



Bachelorarbeit

Simulationen zur
Mehrpionenproduktion in der
quasifreien Reaktion
 $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ an ANKE

*Simulation of multi pion production
in the quasifree reaction
 $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ at ANKE*

vorgelegt von
Daniel Guderian

— April 2015 —

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.1.1 Baryonen	5
1.1.2 Mesonen	6
1.2 Relativistische Kinematik	7
1.2.1 3-Teilchen-Kinematik	8
1.2.2 Spectatormechanismus	9
1.2.3 Missing-Mass-Verfahren	10
1.2.4 Dalitz-Diagramme	11
1.3 ABC-Effekt	12
2 Experimenteller Aufbau	15
2.1 Das COoler SYnchrotron - COSY	15
2.2 Das ANKE-Magnetspektrometer	17
2.2.1 Das Vorwärtsdetektorsystem	19
2.2.2 Das Negativ- und Positivdetektorsystem	20
2.2.3 Der Spectatordetektor	21
2.3 Software	22
2.3.1 ROOT	22
2.3.2 Pluto	23
2.3.3 AnkeGeant4	23
2.3.4 Reconstruction	23
3 Simulationen zur Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$	25
3.1 Bestimmung der Akzeptanz	25
3.1.1 Winkelauflöste Akzeptanz	33
3.2 Identifizierung des ABC-Effekts	36
4 Zusammenfassung und Ausblick	41
Literaturverzeichnis	45

Einleitung

Die Figur des Dr. Heinrich Faust in dem nach ihm benannten Roman von Goethe musste feststellen, dass er nicht erkennen kann, „was die Welt im Innersten zusammenhält“. Den Untertitel „Eine Tragödie“ trägt das Werk zurecht, denn nun, 200 Jahre danach, weiß die Menschheit ziemlich präzise, wie die Kraft beschaffen ist, welche die Atomkerne zusammenhält, was die eigentliche Tragik für Faust birgt, in der falschen Zeit gelebt zu haben. Angefangen von der ersten Beschreibung aus der gleichen Zeit von Dalton über Thomson und Rutherford 100 Jahre später entwickelte sich ein immer abstrakteres Modell über den Aufbau der Materie, das immer genauere Vorhersagen ermöglichte. So ist nach heutigem Kenntnisstand das Standardmodell der Teilchenphysik die Theorie, die drei der vier Grundkräfte hinreichend beschreibt; elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung. Einzig die Gravitation bleibt dort unvereinbar mit den anderen Kräften.

Im Teilgebiet der Teilchenphysik werden die Theorien zu diesen Grundkräften entwickelt und können im Experiment überprüft werden. Was sich vor 100 Jahren noch auf Streuexperimente mit Strahlung beschränkte, kann heute mit großen Energien bei Teilchenkollisionen in Beschleunigern untersucht werden. Einer der Ringbeschleuniger ist das **COoler SYnchrotron** am Forschungszentrum Jülich. Hier wird vor allem an der Wirkung der starken Kernkraft geforscht, indem Hadronen aufeinander geschossen werden und neue Teilchen, überwiegend Mesonen, aufgrund der Höhe der Energie, entstehen können.

Einer der mit großem Interesse verfolgten Forschungsschwerpunkte der letzten Jahre ist die Untersuchung des ABC-Effekts. So wird das lange Zeit nicht erklärbare Auftreten einer Überhöhung im Spektrum der invarianten Masse zweiter Pionen bei der Mehrpionenproduktion in verschiedenen Reaktionen mit leichten Kernen bezeichnet. Eine Erklärung wurde mit der Anregung einer Nukleonresonanz gefunden, wobei es noch Unklarheiten gibt, was den Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei höheren Energien betrifft.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Phasenraumsimulationen zu der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ durchgeführt, auf dessen Basis Daten einer Strahlzeit vom ANKE-Experiment ausgewertet werden können. Die Simulationen bieten eine Grundlage für die Akzeptanzkorrektur, indem sie alle Effekte berücksichtigen, die auch im Experiment dazu führen, dass nicht alle

Inhaltsverzeichnis

stattfindenden Ereignisse detektiert werden können. Außerdem werden die Ergebnisse in Bezug auf die Eignung zur Untersuchung des ABC-Effektes diskutiert.

1 Theoretische Grundlagen

In den theoretischen Grundlagen sollen die in dieser Arbeit benötigten Kenntnisse über die beteiligten Teilchen und der zugrunde liegenden Kinematik vermittelt werden. Außerdem werden verwendete Verfahren vorgestellt und erläutert. Wie in der Kernphysik üblich wird in Rechnungen $\hbar = c = 1$ gesetzt.

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist eine der am Besten untersuchten Theorien der Physik. Alle in ihm enthaltenen Elementarteilchen konnten experimentell nachgewiesen werden und es konnten keine Abweichungen zur theoretischen Voraussage gefunden werden. Es vereinigt die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung und ist eine relativistische Quantenfeldtheorie.

In diesem enthalten sind einerseits Fermionen mit halbzahligem Spin, welche die Materie aufbauen, und andererseits Bosonen mit ganzzahligem Spin, welche die Wechselwirkungen aller Teilchen beschreiben. In Abbildung 1.1 ist eine Übersicht mit den 6 Quarks (blau), 6 Leptonen (grün) und den Eichbosonen (rot) zu sehen.

Zusätzlich gibt es ein Spin-0 Teilchen, das Higgs-Boson, welches für die Masse der Fermionen und auch der Austauschteilchen W^\pm und Z^0 sorgt. Die Tatsache, dass in der Theorie die W- und Z-Bosonen im Gegensatz zu den Photonen (γ) und Gluonen (g) eine Masse tragen müssen, ist der Grund für das Postulat eines Masse vermittelnden Teilchens. Es wurde als letztes Teilchen 2012 bestätigt, nachdem es bereits schon in den 60er Jahren von Peter Higgs vorausgesagt wurde.

Bei den Eichbosonen koppelt das Photon über die elektromagnetische Wechselwirkung an die elektrische Ladung von Teilchen, das Gluon ist das Austauschteilchen der starken Kernkraft und W- und Z-Boson koppeln an die schwache Ladung .

Die Leptonen unterliegen, falls geladen, der elektromagnetischen Wechselwirkung und der schwachen Kernkraft, weshalb sie in allen schwachen Zerfallsprozessen zu finden sind.

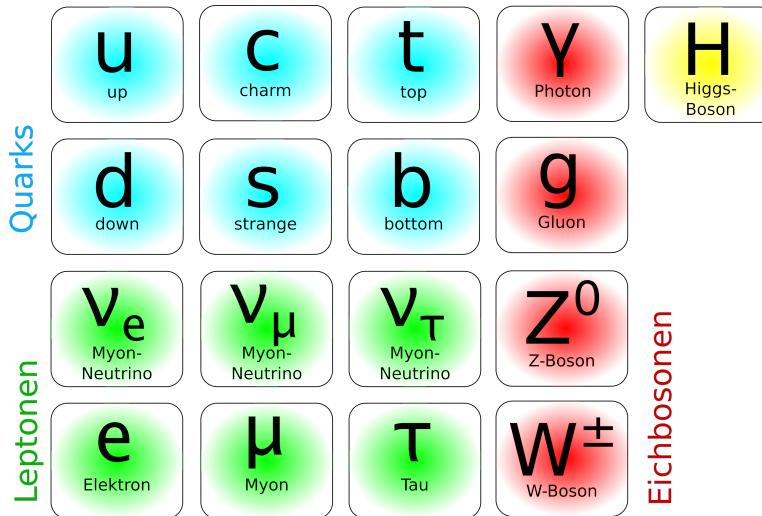


Abbildung 1.1: Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Leptonen (grün) unterliegen der schwachen und gegebenenfalls elektromagnetischen Wechselwirkung. Quarks (blau) zusätzlich der starken Kernkraft. Die Eichbosonen (rot) sorgen für den Austausch der Kräfte und das Higgs für die Masse.

Quarks unterliegen zusätzlich der starken Wechselwirkung und ihnen wird neben der Ladung ein Flavour als Eigenschaft zugeordnet (up, down, ...) (vgl. Tabelle 1.1). Zusätzlich zum Flavour trägt jedes Quark eine Farb- oder Antifarbladung ((anti)rot, (anti)grün oder (anti)blau). Dieser weitere Freiheitsgrad musste eingeführt werden, damit alle Fermionen weiterhin eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion haben, wie es das Pauli-Prinzip fordert (vgl. zum Beispiel Δ^{++} in Kapitel 1.1.1). Eine Kombination von allen drei Farben oder einer Farbe mit ihrer Antifarbe ergibt „weiß“, was zu dieser geforderten Antisymmetrie führt.

Flavour	Ladung[e]	I_3	Strangeness	Masse [MeV/ c^2]
up	+2/3	1/2	0	2,3
down	-1/3	-1/2	0	4,8
strange	-1/3	0	-1	95

Tabelle 1.1: Eigenschaften der 3 leichtesten Quarks. [OPDG14]

Aufgrund des zugrundeliegenden Potentials der starken Kernkraft, welches mit zunehmenden Abstand steigt, ist es nicht möglich einzelne Quarks von einander zu trennen ohne viel Energie aufzuwenden und damit neue Quarks zu erzeugen. Zustände, welche nach außen nicht farbneutral wären, sind also

nicht möglich. Dieses Phänomen wird Confinement genannt. Dieses wird erst bei sehr hohen Energiedichten in ein Quark-Gluon-Plasma aufgehoben und Quarks können sich wie freie Teilchen bewegen.

Zusammengesetzte Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, werden Hadronen genannt. Die Kernkraft überwiegt auf kurze Distanz (bis 2,5fm) gegenüber der elektromagnetischen Wechselwirkung, sieht man zum Beispiel am Proton(uud): Hier sind 2 up-Quarks mit 2/3 positiver Ladung vereint, die sich abstoßen würden. Dennoch ist das Proton stabil. Die Kernkraft wird durch die Gluonen vermittelt, welche an die Farbladung koppeln. Da diese selber Farbladungen tragen, wechselwirken sie auch mit sich selber, was dazu führt, dass die Interaktionen der Gluonen den Großteil der Masse von Hadronen ausmachen: Die Summe der einzelnen Massen der Quarks ergeben nur 1% der gemessenen Gesamtmasse.

Die geforderte Farbneutralität kann am Einfachsten in einem Quark-Antiquark- und einem 3-Quark-Zustand realisiert werden; Mesonen und Baryonen. Die Nukleonen sind die stabilsten Baryonen; ein freies Proton zerfällt nach heutigem Kenntnisstand nicht, ein freies Neutron nach ca. 11 Minuten. Sie formen die Atomkerne und bauen zusammen mit den Elektronen die für uns Menschen wahrnehmbare Welt auf. Andere Baryonen, wie Δ -Baryonen sind kurzlebig und zerfallen nach etwa $5 \cdot 10^{-24}$ s. Mesonen treten nur bei hochenergetischen Prozessen auf, wie zum Beispiel Teilchenbeschleunigerexperimenten oder in der kosmischen Strahlung. Sie sind instabil und zerfallen in andere Mesonen, Leptonen oder Photonen.

1.1.1 Baryonen

Baryonen sind Hadronen aus 3 Quarks, was sie zu Fermionen macht, da Quarks jeweils halbzahligen Spin tragen. Betrachtet man nur die 3 leichtesten Flavours up, down und strange, bilden diese eine SU(3) Symmetriegruppe. Dies setzt voraus, dass alle Teilchen sich gleich gegenüber der starken Wechselwirkung verhalten und die Massen gleich sind, was nur in grober Näherung (vgl. Tabelle 1.1) erfüllt ist. Damit können Baryonen durch Drehungen in der Gruppe ineinander überführt werden. Dies ist anschaulich, wenn man die möglichen Kombinationen der 3 Quarks in ein Koordinatensystem mit der dritten Komponente des Isospins und Strangeness auf den Achsen einträgt und die Symmetrie ersichtlich wird (siehe Abbildung 1.2 rechts).

Im Baryonenoktett haben die Teilchen Gesamtdrehimpuls (Spin-Bahn-Kopplung) $J = L + S = 1/2$ und eine positive Parität P . Weiter gibt es bei 3 Quarks die Möglichkeit, dass sie sich zu $J = 3/2$ addieren. Diese Teilchen bilden ein Baryonendekuplett (Abbildung 1.2 links). Die Teilchen im Dekuplett sind in einem energetisch ungünstigeren Zustand (höhere Masse), weshalb sie nur bei höheren Energien vorkommen. Ohne die

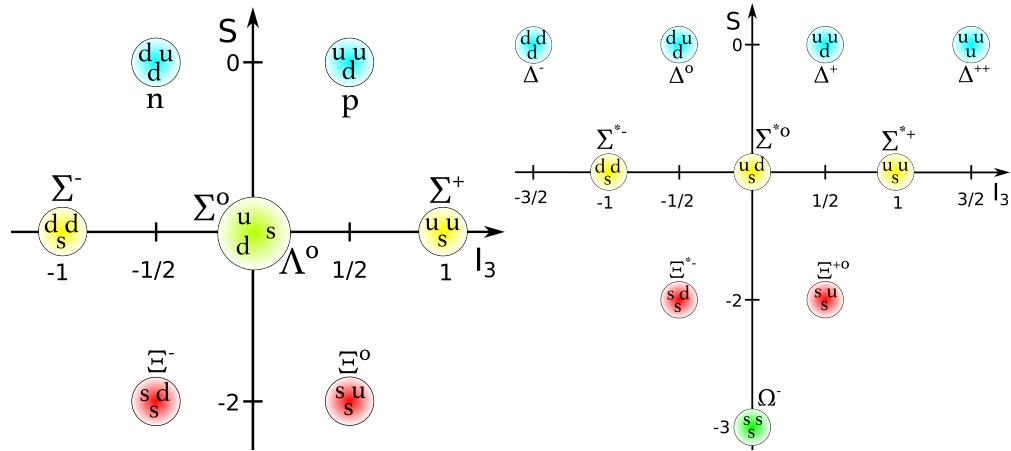


Abbildung 1.2: **Links:** Baryonenoktett mit $J^P = 1/2^+$. **Rechts:** Baryonendekuplett mit $J^P = 3/2^+$. Auf den Achsen sind die dritte Komponente des Isospins I_3 und die Strangeness S eingetragen.

Quarkzusammensetzung zu ändern kann man Nukleonen in Δ -Resonanzen „anregen“, welche dann wieder in Nukleon und Pion zerfallen. Zum Beispiel zerfällt das Δ^+ in $n + \pi^+$ oder $p + \pi^0$.

1.1.2 Mesonen

Mesonen spielen gerade bei Teilchenbeschleunigerexperimenten eine wichtige Rolle, da sie in großer Zahl produziert werden. Abbildung 1.3 rechts zeigt das Nonett der pseudoskalaren Mesonen, bei dessen Teilchen sich der Gesamtdrehimpuls J zu 0 addiert und deren Parität positiv ist.

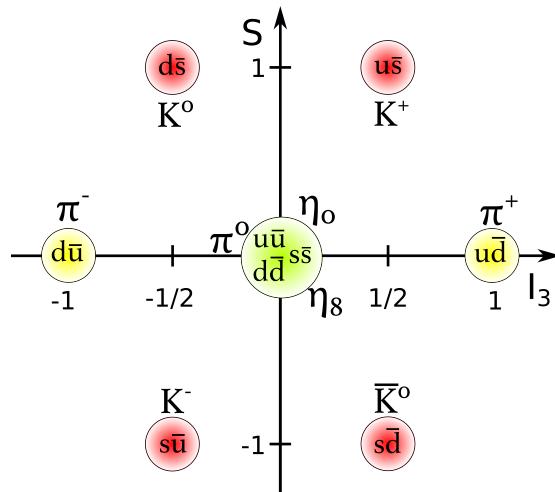


Abbildung 1.3: Nonett der pseudoskalaren Mesonen $J^P = 0^-$. Die Strangeness S ist gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 aufgetragen.

Durch weitere Kombinationsmöglichkeiten für Quark-Antiquark-Paare und Gesamtdrehimpulse (zum Beispiel die Vektormesonen mit $J = 1^-$, Abbildung 1.3 links) können verschiedene Multipletts von Mesonen aufgebaut werden. Insbesondere die leichtesten Teilchen des Mesonenoktettts, die Pionen, entstehen bei vielen hochenergetischen Stößen, da die Energieschwelle ihrer Erzeugung so niedrig liegt. Sie bilden zusammen mit dem η die nicht-seltsamen Mesonen. Die Pionen sind Teil eines Isospintriplets ($I=1$), während das η das Singulett ($I=0$) der Achse ist. (vgl. Tabelle 1.2)

Meson	Zusammensetzung	Ladung [e]	I_3	Masse [MeV/c]
π^-	$ \bar{u}d\rangle$	-1	-1	139,6
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle)$	0	0	135,0
π^+	$ u\bar{d}\rangle$	+1	1	139,6

Tabelle 1.2: Eigenschaften des Isospintriplets der Pionen. [OPDG14]

1.2 Relativistische Kinematik

Da bei Teilchenbeschleunigerexperimenten die Teilchen sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegen können, ist es nötig sie relativistisch zu betrachten. Dabei wird den Teilchen ein Viererimpuls \mathbb{P} zugeordnet, dessen erste Komponente die Energie ist und die 3 weiteren Komponenten dem dreidimensionalen Impuls entsprechen.

