, Deuteronen und  $^3\text{He}$ -Kerne gilt, dass sie im Mittel mit steigendem Impuls immer weniger Energie verlieren. In einem  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektrum sollten deshalb für die verschiedenen Teilchensorten charakteristische Bänder zu sehen sein. Da der Energieverlust quadratisch mit der Ladung eines Teilchens ansteigt, ist zu erwarten, dass das  $^3\text{He}$ -Band deutlich über denen der Protonen und Deuteronen liegt.

Die Form eines solchen Bandes von in der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  erzeugten  $^3\text{He}$ -Kernen ist in Abbildung 4.1 zu erkennen, in der  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren der einzelnen Szintillationsdetektorlagen für mit der GEANT-basierten Ad07-Software durchgeführte Simulationen dargestellt sind.

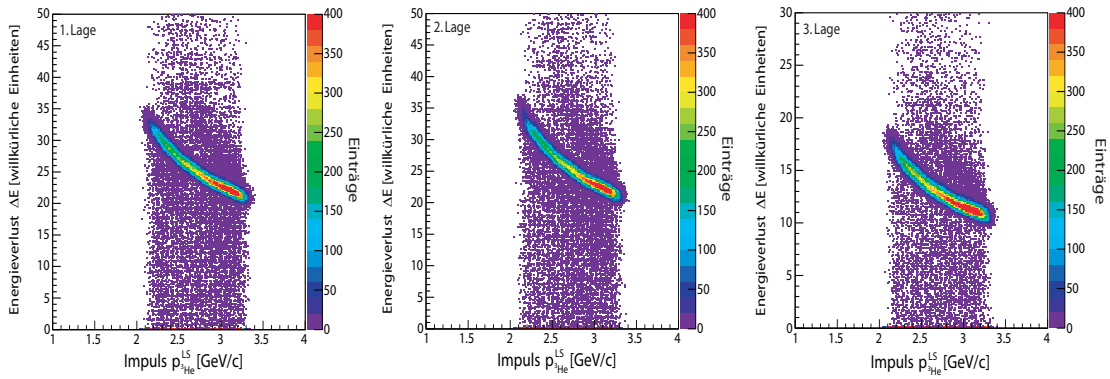


Abbildung 4.1:  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren für die drei Szintillationsdetektorlagen des Vorwärtssystems aus Simulationen der Reaktion  $d+p \rightarrow ^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ .

Um die  $^3\text{He}$ -Kerne aus den gemessenen Daten zu extrahieren, wurden  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren mit den Ereignissen gefüllt, für die koinzidente Treffer im Vorwärts- und Negativsystem registriert worden waren. Diese sind, für jede der drei Lagen, auf der linken Seite von Abbildung 4.2 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Schwelle des in Kapitel 2.2.4 beschriebenen Triggers, der bewirkt hatte, dass bei der Datenaufnahme nur Ereignisse mit hohen Energieverlusten in den ersten beiden Lagen berücksichtigt worden waren. Die Ursache für die dennoch zahlreichen Werte unterhalb der Schwelle ist auf Ereignisse zurückzuführen, bei denen mehrere Signale zum gleichen Zeitpunkt registriert wurden. In solchen Fällen reichte es aus, dass ein einziges der nachgewiesenen Teilchen die Triggerbedingung erfüllte.

Von den mit Simulationen produzierten  $^3\text{He}$ -Bändern aus Abbildung 4.1 lässt sich in allen drei Lagen eine Entsprechung wiederfinden. Allerdings werden diese, vor allem im  $^3\text{He}$ -Impulsbereich von 3,0 bis 3,5 GeV/c, von einem von Protonen dominierten Untergrund überdeckt. Der tatsächliche Impulsbetrag dieser Untergrundprotonen ist nur halb so groß, wird aber, aufgrund der im Vergleich zum  $^3\text{He}$ -Kern nur halb so großen Ladung, mit doppeltem Impuls rekonstruiert. Gleiches gilt auch für die Deuteronen aus der elastischen Streuung, die mit rekonstruierten Impulsen von ungefähr 6 GeV/c außerhalb des Skalenbereichs liegen.

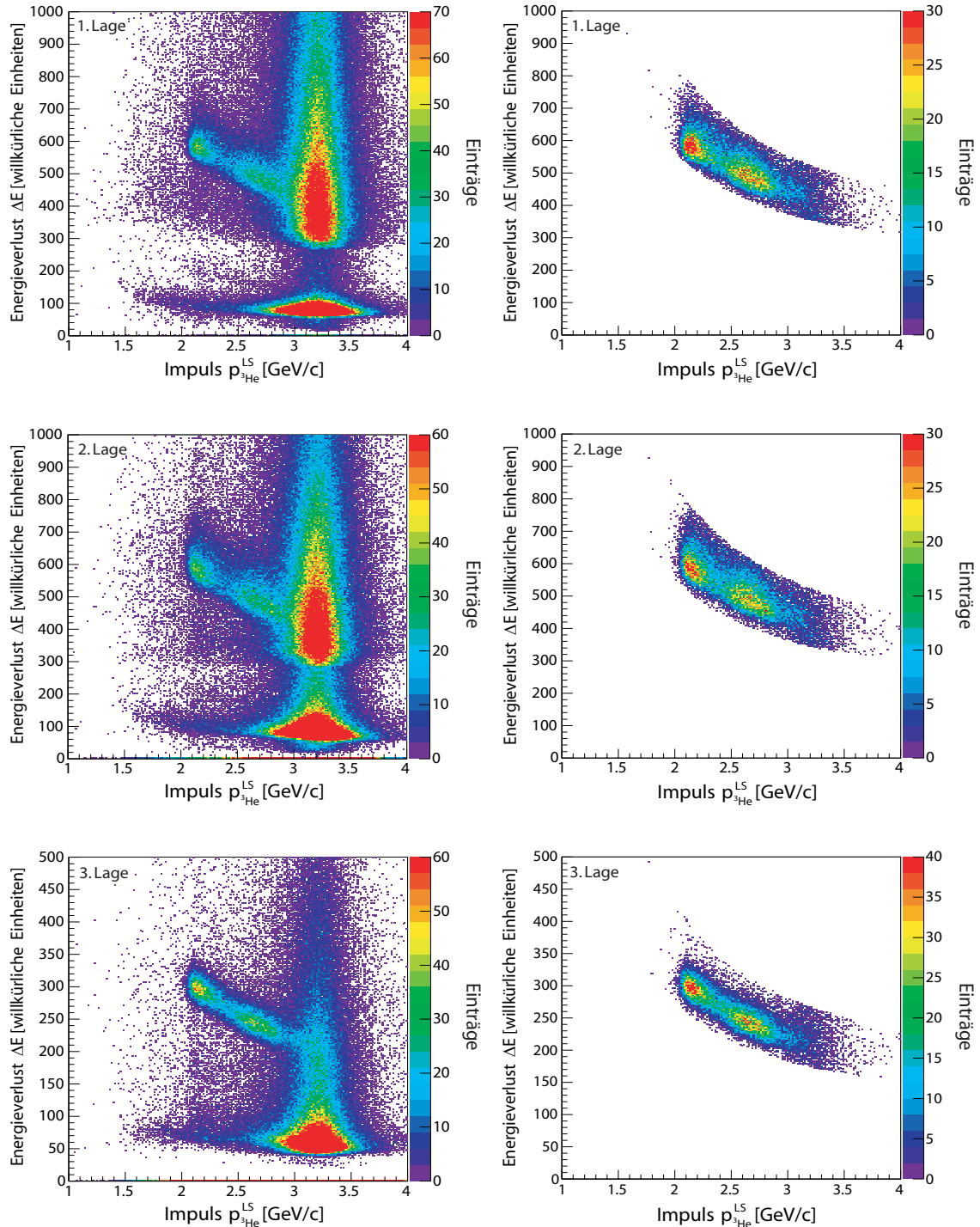


Abbildung 4.2:  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren der gemessenen Daten für die drei Szintillationsdetektorlagen des Vorwärtssystems. Die Spektren auf der linken Seite enthalten sämtliche Ereignisse, bei denen sowohl im Vorwärts- als auch im Negativsystem ein Treffer registriert wurde. Die Spektren auf der rechten Seite enthalten nur diejenigen Teilchen, die die im Text beschriebenen Selektionsbedingungen erfüllen.

