Institut für Kernphysik

Westfälische Wilhelms-Universität
Münster

Studie zur Durchführbarkeit der (d,^{2}He)-Reaktion am Big-Bite Spektrometer des KVI

Diplomarbeit
vorgelegt von

Frank Ellinghaus

Juli 1999

Experimentelle Physik

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im Rahmen einer europäischen Kollaboration (EUROSUPERNOVA-Kollaboration [EUR99]) wurde ein Fokalebenenpolarimeter und ein Fokalebenendetektionssystem für das *Big-Bite Spectrometer* (BBS) am supraleitenden Zyklotron *Accelerateur Groningen Orsay* (AGOR) des *Kernfysisch Versneller Instituut* (KVI) in Groningen entwickelt und Mitte des vergangenen Jahres in Betrieb genommen.

Die sich anschließende Testphase ist nahezu abgeschlossen; Experimente ohne Verwendung des Fokalebenenpolarimeters wurden bereits durchgeführt.

Erste Experimente unter Einbeziehung des Fokalebenenpolarimeters werden Polarisationstransfer-Reaktionen an 190 MeV Protonen sein, wobei die Untersuchung isovektorieller M1 und M2 Übergänge im Vordergrund steht.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Durchführbarkeit einer weiteren hadronischen Spintransfer- und Ladungsaustauschreaktion, der (d,^{2}He)-Reaktion, diskutiert und unter besonderer Beachtung der magnetionenoptischen Eigenschaften des BBS auf Monte-Carlo Basis simuliert. Der wesentliche Vorteil der (d,^{2}He)-Reaktion besteht in der ausschließlichen Anregung von Spin-Isospin-Flip Übergängen.

Erstes Untersuchungsobjekt wird die ^{58}Ni(d,^{2}He)^{58}Co-Reaktion nahe $q_{tr} = 0$, d. h. unter $\theta_{BBS} = 0°$ zur Bestimmung der L = 0 Gamow-Teller Stärkeverteilungen bei Anregungsenergien bis zu 20 MeV sein.

Die (d,^{2}He)-Reaktion soll wegen der Analogie zur (n,p)-Reaktion Aufschluß über Betazerfalls- und Elektroneneinfangraten geben. Diese spielen eine große

Rolle in astrophysikalischen Prozessen, speziell in Supernovaszenarien, wobei hier z. B. der Neutronisierungsprozeß genannt sei [Bet79]. Die Aktualität dieses Themas zeigt sich in der Tatsache, daß zur Zeit großangelegte *shell-model* Berechnungen von Caurier et al. durchgeführt werden, um für über 100 Kerne im Massenbereich A = 45–65 die Betazerfalls- und Elektroneneinfangraten zu bestimmen [Cau99]. Als Datenbasis dienen hierzu im wesentlichen (n,p)-Reaktionen, die aber mit geringer Statistik und Energieauflösungen von üblicherweise 1 MeV oder schlechter behaftet sind, da Neutronenstrahlen immer nur als Sekundärstrahlen zur Verfügung stehen.

Ein weiteres Anwendungsgebiet der (d,^{2}He)-Reaktion erschließt sich bei Verwendung eines tensorpolarisierten Deuteronenstrahls. Dieser bietet die Möglichkeit, Spin und Parität des Endzustandes J^π durch Messung der Tensoranalysierstärken zu bestimmen [Wil85, Bug87]. Besonderes Interesse gilt der Frage einer eventuellen Überhöhung der $J^\pi = 0^-$ Komponente der Spin-Flip Dipol-Riesenresonanz durch Kopplung pionischer Freiheitsgrade im Kern [Oka95, Sak93].

In der hier vorgelegten Arbeit wird in Kapitel 2 eine einleitende generelle Beschreibung der Experimentiereinrichtungen am AGOR und des EUROSUPERNOVA-Detektors gegeben. In Kapitel 3 werden die grundlegenden Methoden und Begriffe der Magnetionenoptik eingeführt, die wesentlich sind zum Verständnis der in Kapitel 4 gegebenen Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise des BBS. Die Abbildungseigenschaften des BBS werden in Kapitel 5 mit dem Code COSY INFINITY berechnet und anhand der Daten einer ersten Testmessung untersucht. In Kapitel 6 werden Details und Beispiele zu den oben angesprochenen Anwendungsmöglichkeiten der (d,^{2}He)-Reaktion sowie eine ausführliche Beschreibung und Simulation derselben gegeben. In Kapitel 7 erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und einen Ausblick.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Mit Beginn des Jahres 1996 ging am KVI in Groningen das supraleitende Zyklotron AGOR in Betrieb. Neben schweren Ionen bis hin zu Blei ist AGOR in der Lage, auch polarisierte Protonen und Deuteronen bis zu einer Energie von $T = 190$ MeV bei einem Strahlstrom von maximal 50 μA zu beschleunigen. Der Grad der Polarisation liegt bei 65–70 % [KVI94].

Für Experimente mit Ionenstrahlen stehen am KVI drei Strahlführungen zur Verfügung, die in Abbildung 2.1 dargestellt sind. Von der EUROSUPERNOVA-Kollaboration wird die Strahlführung c) benutzt, die über ein sogenanntes *In-Beam-Polarimeter* (IBP) verfügt und Strahlen für Experimente am BBS zur Verfügung stellt. Am BBS sind Streuexperimente unter Vorwärtswinkeln inklusive $0°$ möglich. Dies ist von Bedeutung, da der experimentelle Schwerpunkt der EUROSUPERNOVA-Kollaboration auf der Untersuchung isovektorieller Spin-Flip M1 und M2 Übergänge mittels hadronischer Spintransfer- und Ladungsaustauschreaktionen bei mittleren Einschußenergien T/A = 100–200 MeV liegt. In diesem Energiebereich sind die Bedingungen zur Untersuchung isovektorieller Spin-Flip Übergänge bei Messungen mit verschwindendem Impulsübertrag besonders günstig [Fra85, Lov81].