Die Vorgänge können in verschiedenen Bezugssystemen betrachtet werden. In der Kern- und Teilchenphysik sind es vor allem das Laborsystem, das ortsfest mit dem experimentellen Aufbau ist, und das Schwerpunktsystem (centre-of-mass), in dem sich der Massenschwerpunkt der kollidierenden Teilchen in Ruhe befindet. Die beiden Systeme können durch Lorentztransformationen ineinander überführt werden.

Aus der klassischen Energie- und Impulserhaltung folgt bei einem Streuvorgang von Teilchen 1 an 2 mit den Ejektilen 3 und 4 Viererimpulserhaltung:

$$\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 = \mathbb{P}_3 + \mathbb{P}_4 \quad (1.1)$$

Nimmt man den Betrag der Projektile oder der Ejektile, erhält man die Energie im Schwerpunktsystem \sqrt{s} , die den Teilchen zur Verfügung steht:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2| = |\mathbb{P}_3 + \mathbb{P}_4|. \quad (1.2)$$

Zieht man die Massen der Ejektile von der Schwerpunktsenergie ab, bleibt die Überschussenergie Q übrig. Sie ist die Energie, die den Teilchen im CM-System als kinetische Energie zur Verfügung steht.

$$Q = \sqrt{s} - m_3 - m_4. \quad (1.3)$$

Ist sie größer oder gleich 0, kann die Reaktion stattfinden und (neue) Teilchen mit den Massen m_3 und m_4 entstehen.

1.2.1 3-Teilchen-Kinematik

Bisher wurde der Fall betrachtet, in dem zwei Teilchen den Endzustand bilden. Wegen der Impulserhaltung müssen diese, im Schwerpunktsystem betrachtet, sich nach dem Stoß genau in entgegengesetzte Richtung von einander weg bewegen (Abbildung 1.4 links), da gilt:

$$\vec{p}_1^{CM} + \vec{p}_2^{CM} = \vec{p}_3^{CM} + \vec{p}_4^{CM} = \vec{0} \quad (1.4)$$

$$\Leftrightarrow \vec{p}_3^{CM} = -\vec{p}_4^{CM} \quad (1.5)$$

Bei mehreren Ejektilen können die Teilchen im Rahmen der Energie- und Impulserhaltung beliebige Impulse zueinander einnehmen. Für den Fall einer Streuung eines Protons an einem Neutron unter Entstehung eines Deuterons und Pionen ($pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$, vgl. Kapitel 1.2.2) ist in Abbildung 1.4 rechts ein Schnitt aus dem Impulsraum gezeigt. Das schwere Deuteron trägt den größeren Maximalimpuls und die Pionen einen geringeren Anteil. Die Vektoren addieren sich wieder zum Nullvektor, da so der Gesamtimpuls im Schwerpunktsystem definiert ist.

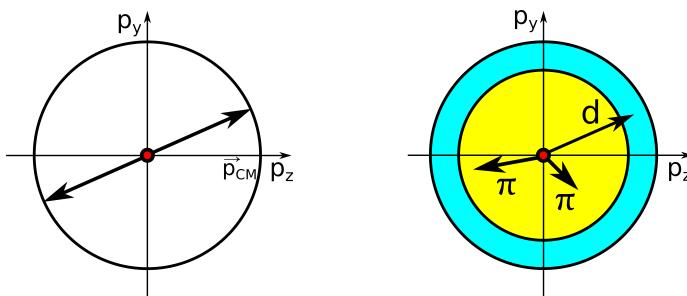


Abbildung 1.4: **Links:** Zwei-Teilchen-Endzustand im Impulsraum (y - und z -Komponente des Impulses). Die beiden Teilchen haben gleich großen, entgegengesetzten Impuls $|\vec{p}_{CM}|$. **Rechts:** 3-Teilchen-Zustand im Impulsraum. Die einzelnen Impulse können jeweils beliebige Werte in den Kreisen annehmen (Deuteron innerhalb beider, Pionen in dem gelben Kreis).

1.2.2 Spectatormechanismus

Bei der Reaktion, die in dieser Arbeit untersucht wird, trifft ein Proton auf ein ruhendes Deuterontarget. In diesem Fall ist es möglich, dass das Proton an dem Neutron im Deuteron streut und das andere Proton nur als sogenanntes „Spectator“-Teilchen auftritt (Abbildung 1.5), welches die eigentliche Reaktion nicht beeinflusst. Dadurch ändert sich nur die Kinematik des Anfangszustandes.

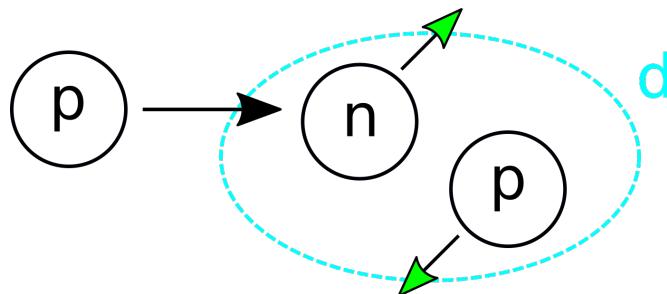


Abbildung 1.5: Spectatorreaktion: Das Proton des Teilchenstrahls trifft auf das Neutron des Deuterons, während das Proton unbeteiligt bleibt.

Zu beachten ist, dass Proton und Neutron im Deuteron jeweils einen sich ausgleichenden geringen Impuls tragen. Diese Bewegung von Nukleonen innerhalb eines Atomkerns nennt man Fermibewegung. Im quantenmechanischen Modell eines Potentialtopfes, in dem Proton und Neutron gebunden sind, können sie sich frei bewegen. Typische Werte für den Impuls der Teilchen liegen im Bereich um $40 \text{ MeV}/c$. In Abbildung 1.6 ist die zugrundeliegende Verteilung gezeigt. Theoretische Grundlage ist das Paris-Potential [LLM⁺81]. Dies ist der Impuls, den das Spectatorproton auch nach der Wechselwirkung des Deuteronkerns hat.

Da der Gesamtimpuls des Deuterons bei diesem Fixed-target-Experiment null ist, tragen die Nukleonen lediglich den Fermiimpuls. Damit kann der Impuls des Neutrons ausgedrückt werden:

$$\vec{0} = \vec{p}_d = \vec{p}_p + \vec{p}_n \Leftrightarrow \vec{p}_n = \vec{p}_d - \vec{p}_p. \quad (1.6)$$

Für die Schwerpunktsenergie der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ bedeutet das nach Gleichung 1.2 mit den Teilchen im Ausgangszustand Proton und Neutron:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_n| = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{spec}|. \quad (1.7)$$

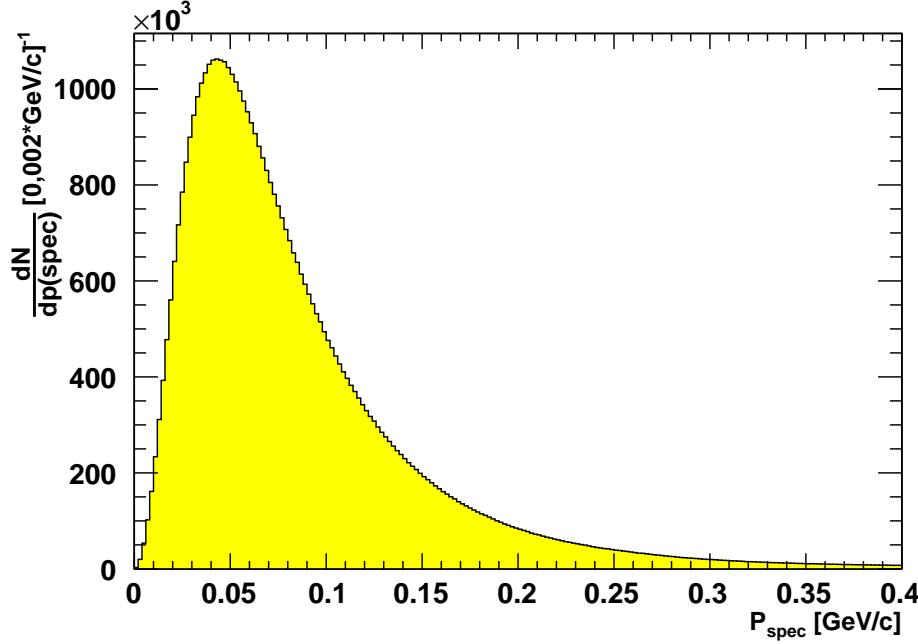


Abbildung 1.6: Verteilung des Impulses des Protons im Deuteron. Hervorgerufen durch die Fermibewegung und modelliert mit dem Paris-Potential [LLM⁺81]. Das Maximum der Verteilung liegt bei etwa 40 MeV/c.

Mit dem vorgegebenen Strahlimpuls, den Massen der beteiligten Teilchen und dem gemessenen Impuls der Spectatorprotonen lässt sich die Schwerpunktsenergie vollständig bestimmen.

Das bedeutet nach Gleichung 1.3 für die Überschussenergie:

$$Q = \sqrt{s} - m_d - 2m_\pi = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{spec}| - m_d - 2m_\pi. \quad (1.8)$$

1.2.3 Missing-Mass-Verfahren

Bei einem Teilchenbeschleunigerexperiment ist es nicht immer möglich alle an der Reaktion beteiligten Teilchen explizit zu messen. Mit der Kenntnis der Vierervektoren der übrigen Teilchen ermöglicht das Missing-Mass-Verfahren das Rekonstruieren und Identifizieren eines unbekannten Teilchens.

Ausgehend von den Viererimpulsen eines Streuexperimentes mit 2 Projektilen und 3 Ejektilen kann man Gleichung 1.1 nach dem nicht detektierten Teilchen umstellen:

$$\mathbb{P}_5 = \mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3 - \mathbb{P}_4. \quad (1.9)$$

Der Betrag eines Viererimpulses ist lorentzinvariant und entspricht der Ruhemasse des freien Teilchens:

$$|\mathbb{P}_5| = |\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3 - \mathbb{P}_4| = m_5. \quad (1.10)$$

Mit anderen Worten erwartet man bei Reaktionen, bei denen ein Ejektil nicht erfasst wurde, einen Peak an der Stelle seiner Masse. In dieser Arbeit wird das Quadrat der Missing-Mass verwendet (siehe Kapitel 3.1), was für ein nicht detektiertes Pion auf

$$MM_\pi^2 = (\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{spec} - (\mathbb{P}_d + \mathbb{P}_\pi))^2 \quad (1.11)$$

führt.

1.2.4 Dalitz-Diagramme

Ein Dalitz-Diagramm ist ein zweidimensionales Diagramm, bei dem die invarianten Massen zweier Teilchenpaare (oder deren Quadrate) gegeneinander aufgetragen werden. Die invariante Masse für ein oder mehrere Teilchen entspricht dem Betrag des Viererimpulses (vgl. Gleichung 1.10). Das Diagramm gibt Hinweise darauf, wie die Reaktion abgelaufen ist, da bei Zerfällen von Teilchen die Zerfallsteilchen zusammen die gleiche invariante Masse haben wie das Anfangsteilchen. Somit häufen sich die Einträge bei bestimmten Massen und formen charakteristische Massenlinien. So können Zwischenzustände bei Reaktionen identifiziert werden, die nicht vom Detektor selbst erfasst werden können, da sie bereits wieder zerfallen sind. In Abbildung 1.7 ist ein Beispiel einer Reflexion einer Anregung gezeigt, aus der unter anderem ein Deuteron und ein π^+ entstanden sind, die d^* -Resonanz. Bei dem Zerfall $d^* \rightarrow \Delta\Delta \rightarrow d\pi^+\pi^-$ ist dementsprechend eine Linie im Spektrum der invarianten Masse von $d\pi^+\pi^-$ zu erwarten. Mittels der Farbskala wird ersichtlich, bei welchen Massen die Einträge am größten sind.

In diesem Fall wurde nur die invariante Masse von $d\pi^+$ aufgetragen, was durch das fehlende negativ geladene Pion die Verteilung verbreitert. Man sieht immer noch eine deutliche Häufung der invarianten Massen des d und π^+ um $4,6 \text{ GeV}^2/c^4$, was auf einen gemeinsamen Zwischenzustand hindeutet, welcher häufiger bei kleinen invarianten Massen der beiden Pionen auftritt. Der physikalische Hintergrund zu diesem speziellen Phänomen wird im folgenden Kapitel erläutert.

Man kann anhand von Dalitz-Diagrammen Aufschluss darüber bekommen, ob die nachgewiesenen Teilchen Zerfallsprodukte eines Zwischenzustandes sind, da bei einem Teilchenzerfall die invariante Masse unverändert bleibt. Somit ergibt sich eine Häufung der sonst gleichverteilten Einträge.

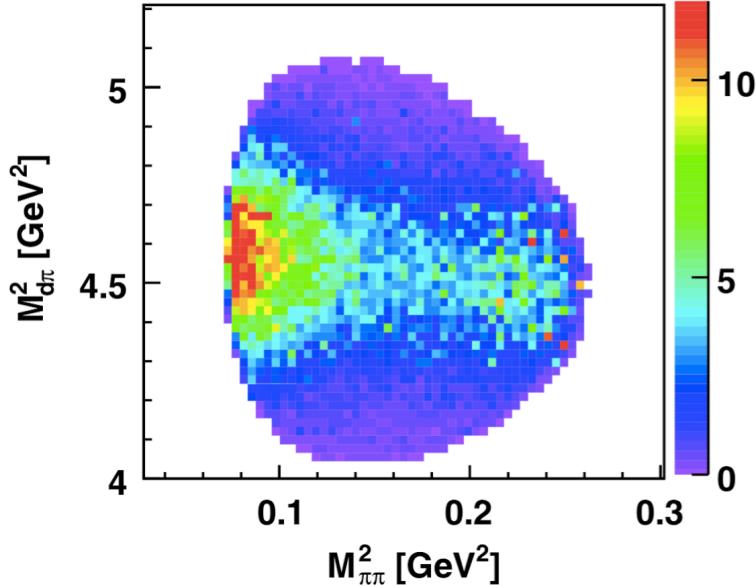


Abbildung 1.7: Dalitz-Diagramm: Auf der Abzisse ist das Quadrat der invarianten Masse von zwei Pionen und auf der Ordinate das von Deuteron und Pion aufgetragen. Die deutlich zu erkennende Häufung ist eine Reflexion einer Anregung die unter Anderem in ein Deuteron und Pion zerfällt. [A⁺13]

1.3 ABC-Effekt

Als ABC-Effekt wird eine lange Zeit ungeklärte Abweichung im gemessenen Spektrum der invarianten Masse der Pionen bei der 2-Pionen-Produktion in Stößen mit leichten Kernen (Proton, Helium) gegenüber dem erwarteten Phasenraumverhalten bezeichnet. Zuerst wurde der Effekt 1960 von Abashian, Booth und Crowe bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ beobachtet, deren Ergebnisse in Abbildung 1.8 zu sehen sind.

Bei fester Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist bei der Produktion eines einzelnen π^0 die Überschussenergie Q größer als bei Entstehung von π^+ und π^- . Dementsprechend sind auch die Helium-Impulse größer und der Peak rechts kann dem π^0 zugeschrieben werden. Ab 1,48 GeV/c setzt die 2-Pionen-Produktion ein und es kommt um 1,4 GeV/c zu der deutlichen Abweichung vom Phasenraum. Dieser Bereich entspricht aufgrund des großen ${}^3\text{He}$ -Impulses kleinen invarianten Massen der Pionen.

Zunächst wurde versucht, das Ergebnis mit Endzustandswechselwirkungen zu erklären [BA63]. Nachdem dieser Ansatz in weiteren Experimenten nicht bestätigt werden konnte, wurde ein Modell vorgeschlagen [BBG⁺73] in dem Anregungen von Δ -Resonanzen und deren Zerfall in Nukleon und Pion für die zusätzlichen Einträge in der invarianten Masse sorgen. Weiter wurde festgestellt, dass bei der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{H} \pi^+ \pi^0$ im Gegesatz zu $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ der ABC-Effekt nicht auftritt. Betrachtet man den Isospin zu

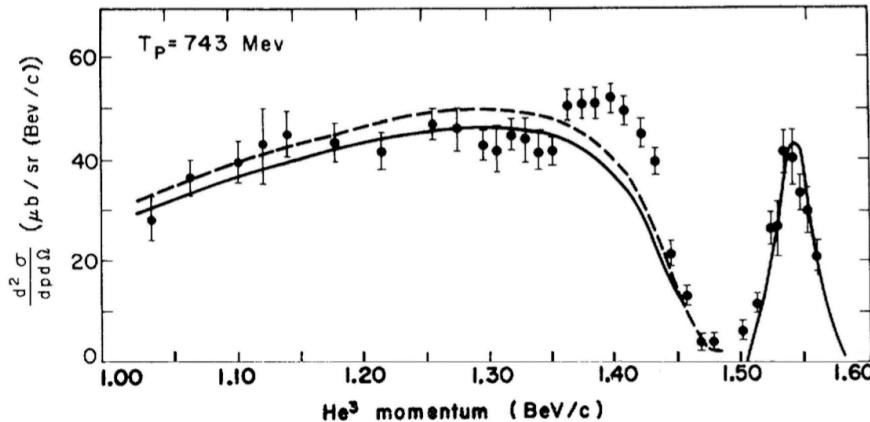


Abbildung 1.8: Erste Beobachtung des ABC-Effektes. Gezeigt ist der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^+ \pi^-$ (Punkte) in Abhängigkeit des ${}^3\text{He}$ -Impulses im Vergleich zu Phasenraumvorhersagen (Linien). [ABC60]

dem die zwei Pionen jeweils koppeln können, erhält man im zweiten Fall mit $I_{\pi^+} = I_{\pi^-} = 1$ nach den Clebsch-Gordan-Koeffizienten $I_{\pi\pi} = 0, 1, 2$ als Möglichkeiten. Da I_p , I_d und $I_{{}^3\text{He}}$ jeweils $1/2$ sind, bleiben nur die Möglichkeiten 0 und 1. Im ersten Fall mit $I_{\pi^+} = 1$ und $I_{\pi^0} = 0$ koppeln sie nur zu $I_{\pi\pi} = 1$. Die Tatsache, dass der Effekt nur bei der zweiten Reaktion zu finden ist, bedeutet, dass der ABC-Effekt nur bei isoskalaren Zwei-Pionen-Reaktionen $I_{\pi\pi} = 0$ auftritt.