Die Folge der unterschiedlich rekonstruierten Impulse ist, dass der Abstand zwischen Bändern von Teilchen verschiedener Ladung auf der Energieverlustachse nicht quadratisch dargestellt wird. Dennoch ist es möglich, dass  ${}^3\text{He}$ -Band mit hoher Genauigkeit zu isolieren. Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Proton beim Durchgang durch eine Szintillatorlatte einen hohen Energieverlust erleidet, gemäß der Landaustatistik zwar vorhanden, aber gering ist, ließ sich der Untergrund, durch eine in allen drei Lagen koinzident durchgeführte Selektion eines für  ${}^3\text{He}$ -Kerne wahrscheinlichen  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Bereichs, nahezu vollständig aussortieren. Um gleichzeitig den bei dieser Identifikationsmethode unvermeidbaren Verlust von  ${}^3\text{He}$ -Kernen, die in den Außenbereichen der Landauverteilung liegen, so gering wie möglich zu halten, wurde darauf geachtet, die Auswahlbedingungen nicht zu scharf zu wählen. Die resultierenden  ${}^3\text{He}$ -Bänder der einzelnen Lagen sind auf der rechten Seite von Abbildung 4.2 gezeigt.

#### 4.2.2 Selektion der $\pi^-$ -Mesonen im Negativsystem

Bei den im Negativsystem koinzident zu einem  ${}^3\text{He}$ -Kern im Vorwärtssystem nachgewiesenen Teilchen kann es sich aus kinematischen Gründen nur um Pionen oder leptonischen Untergrund handeln. Da Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, ist der Wirkungsquerschnitt von Reaktionen mit Myonen oder Elektronen im Ausgangskanal in diesem Fall vernachlässigbar gering. Um zu verifizieren, dass die registrierten Signale tatsächlich von Pionen stammen, wurden  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren der im Negativsystem nachgewiesenen Teilchen untersucht. Da die Szintillatorsignale noch nicht kalibriert waren, wurden zunächst die einzelnen Zähler getrennt voneinander betrachtet. Beispielhaft sind in Abbildung 4.3 die Ergebnisse jeweils eines Zählers aus der ersten und der zweiten Lage dargestellt.

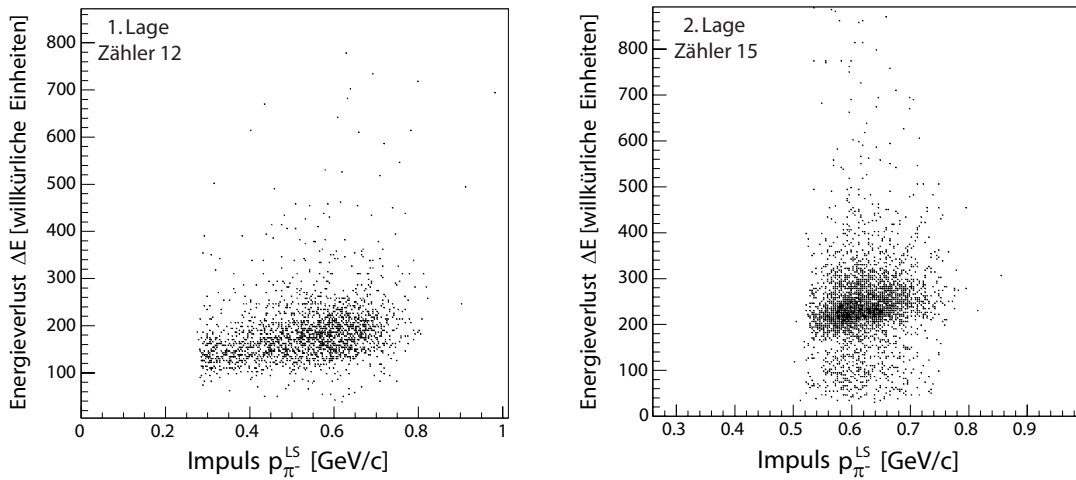


Abbildung 4.3:  $\Delta E$ - $p^{LS}$ -Spektren der in jeweils einem Zähler der ersten und zweiten Lage des Negativsystems gemessenen Daten.

Zu erkennen ist in beiden Fällen, wie auch bei den hier nicht gezeigten Spektren der übrigen Zähler, eine einzelne Bandstruktur. Im Unterschied zu den  ${}^3\text{He}$ -Bändern scheint der Energieverlust mit steigendem Impuls größer zu werden. Genau dieses Verhalten würde man von Pionen erwarten. Das Minimum der Bethe-Bloch-Funktion liegt für diese Teilchen und das Material der Szintillationsdetektoren in einem Impulsbereich von ungefähr  $0,3 \text{ GeV}/c$ . Entsprechend wird für höhere Impulse eine Steigerung des Energieverlustes erwartet. Die untersuchten Spektren zeigen somit, dass es sich bei den im Negativsystem koinzident zu  ${}^3\text{He}$ -Kernen im Vorwärtssystem gemessenen Signalen praktisch ausschließlich um  $\pi^-$ -Mesonen handelt.

### 4.3 Anwendung des Missing Mass-Verfahrens zur Identifikation der $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ -Reaktion

Mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Selektion von  ${}^3\text{He}\pi^-$ -Kombinationen konnte ein Datensatz extrahiert werden, der sich auf eine begrenzte Anzahl möglicher Entstehungsprozesse zurückführen lässt. Dabei handelt es sich, neben der zu untersuchenden Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ , um die Prozesse  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^- + X$  mit  $X = \gamma, \pi^0, \pi^0 + \pi^0$ , beziehungsweise  $\pi^+ + \pi^-$ , von denen die Endzustände mit  $X = \gamma$  oder  $\pi^0$  sowohl direkt, als auch über den Zerfall des  $\eta$ -Mesons erreicht werden konnten. Um die Zwei-Pionen-Produktion von den Untergrundreaktionen trennen zu können, wurde eine Missing Mass-Analyse durchgeführt. Die Zusammensetzung des sich daraus ergebenden Spektrums ist Gegenstand von Kapitel 4.3.1. Im darauf folgenden Kapitel 4.3.2 wird die Methode zur Selektion der Zwei-Pionen-Ereignisse beschrieben.

#### 4.3.1 Missing Mass-Bild der Mehrpionenproduktion

Aus der Anwendung der quadrierten Form von Gleichung 3.1 auf die aus dem Datensatz rekonstruierten  ${}^3\text{He}$ - und  $\pi^-$ -Impulse, ergab sich die in Abbildung 4.4 gezeigte Verteilung. Dominiert wird diese von einem deutlichen, aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  resultierenden, Peak an der Stelle der quadrierten  $\pi^+$ -Masse. Wie in Kapitel 1.3 angedeutet, wurden aufgrund der Impulsverschmierung zum Teil negative Missing Mass-Werte berechnet. Zugunsten einer kontinuierlichen Darstellung wurde deshalb, statt der einfachen, die quadrierte Masse aufgetragen.

Der Einfluss der verschiedenen Untergrundreaktionen auf das Missing Mass-Bild wurde bereits in Kapitel 3.3 diskutiert. Ein Vergleich der simulierten Spektren aus Abbildung 3.5 mit den Messergebnissen zeigt, dass die ab  $\approx 0,17 \text{ GeV}^2/c^4$  einsetzende Vier-Pionen-Produktion bei der hier vorliegenden Strahlenergie praktisch keine Rolle spielt. Um die Verteilung beschreiben zu können, wurden die von der Simulati-