Die Polarisation von Protonen- und Deuteronenstrahlen wird mit dem IBP bestimmt. Die Messung beruht im Fall eines polarisierten Protonenstrahls auf der Asymmetrie der ^{1}H($\vec{\mathrm{p}}$,$\vec{\mathrm{p}}$)^{1}H-Reaktion und im Fall eines vektor- oder tensorpolarisierten Deuteronenstrahls auf der Asymmetrie der ^{1}H($\vec{\mathrm{d}}$,$\vec{\mathrm{d}}$)^{1}H-Reaktion. In beiden Fällen wird für gestreutes Teilchen und Rückstoßteil-

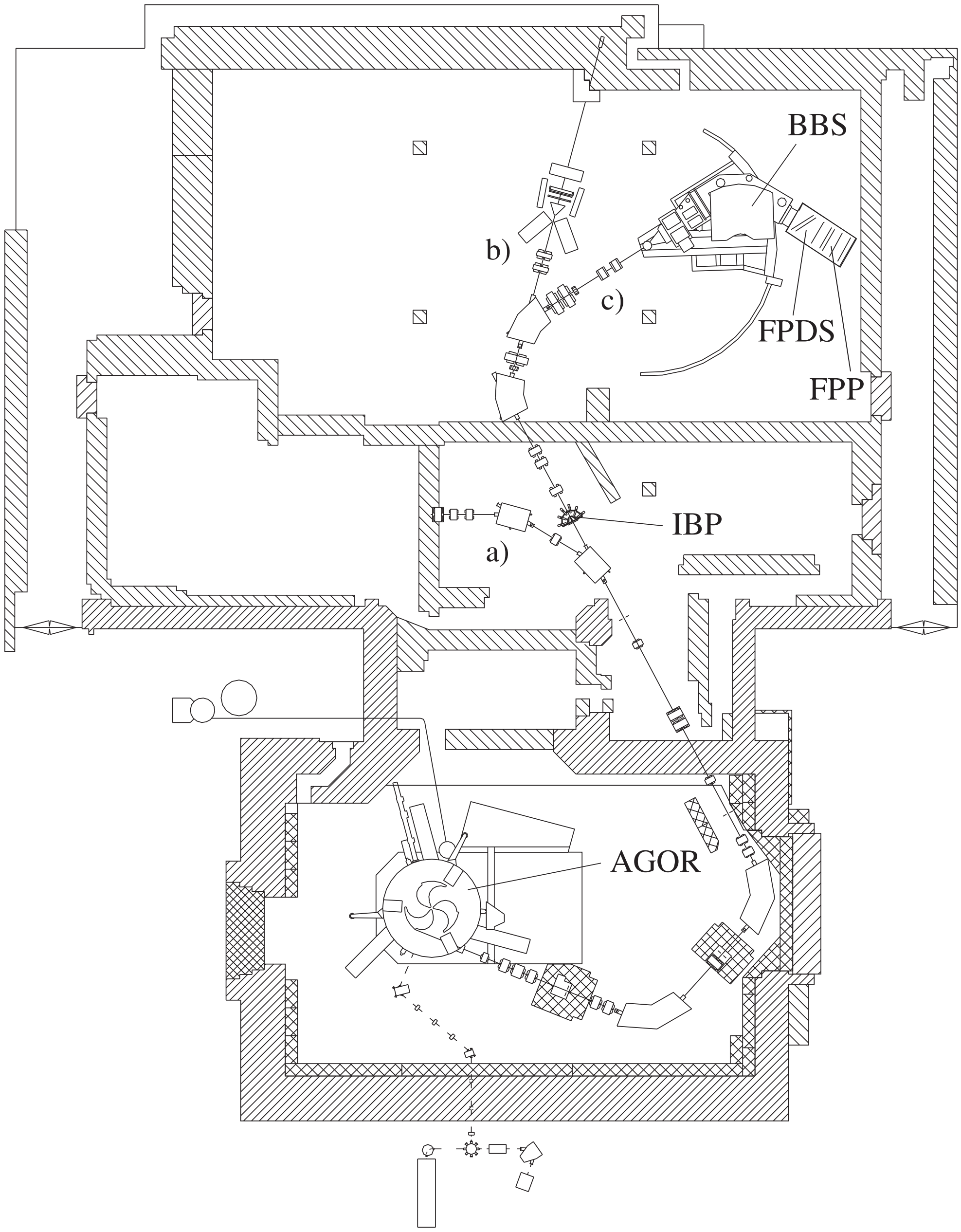

Abbildung 2.1: Schematische Aufsicht der Experimentiereinrichtungen am AGOR.
a) Strahlführung zu radiobiologischen Experimenten.
b) Strahlführung zu Nukleon-Nukleon Bremsstrahlungsexperimenten.
c) Strahlführung zum BBS.

chen eine kinematische Koinzidenz verlangt. Als Target wird CH_2 verwendet [Kal99]. Die für die Bestimmung der Polarisation des Deuteronenstrahls notwendige Teilchenidentifikation zur Trennung von Protonen und Deuteronen wird durch die Verwendung von Phoswich-Detektoren [Vol95] erreicht. Diese ermöglichen einen simultanen Nachweis von Gesamtenergie und Energieverlust. Details zum IBP finden sich in [Wer93].

2.1 Der EUROSUPERNOVA-Detektor

Im Rahmen der EUROSUPERNOVA-Kollaboration wurde ein Fokalebenendetektionssystem (FPDS) und ein Fokalebenenpolarimeter (FPP) sowie ein leistungsstarkes Auslesesystem entwickelt und in Betrieb genommen. Dieses Detektorsystem ist auf einer gemeinsamen Tragestruktur montiert, die an das BBS angehängt ist (siehe Abbildung 2.2). Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.3 (oben) gegeben.