2009 wurden schließlich Ergebnisse der ersten exklusiven Messung zum ABC-Effekt veröffentlicht [A⁺09]. Hier konnte mit dem WASA-Detektor erst am CELSIUS Beschleunigerring in Uppsala, dann später 2013 am COSY in Jülich (siehe Kapitel 2.1) mit hoher Statistik die Überhöhung der niedrigen invarianten Massen reproduziert (Abbildung 1.9 links) und der Wirkungsquerschnitt unter anderem der Reaktion $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ bestimmt werden (Abbildung 1.9 rechts).

Durch die Untersuchung der Winkelverteilung des Deuterons konnte auf den zugrundeliegenden Drehimpuls des Zwischenzustandes geschlossen werden, welcher sich zu $J = 3$ ergab. Somit wurden die Eigenschaften, die das Teilchen haben muss, auf $I(J^P) = 0(3^+)$ bestimmt.

Ein solches Teilchen wurde 1989 in einer theoretischen Arbeit von Goldman et al. [GMS⁺89] vorausgesagt. Dabei handelt es sich um ein nicht seltsames Dibaryon, genannt d^* . Es zerfällt in zwei Δ -Resonanzen und diese wieder in Pionen und Nukleonen (siehe Feynman-Diagramm Abbildung 1.10 rechts). Der Peak im Wirkungsquerschnitt (Abbildung 1.9 rechts) bei 2,37 GeV mit einer Halbwertsbreite von ≈ 70 MeV [A⁺13] konnte mit großer Wahrscheinlichkeit mit der d^* -Resonanz identifiziert werden.

Der Anstieg des Wirkungsquerschnittes in Abbildung 1.9 rechts bei 2,5 GeV ist bereits besser verstanden und kann im Modell beschrieben werden. Es

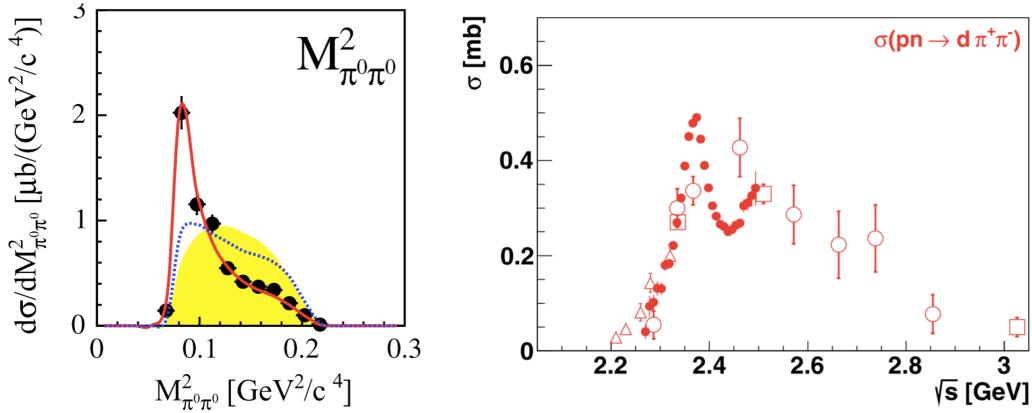


Abbildung 1.9: **Links:** Aufgetragen ist die Ereignisrate gegen das Quadrat der invarianten Masse der beiden π^0 . Zu erkennen ist die deutliche Überhöhung der Messwerte (schwarze Punkte) im Vergleich zum Phasenraum (gelb) bei kleinen invarianten Massen der Pionen. Als Linien sind zwei theoretische Modelle eingezeichnet. [A⁺09] **Rechts:** Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Gefüllte Kreise sind die Messungen mit WASA, leere Kreise und Quadrate sind von früheren Messungen (DESY, Hamburg bzw. JINR, Dubna). [A⁺13]

handelt sich um die Anregung eines Systems aus zwei Δ -Teilchen, welches auch bei isovektoriellen Reaktionen zu beobachten ist (Abbildung 1.10 links).

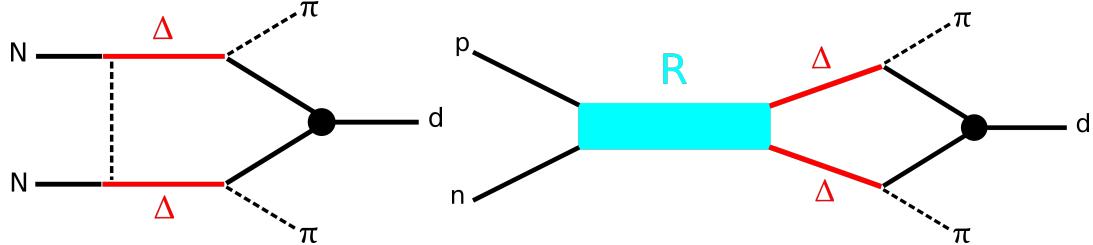


Abbildung 1.10: **Links:** Modellhafte Vorstellung des Ablaufs der isovektoriellen Reaktionen: Feynmann-Diagramm zweier Nukleonen die in Δ -Resonanzen angeregt werden, welche unter Abgabe von zwei Pionen zu einem Deuteron reagieren. **Rechts:** Ablauf der isoskalaren Reaktion: Proton und Neutron bilden eine Zwischenresonanz „R“, die wiederum in zwei Δ -Teilchen zerfällt. Unter Pionenproduktion entsteht ein Deuteron.

2 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben und auf die für die Simulationen verwendete Software eingegangen. Das Experiment, mit dem die Daten aufgenommen wurden, die mithilfe der Simulationen analysiert werden sollen, ist das ANKE-Magnetspektrometer am Beschleunigerring COSY in Jülich.

2.1 Das COoler SYnchrotron - COSY

Das COSY Jülich (Abbildung 2.1) ist ein Ringbeschleuniger und Speicher-Ring (Synchrotron), der hochpräzise Strahlen mit Impulsen im Mittelenergiebereich von $300\text{ MeV}/c$ bis $3,7\text{ GeV}/c$ aus Protonen oder Deuteronen liefert [M⁺97]. Die Genauigkeit des Strahls wird durch die namensgebende Strahlkühlung gewährleistet, womit gemeint ist, dass die Abweichung des Strahls von seiner Sollbahn reduziert wird, welche als Wärmebewegung der Teilchen verstanden werden kann. Damit kann die Ungenauigkeit des Impulses verringert werden, sodass die Schwankung der Schwerpunktsenergie für die jeweiligen Experimente so gering wie möglich gehalten wird. Erreicht werden Werte von $\Delta p/p=10^{-4}$ [Gos08], eine Größenordnung geringer als ohne Kühlung. Dazu können zwei unterschiedliche Mechanismen bei verschiedenen Strahlimpulsen verwendet werden:

Bis $0,64\text{ GeV}/c$ Strahlimpuls findet die Elektronenkühlung Verwendung. Bei dieser wird ein Elektronenstrahl erzeugt, dessen Teilchen die gleiche Geschwindigkeit wie die Teilchen des zu kühlenden Strahls haben und deren Verteilung der Geschwindigkeit sehr scharf ist. Auf gerader Strecke wird der Elektronenstrahl eingekoppelt und wechselwirkt stärker durch Stöße mit den Teilchen, die nicht die gleiche Richtung und Geschwindigkeit haben. Damit wird Impuls übertragen, der Teilchenstrahl gekühlt und die Impulsverteilung schärfer, bevor der Elektronenstrahl wieder aufgefangen wird.

Bei Strahlimpulsen ab $1,5\text{ GeV}/c$ kann die stochastische Kühlung verwendet werden, welche wie ein klassischer Regler funktioniert. Hierbei wird mit einer Elektrode die Abweichung des Strahls senkrecht zur Flugrichtung vom Sollwert bestimmt und diese mit einem elektrischen Feld auf der gegenüberliegenden Seite des Beschleunigers korrigiert.

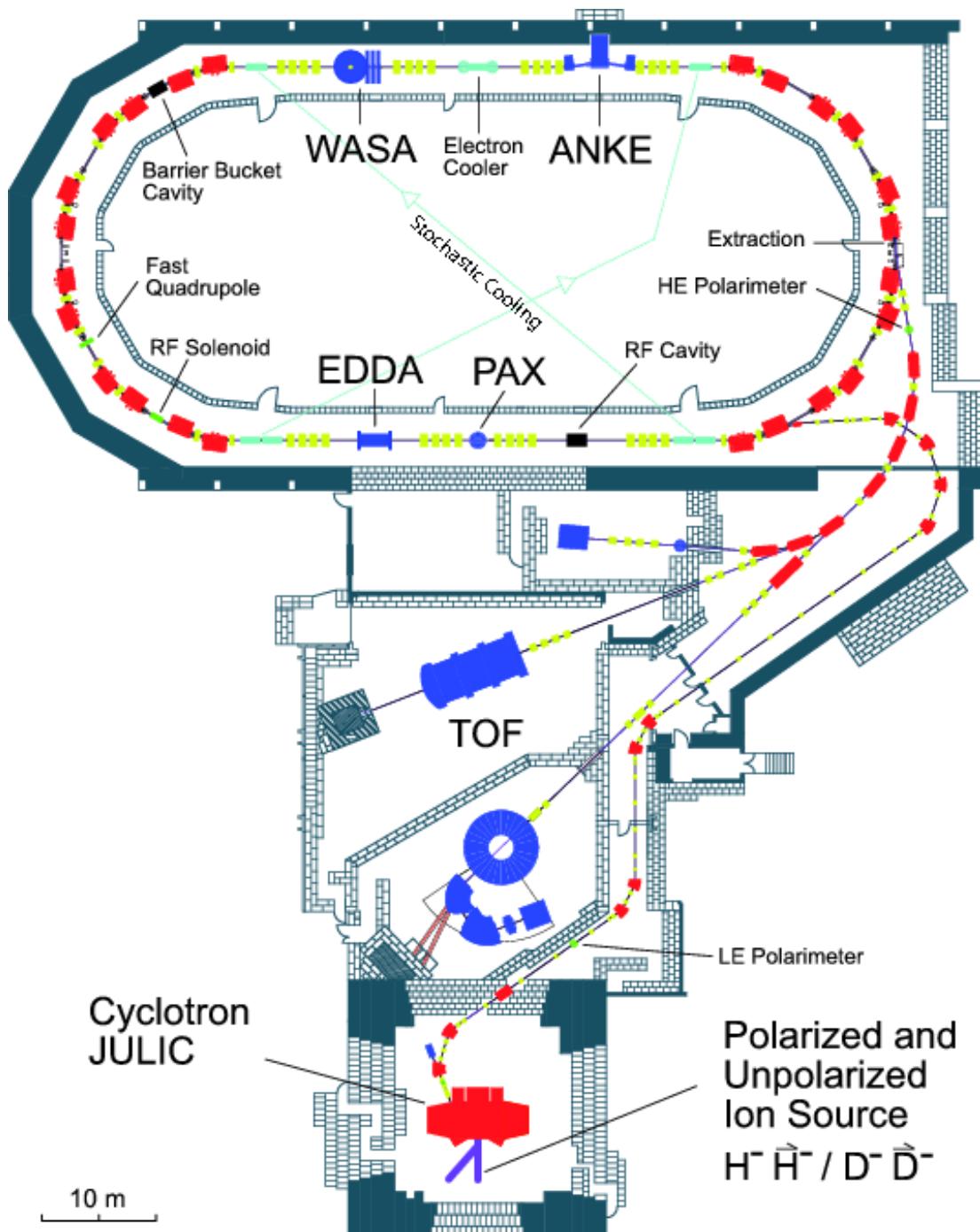


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Ringbeschleunigers COSY. Negative Ionen werden im Zyklotron JULIC vorbeschleunigt. Es gibt im Ring eingebaute (interne) Experimente wie WASA, ANKE oder PAX und externe, wie TOF. Eingezeichnet ist die stochastische Kühlung. [G⁺09]

Der gesamte Ring hat einen Umfang von 184 m mit zwei geraden Teilstücken von 40m Länge. In den Halbkreisen sorgen jeweils 12 Dipolmagnete (rot) für die Ablenkung des Strahls und 56 Quadrupolmagnete (gelb) halten den Strahl fokussiert.

Erzeugt und vorbeschleunigt wird der Teilchenstrahl im Zyklotron JULIC. Dort werden die negativ geladenen Ionen H^- und D^- auf Energien von 45 bzw. 90 MeV beschleunigt und passieren vor dem injizieren in das Strahlrohr eine Kohlenstofffolie, mit der die Elektronen abgestreift werden. Den Strahl nutzen verschiedene Experimente, wobei zwischen Externen und Internen unterschieden wird. Bei externen Experimenten, wie zum Beispiel TOF es war, wird der Strahl aus dem Ring extrahiert, bevor er ein Target trifft, und kann dementsprechend nach der Wechselwirkung nicht wieder zurückgeführt werden. Bei internen Experimenten, wie ANKE, WASA oder PAX, trifft der Synchrotronstrahl direkt auf ein Target. Dort wechselwirkt ein Teil des Strahls, während der Rest unbeeinflusst weiter zirkuliert.

2.2 Das ANKE-Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer ANKE [B⁺01] („Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles“, Abbildung 2.2) ist ein internes Experiment am Teilchenbeschleuniger COSY. Es wurde primär zur Untersuchung von Mesonen konzipiert. In der Vergangenheit wurden dort speziell Reaktionen untersucht, bei denen Kaonen entstehen oder auch Hochpräzisionsmessungen zur η -Masse durchgeführt [Gos13].

Mittels des D1 Magneten wird der COSY-Strahl auf das Target gelenkt. Dort finden die Kernreaktionen statt bei denen die entstandenen Teilchen einen Impuls haben, der größtenteils in Strahlrichtung zeigt.

Der D2 Magnet gibt dem ANKE-Aufbau seinen Beinamen als Magnetspektrometer, da er durch sein Magnetfeld für die Ablenkung von Teilchen entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses sorgt. Er ist beweglich, sodass seine Position zur Maximierung der Akzeptanz angepasst werden kann. Positiv geladene Teilchen werden in der Abbildung nach unten abgelenkt und landen bei großen Massen oder Impulsen im Vorwärtsdetektor und bei kleinen Impulsen im Positivsystem. Negativ geladene Teilchen werden dementsprechend nach oben abgelenkt und können im Negativsystem detektiert werden. Die Maximale Strahlablenkung bei einem Magnetfeld von 1,57 T liegt bei 10,6°. In dieser Strahlzeit wurde ein Winkel von 8,9° eingestellt. Für einige Messungen steht zusätzlich der Spectatordetektor zur Verfügung, der sich seitlich direkt am Vertexpunkt befindet. Er ist parallel zur Strahlrichtung („z-Richtung“) in 10 mm Schritten verschiebbar. Der Großteil des Detektors liegt bei dieser Strahlzeit in z-Richtung vor dem Target, was es ermöglicht, rückwärtsgestreute Teilchen zu detektieren.

Der D3 Magnet sorgt anschließend für die Rückführung des Strahls in den Beschleunigerring.

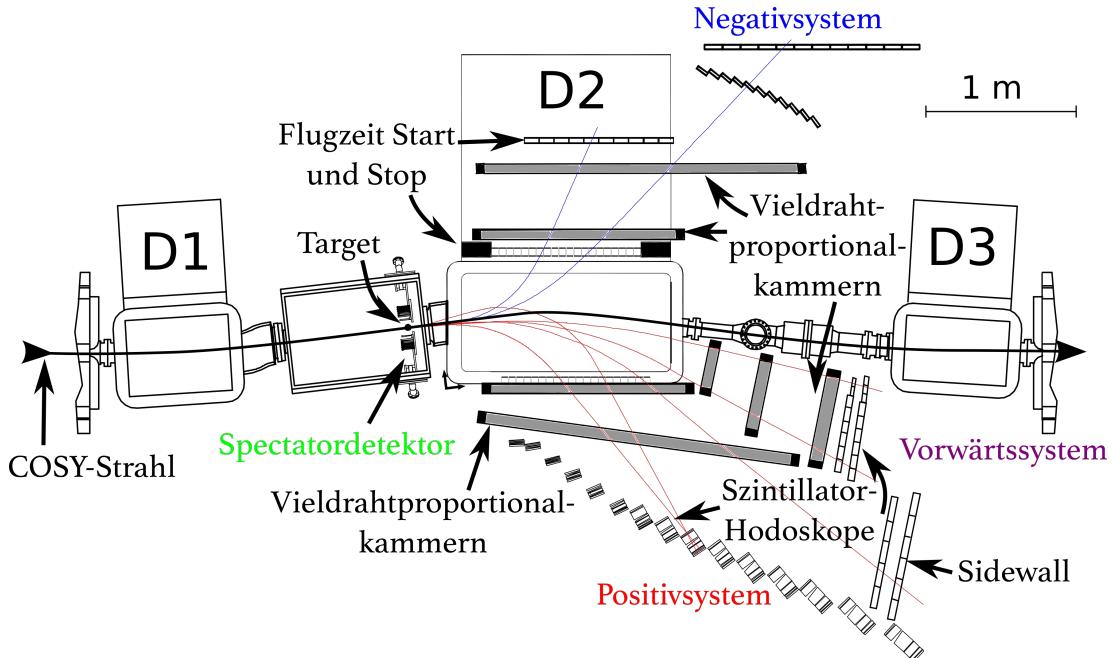


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des ANKE Aufbaus. Die Magnete zur Strahlablenkung sind eingezeichnet sowie die einzelnen Detektorsysteme mit ihren jeweiligen Bestandteilen. Ebenso ist das Target und die dahinterliegende Streukammer gezeigt.