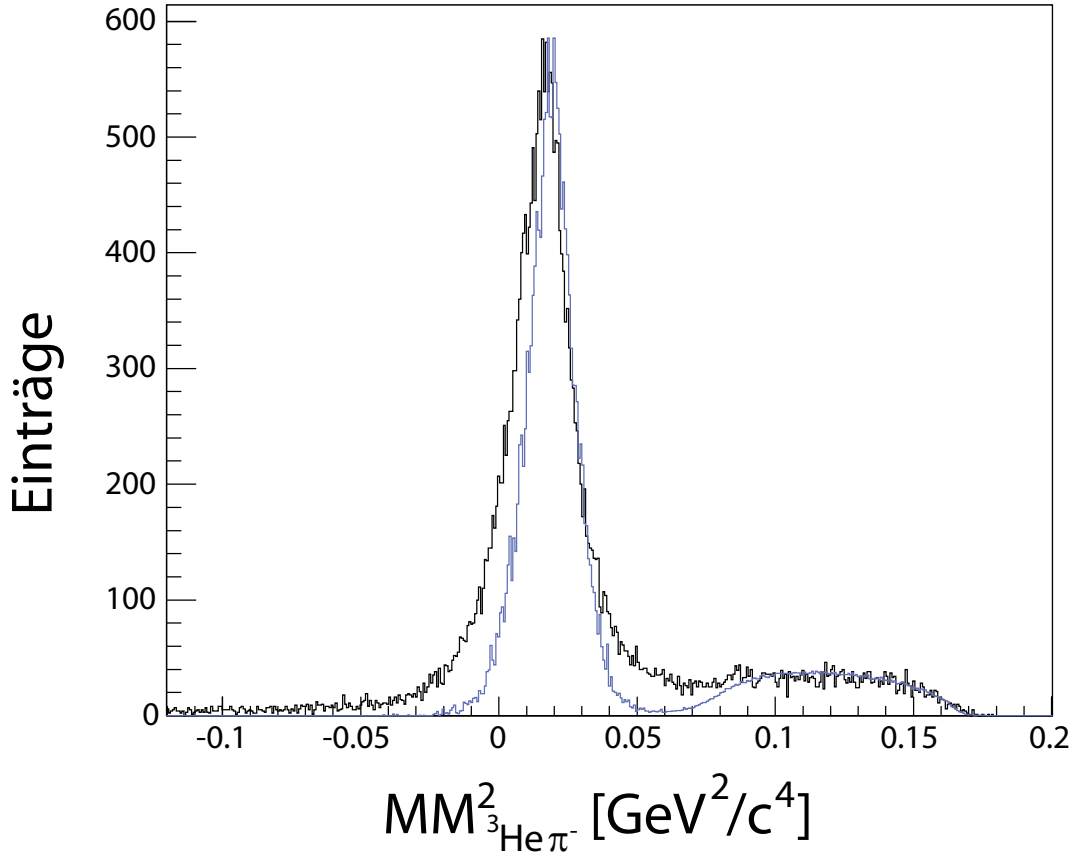


Abbildung 4.4: Missing Mass der bei dp-Stößen an ANKE koinzident nachgewiesenen  ${}^3\text{He}$ -Kerne und  $\pi^-$ -Mesonen (schwarze Linie). In Farbe ist die Summe aller simulierten Verteilungen der im Text genannten Reaktionen eingezeichnet.

onssoftware ausgegebenen Impulse der übrigen Reaktionen gaußförmig verschmiert, und die resultierenden Missing Mass-Funktionen mit einem entsprechenden Skalierungsfaktor einander so überlagert, dass sie das Resultat der Messung möglichst gut wiedergeben. Berücksichtigt wurden dabei das Verzweungsverhältnis des  $\eta$ -Zerfalls<sup>2</sup> und der Umstand, dass der Wirkungsquerschnitt der direkten Produktion des  $\pi^+\pi^-\gamma$ -Endzustands mit großer Wahrscheinlichkeit klein im Vergleich zu denen der übrigen relevanten Prozesse ist.

Die Summe aller simulierten Verteilungen ist in Abbildung 4.4 farbig eingezeichnet. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, dass die Struktur der Missing Mass-Funktion durch sie im Prinzip wiedergegeben werden kann. Abweichungen treten bei der Position und Form des  $\pi^+$ -Peaks auf, der leicht verschoben ist und zudem von der üblicherweise beobachteten Gaußform abweicht. Auffällig ist zudem der nichtverschwindende Untergrund im Bereich negativ rekonstruierter

<sup>2</sup>Nach [PPB06] zerfällt das  $\eta$ -Meson zu 22,6 % in  $\pi^+\pi^-\pi^0$  und zu 4,68 % in  $\pi^+\pi^-\gamma$ .

Missing Mass-Werte.

Eine wesentliche Ursache für diese Diskrepanzen ist in der Impulsrekonstruktion der  $\pi^-$ -Mesonen zu suchen. Dies wird insbesondere durch die Verschiebung des  $\pi^+$ -Peaks deutlich. Angesichts der noch nicht abgeschlossenen Arbeit an der Kalibrierung des Negativsystems sind Abweichungen an dieser Stelle nicht überraschend. Auch muss in Betracht gezogen werden, dass die Polynommethode, die sich für die Rekonstruktion von Impulsen im Vorwärtssystem detektierter Teilchen gut bewährt hat, für das Negativsystem möglicherweise weniger präzise Ergebnisse liefert. Dies wird im Anschluss an diese Arbeit überprüft und gegebenenfalls ein alternatives Verfahren für die Berechnung der  $\pi^-$ -Impulse gewählt. Da die Genauigkeit der rekonstruierten Impulse überdies noch durch den in Kapitel 4.1 angesprochenen kinematischen Fit verbessert wird, ist in diesem Punkt im weiteren Verlauf der Analyse eine beträchtliche Verbesserung zu erwarten.

Weitere Effekte, die Untergrundereignisse im Missing Mass-Spektrum erzeugen können, sind fehlidentifizierte Protonen und zufällige Koinzidenzen zwischen Treffern im Vorwärts- und Negativsystem. Die Zahl ersterer ist aber als gering anzunehmen, da die für drei Szintillatorlagen koinzident durchgeführte Selektion mit der  $\Delta E$ -p-Methode diesbezüglich einen guten Filter darstellt. Aufgrund der sowohl bei Pionen als auch bei Heliumkernen hohen Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems für im Schwerpunktsystem nach vorne fliegende Teilchen ist nicht auszuschließen, dass zufällige Koinzidenzen, insbesondere von Teilchen mit gleichem Richtungsvektor, die auch zu Missing Mass-Werten im deutlich negativen Bereich führen können, zu einem kontinuierlichem Untergrund beitragen. Eine genauere Untersuchung hierzu ist allerdings erst nach einer Optimierung der Impulsauflösung sinnvoll.

Der Argumentation aus Kapitel 3.2.3 folgend, sind für die Analyse der Daten hinsichtlich des ABC-Effekts in erster Linie jene Ereignisse von Interesse, die die Bedingung  $\cos \vartheta_{3\text{He}}^{CMS} < -0,7$  erfüllen. Eine unter diesem Aspekt erstellte Missing Mass-Verteilung ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Aufgrund der vergleichsweise guten Akzeptanz der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  für im Schwerpunktsystem rückwärts gestreute  ${}^3\text{He}$ -Kerne, ergibt sich ein im Vergleich zu Abbildung 4.4 deutlich verbessertes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Damit verbunden ist eine Verringerung des systematischen Fehlers bei der im folgenden Kapitel durchgeführten Separation der Zwei-Pionen-Produktion.

### 4.3.2 Selektion der Zwei-Pionen-Endzustände

Für eine Untersuchung des ABC-Effekts ist es nötig, aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  stammende Ereignisse möglichst eindeutig zu identifizieren. Für die Trennung von durch andere Mehrpionenreaktionen verursachtem Untergrund wird dazu das Missing Mass-Verfahren verwendet.

Um bei der Selektion der Zwei-Pionen-Produktion eine möglichst geringe Unsicherheit zu erzielen, wurde sie nicht anhand einer einzelnen Missing Mass-Verteilung durchgeführt, sondern intervallweise für jede der zu betrachtenden Größen. Im fol-



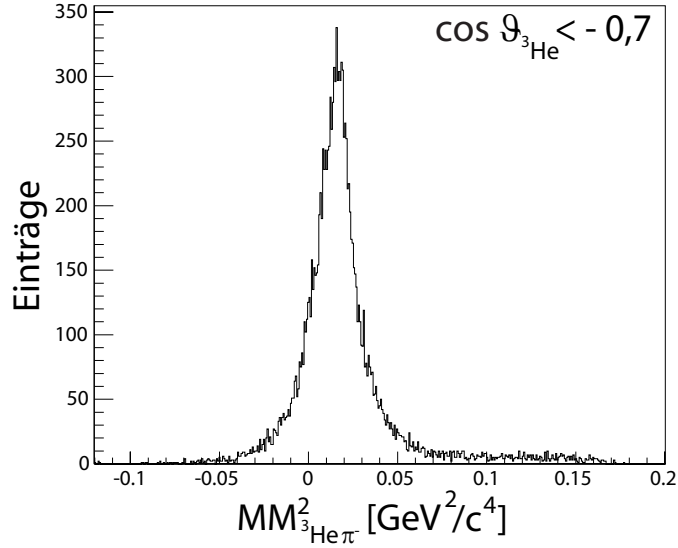


Abbildung 4.5: Missing Mass aller gemessenen Ereignisse mit koinzidentem  ${}^3\text{He}\pi^-$ -Nachweis, deren  ${}^3\text{He}$ -Kerne im Schwerpunktsystem unter einem Winkel vom Betrag  $> 134,5^\circ$  gestreut wurden.

genden soll dieser Vorgang am Beispiel der Verteilung der invarianten Masse des  $\pi^+\pi^-$ -System erläutert werden.

Zunächst wurde jede  ${}^3\text{He}\pi^-$ -Kombination, so behandelt, als wäre sie das Produkt eines Zwei-Pionen-Ereignisses. Über Formel 4.2 und mit der Kenntnis der Masse geladener Pionen konnte der resultierende Viererimpuls des unter dieser Annahme fehlenden  $\pi^+$ -Mesons rekonstruiert werden. Aus der Summe der beiden Pionen-Viererimpulse wurde die invariante Masse  $M_{\pi^+\pi^-}$  berechnet. Alle potentiellen Zwei-Pionen-Ereignisse innerhalb eines definierten  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Intervalls mit einer Breite von  $0,01 \text{ GeV}/c^2$  wurden dann in einem Missing Mass-Diagramm aufgetragen. Abbildung 4.6 zeigt die Missing Mass-Verteilungen der Intervalle  $0,29 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-} < 0,30 \text{ GeV}/c^2$  und  $0,54 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-} < 0,55 \text{ GeV}/c^2$ .