Der Aufbau und die Auslese des Detektorsystems waren Thema verschiedener Diplomarbeiten am IKP Münster [Han95], [Núñ96], [Hag97a] und [Krü98] und sollen daher im folgenden nur kurz referiert werden.

Das FPDS besteht aus zwei Drahtkammern, die für das Fokalebenensystem als vertikale Driftkammern (VDCs) betrieben werden. Die VDCs haben eine Impulsakzeptanz von 15 %. Um eine optimale Energieauflösung zu erreichen, sind die VDCs unter einem Winkel von 52° relativ zur Senkrechten des zentralen Strahls am Ort der Fokalebene positioniert (siehe Abbildung 2.3 (oben)). Sie konnten wegen räumlicher Begrenzungen nicht unter dem Neigungswinkel der Fokalebene von ungefähr 54° betrieben werden, was der idealen Konfiguration entspricht. Jede VDC besitzt eine X- und eine U-Ebene zur Bestimmung der Ortskoordinaten des Teilchens, wobei die U-Drähte einen Winkel von ungefähr 33° mit den X-Drähten bilden. Aus der kombinierten Information beider VDCs läßt sich dann die Richtung des Teilchens und der Durchstoßpunkt in der Fokalebene bestimmen.

Zur Polarisationsmessung findet in einem Graphitanalysator des FPP eine Sekundärstreuung der Protonen statt, die zu einer polarisationsabhängigen Winkelasymmetrie führt (siehe Abbildung 2.3 (oben)). Die zur Spurrekonstruktion und damit auch für die Berechnung des sekundären

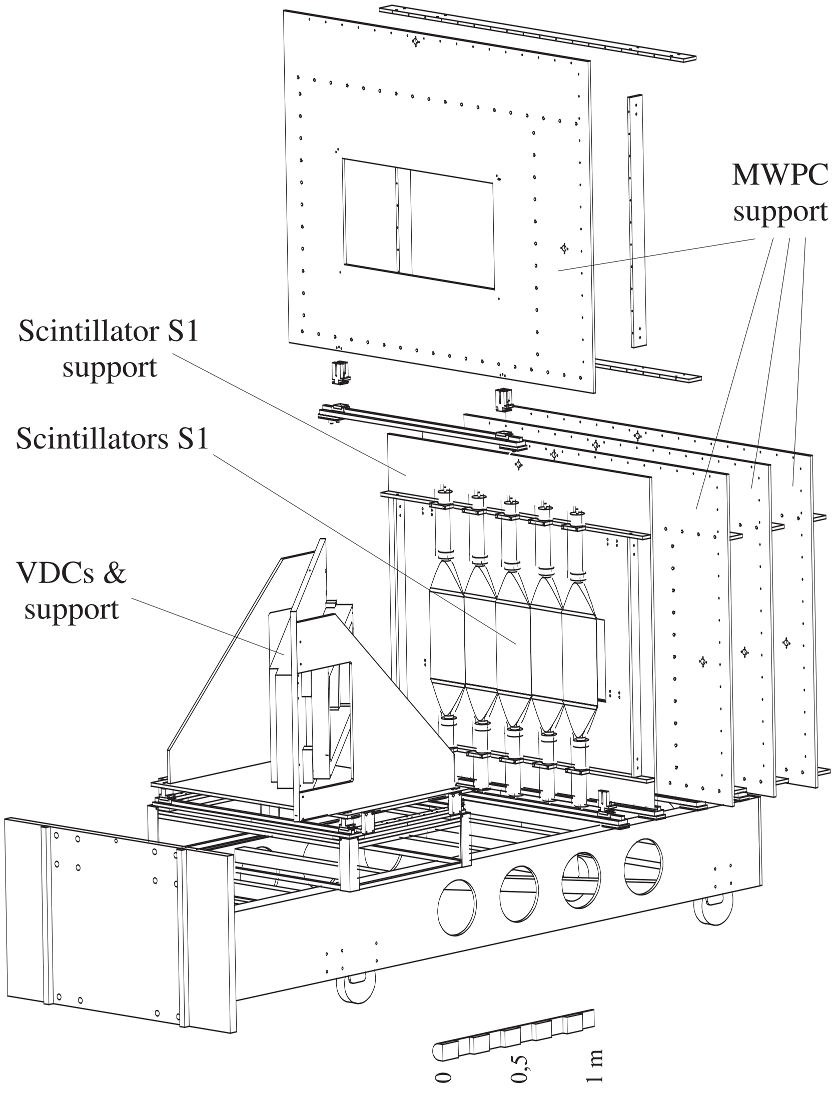

Abbildung 2.2: Explosionszeichnung des FPDS, des FPP und der Tragestruktur.

Streuwinkels notwendigen Daten werden mit Hilfe von vier Vieldraht-Proportionalkammern (MWPCs) aufgenommen, wobei jede Kammer eine X- und Y-Ebene besitzt. Details zur Auslese der Drahtkammern finden sich in [Krü99a] und [Krü99b].

Der dritte Teil des Detektorsystems besteht aus den beiden Szintillatorebenen S1 und S2. Wie in Abbildung 2.2 für die S1-Ebene dargestellt, besteht eine Ebene aus fünf Szintillatoren, die an beiden Enden über einen Photomultiplier ausgelesen werden. Die Signale der Szintillatoren werden für die Triggerentscheidung verwendet. Zusätzlich wird noch eine Energieverlustmessung und eine Flugzeitmessung zur Teilchenidentifikation durchgeführt.

Das auf digitalen Signalprozessoren (DSPs) basierende Auslese- und Online-Datenanalysesystem soll im folgenden kurz vorgestellt werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Hag99].