Als Target wird ein Cluster-Jet-Target [KLQ⁺99] verwendet, das an der Uni Münster entwickelt und unter ihrer Anleitung gebaut wurde. Eigenschaften wie Targetdichte und Divergenz wurden für diesen Aufbau optimiert. Mit höherer Dichte steigt einerseits die Luminosität, andererseits soll der Strahl nicht zu viel Energie verlieren. Mögliche Werte für das Cluster-Jet-Target liegen im Bereich von $10^{13} - 10^{15}$ Teilchen /cm² bei einer Ausdehnung des Strahls von ca. 5 mm bei dieser Strahlzeit. Als Targetmaterial können Wasserstoff und Deuterium verwendet werden.

Ein Trigger sorgt dafür, dass nur bestimmte detektierte Events auch abgespeichert werden. Sie sind nötig, da die Ereigniszahlen bei Teilchenbeschleunigerexperimenten so hoch sind, dass schnell große Datenmengen verarbeitet und gespeichert werden müssen. In dieser Strahlzeit wurde unter anderem ein Trigger verwendet, bei dem ein Teilchen im Vorwärtsdetektor detektiert wird muss und gleichzeitig zwei Lagen im Spectatordetektor getroffen werden müssen.

2.2.1 Das Vorwärtsdetektorsystem

Im Vorwärtsdetektorsystem („Fd-System“) können positiv geladene Teilchen mit großem Impuls oder großer Masse detektiert werden. Bei der in dieser Arbeit betrachteten Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ sind das die Deuteronen.

Das Fd-System (Abbildung 2.3) besteht aus einer Driftkammer, zwei Vieldrahtproportionalkammern und zwei Szintillatorhodoskopen.

Die Driftkammer und die Vieldrahtproportionalkammern sind jeweils mit Kathoden- und Anodendrähten durchzogen und mit einem Gas gefüllt. Durchqueren hochenergetische, geladene Teilchen dieses Gas, hinterlassen sie eine Ionisationsspur. Deren Ladungsträger lösen eine Ionisationslawine in dem elektrischen Feld zwischen Kathoden- und Anodendrähten aus, was als Signal gemessen werden kann. So kann einem Ereignis ein Ort zugewiesen werden.

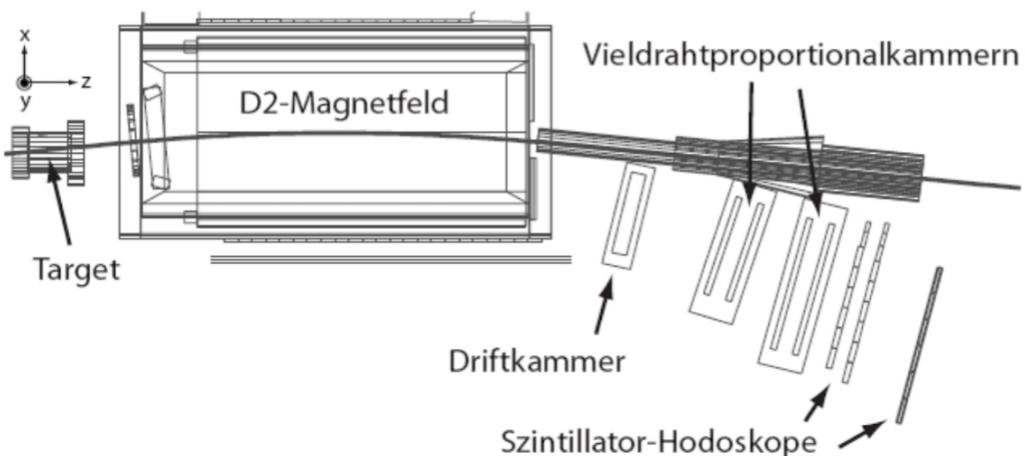


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektorsystems. Die im Target erzeugten Teilchen werden durch den D2 Magneten abgelenkt und können von der Driftkammer, den Vieldrahtproportionalkammern und den Szintillator-Hodoskopen detektiert werden. [Gos08]

Aufgrund des Aufbaus der Driftkammer aus vertikalen Drähten in drei Schichten ist es damit möglich Aussagen über die Position in $x-z$ -Richtung zu treffen. Die Auflösung liegt hier bei $200 \mu\text{m}$. Die Vieldrahtproportionalkammern sind aus zwei vertikalen und zwei horizontalen Drahtebenen aufgebaut und die Kathodenstreifenebenen sind im 18° verkippt. Die Ortsauflösung liegt hier bei 1 mm . Die z -Komponente wird also drei Mal

gemessen um die relative Unsicherheit zu verringern, da sie den größten Teil des Impulses trägt. Zusätzlich kann mit der Bestimmung der Trefferposition in der $x - z$ -Ebene und der durch den Magneten verursachten Krümmung der Vertexpunkt rekonstruiert werden.

Die Genaugkeit bei der Bestimmung des Impulses aufgrund der Auflösung wurde auf etwa 1% bestimmt [Gos08].

In Flugrichtung hinter den Vieldrahtproportionalkammern stehen Szintillator-Hodoskope, mit denen der Energieverlust von Teilchen und die Flugzeit gemessen werden kann. Für das Vorwärtssystem stehen 2 Lagen mit 8 beziehungsweise 9 Plastiksintillatorlatten zur Verfügung. Dabei ist die zweite Lage gegenüber der ersten versetzt. Zusätzlich wurde die „Sidewall“ mit weiteren 6 Szintillatorlatten in einer Lage hinzugestellt. Diese ist ursprünglich Teil des Positivsystems und kann je nach Bedarf zum Vorwärtssystem hinzugefügt werden.

Treffen geladene Teilchen auf einen Szintillator, können sie die Moleküle des Materials unter Abgabe von Energie anregen, welche dann diese Energie in Form von Licht wieder emittieren. Dieser Lichtblitz wird an den Enden der Latten mit einem Photomultiplier detektiert und als Signal weitergeleitet. Der Energieverlust ΔE korrespondiert mit der Stärke des Signals.

Mittels des Energieverlusts können Teilchen identifiziert werden. Der Energieverlust ΔE ist über die Bethe-Bloch-Formel proportional zu $1/\beta^2$. Wegen $E^2 = m^2 + p^2$ sind schwere Teilchen bei gleicher Ausgangsenergie langsamer. Trägt man den Energieverlust gegen den Impuls des Teilchens auf, erhält man dementsprechend eine Bandstruktur für jede beteiligte Teilchenart. Die Bänder der schweren Teilchen liegen über denen der leichten. Durch Cuts in diesen Spektren können die Teilchensorten voneinander getrennt werden.

2.2.2 Das Negativ- und Positivdetektorsystem

Das Negativdetektorsystem (Abbildung 2.4) dient dem Nachweis von negativ geladenen Teilchen mit geringem Impuls. Das entspricht bei der hier betrachteten Reaktion den π^- . Auch hier stehen, wie im Vorwärtssystem, zwei Vieldrahtproportionalkammern für die Impulsrekonstruktion zur Verfügung. Zusätzlich kann mit Start- und Stopszintillatoren, direkt am Austrittsfenster und in ca. 80 cm Entfernung, die Flugzeit hochpräzise gemessen werden. Dies bietet eine verlässliche Möglichkeit zur Teilchenidentifikation. Ebenso kann der Energieverlust in den Szintillatoren, analog zum Vorwärtsdetektor, gemessen werden. Aus Platzgründen sind die 20 Szintillatorlatten vom Stopcounter zweigeteilt.

Das Positivsystem ist ähnlich aufgebaut. Auch hier werden Vieldrahtproportionalkammern zur Impulsrekonstruktion verwendet und Plastiksintillatoren für den Energieverlust. In gleicher Weise wie beim Negativsystem

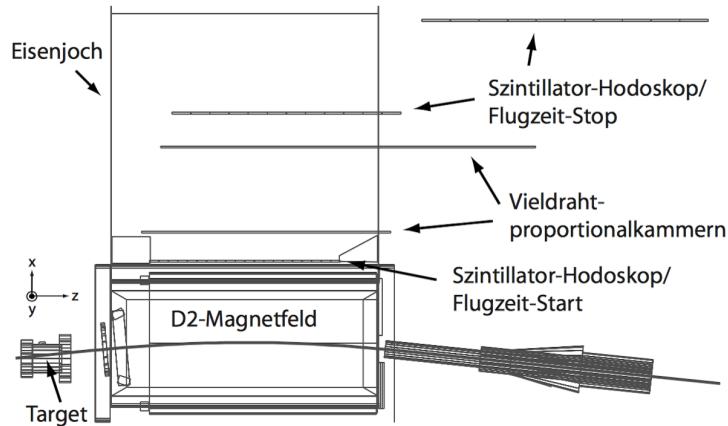


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Negativsystems von ANKE. Zu sehen sind Start- und Stop-Hodoskoplagen zur Flugzeitbestimmung, die gleichzeitig zur Bestimmung des Energieverlustes dienen. Ebenso sind die Vieldrahtproportionalkammern zur Impulsrekonstruktion abgebildet. Abgelenkt werden die am Target erzeugten Teilchen durch den D2 Magneten. [Mie07]

kann die Flugzeit zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Die Ungenauigkeit in der Impulsrekonstruktion liegt bei ca. 3%.

2.2.3 Der Spectatordetektor

Da in der Auswertung der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ ein Pion aus den übrigen Teilchen rekonstruiert werden soll, ist es nötig den Viererimpuls des Spectatorprotons möglichst genau zu messen. Dazu werden zwei Halbleiterdetektorsysteme genutzt, die direkt neben dem Vertexpunkt angebracht sind (Abbildung 2.5). Dabei handelt es sich um so genannte Silicon Tracking Telescopes („STT“) [Mus07], die jeweils drei Lagen im Abstand von 2,8 cm, 4,8 cm und 6,2 cm vom Strahl besitzen. Die ersten beiden Lagen sind 6,6 cm x 5,2 cm groß und in 151 x 64 Segmente unterteilt um die Trefferposition in y - und z -Richtung bestimmen zu können. Sie sind 69 μm bzw. 300 μm dick, um möglichst auch die Teilchen mit geringer kinetischer Energie durchzulassen. Die dritte Lage ist 5 mm dick, enthält 64 x 64 Segmente und dient hauptsächlich dazu, die Teilchen komplett zu stoppen, um den Gesamtenergieverlust bestimmen zu können. Eine derartige Dicke wird besonders für die Deuteronen der elastischen Streuung zur Normierung benötigt.

Ein STT ist eine Diode mit einer positiv (p) und einer negativ (n) dotierten Siliziumschicht. Ein geladenes Teilchen kann, abhängig von seiner Energie, Elektron-Loch-Paare erzeugen. Durch die am pn-Übergang

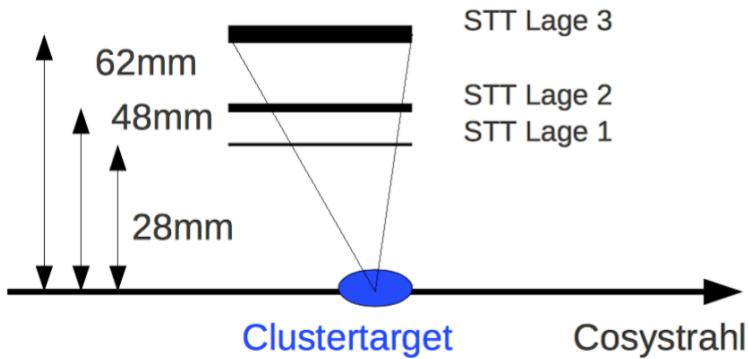


Abbildung 2.5: Schematische Aufsicht auf den Spectatordetektor mit den 3 Lagen und deren Abstände zum Vertexpunkt. [Sch12]

herrschende Spannung wandern die erzeugten Ladungen entsprechend ihres Vorzeichens zu den Polen der Diode und erzeugen ein Signal proportional zu der deponierten Energie. Im Ruhezustand liegt an jedem Segment ein Spannungswert an („Pedestal“), der sich bei einem Treffer ändert. Zur Auswertung muss um die Höhe des Pedestals korrigiert werden. Trotz des Rauschens dieses Basiswertes erreicht die Auflösung des Energieverlustes $\Delta E \approx 160 \text{ keV FWHM}$. Für die Bestimmung der Spur eines Teilchens sind zwei Treffer in verschiedenen Lagen vonnöten. Die Unsicherheit des Polarwinkels beträgt $\Delta \theta \approx 3,5^\circ$, hauptsächlich bedingt durch Kleinwinkelstreuung. Ähnlich verhält sich die Unsicherheit in azimuthaler Richtung.

2.3 Software

Für die Konzeption von Teilchenbeschleunigerexperimenten ist es nötig, neben der guten Kenntnis der zu erwartenden Physik, sie möglichst genau in Simulationen nachzubilden und so zu überprüfen, ob das gewünschte Ergebnis erhalten werden kann. Die hier verwendete Software benutzt „Pluto“ als Eventgenerator und Geant4 um die physikalischen Prozesse in den Detektoren zu simulieren. Beide Programme sind auf ROOT aufgebaut, was kurz vorgestellt werden soll.

2.3.1 ROOT

Das auf C++ basierende Programmpaket ROOT [Bru97] wurde am CERN für die Datenverarbeitung und -analyse in der Teilchenphysik entwickelt. Es enthält C++-Klassen und Bibliotheken, die unter anderem das Auslesen

von Daten erleichtern, Möglichkeiten zur effizienten Speichernutzung bieten und auch eine graphische Oberfläche zur Darstellung zum Beispiel in Histogrammen zur Verfügung stellen. Alle für die Simulationen zu dieser Arbeit benutzten Programme nutzen das ROOT-Dateiformat zum Speichern der Ergebnisse.

2.3.2 Pluto

Das Programm „Pluto“ [FFC⁺⁰⁷] dient als Eventgenerator für die Ereignisse, die später analysiert werden sollen. Es benutzt Monte-Carlo-Algorithmen für die Bestimmung der Impulsverteilungen in vorgegebenen Reaktionen. Daher sind sie im Phasenraum zunächst gleichverteilt, soweit kein Wirkungsquerschnitt explizit implementiert wurde. Ebenso ist es möglich, Spectatorreaktionen zu simulieren, bei denen die Verteilung des Fermiimpulses in den entsprechenden Modellen berücksichtigt wird.

2.3.3 AnkeGeant4

Ebenfalls auf C++ basierend und am CERN entwickelt ist das Programm-Paket Geant4 [A⁺⁰³], dem aktuellen Teil der Geant-Reihe (**G**eometry **A**nd **T**racking), die das Verhalten von Teilchen in Materie simuliert. Für jedes Experiment muss der Aufbau im Programm nachgebaut werden. Dazu stehen geometrische Formen zur Verfügung, die aus einem bestimmten Material bestehen und an einem Ort in der virtuellen Experimentierhalle platziert werden. Trifft ein Teilchen auf ein Objekt, gibt es eine bestimmte Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung. Diese ist abhängig von dem Teilchen (Art, Impuls), von der Natur der Wechselwirkung und vom Material des Objekts. Es wird mit Monte-Carlo-Methoden in kleinen Abständen bestimmt, ob die Wechselwirkung, wie zum Beispiel ein Energieverlust, stattgefunden hat.

Als Input werden die von Pluto generierten Ereignisse genommen und der Output wird in eine ROOT-Datei geschrieben, welche wie real gemessene Daten analysiert werden kann.

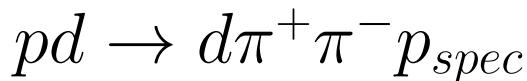
Für das ANKE-Experiment stand die Implementierung, genannt ANKE-Geant4 [Mus04], schon zur Verfügung.

2.3.4 Reconstruction

Zur Analyse der von ANKEGeant4 erzeugten Daten, sowie auch realer Daten, steht die in Münster entwickelte „Reconstruction“ zu Verfügung. Sie ist eine C++-Bibliothek, die viele Klassen und Module zur Vereinfachung

der Analyse enthält. Dabei wird die Möglichkeit der Vererbung genutzt, was es Benutzern ermöglicht die gleichen Basisklassen zu nutzen und weitere Unterklassen zu schreiben, die auf das jeweilige Problem angepasst sind.