In jedem der einzelnen Spektren wurde eine Ober- und eine Untergrenze für den  $\pi^+$ -Peak abgeschätzt und dieser dann ausgezählt. Die so ermittelte Anzahl an tatsächlichen Zwei-Pionen-Ereignissen konnte in das jeweilige Intervall des  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Diagramms gefüllt werden. Dieses Verfahren wurde analog für jede andere der untersuchten Größen durchgeführt.

## 4.4 Akzeptanzkorrektur

Um vom Detektorsystem unabhängige Aussagen treffen zu können und einen Vergleich zwischen den hier analysierten Daten und denen anderer Experimente, insbesondere der an WASA durchgeführten Messungen [Bas06], zu ermöglichen, war es nötig, die gewonnenen Ergebnisse auf die Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems

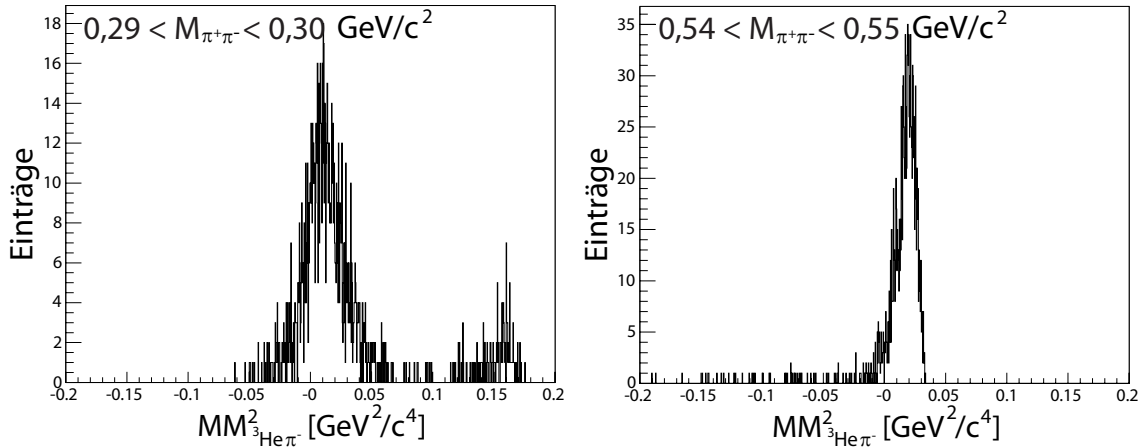


Abbildung 4.6: Missing Mass-Spektren des potentiellen Ereignisinhalts zweier  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Intervalle einer Breite von jeweils  $0,01 \text{ GeV}/c^2$ . Für die Bestimmung der tatsächlichen Anzahl von Ereignissen im jeweiligen Intervall wird der  $\pi^+$ -Peak ausgezählt.

zu korrigieren. Wie bei der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Akzeptanzbestimmung wurden dazu AnkeRoot-Simulationen verwendet. Der im vorangegangenen Kapitel erläuterte Algorithmus zur intervallweisen Selektion der Zwei-Pionen-Produktion wurde gleichzeitig sowohl auf die Gesamtheit der generierten, als auch die Auswahl der von ANKE akzeptierten<sup>3</sup> Ereignisse angewendet. Auf diese Weise konnte für jedes vordefinierte Intervall einer Verteilung ein Quotient aus generierten und akzeptierten Phasenraumereignissen ermittelt werden. Für jede zu untersuchende Größe wurde ein entsprechender Satz von Quotienten gespeichert, die dann bei einer anschließenden Analyse der Messdaten als Korrekturfaktoren für die einzelnen Intervalle angewendet werden konnten.

Da sich das tatsächliche Verhalten der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$ , gemäß der bisherigen Beobachtungen zum ABC-Effekt, deutlich von dem nach Phasenraumrechnungen erwarteten unterscheidet, sind die so ermittelten Akzeptanzkorrekturfaktoren möglicherweise mit einem systematischen Fehler behaftet. Um diesen zu beheben ist geplant, die Ergebnisse der Phasenraumrechnungen über eine Gewichtung der simulierten Ereignisse iterativ so weit anzupassen, dass sie den tatsächlichen Ergebnissen möglichst gut entsprechen. Dieser Analyseschritt ist, neben einigen bereits erwähnten, Gegenstand des in Kapitel 6 präsentierten Ausblicks. Für die in dieser Arbeit vorgestellten vorläufigen Ergebnisse wurden auf Phasenraumverteilungen basierende Akzeptanzkorrekturfaktoren verwendet.

<sup>3</sup>Wie bei der Analyse der gemessenen Daten wurde ein Ereignis genau dann als akzeptiert definiert, wenn im Vorwärts- und Negativsystem koinzidente Treffer registriert wurden und für den  ${}^3\text{He}$ -Streuwinkel die Bedingung  $\cos\vartheta < -0,7$  erfüllt war.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

Die bislang durchgeführten Analyseschritte ermöglichen bereits jetzt eine Untersuchung der bei einer Überschussenergie von 288 GeV durchgeführten Messung der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  und des in dieser auftretenden ABC-Effekts. Dessen Hauptcharakteristikum, eine Überhöhung im Spektrum der invarianten Masse der beiden Pionen, kann in deutlicher Form aus den Daten extrahiert werden. In Kapitel 5.1 wird dies anhand verschiedener Merkmale aufgezeigt und ein Vergleich mit den Ergebnissen der, in diesem Energiebereich bislang einzigen exklusiven, Messung von Bashkanov et al. [Bas06] an CELSIUS/WASA angestellt.

Die Frage, in wie weit der vorliegende Datensatz dazu geeignet ist, einen Beitrag zur Beantwortung auf diesem Gebiet noch offener Fragen leisten zu können, wird in Kapitel 5.2 diskutiert. Die dort präsentierten Verteilungen der invarianten Massen der Kombinationen  ${}^3\text{He}\pi^+$  und  ${}^3\text{He}\pi^-$  weisen, in Übereinstimmung mit den CELSIUS/WASA-Ergebnissen, deutliche Anzeichen der Anregung von  $\Delta$ -Resonanzen auf, zeigen aber untereinander erhebliche Abweichungen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass, neben der in verschiedenen Veröffentlichungen [Bas06, Sko06] als Ursache für den ABC-Effekt angenommenen  $\Delta\Delta$ -Anregung mit Endzustandswechselwirkung, noch weitere Prozesse, insbesondere Nukleonresonanzen, zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  beitragen. Mit den an ANKE aufgenommenen Daten ist es möglich, die Differenzen zwischen den  ${}^3\text{He}\pi$ -Verteilungen erstmals zu quantifizieren und Voraussetzungen zu schaffen, um Rückschlüsse auf das Verhältnis der verschiedenen Beiträge ziehen zu können.

### 5.1 Der ABC-Effekt in der an ANKE gemessenen Reaktion $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$

Nach Durchführung der beschriebenen Selektion der Daten auf die Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  und einer  ${}^3\text{He}$ -Streuwinkelbeschränkung auf den Bereich  $\cos \vartheta < -0,7$ , konnte eine Zahl circa 12000 Ereignissen extrahiert und für die Untersuchung des ABC-Effekts verwendet werden. Alle im Folgenden gezeigten Spektren

wurden auf die geometrische Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems korrigiert. Die angegebenen Fehler berücksichtigen ausschließlich statistische Effekte. Zusätzlich eingezeichnete Phasenraumverteilungen sind auf das Integral der Messergebnisse skaliert.

### 5.1.1 Die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems

In Abbildung 5.1 ist die gemessene Verteilung der invarianten Masse des  $\pi^+\pi^-$ -Systems im Vergleich zur simulierten Phasenraumverteilung dargestellt.