Die Hauptschwierigkeit bei ($\vec{\mathrm{p}}$,$\vec{\mathrm{p}}'$)-Messungen liegt in der Dominanz der Coulomb-Vielfachstreuung im Kohlenstoff-Analysator. Diese Streuung, die hauptsächlich in einem Winkelbereich von 0–5° stattfindet, besitzt keine brauchbare Analysierstärke. Erste Testmessungen am EUROSUPERNOVA-Detektor bei 190 MeV Einschußenergie und einem 5 cm dicken Analysator ergaben einen Anteil von etwa 95 % Protonen, die in diesen Winkelbereich gestreut werden.

Diese niedrige Effizienz, zusammen mit der zu erwartenden Zählratenexplosion bei extremen Vorwärtswinkeln, stellt hohe Anforderungen an die Auslesekapazität eines Detektorsystems. Um Totzeiten zu reduzieren, verwenden vergleichbare Aufbauten einen sogenannten *2nd level trigger*, der unter Verwendung der MWPC-Daten diejenigen Ereignisse verwirft, bei denen die Protonen unter kleinen Winkeln gestreut werden. Diese Entscheidung findet auf der Basis festverdrahteter Elektronik statt; im Gegensatz dazu wird im hier beschriebenen Detektor eine Lösung eingesetzt, die ein Mikrocomputersystem mit hohem Datendurchsatz sowie eine geeignete Software umfaßt. Die Vorteile dieser Lösung liegen in der niedrigen Totzeit und der hohen Flexibilität des Systems. Der letzte Punkt eröffnet die Möglichkeit, allein durch den Austausch von Software und das Entfernen des Analysators den Detektor in verschiedenen Betriebsmodi zu betreiben. Diese umfassen neben ($\vec{\mathrm{p}}$,$\vec{\mathrm{p}}'$) auch (p,p$'\gamma$), (^{3}He,t) usw., sowie die (d,^{2}He)-Reaktion, die Thema dieser Arbeit ist.

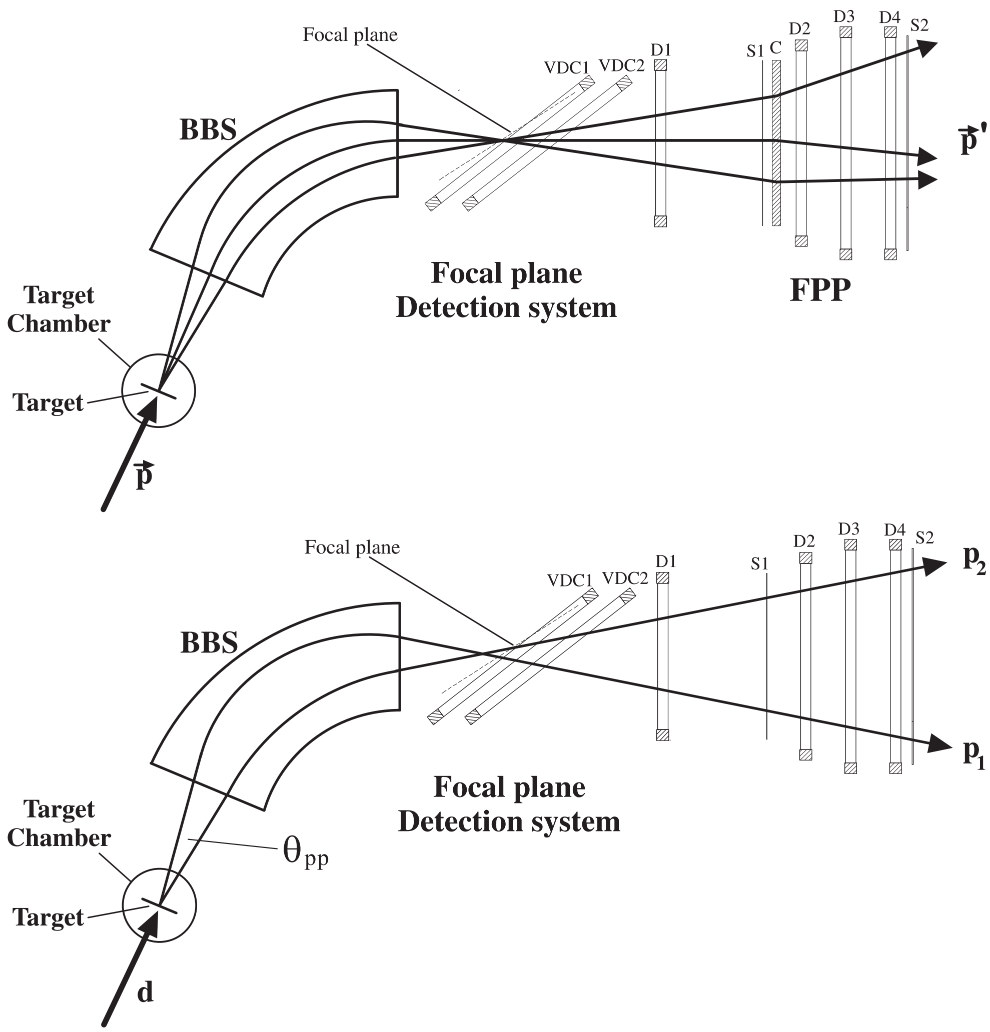

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des EUROSUPERNOVA-Detektors am BBS. Eingezeichnet sind die Streukammer, das BBS, die Fokalebene und die beiden Szintillatorebenen S1 und S2, sowie das FPDS bestehend aus den beiden VDCs (VDC1, VDC2) und das FPP bestehend aus dem Graphitanalysator (C) und den vier MWPCs (D1-D4).
Oben: Protonen gleicher Energie, die in der Fokalebene fokussiert werden und eine Sekundärstreuung am Graphit erfahren (($\vec{p}$,$\vec{p}'$)-Modus).
Unten: Koinzidenter Nachweis der beiden ungebundenen Protonen des ^{2}He mit einem Öffnungswinkel von θ_{pp}. Der Graphitanalysator wurde entfernt ((d,^{2}He)-Modus).