3 Simulationen zur Reaktion



Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten sind bei einer Strahlzeit zur Messung der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{spec}$ im Februar 2013 aufgenommen worden. Dort stand die Untersuchung der schwellennahen Produktion von η -Mesonen im Vordergrund. Mit der Auswertung der Daten soll der totale und differenzielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden und ausgehend davon Aufschluss über die Wechselwirkung zwischen η -Meson und Nukleon erhalten werden.

Neben der η -Produktion finden noch weitere Reaktionen statt, die unter bestimmten Gesichtspunkten von Interesse sind. Die Hauptkomponente des Untergrundes bei der Entstehung von η -Mesonen ($m_\eta = 547, 862 \text{ MeV}/c^2$) ist die Mehrpionenproduktion, da Pionen eine geringere Ruhemasse haben. Aus dem Grund, dass die Detektorsysteme von ANKE nicht den gesamten Phasenraum für die Mehrpionenproduktion abdecken, und Parameter, wie der Strahlimpuls, für die Untersuchung der Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{spec}$ optimiert wurden, ist eine umfangreiche Akzeptanzkorrektur vonnöten. Mit dieser wird berücksichtigt, dass nicht alle Ereignisse, die stattfinden, auch detektiert werden können. Sie wird anhand von Simulationen bestimmt, wofür diese Arbeit eine Grundlage bieten soll. Bei vorgegebener Reaktion und Geometrie des experimentellen Aufbaus wird zwischen den detektierten (akzeptierten) Ereignissen und allen stattfindenden unterschieden. Aus dem Quotient dieser beiden Zählraten lässt sich dann die Akzeptanz bestimmen. Im Folgenden Kapitel wird, ausgehend von Ausführungen zur Identifikation der Reaktion, die Akzeptanz energie- und winkelabhängig berechnet. Damit können Abschätzungen über die Gesamtzählrate getroffen werden. Ferner wird evaluiert, welche Erkenntnisse aus der Analyse der Daten gewonnen werden können, zum Beispiel in Hinblick auf den ABC-Effekt.

3.1 Bestimmung der Akzeptanz

Zunächst soll die Akzeptanz des ANKE-Experiments für die Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ bestimmt werden. Dazu werden jeweils die Zählraten der tatsächlich detektierbaren durch die aller generierten Ereignisse geteilt.

Die Ergebnisse lassen sich in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie beziehungsweise der Überschussenergie darstellen. Nach Gleichung 1.7 gilt für die Schwerpunktsenergie mit dem Proton des Strahls und dem Neutron als Target unter Vernachlässigung der Fermibewegung des Neutrons:

$$\sqrt{s} = |\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_n| \quad (3.1)$$

$$\Leftrightarrow s = \left(\frac{E_p + E_n}{\vec{p}_p + \vec{p}_n} \right)^2 = (E_p + E_n)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_n)^2 \quad (3.2)$$

Hier werden die Teilchen im Anfangszustand betrachtet, da deren Impulse mit dem Strahlimpuls $|\vec{p}_p|$ und $|\vec{p}_n| = 0$ vorgegeben sind. Mit Gleichung 1.8 und den Massen von Proton, Neutron, Deuteron und geladenem Pion erhält man über die relativistische Energie-Impulsbeziehung $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$

$$\sqrt{s} = 2,462 \text{ GeV und} \quad (3.3)$$

$$Q = 0,309 \text{ GeV für } |\vec{p}_p| = 2,09 \text{ GeV}/c, \quad (3.4)$$

$$\sqrt{s} = 2,518 \text{ GeV und} \quad (3.5)$$

$$Q = 0,365 \text{ GeV für } |\vec{p}_p| = 2,25 \text{ GeV}/c. \quad (3.6)$$

Aufgrund des Fermiimpulses des Neutrons ist eine Verteilung der Energien um diese Punkte zu erwarten.

Um die Reaktion eindeutig identifizieren zu können, müssen drei der vier Teilchen detektiert worden sein; ein Deuteron im Vorwärtsdetektor, ein Proton im Spectatordetektor und entweder ein π^+ im Positiv- oder ein π^- im Negativsystem. Da für die Strahlzeit ein Trigger verwendet wurde, der jeweils einen Treffer im Vorwärts- und Spectatordetektor fordert, ist diese Bedingung bis auf die Pionen vorgegeben. Das jeweils fehlende Pion kann rekonstruiert werden, da die Viererimpulse der anderen Teilchen vollständig gemessen wurden.

Damit ein Proton im Spectatordetektor rekonstruiert werden kann, muss es eine Mindestenergie von 2,5 MeV haben, um nicht seine gesamte Bewegungsenergie in der ersten Detektorlage zu verlieren und die zweite Lage ebenfalls zu treffen. Ein Treffer in zwei Lagen ist aus mehreren Gründen wichtig: Zum einen erleichtern zwei Treffer in einem Detektor die Impulsrekonstruktion, da dies nun unabhängig vom Vertexpunkt möglich ist. Zum anderen ermöglicht es die Teilchen zu identifizieren. Trägt man, ähnlich wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, die Energieverluste der einzelnen Lagen ΔE_1 und ΔE_2 gegeneinander auf, erhält man Bänderstrukturen, die den jeweiligen Teilchensorten zugeordnet werden können. Da der Trigger auf Treffer in zwei Lagen des Spectatordetectors bei der Aufnahme der realen Daten benutzt wurde, ist es nötig ihn auch in den Simulationen zu implementieren.

Die Reaktion $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$, bei der das Proton direkt am gesamten

Deuteron gestreut wird, trägt die gleiche Signatur, was die Forderung bezüglich der Treffer in den jeweiligen Detektoren betrifft. Der Unterschied liegt jedoch in der Impulsverteilung, welche die Protonen annehmen können. Diese liegen im Mittel bei der direkten Streuung am Deuteron höher, da beim Stoß Energie ausgetauscht wird und das Proton einen Anteil davon wegträgt, während im Fall der Spectatorreaktion das Teilchen lediglich den Fermiimpuls besitzt. Somit birgt der Impuls des Protons die Möglichkeit, die beiden Reaktionen voneinander zu trennen. Ein Schnitt („Cut“) bei $120 \text{ MeV}/c$ im Impulsspektrum beinhaltet den Großteil der Ereignisse der gewünschten Reaktion und nur einen Bruchteil der direkten Streuung (Abbildung 3.1). Die $120 \text{ MeV}/c$ Impuls entsprechen 8 MeV kinetischer Energie, was genug ist, um die dritte Lage zu erreichen.

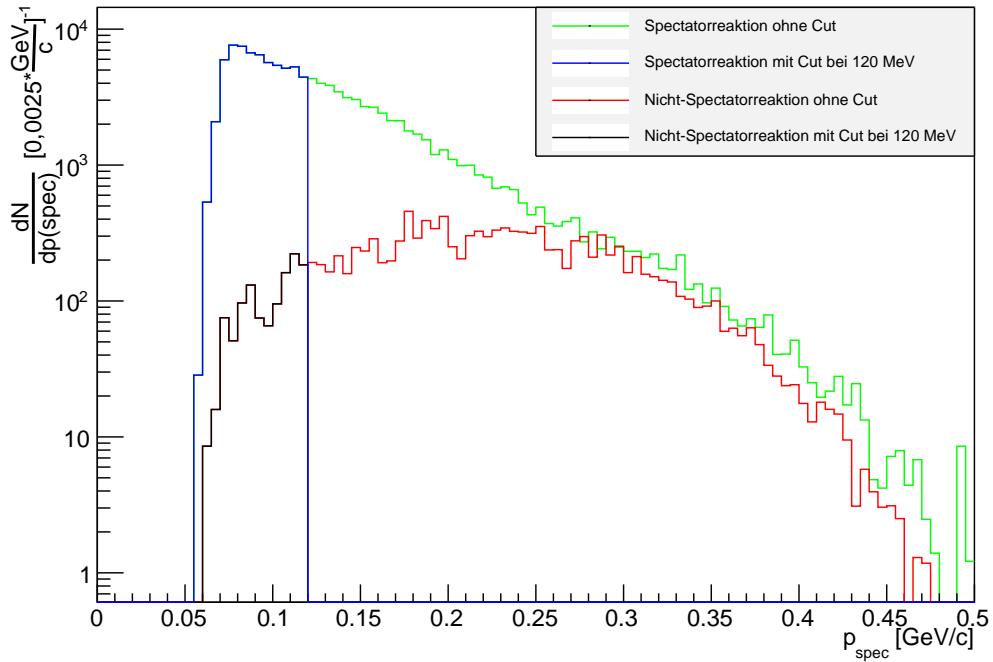


Abbildung 3.1: Vergleich der Verteilungen des Protonimpulses p_{spec} im Spectatordetektor in logarithmischer Darstellung; Spectatorreaktion und direkte Streuung am Deuteron mit und ohne Schnitt bei $120 \text{ MeV}/c$ ausgehend von der gleichen Anzahl simulierter Ereignisse unter Berücksichtigung der Akzeptanz.

Wie in den theoretischen Grundlagen erwähnt, liegt das Maximum des Fermiimpulses bei $40 \text{ MeV}/c$. Mit dem Cut auf die $2,5 \text{ MeV}$ kinetischer Energie fällt der Teil kleiner Impulse weg, weshalb die Spektren jeweils bei $p_{spec} = 55 \text{ MeV}/c$ beginnen. Der Verlauf bei der Spectatorreaktion zeigt

den erwarteten exponentiellen Abfall zu größeren Impulsen und die direkte Streuung hat ihr Maximum erst um $200 \text{ MeV}/c$.

Auch mit den erwähnten Cuts ist eine eindeutige Identifikation in realen Daten nicht immer möglich. Das Missing-Mass-Verfahren ermöglicht eine quantitative Aussage darüber, inwiefern die gewünschte Reaktion von Untergrundreaktionen getrennt werden kann.

In Simulationen würde man bei Betrachtung einer einzelnen Reaktion einen scharfen Peak an der Stelle der Masse des rekonstruierten Teilchens erhalten. Eine Verschmierung der Impulse wird implementiert, um die begrenzte räumliche Auflösung der Detektoren zu berücksichtigen. Damit erhalten die Peaks eine Breite und verlaufen gaußförmig. Die Unsicherheiten durch die Auflösungen der ANKE-Detektoren sind in Kapitel 2.2 beschrieben. Daher kann es auch vorkommen, dass kleine Werte des Missing-Mass-Quadrates, wie etwa bei der Masse eines Pions gegeben, auflösungsbedingt im negativen Bereich rekonstruiert werden. Nimmt man die Wurzel dieses Wertes, werden die Einträge von ROOT ins Positive gespiegelt, was zu unphysikalischen Ergebnissen führen kann. Aus dem Grund lässt man das Quadrat der Missing-Mass stehen und erhält kontinuierliche Verteilungen mit negativen Einträgen.

Gleichzeitig finden weitere Reaktionen statt, welche die gleiche Signatur mit einem Treffer im Vorwärts- und Spectatordetektor und einem im Positiv- oder Negativsystem besitzen. Am wahrscheinlichsten sind, aufgrund des Strahlimpulses und der Erhaltung der Strangeness (hier $S=0$), Reaktionen, bei denen weitere Pionen und η -Mesonen entstehen. Die η -Mesonen sind deshalb relevant, weil sie in Pionen zerfallen. In Abbildung 3.2 sind die 3 häufigsten Untergrundreaktionen nach Gleichung 1.11 ausgewertet: 3-Pionenproduktion und η -Zerfälle.

Zu erkennen ist deutlich der Peak der Hauptreaktion bei dem Massenquadrat eines geladenen Pions von $0,019 \text{ GeV}^2/c^4$. Während die Akzeptanz von ANKE für die einzelnen Reaktionen berücksichtigt wurde, sind Wirkungsquerschnitte nicht bekannt. Ergebnisse aus Arbeiten zu ähnlichen Reaktionen, zum Beispiel $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+\pi^-$, weisen darauf hin, dass die Dreipionenproduktion um eine bis drei Größenordnungen gegenüber der Zweipionenproduktion unterdrückt ist [Mie07]. Der Übersicht halber wurde hier das Verhältnis 1/3 gewählt. Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist aufgrund von Paritäts- und Drehimpulserhaltung nicht erlaubt. Generell haben die η -Zerfälle eine geringere Akzeptanz der ANKE-Detektoren als die direkte Pionenproduktion. Zusätzlich ist der Zerfall in drei Pionen sechs Mal wahrscheinlicher als der in zwei Pionen und ein Photon.

Prozesse, bei denen zwei oder mehr Teilchen nicht detektiert werden, haben eine breitere Verteilung, da die Impulse beliebige Richtungen zu einander einnehmen können.

Im Bereich des Peaks der Hauptreaktion von -0,1 bis $0,1 \text{ GeV}^2/c^4$ tragen die Untergrundreaktionen nur zu einem geringen Teil bei, was bedeutet,

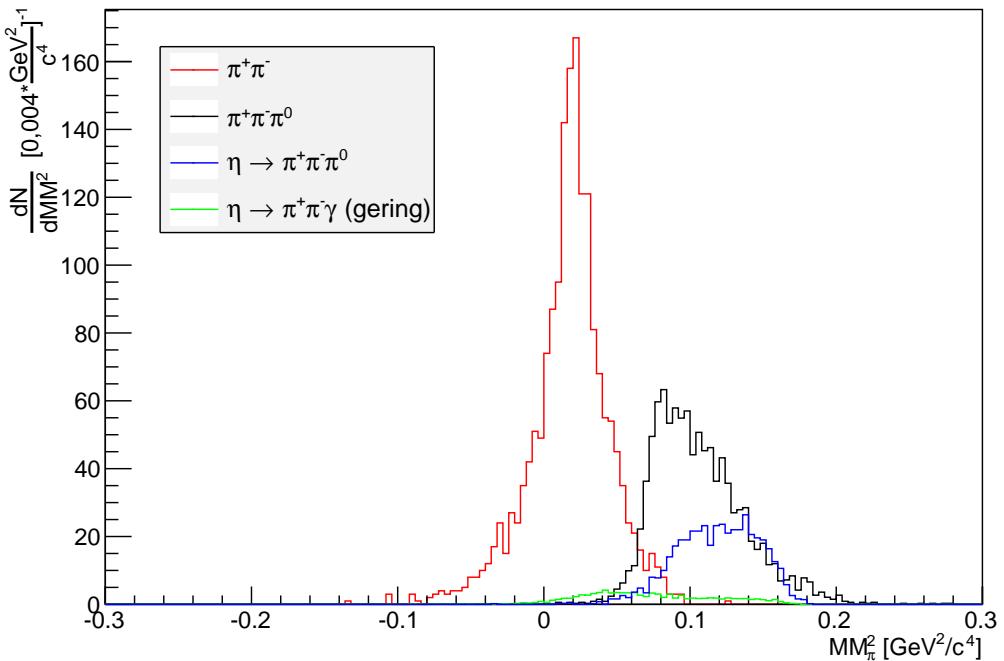


Abbildung 3.2: Verteilungen des Quadrates der Missing-Mass verschiedener Reaktionen. In rot der Peak der Hauptreaktion bei der Masse eines geladenen Pions ($(0,139 \text{ GeV}/\text{c}^2)^2 = 0,019 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$) mit einer von der Auflösung der Detektoren abhängigen Breite. In anderen Farben die häufigsten Untergrundreaktionen unter Berücksichtigung der Verhältnisse untereinander und der Akzeptanz von ANKE.

dass die Reaktion sich gut vom Untergrund trennen lässt, vorausgesetzt die Dreipionenproduktion hat den erwarteten geringen Anteil. Mit der erlangten Kenntnis der Positionen der Missing-Mass-Verteilungen der Dreipionenproduktion zum Beispiel, kann in der Analyse der realen Daten eine Aussage über deren Verhältnis zueinander getroffen werden. Damit ist eine Untergrundbereinigung für die Hauptreaktion möglich.

Mit der Signatur der drei detektierten Teilchen und den Treffern in zwei Lagen des Spectatordetektors mit einem Impuls $\leq 120 \text{ MeV}/c$ kann die Anzahl der akzeptierten Ereignisse quantitativ abgeschätzt werden. Diese Cuts werden auch für die Analyse der realen Daten verwendet und stellen einen Ausgangspunkt für die weiteren Simulationen dar.

Zur Bestimmung der Akzeptanz α werden die durch die Cuts erhaltenen Ereignisse durch die Anzahl aller generierten Ereignisse der Reaktion dividiert

$$\alpha = \frac{N_{\text{akzeptiert}}}{N_{\text{generiert}}}.$$

Für die beiden Stahlimpulse $2,09 \text{ GeV}/c$ und $2,25 \text{ GeV}/c$ sind in Abbildung 3.3 die Akzeptanzen α in Prozent gezeigt. Zum Vergleich sind die bisher gemessenen Daten eingetragen, damit ersichtlich wird, in welchem Bereich der d^* -Resonanz (2,3 bis 2,44 GeV) und der $\Delta\Delta$ -Anregung (um 2,46 GeV) Ergebnisse mit diesen Daten hinzugefügt werden können.