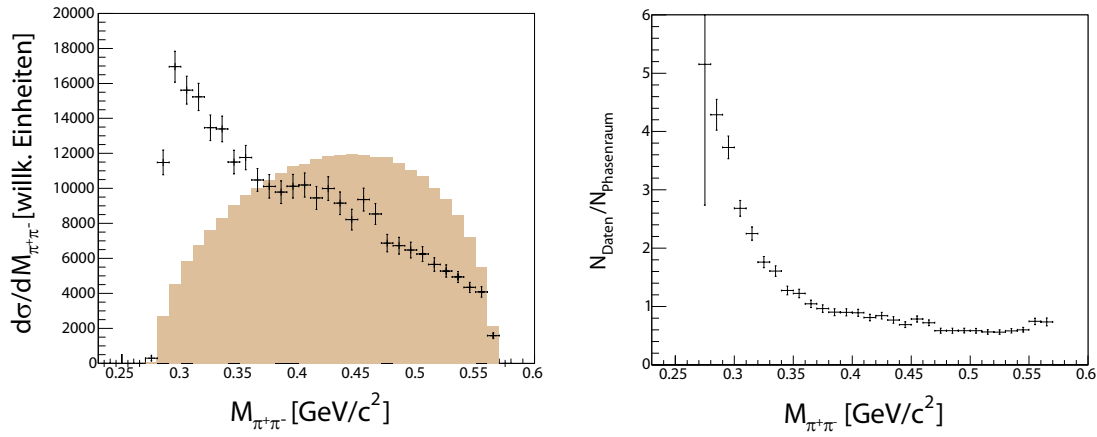


Abbildung 5.1: **Links:** Verteilung der invarianten Masse des  $\pi^+\pi^-$ -Systems für die an ANKE gemessene Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  im Vergleich zu Phasenraumrechnungen (durch farbige Balken dargestellt). **Rechts:** Verhältnis zwischen gemessener und aus Phasenraumsimulationen resultierender invarianten Masse des  $\pi^+\pi^-$ -Systems.

Wie erwartet, manifestiert sich der ABC-Effekt in einer deutlichen Überhöhung bei niedrigen  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Werten. Um ihn quantitativ zu erfassen, wurde für jedes Intervall des Spektrums der Quotient aus experimentellem Resultat und simuliertem Phasenraumergebnis gebildet. Die zugehörige Verteilung befindet sich auf der rechten Seite von Abbildung 5.1. Am höchsten Punkt liegt das Verhältnis zwischen Phasenraumberechnung und Messergebnis bei einem Faktor von etwa eins zu vier.

Ist die invariante Masse zweier Teilchen gering, so bedeutet dies, dass ihr Relativimpuls ebenfalls klein ist. Die Häufung von Ereignissen mit niedrigen invarianten Massen  $M_{\pi^+\pi^-}$  muss sich daher auch in der Verteilung der Öffnungswinkel ihrer CMS-Impulsvektoren widerspiegeln. Diese ist in Abbildung 5.2 aufgetragen.

Für  $\cos(\delta_{\pi\pi}) \rightarrow 1$ , also  $\delta_{\pi\pi} \rightarrow 0$ , zeigt sich ein deutliches Maximum. Die Abweichung vom Phasenraumverhalten ist von ähnlicher Ausprägung wie bei der invarianten Masse  $M_{\pi^+\pi^-}$  und ebenfalls ein Ausdruck der Wirkung des ABC-Effekts.

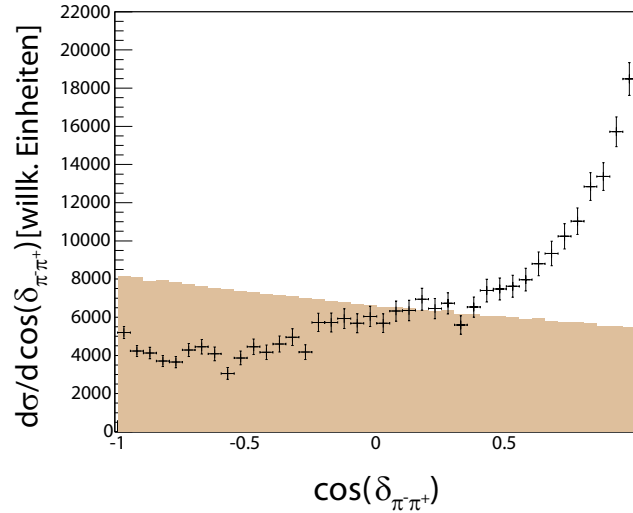


Abbildung 5.2: Verteilung der Öffnungswinkel zwischen den Impulsvektoren der Pionen im Schwerpunktsystem. Die farbigen Balken geben die Ergebnisse aus Phasenraumsimulationen wider.

### 5.1.2 Dalitz-Diagramm

Eine Reaktion mit Drei-Teilchen-Endzustand lässt sich durch zwei unabhängige, lorentz-invariante Größen vollständig beschreiben. Als solche können beispielsweise die invarianten Massen zweier beliebiger Ejektilkombinationen verwendet werden. Trägt man diese in einem zweidimensionalen Dalitz-Diagramm gegeneinander auf, sieht man bei einem Phasenraumverhalten der betrachteten Reaktion eine homogene Verteilung. Entsprechend machen sich physikalische Effekte durch Häufungen in bestimmten Regionen bemerkbar.

Für die Untersuchung des ABC-Effekts wurde ein Dalitz-Diagramm (Abbildung 5.3) mit den, auf die Akzeptanz von ANKE korrigierten, invarianten Massen der  ${}^3\text{He}\pi^+$ - und  ${}^3\text{He}\pi^-$ -Kombinationen gefüllt. Das Fehlen von Lücken in der Verteilung zeigt, dass die Reaktion vom ANKE-Detektorsystem kinematisch vollständig erfasst wurde. Die bei genauerer Betrachtung, vor allem im Bereich hoher  $M_{{}^3\text{He}\pi^+}$ -Werte, erkennbare leichte Asymmetrie, ist auf die Berechnungsmethode der  $\pi^+$ -Impulse zurückzuführen. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, wurden diese, unter Ausnutzung der Kenntnis der  $\pi^+$ -Masse, aus den mit Messunsicherheiten behafteten  ${}^3\text{He}$ - und  $\pi^-$ -Impulsen bestimmt. Infolgedessen wurden mitunter Impulskombinationen ermittelt, die bewirken, dass sich im Dalitz-Diagramm einige Ereignisse in kinematisch nicht erlaubten Bereichen befinden. Dieses Verhalten wird durch Monte Carlo-Simulationen vollständig reproduziert. Der alternative, ebenfalls in Kapitel 4.1 erläuterte, Weg zur Berechnung der  $\pi^+$ -Impulse aus Energie- und Impulserhaltung führt zu einer kinematisch korrekten Darstellung des Dalitz-Diagramms, hat aber auch Abweichungen in den Spektren der invarianten Massen zur Folge und wurde

deshalb nicht angewendet. Bei dem geplanten kinematischen Fit (siehe Kapitel 4.1) wird für die Bestimmung der Impulse sowohl die  $\pi^+$ -Masse als auch die Energieerhaltung genutzt. Die Darstellung in Dalitz-Diagrammen ist ein gutes Mittel zur Überprüfung der dabei gemachten Anpassungen.

Wie in Abbildung 5.3 eingezeichnet, entsprechen Linien, die in einem  $45^\circ$ -Winkel zu den Achsen stehen, konstanten Werten für die invariante Masse der dritten Kombinationsmöglichkeit der Teilchen, in diesem Fall der beiden Pionen  $\pi^+$  und  $\pi^-$ . Auf der Seite der Verteilung, die niedrigen invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massen entspricht, also maximalen Abstand zum Ursprung hat, tritt eine deutliche Häufung von Ereignissen auf, was wiederum als eine Auswirkung des ABC-Effekts verstanden werden kann. Auffällig ist, dass die beobachtete Struktur nicht symmetrisch zur Winkelhalbierenden des ersten Quadranten liegt. Diese Erscheinung wird in Kapitel 5.2 behandelt.

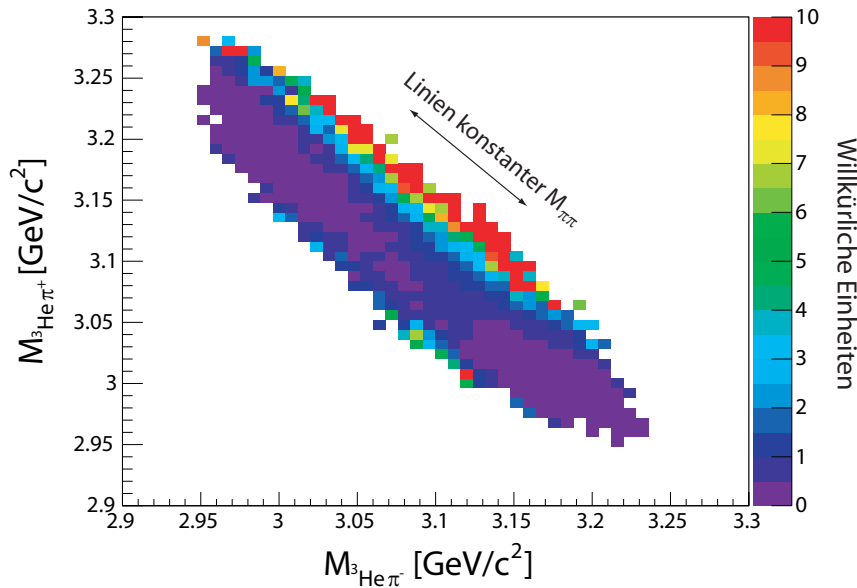


Abbildung 5.3: Dalitz-Diagramm der  $M_{3\text{He}\pi^+}$ - und  $M_{3\text{He}\pi^-}$ -Kombinationen, korrigiert auf die Akzeptanz des ANKE-Detektorsystems.