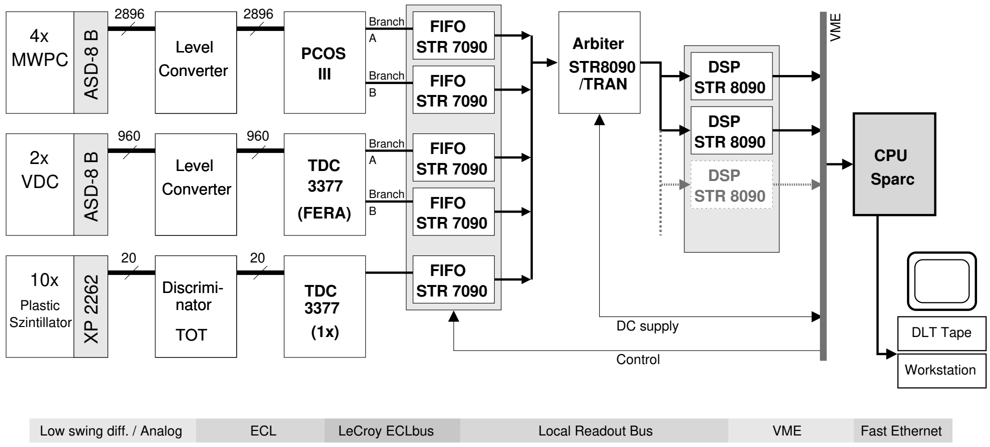

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des auf DSPs basierenden Auslese- und Online-Datenanalysesystems.

Der EUROSUPERNOVA-Detektor im (d,^{2}He)-Modus und im ($\vec{\mathrm{p}}$,$\vec{\mathrm{p}}'$)-Modus ist zum Vergleich in einer schematischen Darstellung in Abbildung 2.3 gegeben.

Eine schematische Abbildung des Auslesesystems ist in Abbildung 2.4 zu finden. Als hervorstechende Eigenschaft erkennt man die hohe Parallelität der Eingangsdatenströme. In der Front-End-Datenerfassung wurden Standard-CAMAC-Module der Firma LeCroy eingesetzt. Die Erfassung wird über eine simple Koinzidenz der Szintillatorebenen ausgelöst. Die CAMAC-Module geben ihre Daten über fünf parallele Zweige an fünf Datenpuffer aus. Diese Puffer arbeiten nach dem *First-In First-Out* (FIFO)-Prinzip, so daß der Eingangsdatenstrom vom Ausgangsdatenstrom zeitlich entkoppelt ist. Über einen gemeinsamen Bus, den sogenannten Local Readout Bus, kann nun das Mikrocomputersystem auf die Daten zugreifen. Letzteres besteht aus einer Anzahl parallel arbeitender DSPs, die abwechselnd, je nach Verfügbarkeit, die Daten aus den FIFO-Puffern auslesen und verarbeiten. Ein dediziertes Modul übernimmt die Arbitrierung.

Aufgabe des DSP-Systems ist nun, nach verschiedenen Konsistenztests und eventuellen Reparaturen korrumpierter Daten, die Trajektorien der Teilchen zu bestimmen. Aufgrund dieser Informationen wird je nach Betriebsmodus das Ereignis zur weiteren Verwertung freigegeben oder verworfen. Im

$(\vec{p},\vec{p}')$-Modus wird bei mehr als einem Treffer in einer der MWPC-Ebenen hinter dem Analysator ein sogenannter *straight line* Test durchgeführt. Dabei wird aus den Daten der beiden Kammern mit nur einem Treffer der wahrscheinliche Durchstoßpunkt in der dritten Kammer und somit der zugehörige Treffer ermittelt. Nach Bestimmung der Bahn des Protons vor und hinter dem Analysator wird der sekundäre Streuwinkel berechnet. Befindet sich dieser im Bereich hoher Analysierstärke, kann das Ereignis an die zeitaufwendige Aufzeichnung weitergegeben werden; andernfalls meldet sich der DSP wieder frei zur Aufnahme des nächsten Ereignisses.

Berechnungen der Programmlaufzeit aufgrund der Taktzyklen, die zur Ausführung der einzelnen Befehle nötig sind, ergeben eine Ausführungszeit des gesamten $(\vec{p},\vec{p}')$-Programmes von etwa 15 μs. Messungen an einem System mit zwei parallel arbeitenden DSPs ergaben eine Gesamt-Systemtotzeit von 6,6 μs. Primäre Raten von bis zu 300 kHz sind bisher erfolgreich bewältigt worden, wobei DSP-seitig etwa 100 kHz aufgenommen wurden. Zur Zeit wird das System durch die Übertragungsrate aufgrund der *Ethernet* Verbindung zwischen Sparc und Workstation (siehe Abbildung 2.4) auf eine Ausgabekapazität von 3 kHz limitiert. Der Ausbau dieser Verbindung zu der in Abbildung 2.4 eingezeichneten *Fast-Ethernet* Verbindung ist allerdings in Aussicht gestellt.

Kapitel 3

Grundlagen der Magnetionenoptik

Zum Verständnis von Aufbau und Funktionsweise des BBS (siehe Kapitel 4), sowie seiner mit dem Computerprogramm COSY INFINITY berechneten Abbildungseigenschaften (siehe Kapitel 5), werden in diesem Kapitel grundlegende Begriffe und Methoden der Magnetionenoptik eingeführt. Die folgenden Abschnitte beinhalten eine Zusammenstellung verschiedener Quellen [Car95, Eng67, Hen74, Hin97].