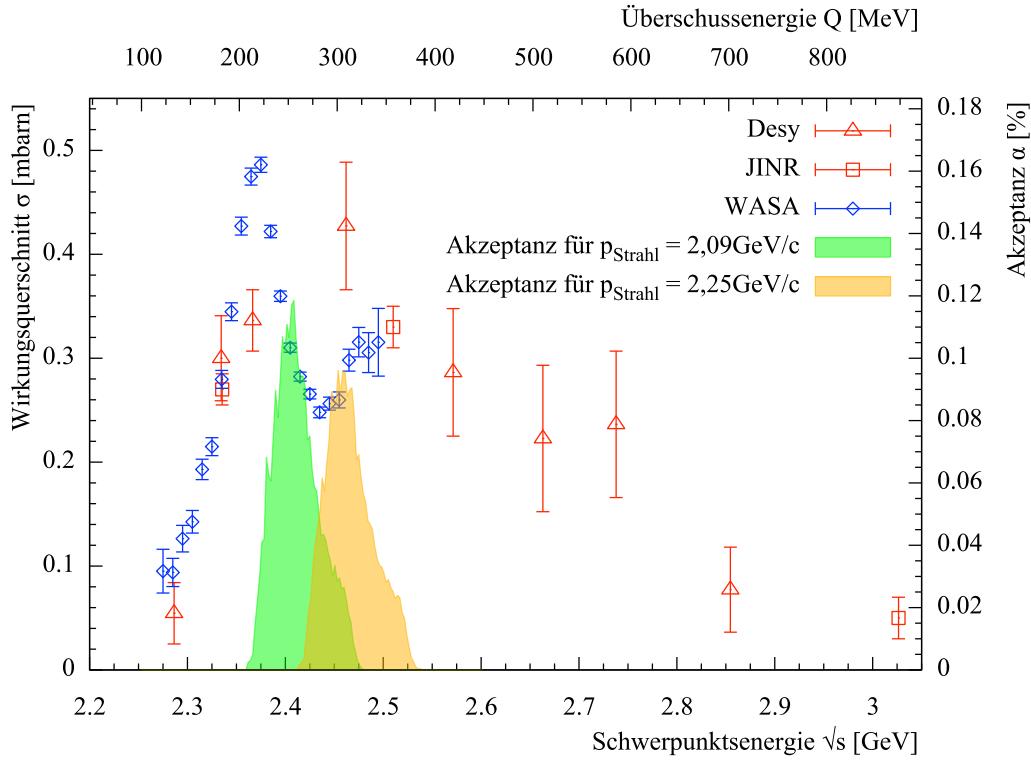


Abbildung 3.3: Akzeptanz α beider Strahlimpulse in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und der Überschussenergie Q im Vergleich zu den bisherigen Daten des totalen Wirkungsquerschnitts σ (wie in Abbildung 1.9 rechts), aus [A⁺13].

Die Tatsache, dass zwei verschiedene Strahlimpulse zur Verfügung stehen, bietet viele Vorteile:

Zunächst ist der Bereich der Schwerpunktsenergie, über den gemessen wird, größer. Der erste Strahlenimpuls deckt Energien der d^* -Resonanz vom Maximum des Wirkungsquerschnitts bei $2,37 \text{ GeV}$ bis über das lokale Minimum bei $2,44 \text{ GeV}$ hinaus ab. Hiermit kann explizit die gefundene Resonanz verifiziert werden. Der zweite Strahlimpuls deckt zusätzlich den Bereich der $\Delta\Delta$ -Resonanz ab und geht sogar über das theoretisch vorhergesagte Maximum bei ca. $2,46 \text{ GeV}$ hinaus. Somit kann hier das Modell der Anregung zweier Δ -Teilchen ($m_{\Delta\Delta} = 2 \cdot 1,232 \text{ GeV}/c^2 = 2,464 \text{ GeV}/c^2$) überprüft werden.

Darüber hinaus überlappen die Messungen im Bereich von 2,41 GeV bis 2,48 GeV, sodass in dieser Region eine relative Normierung durchgeführt werden kann.

Ebenso dient der Bereich zur Kontrolle der Systematik. Analysen und Berechnungen sollten hier zu gleichen Ergebnissen führen.

Mit der erhaltenen Akzeptanz des ANKE-Experiments für die Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ und einer weiteren für den Aufbau spezifischen Größe, der Luminosität, können Abschätzungen über die Gesamtzahl der zu erwartenden Ereignisse getroffen werden. Die Luminosität ist ein Maß für die stattfindenden Kollisionen pro Fläche und Zeit und setzt sich aus der Targetdichte ρ_{Target} , der Anzahl der Strahlteilchen n_{Strahl} und der Umlauffrequenz des Beschleunigerstahls f zusammen:

$$L = \rho_{Target} \cdot n_{Strahl} \cdot f. \quad (3.7)$$

Mit dem Münsteraner Clustertarget lassen sich Flächendichten von ca. $1,4 \cdot 10^{13}$ Teilchen/cm² erreichen (Annahme aus [Sch12]). Die Umlauffrequenz eines Teilchenpaketes von $n=1,5 \cdot 10^{11}$ Teilchen im COSY betrug bei der Strahlzeit 1,4 MHz. Damit ergibt sich eine Luminosität von ca. $3 \cdot 10^{30} \frac{1}{cm^2 s}$. Die Gesamtzahl der Reaktion hängt neben der Akzeptanz α und der Luminosität L des Aufbaus vom Wirkungsquerschnitt der Reaktion σ und der Dauer der Strahlzeit T ab. Damit ergibt sich

$$N = \alpha \cdot L \cdot \sigma \cdot T. \quad (3.8)$$

Der Wirkungsquerschnitt für $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ wurde [A+13] entnommen. Die gesamte effektive Strahlzeit betrug 10 Tage, wobei die beiden Strahlimpulse abwechselnd in Zyklen von 5 Minuten liefen. Hinzu kommt eine Totzeit der Datenaufnahme von ca. 50%. Damit ergibt sich $T = 10 d \cdot 0,5 \cdot 0,5 = 216000 s$. Die Effizienz der Detektoren liegt nahe bei 1 und kann daher bei dieser Abschätzung vernachlässigt werden.

Das Ergebnis in Abhängigkeit der Überschussenergie ist in Abbildung 3.4 inklusive der statistischen Unsicherheiten gezeigt. Die beiden Verläufe erstrecken sich jeweils über einen Bereich von ca. 100 MeV. Das Maximum liegt für $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$ bei 270 MeV, während es für $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$ um ca. 60 MeV zu höheren Energien verschoben ist. Damit beläuft sich die Gesamtzahl der detektierten Ereignisse für den Strahlimpuls von $2,09 \text{ GeV}/c$ auf $N_1 = 63000$ Einträge und für $2,25 \text{ GeV}/c$ auf $N_2 = 54000$ Einträge.

Es ist jedoch zu erkennen, dass die Einträge nicht um 309 MeV, beziehungsweise 365 MeV verteilt sind, wie aus der Berechnung des Q-Wertes (Gleichung 3.4 und 3.6) zu erwarten ist. Die gesamten Verteilungen sind deutlich um 40 MeV nach links verschoben.

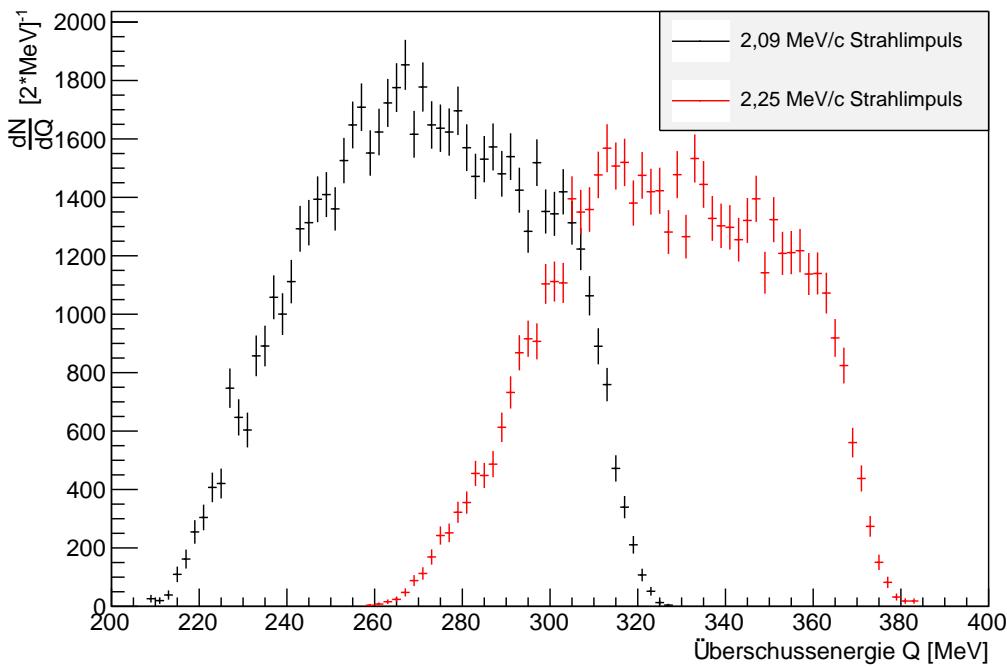


Abbildung 3.4: Erwartete Gesamtzahl von Ereignissen in Abhängigkeit der Überschussenergie inklusive der statistischen Unsicherheiten.

Dies ist mit der Position des Spectatordetektors zu erklären: Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, liegt der Großteil der Detektorschichten in Strahlrichtung (z -Richtung) vor dem Vertexpunkt. Das bedeutet, dass nur die Protonen erfasst werden können, deren Fermiimpuls in negative z -Richtung zeigt. Damit müssen die Neutronen, an denen die Kernreaktion stattfindet, sich in positive z -Richtung bewegen, da $\vec{p}_p = -\vec{p}_n$ gilt. In dem Fall sind die Relativgeschwindigkeiten der beiden Reaktionspartner niedriger und die im Schwerpunktssystem zu Verfügung stehenden Energien geringer, was zu der Häufung bei kleineren Überschussenergien bis ca. 220 MeV beziehungsweise 270 MeV führt. Zusätzlich ist der Teil des Spectatordetektors in positiver z -Richtung für diese Messungen ausgeschaltet gewesen, da dort überwiegend Protonen und Deuteronen der elastischen Streuung $pd \rightarrow pd$ detektiert wurden und die Totzeit sich deutlich erhöht hat. Der Teil wurde lediglich zu Normierungszwecken für die Aufnahme dieser Reaktion kurzzeitig aktiviert.

Für die Messungen zum ABC-Effekt bedeutet das, dass im Bereich der d^* -Resonanz bis 270 MeV genau das Maximum der Q-Wertverteilung des Strahlimpulses von 2,09 GeV/ c liegt. Alle folgenden Werte eignen sich zur Untersuchung der $\Delta\Delta$ -Anregung, dessen Maximum bei 330 MeV zu erwarten ist. Hier kann der weitere Verlauf des Wirkungsquerschnittes (vgl. Abbildung 3.3, blaue Rauten) über 2,5 GeV hinaus bis ca. 2,54 MeV bestimmt werden.

3.1.1 Winkelaufgelöste Akzeptanz

Neben dem totalen Wirkungsquerschnitt ist der differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ einer Reaktion von Interesse. Insbesondere ist die Verteilung der Winkel der Deuteronen interessant, da sowohl im Schwerpunktsystem rückwärts gestreute als auch vorwärts gestreute Deuteronen über einen größeren Bereich detektiert werden können. Bei den Pionen kann nur ein kleiner Teil der Winkel detektiert werden, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Zugleich ist die Auflösung des Vorwärtsdetektorsystems besser als im Positiv- oder Negativsystem. Die Spectatorprotonen geben keinen

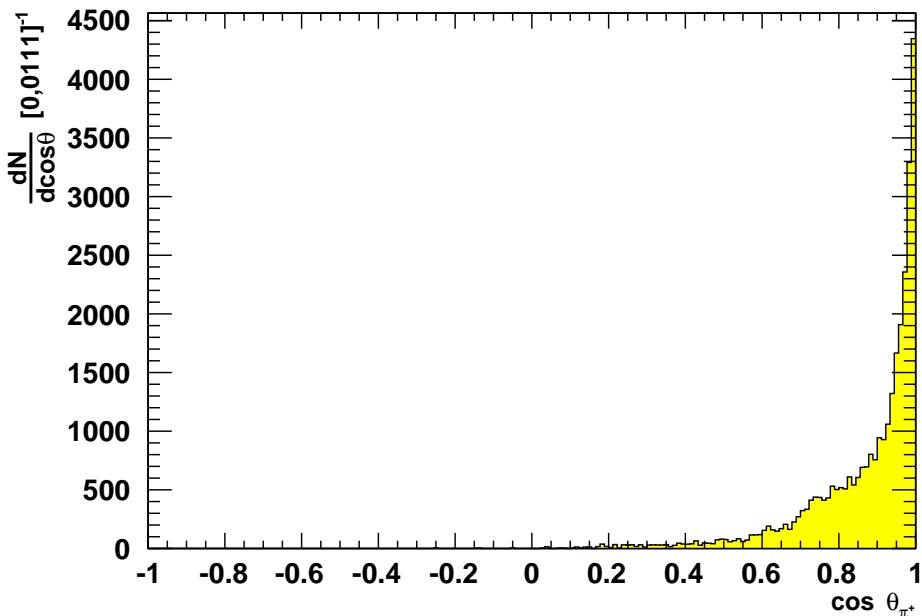


Abbildung 3.5: Winkelabhängige Zählrate der akzeptierten positiv geladenen Pionen im Schwerpunktsystem bei 2,09 GeV/c Strahlimpuls.

Aufschluss über die Reaktion, da sie nicht am eigentlichen Streuprozess teilnehmen.

Damit der Streuwinkel des Deuterons im Schwerpunktsystem korrekt berechnet wird, muss in das System von Proton und Neutron mit einer Lorentztransformation übergegangen werden. Dort ruht das Spectatorproton. Der Deuteronwinkel wird im Vergleich zum einfallenden Protonenstrahl gemessen, welcher von der ursprünglichen z -Richtung abweichen kann, da das Neutron den Fermiimpuls trägt und beliebige Richtungen annehmen kann (Abbildung 3.6). Mathematisch kommt man dann über das Skalarprodukt von \vec{p}_{Strahl} und \vec{d} in dem erhaltenen Schwerpunktsystem an den $\cos\theta_d$.

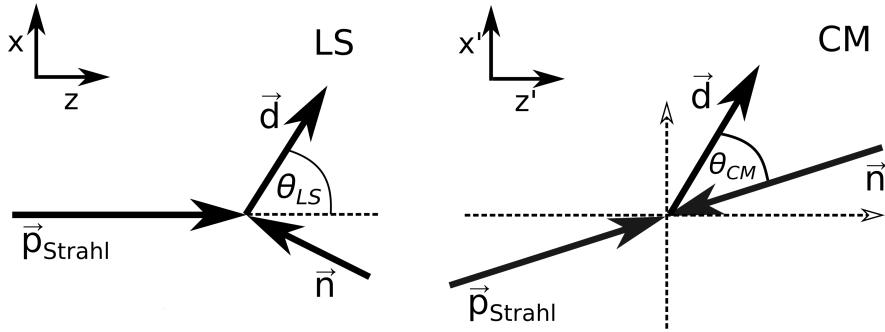


Abbildung 3.6: **Links:** Streuwinkel des Deuterons im Laborsystem θ_{LS}
Rechts: Stoß im Schwerpunktsystem von Strahlproton und Neutron. Der Streuwinkel des Deuterons θ_{CM} muss im Vergleich zum Strahlimpuls gemessen werden, der von der z' -Richtung abweichen kann, da das Neutron mit dem Fermiimpuls verschiedene Richtungen annehmen kann.

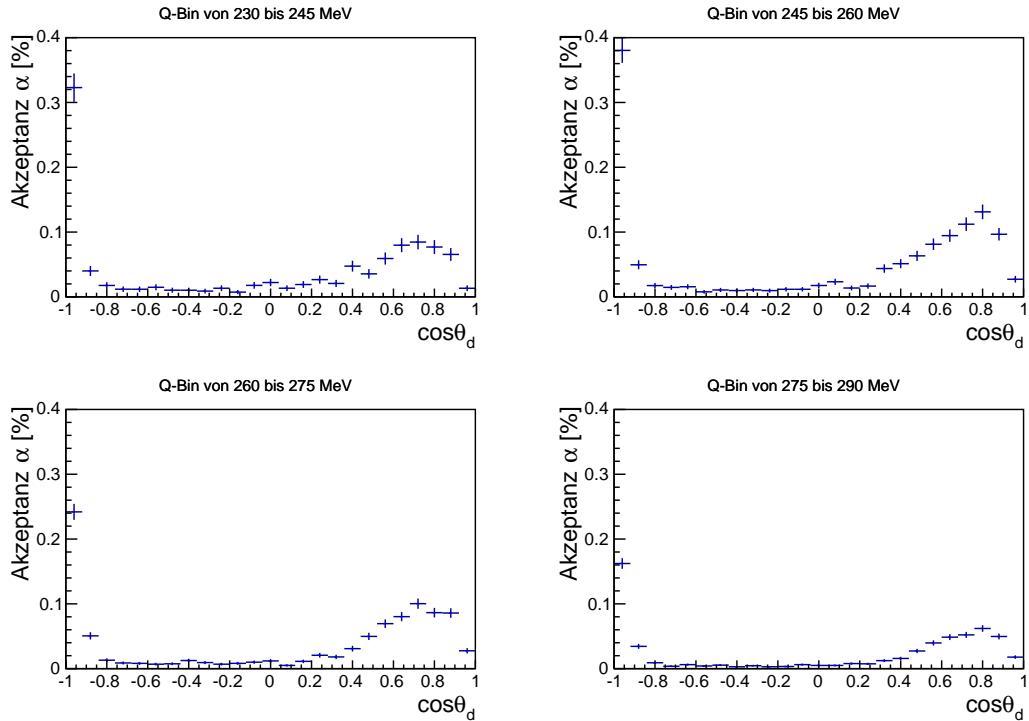


Abbildung 3.7: Akzeptanz in Abhängigkeit des Winkels des Deuterons im Schwerpunktsystem für verschiedene Q-Wertbereiche bei $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$.