### 5.1.3 Vergleich mit den Ergebnissen der exklusiven Messung an CELSIUS/WASA

Die Spektren der invarianten Masse und der Öffnungswinkel des  $\pi^+\pi^-$ -Systems können direkt mit den, unter ähnlichen Bedingungen entstandenen, Ergebnissen der exklusiven Messung der Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  am CELSIUS/WASA-Experiment [Bas06] verglichen werden. Die Differenz bei der Überschussenergie der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\pi^++\pi^-$  (WASA:  $Q \approx 269$  MeV, ANKE:  $Q \approx 288$  MeV) spielt nach den bisherigen Erfahrungen [Ban73] nur eine sehr geringe Rolle. Zu beachten

sind lediglich die Unterschiede in der geometrischen Akzeptanz der beiden Experimente. Bei der WASA-Messung wurden ausschließlich im Schwerpunktsystem nach vorne gestreute  ${}^3\text{He}$ -Kerne erfasst, also solche, für die  $\cos \vartheta > 0$  gilt. Aufgrund der im Vergleich zur ANKE-Messung inversen Kinematik des Stoßprozesses (pd statt dp), stimmt die Flugrichtung der untersuchten  ${}^3\text{He}$ -Kerne bei beiden Experimenten miteinander überein. Lediglich der akzeptierte Streuwinkel ist bei ANKE mit  $\cos \vartheta < -0,7$  im Vergleich zu WASA, dass die Hälfte des gesamten Streuwinkelbereichs abdeckt, etwas geringer.

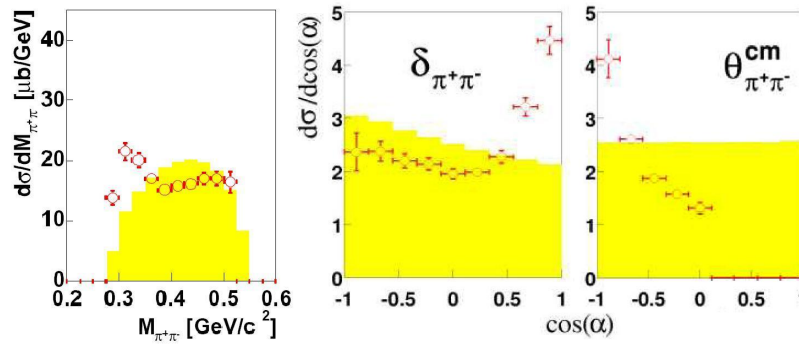


Abbildung 5.4: Resultate der exklusiven Messung der Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  von Bashkanov et al. [Bas06] an CELSIUS/WASA. **Links:** Invariante Masse  $M_{\pi^+\pi^-}$  des  $\pi^+\pi^-$ -Systems. **Mitte:** Öffnungswinkel  $\delta_{\pi\pi}$  des  $\pi^+\pi^-$ -Systems. **Rechts:** Streuwinkel  $\vartheta_{\pi\pi}$  des  $\pi^+\pi^-$ -Systems.

Für die ABC-Region, also den Bereich zwischen 0,28 und 0,4  $\text{GeV}/c^2$  bei der invarianten Masse beziehungsweise  $\cos(\delta_{\pi\pi}) = 0$  und  $\cos(\delta_{\pi\pi}) = 1$  beim Öffnungswinkel, zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen den Ergebnissen von ANKE (Abbildungen 5.1 und 5.2) und WASA (Abbildung 5.4). Die an ANKE beobachtete Überhöhung scheint ein wenig deutlicher auszufallen. Dies kann vermutlich mit der Einschränkung des Streuwinkelbereichs der  ${}^3\text{He}$ -Kerne auf  $\cos \vartheta < -0,7$  erklärt werden. Nach der rechten Verteilung in Abbildung 5.4<sup>1</sup> ist die Streuwinkelverteilung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne nicht isotrop<sup>2</sup>, sondern hat ein Maximum im von ANKE beobachteten Bereich. Dass die zu beobachtende Stärke des ABC-Effekts ebenfalls vom untersuchten Streuwinkelbereich abzuhängen scheint, legt eine direkte Korrelation zwischen beiden Effekten nahe.

Der bei den WASA-Messungen verzeichnete, leichte Anstieg der Ereigniszahl bei höheren invarianten Massen lässt sich an den ANKE-Ergebnissen in dieser Form nicht erkennen. Gleiches gilt für den entsprechenden Anstieg bei großen Pionen-Öffnungswinkeln. Möglicherweise ist auch dieser Unterschied darauf zurückzuführen, dass der ABC-Effekt im von ANKE beobachteten  ${}^3\text{He}$ -Streuwinkelbereich stärker

<sup>1</sup>Dargestellt ist die Streuwinkelverteilung des  $\pi^+\pi^-$ -Systems. Diese entspricht der inversen Streuwinkelverteilung der  ${}^3\text{He}$ -Kerne.

<sup>2</sup>Dieses Verhalten wurde auch bei [Ban73] beobachtet.

zum Tragen kommt und andere Effekte überdeckt werden. Eine mögliche Struktur im Bereich hoher invarianter Massen könnte, wie bereits in Kapitel 1.4 erwähnt, durch einen  $I = 1$ -Beitrag der  $\pi^+\pi^-$ -Kombination verursacht werden.

Insgesamt ist also eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der beiden Experimente festzustellen. Die beobachteten Differenzen liegen mit großer Wahrscheinlichkeit in den Unterschieden bei der geometrischen Akzeptanz begründet, die aufgrund der nichtisotropen Streuwinkelverteilung der  $^3\text{He}$ -Kerne von Bedeutung ist.

## 5.2 Invariante Massen der $^3\text{He}\pi$ -Systeme

Das von Bashkanov et al. propagierte Modell zur Beschreibung des ABC-Effekts geht von einer gleichzeitigen Anregung zweier  $\Delta$ -Resonanzen aus, die attraktiv miteinander in Wechselwirkung treten. Da die Zerfallsprodukte der  $\Delta$ -Resonanzen in mehr als 99 Prozent aller Fälle aus einem Nukleon und einem Pion bestehen, müsste sich aus deren invarianter Masse die  $\Delta$ -Masse ergeben. Nachgewiesen wurden die Nukleonen in gebundener Form als Teil der  $^3\text{He}$ -Kerne. Entsprechend sind in beiden  $M_{^3\text{He}\pi}$ -Spektren identische  $\Delta$ -Peaks bei einer Masse von  $3,1 \text{ GeV}/c^2$  zu erwarten<sup>3</sup>. Wie in Abbildung 5.5 zu erkennen ist, weist tatsächlich sowohl die invariante Masse des  $^3\text{He}\pi^-$ -Systems als auch die des  $^3\text{He}\pi^+$ -Systems eine solche Struktur auf.

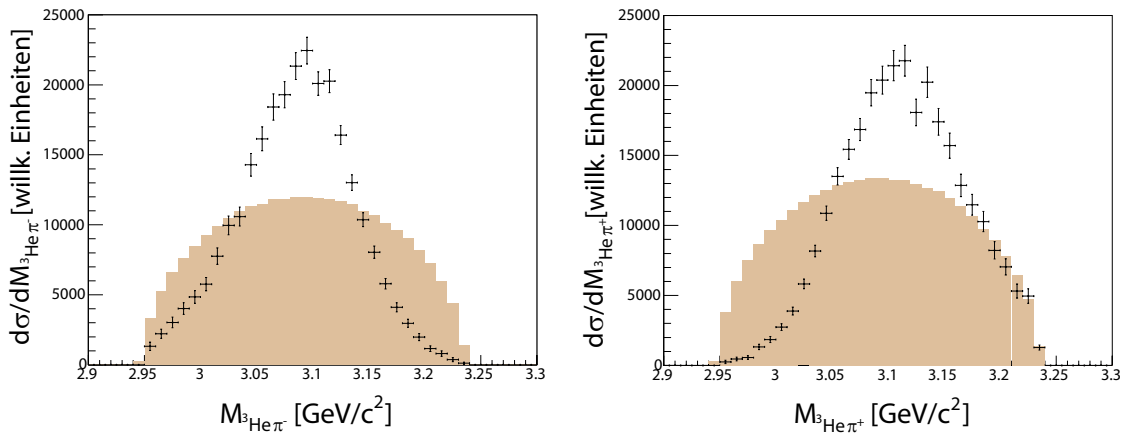


Abbildung 5.5: Verteilungen der invarianten Massen der  $^3\text{He}\pi^-$ (links) und  $^3\text{He}\pi^+$ (rechts)-Kombinationen. Zum Vergleich sind Ergebnisse von Phasenraumberechnungen als farbige Balken dargestellt.