Die Magnetionenoptik beruht auf der Bewegungsgleichung für Teilchen der Ladung q und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in einem Magnetfeld $\vec{B}$. Die Bewegungsgleichung ist durch die Lorentzkraft gegeben zu

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{3.1}$$

3.1 Koordinatensystem

Das im folgenden verwendete lokale, rechtshändige, kartesische (x, y, z)-Koordinatensystem ist das Standardkoordinatensystem der Beschleunigerphysik. Es ist an jedem Punkt entlang der zentralen Bahn, die auch Sollbahn genannt wird, definiert. Ein Teilchen mit dem Impuls $\vec{p}_0$ befindet sich genau dann auf der Sollbahn, wenn seine Trajektorie das Symmetriezentrum verschiedener Magnetelemente durchläuft. Dieser Weg definiert die optische Achse. Die z-Achse des Koordinatensystems liegt dann tangential zur opti-

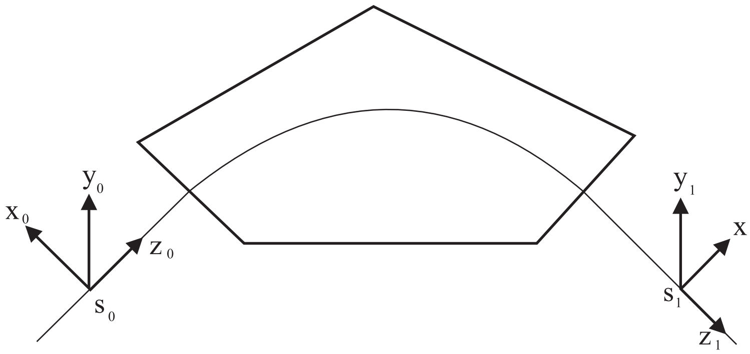

Abbildung 3.1: Das lokale, kartesische Koordinatensystem zur Beschreibung des Strahltransportes durch ein magnetionenoptisches System.

schen Achse in Bewegungsrichtung der Teilchen, die x-Achse ist senkrecht zu z in der Krümmungsebene, und y ist die Normale auf der durch z- und x-Achse definierten Krümmungsebene (siehe Abbildung 3.1). Man spricht bei x von der radialen Koordinate, weil die x-Achse immer in Richtung des Krümmungsradius zeigt. Dies gilt nicht nur im Feldbereich eines Ablenkmagneten (siehe z.B. Abbildung 3.3), sondern auch bei einer feldfreien Driftstrecke, da hier der Krümmungsradius unendlich groß ist. Die axiale Koordinate ist dann entsprechend durch y gegeben. Falls die Krümmungsebene aller Ablenkmagnete gleich ist, entspricht x der horizontalen und y der vertikalen Koordinate bezüglich der Krümmungsebene.

Die übliche Beschreibung eines Teilchens im sechsdimensionalen Phasenraum geschieht über die Orts- und Impulskoordinaten im (x, p_x, y, p_y, z, p_z)-Koordinatensystem. Hier wird jedoch eine dem Problem angepaßte Beschreibung der Form

$$\vec{x}_s = \begin{pmatrix} x^1 \\ x^2 \\ x^3 \\ x^4 \\ x^5 \\ x^6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \textit{radiale Ortsabweichung} \\ \textit{radiale Richtungsabweichung} \\ \textit{axiale Ortsabweichung} \\ \textit{axiale Richtungsabweichung} \\ \textit{longitudinale Ortsabweichung} \\ \textit{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix}$$

gewählt, wobei s für einen beliebigen Ort auf der Sollbahn steht und die Koordinaten relativ zum Sollteilchen definiert sind. Die transversalen Ortsabweichungen x und y sind gemäß obigem Koordinatensystem definiert. Die longitudinale Ortsabweichung l und die relative Impulsabweichung δ sind definiert zu

$$l = -v_0(t - t_0) \tag{3.2}$$

$$\text{und} \quad \delta = \frac{p - p_0}{p_0}. \tag{3.3}$$

Die mit dem Index 0 versehenen Größen v, t und p stehen für Geschwindigkeit, Zeit und Impuls des Sollteilchens. Die Richtungsabweichungen ergeben sich im mitbewegten Koordinatensystem zu

$$x' = \frac{\partial x}{\partial z} = \frac{p_x}{p_z} \tag{3.4}$$

$$\text{und} \quad y' = \frac{\partial y}{\partial z} = \frac{p_y}{p_z}. \tag{3.5}$$

Sie werden unter Ausnutzung der Kleinwinkelnäherung auch häufig als Winkelabweichungen θ und ϕ angegeben mit

$$\theta \approx \tan\theta = \frac{\partial x}{\partial z} = \frac{p_x}{p_z} \tag{3.6}$$

$$\text{und} \quad \phi \approx \tan\phi = \frac{\partial y}{\partial z} = \frac{p_y}{p_z}. \tag{3.7}$$

Diese Näherung ist allerdings nur bis zur zweiten Ordnung korrekt und soll im folgenden nicht verwendet werden. Gleichwohl sind die Bezeichnungen θ und ϕ gebräuchlich. Sie werden häufig gleichbedeutend zu x' und y' benutzt.

3.2 Beschreibung durch Matrixformalismus

Die Behandlung der Magnetionenoptik soll zunächst in linearer Näherung erfolgen. Dies ist sinnvoll, wenn die transversalen Ortsabweichungen klein sind gegenüber typischen Systemgrößen wie Magnetöffnungen oder Krümmungsradien, und wenn x', y' und δ klein sind gegen 1. In der geometrischen Optik entspricht dies einem paraxialen Strahl.

Die Transformation des Teilchenvektors $\vec{x}_{s_0}$ zu $\vec{x}_{s_1}$ (siehe Abbildung 3.1)

$$\vec{x}_{s_1} = R(s_0 \rightarrow s_1)\vec{x}_{s_0} \tag{3.8}$$

geschieht in linearer Näherung über die 6×6-dimensionale Transport- oder Transfermatrix

$$R = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & r_{15} & r_{16} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & r_{24} & r_{25} & r_{26} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & r_{34} & r_{35} & r_{36} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} & r_{44} & r_{45} & r_{46} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} & r_{54} & r_{55} & r_{56} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} & r_{64} & r_{65} & r_{66} \end{pmatrix}. \tag{3.9}$$

Sie besitzt die Eigenschaft

$$\det(R) = 1,$$

aus der in linearer Näherung das Liouvillesche Theorem folgt. Das von Teilchen besetzte Phasenraumvolumen bleibt also bei einer Transformation mit R erhalten.