Die winkelauflöste Akzeptanz erhält man, indem der Quotient aus akzeptierten und generierten Ereignissen gebildet wird. Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigen die Akzeptanz in Abhängigkeit des Streuwinkels des Deuterons im Schwerpunktsystem für beide Strahlimpulse.

Man sieht zum einen hohe Akzeptanz bei $\cos\theta_d = -1$, den Deuteronen, die im Schwerpunktsystem nach hinten gestreut werden. Das bedeutet, im Laborsystem betrachtet, dass sie langsamer als der Schwerpunkt,

3.1 Bestimmung der Akzeptanz

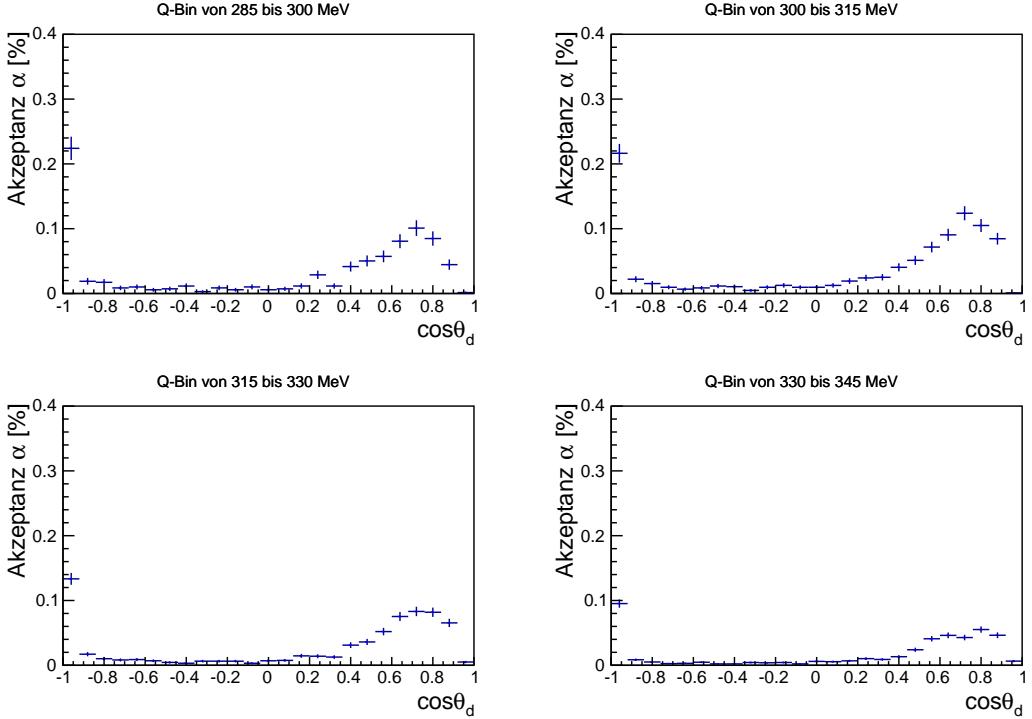


Abbildung 3.8: Akzeptanz in Abhängigkeit des Winkels des Deuterons im Schwerpunktssystem für verschiedene Q-Wertbereiche bei $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$.

aber immer noch in positive z -Richtung fliegen. Aufgrund ihres niedrigen Impulses wird ein Teil der Deuteronen vom D2-Magneten stark genug abgelenkt, sodass sie im Vorwärtsdetektor landen (vgl. Abbildung 2.2). Entgegengesetzt dazu bewegen sich die Deuteronen bei $\cos\theta_d = 1$ im Schwerpunktssystem nach vorne. Diese haben einen so großen Impuls, dass sie nicht stark genug von ihrer Bahn abgelenkt werden können und ein Großteil den Detektor nicht trifft.

Weiter gibt es jeweils eine Erhöhung mit einem Maximum bei $\cos\theta_d=0,8$, wo die Ablenkung wieder ausreichend ist. Der Wert der höchsten Akzeptanz in dem Bereich steigt bis Über schussenergien von 260 MeV im Fall des ersten Strahlimpulses und fällt danach wieder ab. Das Verhalten ist analog zu dem in Abbildung 3.4 und kann wieder damit erklärt werden, dass die Verteilung aller generierten Ereignisse ohne Cuts ihr Maximum bei 309 MeV hat, während die Geometrie des Spectatordetektors kleinere Energien bevorzugt (vgl. Kapitel 3.1). Gleiches gilt für den zweiten Strahlimpuls, dessen Maximum der Akzeptanz bei 310 MeV liegt, bei dem zugrundeliegenden ungetcuteten Wert von 365 MeV Über schussenergie.

Aufbauend auf diese Ergebnisse kann die Akzeptanzkorrektur realer Daten durchgeführt werden. Zur Bestimmung des differenziellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ kann ein iteratives Verfahren angewendet werden. Bei diesem wird im ersten Schritt der Wirkungsquerschnitt als gleichverteilt angenommen. Aus der Analyse der Daten erhält man eine bestimmte Verteilung der Winkel, mit der die Simulationen gewichtet werden. Mit deren Ergebnis werden wieder reale Daten analysiert und das

Verfahren wiederholt, bis die Verteilung des differenziellen Wirkungsquerschnitts konvergiert und dieser bestimmt ist.

3.2 Identifizierung des ABC-Effekts

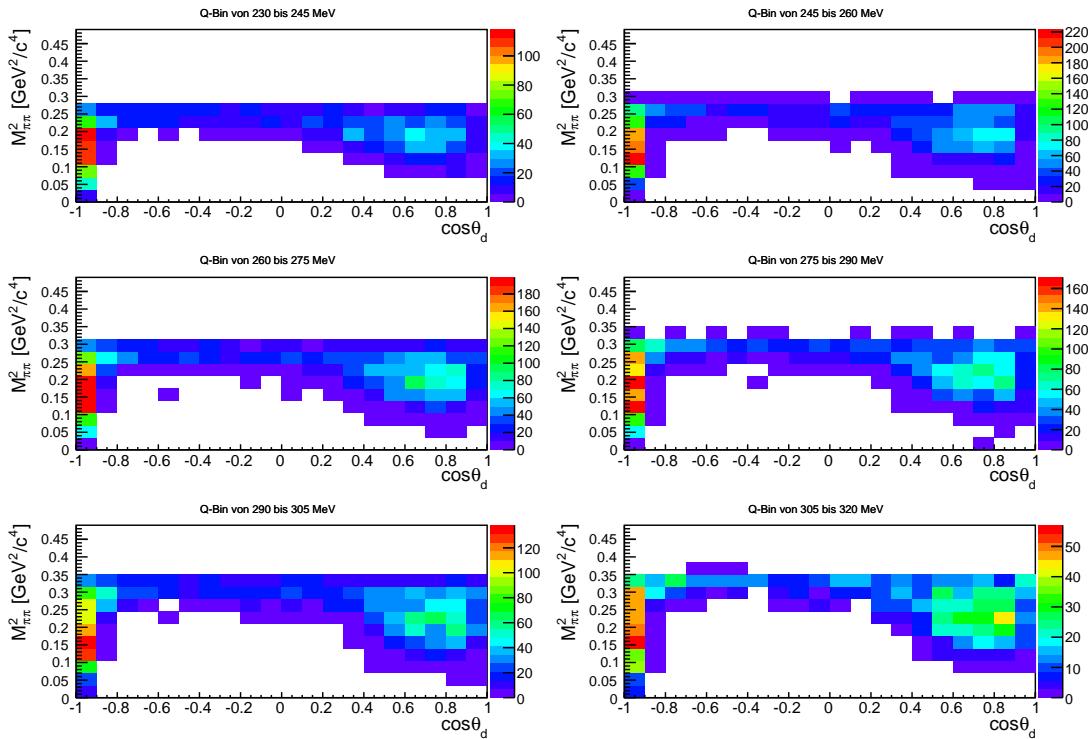


Abbildung 3.9: Aufgetragen ist das Quadrat der invarianten Masse der zwei Pionen gegen $\cos\theta_d$ des Deuterons im Schwerpunktsystem für verschiedene Q -Wertbereiche bei $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$. Die Farbskala gibt die Anzahl der Einträge an.

Im vorherigen Abschnitt wurde die Winkelverteilung in verschiedene Abschnitte der Überschussenergie („Q-Bins“) aufgeteilt. Das ermöglicht die gezielte Untersuchung einzelner Energiebereiche, wie zum Beispiel dem der d^* -Resonanz. Wie in den theoretischen Grundlagen erwähnt, macht sich die Resonanz durch eine Überhöhung bei niedrigen invarianten Massen der zwei Pionen bemerkbar (vgl. Abbildung 1.9 links). Da die Akzeptanz von ANKE für die betrachtete Reaktion nicht gleichverteilt ist, muss überprüft werden, ob die Daten sich für die Untersuchung des ABC-Effektes eignen. Dazu wurde bereits die Energie- und Winkelabhängigkeit näher betrachtet. Ebenso wichtig ist, dass im Spektrum der invarianten Masse der Pionen genügend Einträge im interessanten Bereich von $M_{\pi\pi}^2 =$

$0,06 - 0,12 \text{ GeV}^2/c^4$ liegen. Dazu wurden in Abbildung 3.9 und 3.10 das Quadrat der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-$ gegen den Cosinus des Streuwinkels des Deuterons im Schwerpunktsystem $\cos\theta_d$ für die beiden Strahlimpulse aufgetragen. Die Farbskala zeigt die Anzahl der Einträge, die akzeptiert wurden.

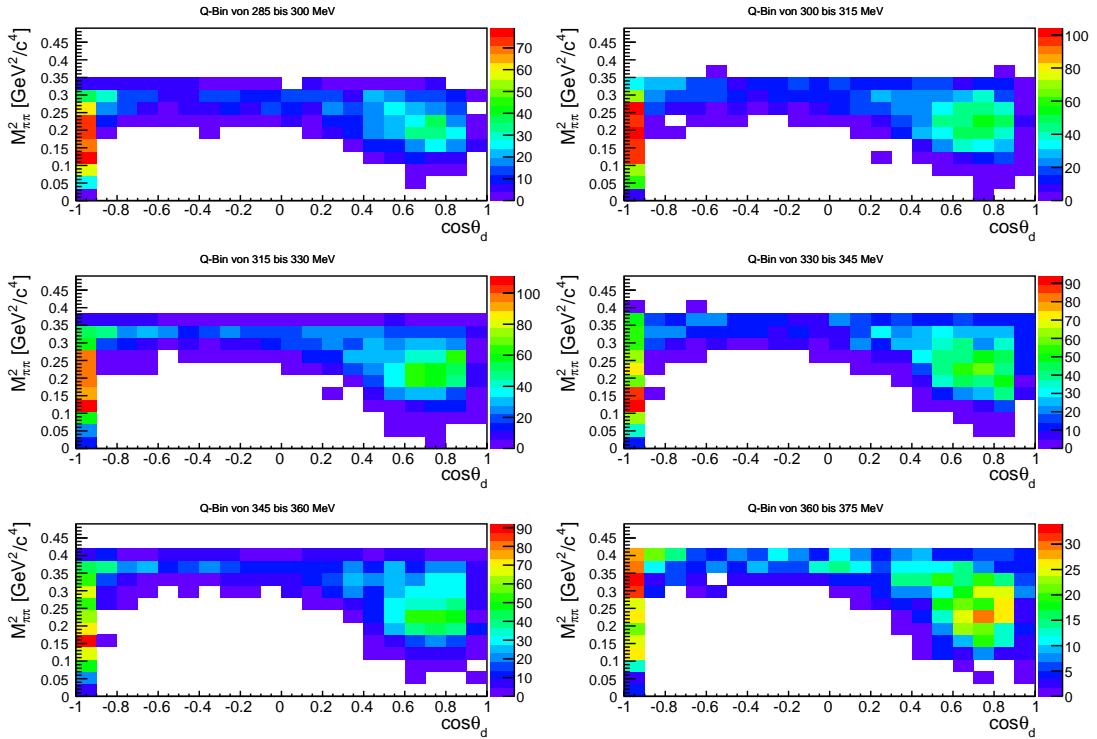


Abbildung 3.10: Aufgetragen ist das Quadrat der invarianten Masse der zwei Pionen gegen $\cos\theta_d$ des Deuterons im Schwerpunktsystem für verschiedene Q-Wertbereiche bei $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$. Die Farbskala gibt die Anzahl der Einträge an.

Hieraus wird ersichtlich, dass die Winkel mit $-1 < \cos\theta_d < -0,9$ und $0,5 < \cos\theta_d < 0,95$ den ganzen Bereich des Spektrums der invarianten Masse abdecken. Das beinhaltet auch die Werte des Quadrates der invarianten Masse um $0,08 \text{ GeV}^2/c^4$, bei denen die Überhöhung ihr Maximum hat (vgl. Abbildung 1.9 links). Somit lässt sich der ABC-Effekt bei dem Strahlimpuls von $2,09 \text{ GeV}/c$ untersuchen. Die Anregung des $\Delta\Delta$ -Systems ist bei den höheren Energien, also dem Strahlimpuls von $2,25 \text{ GeV}/c$, im Bereich invarianter Massen von $0,2$ bis $0,3 \text{ GeV}^2/c^4$ zu erwarten. Diese lässt sich ebenso auswerten, wobei hier der gesamte Bereich der Winkelverteilung des Deuterons Einträge enthält, was die Analyse der Winkelverteilung ermöglicht.

Der Einfluss der Akzeptanz auf die Winkelverteilung, wie in Kapitel 3.1

beschrieben, ist hier wiederzuerkennen. Der Anteil der im Schwerpunktssystem vorwärts gestreuten Deuteronen ($\cos\theta_d > 0,5$) steigt mit höherer Überschussenergie.

Weiterer Aufschluss über die Reaktion und die Beteiligung der d^* -Resonanz lässt sich über das Dalitz-Diagramm gewinnen. Zur Betrachtung der Akzeptanz in Hinblick auf den ABC-Effekt ist in Abbildungen 3.11 und 3.12 jeweils das Quadrat der invarianten Masse des Deuterons und des π^+ gegen das der zwei Pionen aufgetragen. Die Anzahl der akzeptierten Einträge entsprechen den Farbskalen rechts.

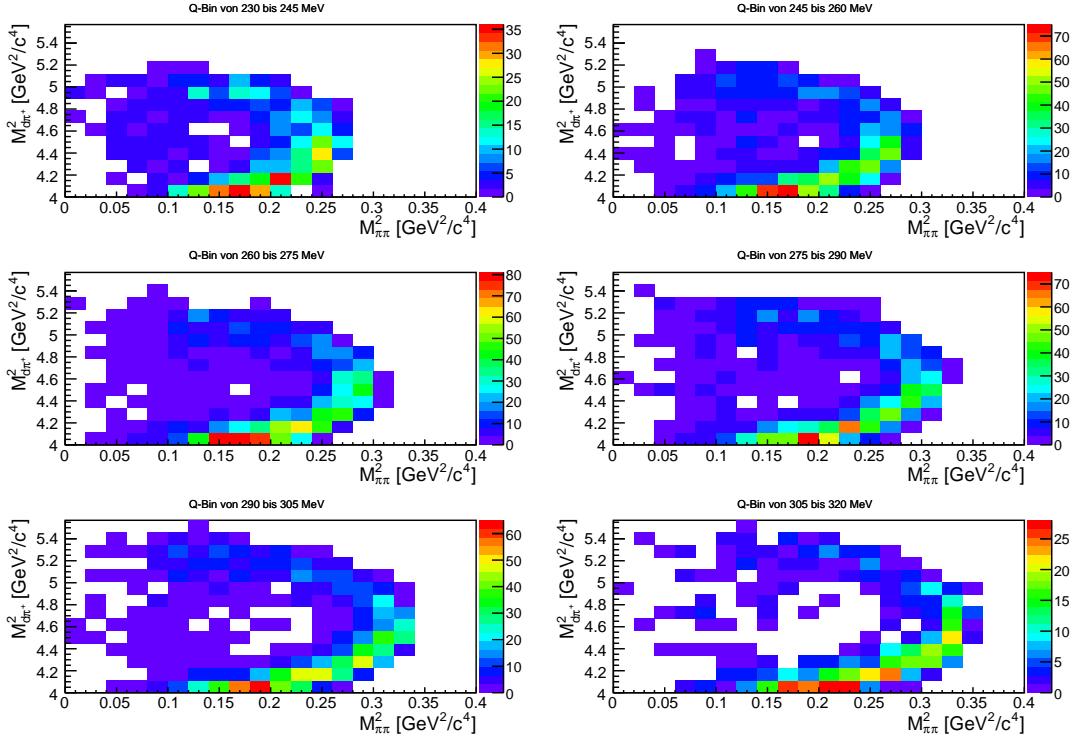


Abbildung 3.11: Dalitz-Diagramme der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ für verschiedene Q-Wertbereiche mit der invarianten Masse von Deuteron und π^+ gegen die invarianten Massen von $\pi\pi$ bei $p_{Strahl} = 2,09 \text{ GeV}/c$. Die Farbskala gibt die Anzahl der Einträge an.