Allerdings fällt auf, dass die Flanke bei hohen invarianten Massen der  $^3\text{He}\pi^+$ -Kombination deutlich ausgeprägter ist, als dies im  $^3\text{He}\pi^-$ -Diagramm der Fall ist. In qualitativer Hinsicht ist dies in Übereinstimmung mit den von Bashkanov et

<sup>3</sup>Also der Summe zweier Nukleonmassen und einer  $\Delta$ -Masse, abzüglich der Bindungsenergie.



al. erzielten Ergebnissen (Abbildung 1.6). Aufgrund der höheren Anzahl an Datenpunkten lässt sich die Ungleichheit beim vorliegenden Datensatz auch quantitativ gut erfassen. Um dies zu bewerkstelligen, wurden die Spektren aus Abbildung 5.5 binweise voneinander subtrahiert. Für die Darstellung in Abbildung 5.6 wurden die  ${}^3\text{He}\pi^+$ - von den  ${}^3\text{He}\pi^-$ -Einträgen abgezogen.

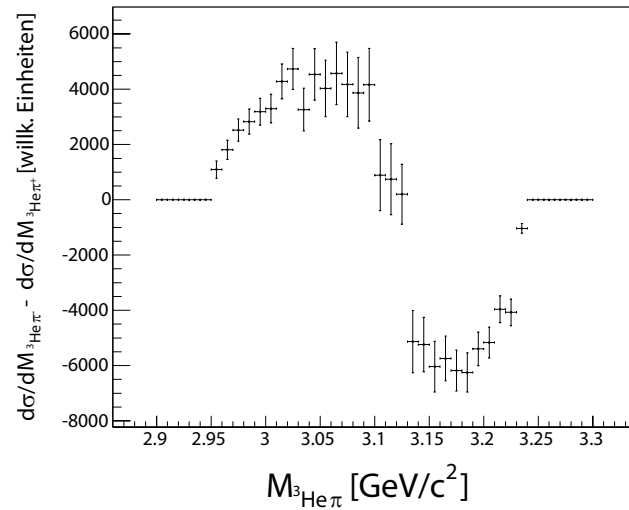


Abbildung 5.6: Differenz der Verteilungen aus Abbildung 5.5.

Das Resultat ist ein signifikantes Übergewicht von Ereignissen mit hoher invarianter Masse des  ${}^3\text{He}\pi^+$ -Systems. Daraus lässt sich ableiten, dass neben der  $\Delta\Delta$ -Anregung zumindest ein weiterer Prozess eine wichtige Rolle bei der Produktion der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  spielt, da ansonsten im Differenzspektrum eine konstante Verteilung bei  $M_{3\text{He}\pi^-} - M_{3\text{He}\pi^+} = 0$  zu sehen sein müsste. Kandidaten hierfür sind die Nukleonresonanzen  $N(1440)$  und  $N(1520)$ . Beide können über den Zwischenschritt  $N^* \rightarrow \Delta + \pi$  in ein Nukleon und zwei Pionen zerfallen. Für eine Protonresonanz kommen dabei die folgenden Varianten in Frage:

$$N^* \rightarrow \pi^- + \Delta^{++} \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p \quad (5.1a)$$

$$N^* \rightarrow \pi^+ + \Delta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p \quad (5.1b)$$

Aufgrund verschiedener Isospinkoeffizienten der  $\Delta^{++}$  und  $\Delta^0$ -Resonanzen ist der Weg über Gleichung a) gegenüber dem aus Gleichung b) stark bevorzugt<sup>4</sup>. Die Folge ist, dass bei der Produktion der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  über eine  $N^*$ -Resonanz, die Teilchenkombination  ${}^3\text{He}\pi^+$  im Vergleich zu  ${}^3\text{He}\pi^-$  wesentlich

<sup>4</sup> Zum Beispiel  $\frac{\sigma(N^*(1440) \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-)}{\sigma(N^*(1440) \rightarrow \Delta^0 + \pi^+)} = 9$ .

häufiger aus einem  $\Delta$ -Zerfall stammt. Da die Breit-Wigner-Verteilung der  $\Delta$ -Resonanz einen Ausläufer zu höheren Massen hat, würde sich dies im  $M_{3\text{He}\pi^+}$ -Spektrum durch eine im Vergleich zu  $M_{3\text{He}\pi^-}$  größere Anzahl von Einträgen bei hohen invarianten Massen bemerkbar machen. Da ein solches Verhalten zu beobachten ist, spricht vieles dafür, dass die Beiträge der  $N^*$ -Resonanzen zur Zwei-Pionen-Produktion eine wichtige Rolle spielen. Mit dem vorliegenden Datensatz kann dies erstmalig genauer untersucht und damit möglicherweise ein wichtiger Schritt auf dem Weg zur Enträtselung der Ursachen des ABC-Effekts vollzogen werden.

# Kapitel 6

## Ausblick

In der vorliegende Diplomarbeit wurden Untersuchungen zur Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  und dem darin auftretenden ABC-Effekts vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, dass mit am ANKE-Magnetspektrometer bei einer Überschussenergie von 288 MeV gemessenen Daten bei koinzidentem Nachweis von  ${}^3\text{He}$ -Kernen und  $\pi^-$ -Mesonen eine vollständige Ereignisrekonstruktion möglich ist und für einen Streuwinkelbereich der  ${}^3\text{He}$ -Kerne von  $\cos \vartheta < -0,7$  differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden können.

Desweiteren konnte dargelegt werden, dass die dabei zu erlangenden Informationen von besonderem Interesse für die aktuelle Forschung zum ABC-Effekt sind. Zum einen besteht erstmals eine Möglichkeit, wichtige Erkenntnisse der bislang einzigen in diesem Energiebereich exklusiv durchgeführten Messungen zur Reaktion  $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  von Bashkanov et al. [Bas06] an CELSIUS/WASA zu verifizieren. Darüber hinaus erlaubt die Statistik der ANKE-Daten eine, zuvor noch nicht durchgeführte, quantitative Untersuchung des Anteils von Nukleonresonanzen am Produktionsprozess anhand der Differenzen zwischen den Spektren der invarianten Massen der beiden  ${}^3\text{He}\pi$ -Kombinationen. Diese kann möglicherweise einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des ABC-Effekts leisten.

Obwohl die Analyse der präsentierten Daten noch nicht abgeschlossen ist, zeigen die Ergebnisse bereits eine gute Übereinstimmung mit dem erwähnten Referenzdatensatz. Um eine bestmögliche Ausnutzung der vorhandenen Informationen zu gewährleisten wird im Anschluss an diese Arbeit eine Reihe weiterer, im Folgenden beschriebener, Analyseschritte durchgeführt.

### Optimierung der Impulsrekonstruktion für die $\pi^-$ -Mesonen

Aufgrund des, für die Anfertigung einer Diplomarbeit, begrenzten Zeitrahmens wurde entschieden, die Impulse der im Negativsystem nachgewiesenen Pionen zunächst auf eine möglichst einfache und schnelle Art zu rekonstruieren. Zu diesem Zweck wurde die, im Vorwärtssystem mit hoher Präzision anwendbare, in den Seitwärtssystemen aber in der Regel nicht benutzte, Polynommethode verwendet.

Auf eine Kalibrierung des Negativsystems wurde vorläufig verzichtet. Die so produzierten Ergebnisse sind, wie gezeigt werden konnte, bereits von guter Qualität und rechtfertigen die gewählte Vorgehensweise im Nachhinein.

Bei der anstehenden Optimierung der Analyse ist nun zu prüfen, ob die Genauigkeit der Polynommethode im Negativsystem verbessert werden kann und nach einer Kalibrierung zufriedenstellende Ergebnisse liefert, oder ob stattdessen eine Methode gewählt wird, bei der die Impulse über das Runge Kutta-Verfahren [Myr79, Bug81] mittels vollständiger Spurrekonstruktion bestimmt werden. Da bei letzterer Methode eine sehr hohe Rechenzeit benötigt wird, ist es nötig für die Vorselektion der aus der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  stammenden Ereignisse in jedem Fall auf die deutlich schnellere Polynommethode zurückzugreifen.