Der Vorteil dieser Matrixdarstellung besteht darin, daß man die Transportmatrix R_{ges} eines optischen Systems mehrerer Basiselemente durch einfache Multiplikation der einzelnen Matrizen erhält, die für alle Standardelemente bekannt sind (siehe Abschnitt 3.3):

$$R_{ges}(s_0 \to s_n) = R_n(s_{n-1} \to s_n) \times \cdots \times R_2(s_1 \to s_2) \times R_1(s_0 \to s_1) \tag{3.10}$$

Die generelle Transportmatrix in Gleichung (3.9) kann unter folgenden Annahmen vereinfacht werden:
Es wird magnetische Mittelebenensymmetrie vorausgesetzt. Dies wird von D. C. Carey [Car87] als ein Dogma der Optik geladener Teilchen bezeichnet. Dadurch sind horizontale und vertikale Bewegungen in erster Ordnung entkoppelt. Man erhält

$$r_{13} = r_{14} = r_{23} = r_{24} = r_{31} = r_{32} = r_{41} = r_{42} = 0. \tag{3.11}$$

Wenn eine Krümmung der Teilchenbahn nur in der Horizontalen vorliegt, ergibt sich keine Dispersion in der vertikalen Richtung. Dies führt zu

$$r_{36} = r_{46} = 0 \tag{3.12}$$

und zur Unabhängigkeit der longitudinalen Ortsabweichung l von der vertikalen Bewegung des Teilchens

$$r_{53} = r_{54} = 0. \tag{3.13}$$

Weiterhin gilt

$$\begin{aligned} r_{6i} &= \delta_{6i} && (3.14)\\ \text{und} \quad r_{i5} &= \delta_{i5}, && (3.15) \end{aligned}$$

wobei $i = 1, 2, \ldots, 6$ und δ_{ij} das Kroneckersymbol meint. Gleichung 3.14 beschreibt die Tatsache, daß die relative Impulsabweichung δ und damit auch der Impuls des Teilchens beim Durchgang durch das System nicht verändert wird. Gleichung 3.15 zeigt, daß die Bewegung des Teilchens unabhängig von der Zeit bzw. von seinem Zeitnullpunkt ist. Dies gilt für statische Magnetfelder. Die Grundform der Transportmatrix ergibt sich schließlich zu

$$R = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 & 0 & 0 & r_{16} \\ r_{21} & r_{22} & 0 & 0 & 0 & r_{26} \\ 0 & 0 & r_{33} & r_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} & r_{44} & 0 & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 & 0 & 1 & r_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{3.16}$$

Da die longitudinale Ortsabweichung l des Startvektors $\vec{x}_{s_0}$ in Abbildung 3.1 bei einer Multiplikation mit der Transportmatrix R nur in die Berechnung der longitudinalen Ortsabweichung l des Vektors $\vec{x}_{s_1}$ eingeht, wird die Größe l im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Zusätzlich betrachtet man im Falle der Entkopplung radialer und axialer Transformationen häufig nur die Untermatrizen

$$\begin{aligned} R_x &= \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix} && (3.17)\\ \text{und} \quad R_y &= \begin{pmatrix} r_{33} & r_{34} \\ r_{43} & r_{44} \end{pmatrix}. && (3.18) \end{aligned}$$

Stellt man nun konkrete optische Abbildungsbedingungen an das System, z. B. eine Punkt-zu-Punkt Abbildung einer Startebene auf eine Zielebene, so legt dies den Wert bestimmter Matrixelemente (siehe Tabelle 3.1) fest. Eine häufig verwendete Schreibweise, die direkt den Zusammenhang zwischen Start- und Zielgröße erkennen läßt, wurde in Tabelle 3.1 parallel zu den r_{ij} verwendet.

Abbildung	radial	axial
Punkt-zu-Punkt	$r_{12} = (x\|x') = 0$	$r_{34} = (y\|y') = 0$
Punkt-zu-Parallel	$r_{22} = (x'\|x') = 0$	$r_{44} = (y'\|y') = 0$
Parallel-zu-Punkt	$r_{11} = (x\|x) = 0$	$r_{33} = (y\|y) = 0$
Parallel-zu-Parallel	$r_{21} = (x'\|x) = 0$	$r_{43} = (y'\|y) = 0$
Ortsdispersion = 0	$r_{16} = (x\|\delta) = 0$	
Winkeldispersion = 0	$r_{26} = (x'\|\delta) = 0$	

Tabelle 3.1: Optische Abbildungsbedingungen

3.3 Basiselemente

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Magnetelemente, ihre grundlegenden Systemgrößen und ihre Abbildungseigenschaften in linearer Näherung beschrieben werden.

Eine für alle Magneten wichtige Systemgröße ist die effektive Länge L_{eff}. Die Feldstärke eines Magneten längs der Sollbahn ist in Abbildung 3.2 als Funktion des Weges s dargestellt. Am Rand des Magneten verschwindet das Magnetfeld nicht plötzlich, sondern das sogenannte Randfeld fällt innerhalb seiner Reichweite im Außenraum auf $B = 0$ ab. Diese Reichweite liegt in der Größenordnung mehrerer Spaltbreiten g bei einem Ablenkmagneten (siehe Abschnitt 3.3.2) und bei einem Quadrupol (siehe Abschnitt 3.3.4) bei mehreren Aperturradien a. Zur Bestimmung der effektiven Länge L_{eff} muß zunächst die Verteilungsfunktion der Magnetfeldstärke gemessen werden. Über diese wird dann integriert, um die tatsächliche Feldverteilung in ionenoptischen Berechnungen durch eine äquivalente Rechteckverteilung der Stärke B_0 und der Länge L_{eff} mit

$$L_{eff} = \frac{1}{B_0} \int_{-\infty}^{+\infty} B(s) ds \tag{3.19}$$

ersetzen zu können. Bei Betrachtung eines Quadrupols ist B durch den Feldgradienten g zu ersetzen. Die Grenzen, an denen nun das Magnetfeld direkt von B_0 auf $B = 0$ abfällt, werden effektive Feldgrenzen (EFB) genannt.