Der Großteil der Ereignisse liegt direkt am kinematischen Limit von Deuteron und Pion bei $4 \text{ GeV}^2/c^4$. Zu größeren invarianten Massen der zwei Pionen hin bilden die Einträge eine ringähnliche Struktur, dessen Radius mit zunehmender Energie wächst.

In der Analyse echter Daten sollte die d^* -Resonanz bei Schwerpunktsenergien bis $2,44 \text{ GeV}$, was Überschussenergien bis 290 MeV entspricht, im Dalitz-Diagramm bei invarianten Massen von Deuteron und Pion um

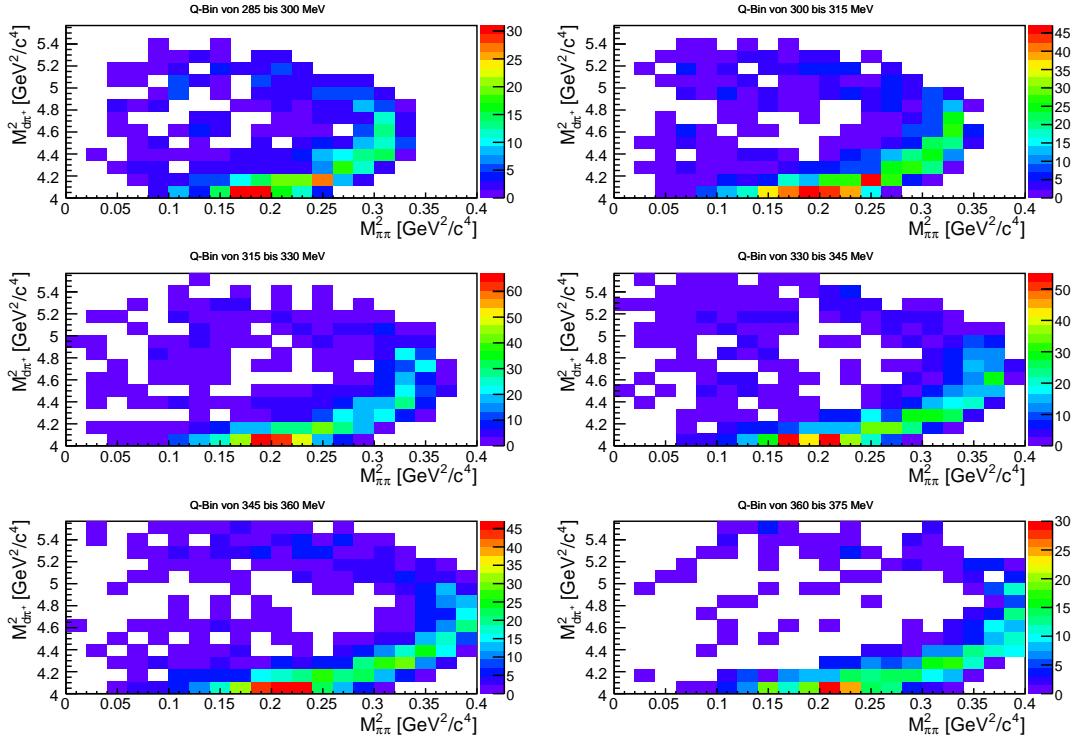


Abbildung 3.12: Dalitz-Diagramme der Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ für verschiedene Q -Wertbereiche mit der invarianten Masse von Deuteron und π^+ gegen die invarianten Massen von $\pi\pi$ bei $p_{Strahl} = 2,25 \text{ GeV}/c$. Die Farbskala gibt die Anzahl der Einträge an.

$4,6 \text{ GeV}^2/c^4$ eine Häufung bei kleinen invarianten Massen der Pionen zeigen (vgl. Abbildung 1.7). Das entspricht den ersten 4 Bildern in Abbildung 3.11. Dort ist zu erkennen, dass sich akzeptierte Ereignisse über den gesamten benannten Bereich verteilen. Kann die Überhöhung bei kleinen invarianten Massen der Pionen bestätigt werden, sind dort noch mehr Einträge zu erwarten.

Zur Beobachtung der $\Delta\Delta$ -Anregung bei höheren Energien ist eine leicht höhere Statistik zu erwarten. Bei Überschussenergien ab 300 MeV und bei invarianten Massen der Pionen zwischen 0,2 und 0,3 GeV^2/c^4 und invarianten Massen von Deuteron und Pion um $4,4 \text{ GeV}^2/c^4$ ist die Akzeptanz von ANKE hoch, was ermöglicht zumindest den unteren Teil der Resonanz im Dalitz-Diagramm nachzubilden. Das bedeutet, dass gerade in dem Bereich, wo die bisherigen Messungen ([A⁺13]) die größten Unsicherheiten aufweisen, präzise Ergebnisse erreicht werden können.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Monte-Carlo-Simulationen zur Reaktion $pd \rightarrow d\pi^+\pi^- p_{spec}$ durchgeführt, um eine Grundlage für die Akzeptanzkorrektur zu legen und die Ergebnisse im Hinblick auf mögliche Untersuchungen zum ABC-Effekt zu diskutieren.

Anfänglich wurden Methoden vorgestellt, welche die Identifikation der Reaktion gewährleisten sollen. Zum einen die Forderung, drei der vier Ejektile gemessen zu haben und das fehlende Teilchen daraus zu rekonstruieren, zum anderen der Cut auf 120 MeV/c Protonimpuls. Damit wird die Trennung von der direkten Streuung am Deuteron gewährleistet. Zusätzlich musste in den Simulationen berücksichtigt werden, dass ein Trigger verwendet wurde, der auf Treffer in zwei Lagen des Spectatordetektors und einen Treffer im Vorwärtssystem cuttet.

Ausgehend von der Bestimmung der Zählraten, die diese Kriterien erfüllen, konnte die Akzeptanz in Abhängigkeit der Energie und der Winkel für die beiden Strahlimpulse 2,09 GeV/c und 2,25 GeV/c bestimmt werden. Das Maximum der Akzeptanzen liegt bei 1 % und die Bereiche deckten Energien der d^* -Resonanz ab 2,36 GeV und der $\Delta\Delta$ -Anregung um 2,5 GeV ab. Ebenso gibt es einen Überlappbereich, mit dem relativ normiert und die Korrektheit der Systematik getestet werden kann. Mittels der Akzeptanz konnten Abschätzungen über die zu erwartenden Gesamtzählraten getroffen werden, deren Verteilungen sich mit der Position des Spectatordetektors erklären lassen und deren Gesamtzahl sich auf ca. 120000 Ereignisse, für beide Strahlenimpulse addiert, beläuft. Bei der Betrachtung der Akzeptanz der Streuwinkel der Deuteronen zeigte sich, dass sie besonders bei im Schwerpunktsystem rückwärts gestreuten und in einem breiteren Bereich vorwärtsgestreuter Deuteronen (um $\cos\theta = 0,8$) hoch ist.

Außerdem wurden die Akzeptanzen der invarianten-Massen-Bereiche der Pionen, die für die Untersuchung der d^* -Resonanz bei unter $0,1 \text{ GeV}^2/c^4$ und der $\Delta\Delta$ -Anregung bei $0,25 \text{ GeV}^2/c^4$ wichtig sind, näher betrachtet und es konnte festgestellt werden, dass die Daten sich zur Analyse eignen. Gleicher gilt für die Dalitz-Diagramme, bei denen zusätzlich die Möglichkeit zur Untersuchung der Quadrate der invarianten Massen von Deuteron und π^+ um $4,6 \text{ GeV}^2/c^4$ bestätigt werden konnte.

Ein Blick in die Auswertung eines kleinen Teils der realen Daten macht deutlich, was die nächsten Schritte sind. In Abbildung 4.1 sind die simulierten Missing-Mass-Verteilungen eines Pions von Hauptreaktion und Untergrund aus Abbildung 3.2 addiert und Daten aus drei Runs (ca. 30 min) eingezeichnet. Zum besseren Vergleich wurden die Maxima normiert. Der Peak der Hauptreaktion ist deutlich zu erkennen und auch die Abschätzung des Untergrundes im positiven Bereich ist nicht allzu stark über- oder unterschätzt worden. Auffällig ist der große Bereich negativer Massenquadrate, wo viel mehr Einträge in den realen Daten zu finden sind, als mit den Simulationen vorhergesagt wurde. Das liegt vor allem an der fehlenden Teilchenidentifikation in den Detektoren. Ebenso sind alle Detektorsysteme vorkalibriert, bedürfen aber noch einer Feinkalibrierung, was unter anderem die Breite des Peaks des geladenen Pions kleiner werden lässt.

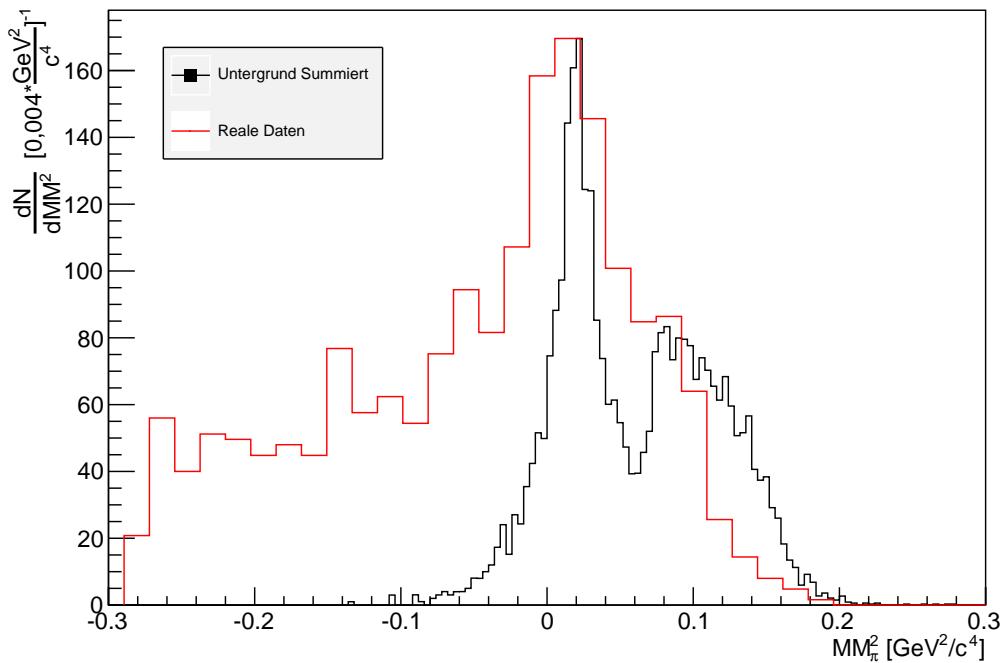


Abbildung 4.1: Missing-Mass-Verteilung eines Pions der Simulationen (Hauptreaktion und Untergrund addiert) und realer Daten von drei Runs (normiert).

Literaturverzeichnis

- [A⁺03] AGOSTINELLI, S. et al.: *Geant4 - A simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3):250–303, 2003.
- [A⁺09] ADLARSON, P. et al.: *Double-Pionic Fusion of Nuclear Systems and the “ABC” Effect: Approaching a Puzzle by Exclusive and Kinematically Complete Measurements*. Phys. Rev. Lett., 102:052301, Feb 2009.
- [A⁺12] ADLARSON, P. et al.: *Abashian-Booth-Crowe resonance structure in the double pionic fusion to ${}^4\text{He}$* . Phys. Rev. C, 86:032201, Sep 2012.
- [A⁺13] ADLARSON, P. et al.: *Isospin decomposition of the basic double-pionic fusion in the region of the ABC effect*. Physics Letters B, 721(4–5):229 – 236, 2013.
- [ABC60] ABASHIAN, ALEXANDER, NORMAN E. BOOTH und KENNETH M. CROWE: *Possible Anomaly in Meson Production in $p + d$ Collisions*. Phys. Rev. Lett., 5:258–260, Sep 1960.
- [B⁺01] BARSOV, S. et al.: *ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 462(3):364 – 381, 2001.
- [BA63] BOOTH, NORMAN E. und ALEXANDER ABASHIAN: *Meson Production in $p + d$ Collisions and the $I = 0$ $\pi\text{-}\pi$ Interaction. IV. Double-Pion Production and Pion-Pion Scattering*. Phys. Rev., 132:2314–2322, Dec 1963.
- [BBG⁺73] BANAIGS, J., J. BERGER, L. GOLDZAHL, T. RISSER, L. VU-HAI, M. COTTEREAU und C. LE BRUN: *ABC and DEF effects in the reaction $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + (mm)^0$: Position, width, isospin, angular and energy distributions*. Nuclear Physics B, 67(1):1 – 36, 1973.

- [Bru97] BRUN, RENE: *ROOT — An object oriented data analysis framework.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389(1–2):81 – 86, 1997. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [FFC⁺07] FROHLICH, I., I. FROEHLICH, LORENZO CAZON, T. GALATYUK, V. HEJNY et al.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics.* PoS, ACAT2007:076, 2007.
- [G⁺09] GOSLAWSKI, P. et al.: *High precision beam momentum determination in a synchrotron using a spin resonance method.* Phys.Rev.ST Accel.Beams, 13:022803, 2009.
- [GMS⁺89] GOLDMAN, T., K. MALTMAN, G. J. STEPHENSON, K. E. SCHMIDT und FAN WANG: “*Inevitable*” nonstrange dibaryon. Phys. Rev. C, 39:1889–1895, May 1989.
- [Gos08] GOSLAWSKI, P.: *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE.* Diplomarbeit, WWU Münster, 2008.
- [Gos13] GOSLAWSKI, P.: *High precision measurement of the eta meson mass at COSY-ANKE.* Doktorarbeit, WWU Münster, 2013.
- [KLQ⁺99] KHOUKAZ, A., T. LISTER, C. QUENTMEIER, R. SANTO und C. THOMAS: *Systematic studies on hydrogen cluster beam production.* The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 5(2):275–281, 1999.
- [LLM⁺81] LACOMBE, M., B. LOISEAU, R. VINH MAU, J. CÔTÉ, P. PIRÉS und R. DE TOURREIL: *Parametrization of the deuteron wave function of the Paris N-N potential.* Physics Letters B, 101(3):139 – 140, 1981.
- [M⁺97] MAIER, R. et al.: *Cooler synchrotron COSY.* Nuclear Physics A, 626(1–2):395 – 403, 1997. Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings.
- [Mie07] MIELKE, M.: *Untersuchung des ABC-Effektes in der Reaktion $dp \rightarrow {}^3He\pi^+\pi^-$ am Magnetspektrometer ANKE.* Diplomarbeit, WWU Münster, 2007.
- [Mus04] MUSSGILLER, A.: *A New Geant4 based Simulation Framework for ANKE,* Juni 2004.
- [Mus07] MUSSGILLER, A.: *Identification and Tracking of low Energy Spectator Protons.* Doktorarbeit, Universität zu Köln, 2007.

- [OPDG14] OLIVE (PARTICLE DATA GROUP), K.A. ET AL.: *2014 Review of Particle Physics.* Chin. Phys. C38, 090001, 2014.
- [Sch12] SCHRÖER, D.: *Strahlzeitvorbereitungen zur Untersuchung der schwellennahen Produktion von η -Mesonen in der quasifreien Reaktion $pd \rightarrow d\eta p_{spec}$.* Diplomarbeit, WWU Münster, 2012.
- [Sch14] SCHRÖER, D.: *privte Kommunikation.* 2014.

Danksagung

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

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz bedanken, der es mir ermöglichte dieses sehr interessante Thema in dieser Arbeit zu behandeln. Besonders bedanke ich mich für die Unterstützung bei allen offenen Fragen und den durchgehend freundlichen Umgang.

Meinem Betreuer, Daniel Schröer, danke ich für die Zeit die er sich für mich genommen hat und die stets informativen wie (auch für nebenstehende) unterhaltsamen Gespräche. Ohne ihn und sein tiefgehendes Fachwissen in allem was mit ANKE zu tun hat, wäre diese Arbeit sicher nicht möglich gewesen.

Ebenso haben mich die Kollegen im Büro, Nils Hüskens und Karsti Sitterberg und vor allen Christopher Fritzsch bei zahlreichen kleinen Fragen immer kompetent beraten können. Auch die Zeit mit Esperanza Köhler möchte ich nicht missen, da sie mir Hilfestellungen in verschiedenen Anwendungsbereichen geben konnte.

Der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Atmosphäre bei und auch nach der Arbeit: Florian Bergmann, Stefan Bölsker, Daniel Bonaventura, Kay-i Demmich, Silky Grieser, Anky Hergemöller, Fabian Hordt, Davi Lappe, Lisa Wölfer und (HALLOOO!)Juliane Freiin [...] von und zu Wrangel.

Mein gesamtes Wissen über die Slow-Control habe ich Benjamin Hetz zu verdanken, wofür ich ihm auch zu Dank verschuldet bin.

Danke auch an Malte Mielke, dessen Abschluss seiner Promotion ich miterleben durfte und der mir ebenfalls immer für Fragen zur Verfügung stand.

Zuletzt bedanke ich mich bei meinen Eltern; ohne sie wäre meine Geburt nicht so leicht möglich gewesen.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen außer den angegebenen Hilfsmitteln verwendet habe.

Münster, April 2015

.....
(Daniel Guderian)