### Kinematischer Fit

Neben einer Verbesserung der Rekonstruktionsmethode bietet sich noch eine weitere Möglichkeit die Genauigkeit der Impulse zu erhöhen. Der Umstand, dass mit den bekannten Massen aller drei Ejektile der Reaktion  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$  und den gemessenen Impulsen der  ${}^3\text{He}$ - und  $\pi^-$ -Teilchen ein überbestimmtes System vorliegt, lässt sich, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, nutzen, um einen kinematischen Fit durchzuführen.

### Akzeptanzkorrektur mit iterativ erstelltem ABC-Modell

Die Korrektur der Messdaten auf die Akzeptanz des Detektorsystems (Kapitel 4.4) wurde auf der Basis des Phasenraummodells durchgeführt. Dieses weicht deutlich von den, durch den ABC-Effekt geprägten Messdaten ab. Da eine Modellabhängigkeit der Korrekturfaktoren nicht auszuschließen ist und diese systematische Abweichungen bei den resultierenden Verteilungen verursachen kann, ist es sinnvoll ein den tatsächlichen Gegebenheiten angepasstes Modell zu verwenden.

Ein solches lässt sich iterativ aus den Messdaten gewinnen. Als Ausgangspunkt werden die aus Simulationen mit dem Phasenraummodell gewonnenen Korrekturfaktoren verwendet, um die Verteilung der gemessenen Ergebnisse zu korrigieren. Die phasenraumgenerierten Ereignisse werden daraufhin so gewichtet, dass sie die korrigierte Messverteilung wiedergeben. Je nachdem, wie stark sich die daraus ermittelten neuen Korrekturfaktoren von den alten unterscheiden, können diese Schritte mehrmals hintereinander durchgeführt werden.

### Effizienzkorrekturen und Luminositätsbestimmung

Für die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte aus den akzeptanzkorrigierten Ergebnisse der Messungen an ANKE werden die Kenntnisse der integrierten Luminosität der Messung, des durch die Datenaufnahme verursachten Totzeitfaktors und der Effizienz des Detektorsystems benötigt. Die Bestimmung der integrierten Luminosität aus bekannten Wirkungsquerschnitten der dp-elastischen Streuung ist

Bestandteil der Diplomarbeit von M. Papenbrock und wird dort ausführlich dargestellt [Pap07]. Die Methoden zur Bestimmung des Totzeitfaktors und der Detektoreffizienzen sind bei [Mer07] erläutert.

# Literaturverzeichnis

- [ABC60] A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe, Phys. Rev. Lett. 5, 258 (1960)
- [ABC61] N.E. Booth, A. Abashian, K.M. Crowe, Phys. Rev. Lett. 7, 35 (1961)
- [ABC63] N.E. Booth, A. Abashian, Phys. Rev. 132, 2314 (1963)
- [Ago03] S. Agostinelli et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506, 250-303 (2003)
- [Ban73] J. Banaigs et al., Nucl. Phys. B 67, 1 (1973)
- [Bar01] S. Barsov et al., Nucl. Instr. Metr. A 462, 364 (2001)
- [Bas06] M. Bashkanov et al., Phys. Lett. B 637, 223 (2006) und M.Bashkanov, Dissertation, Universität Tübingen (2006)
- [Blo33] F. Bloch, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, Zeitschrift für Physik, Volume 81, Issue 5-6, 363-376 (1933)
- [Bru07] R. Brun et al., ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework, Users Guide 5.16, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html> (2007)
- [Bug81] L. Bugge, J. Myrheim, Nucl. Instr. and Meth. 179, 366 (1981)
- [Byc94] E. Byckling, K. Kajantje, Particle Kinematics (1994)
- [Dym04] S. Dymov et al., Particles and Nuclei, Letters No. 2, 40 (2004)
- [Hag72] O.F. Hagen, W. Obert, Cluster formation in expanding supersonic jets: Effects of pressure, temperature, nozzle size and test gas, Jou. Chem. Phys. 56, 1793 (1972)
- [Har02] M. Hartmann, Status und Calibration of the New Detection System for Negatively Charged Ejectiles at ANKE, Annual Report 2002, Forschungszentrum Jülich (2002)
- [Har05] M. Hartmann, private Kommunikation (2005)

- [Hej02] V. Hejny, Installation of the Simulation Toolkit AnkeRoot, interner Bericht Forschungszentrum Jülich (2002)
- [Kag00] M.A. Kagarlis, Pluto++ A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics, GSI Report (2000)
- [Kho99] A. Khokkaz et al., Eur. Phys. J. D 5, 275 (1999)
- [Mau70] T. Maung et al., Phys. Lett. B 33, 521 (1970)
- [Mai97] R. Maier et al., Nucl. Phys. A 626, 395c (1997)
- [Mer07] T. Mersmann, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2007)
- [Myr79] J. Myrheim, L. Bugge, Nucl. Instr. and Meth. 160, 43 (1979)
- [Pap07] M. Papenbrock, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (2007)
- [Que97] C. Quentmeier, Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1997)
- [Pet02a] A. Petrus, Multiwire proportional chamber with a dielectric film. Numerical study., JINR Dubna, Communication of JINR, E13200214 (2002)
- [Pet02b] A. Petrus et al., The Forward Detector of the ANKE Spectrometer. Scintillation and Čerenkov hodoscopes., Part. Nucl. Lett. 113, 95100 (2002)
- [PPB06] Particle Physics Booklet 2006
- [Plo78] F. Plouin et al., Nuclear Physics A 302, 413 (1978)
- [Plo90] F. Plouin, P. Fleury, C. Wilkin, Phys. Rev. Lett. 65, 690 (1990)
- [Ris73] T. Risser and M. D. Shuster, Phys. Lett. B 43, 68 (1973)
- [Sch96] R. Schleichert, Entwicklung eines schnellen Triggersystems für das ANKE-Spektrometer am COSY-Speicherring in Jülich, Dissertation, RWTH Aachen (1996)
- [Ste98] H. J. Stein, Magnetische Eigenschaften der ANKE-Dipole D1, D2 und D3, Arbeitspapier IKP, Forschungszentrum Jülich (1998)
- [Sko06] T. Skorodko et al., arXiv nucl-ex/0612016v1 (2006)
- [Wei66] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 17, 616 (1966)
- [Wro05] A. Wrońska et al., Eur. Phys. J. A 26, 421 (2005)





# Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz danke ich dafür, dass er mir die Mitarbeit in dieser Arbeitsgruppe ermöglicht hat, viel mehr aber noch für die wertvolle Unterstützung, die ich während der gesamten Zeit von ihm erfahren durfte.

Herrn Dipl.-Phys. T. Mersmann gebührt großer Dank für die experimentelle Vorarbeit, das geduldige Beantworten meiner zahllosen Fragen und seine angenehme Art, mir wissenschaftliches Arbeiten beizubringen („Keine Ahnung, find's raus!"). Beispiellos sind unsere zahlreichen gemeinsamen Unternehmungen zur Förderung der Speiseeisindustrie.

Auch meinen weiteren Bürogenossen, Herrn P. Goslawski, Herrn Dipl.-Phys. Tobias Rausmann und nicht zuletzt Herrn M. Papenbrock, dem besten Praktikumpartner aller Zeiten, möchte ich für die äußerst angenehme Zusammenarbeit danken.

Nicht bedanken möchte ich mich bei den Computern und Programmen, die mir immer wieder Steine in den Weg gelegt haben, um so mehr aber bei Herrn Dipl.-Phys. A. Täschner, der mir häufig wertvolle Hinweise geben konnte, wie diese wieder wegzuräumen sind. Ihm, wie auch allen anderen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe, Herrn S. General, Frau N. Milke, Frau Dipl.-Phys. J. Otte und Herrn Dipl.-Phys. A. Winnemöller bin ich zudem für die tolle Arbeitsatmosphäre in unserer Gruppe dankbar.

Herrn Priv.-Doz. Dr. K. Reygers danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Dr. H. Ströher und Herrn Dr. A. Kacharava bin ich sehr dankbar für die Unterstützung meiner Arbeit in der ANKE-Kollaboration und dafür, dass sie mir ermöglicht haben an den hochinteressanten Workshops in Georgien und Italien teilzunehmen.

Auch den weiteren ANKE-Wissenschaftlern danke ich für die angenehme und konstruktive Zusammenarbeit. Besonders hervorzuheben sind hierbei die Herrn

Dipl.-Phys. D. Chiladze und Dr. M. Hartmann, die mir bei manchen Analyseproblemen eine große Hilfe waren.

Herrn Prof. Dr. C. Wilkin gilt mein Dank für die zahlreichen konstruktiven Anregungen und hochinteressanten Diskussionen.

Ein besonderer Dank gilt meiner Freundin Nicole, die in den letzten Monaten viele Launen von mir ertragen musste, auf deren Beistand ich mich aber immer verlassen konnte, sowie meinem Bruder Marcel und meinen Eltern.