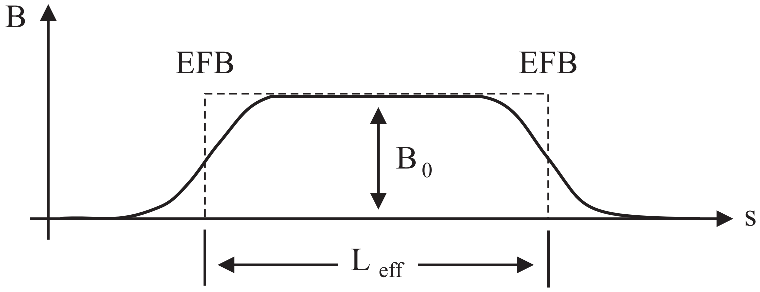

Abbildung 3.2: Illustration zur effektiven Länge L_{eff}.

3.3.1 Driftstrecke

Das einfachste Element ist die Driftstrecke, also der feldfreie Raum. Die Teilchen erfahren keine Änderung der Richtungsabweichung, also $x' = x'_0$ und $y' = y'_0$, sowie eine sich proportional zum Produkt aus Driftlänge L und Richtungsabweichung x'_0 bzw. y'_0 verändernde Ortsabweichung. Die Transportmatrizen sind also gegeben zu

$$R_x = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.20}$$

$$\text{und} \quad R_y = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{3.21}$$

3.3.2 Homogener Ablenkmagnet

Homogene Ablenkmagnete (Dipolmagnete) sind im wesentlichen durch den Radius der Sollbahn ρ_0 und die effektive Länge L_{eff}, bzw. den Ablenkwinkel ϕ (siehe Abbildung 3.3) charakterisiert. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen ist gegeben zu

$$\phi = \frac{L}{\rho_0}. \tag{3.22}$$

Weiterhin gibt man noch die Spaltbreite g, sowie die in diesem Spalt erreichbare maximale Feldstärke B_{max} des Magneten an. Die zusätzlich eingezeichneten Winkel α und β werden erst im nächsten Abschnitt besprochen und seien hier zu Null gesetzt.

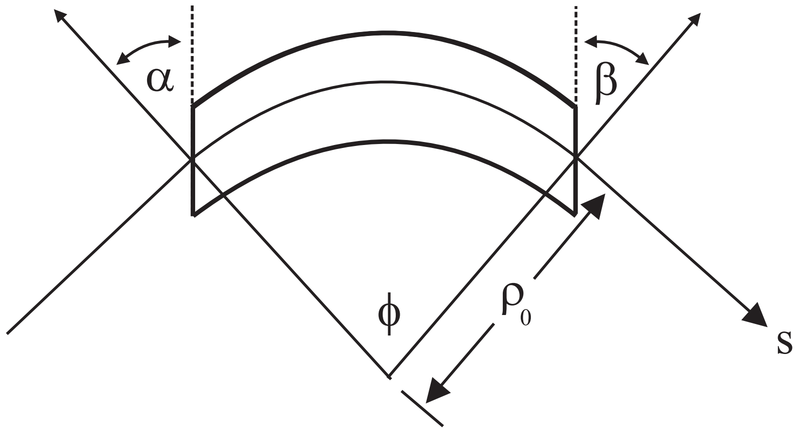

Abbildung 3.3: Homogener Ablenkmagnet mit Kantenfokussierung. Eingezeichnet sind der Sollbahnradius ρ_0, der Ablenkwinkel ϕ und die Kantenwinkel α und β.

In axialer Richtung wirkt ein homogener Ablenkmagnet wie eine Driftstrecke der Länge $\rho_0\phi$. Die axiale Untermatrix entspricht daher genau der Transportmatrix R_y der Driftstrecke in Gleichung 3.21. Da Teilchen mit einem δ ungleich Null einen von der Sollbahn abweichenden Krümmungsradius ρ haben, sind auch Orts- und Winkeldispersion r_{16} und r_{26} ungleich Null. Weiterhin entstehen neben den durch δ hervorgerufenen Flugzeitunterschieden auch solche, die vom Weg der Teilchen durch den Dipol, also auch von x_0 und x'_0, abhängen. Die einzelnen Matrixelemente ergeben sich als Lösungen von Differentialgleichungen, die von der Struktur des harmonischen Oszillators sind. Das Lösungsverfahren wird hier nicht vorgestellt, da die Struktur der Transportmatrix im Vordergrund steht und weniger ihre speziellen Elemente. Die Transportmatrix eines Dipolmagneten ergibt sich nur über Sollbahnradius, Ablenkwinkel und Lorentzfaktor γ zu

$$R = \begin{pmatrix} \cos\phi & \rho_0 \sin\phi & 0 & 0 & 0 & \rho_0(1-\cos\phi) \\ -\frac{\sin\phi}{\rho_0} & \cos\phi & 0 & 0 & 0 & \sin\phi \\ 0 & 0 & 1 & \rho_0\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin\phi & -\rho_0(1-\cos\phi) & 0 & 0 & 1 & \rho_0\frac{\phi}{\gamma^2} - \rho_0(\phi - \sin\phi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{3.23}$$

3.3.3 Kantenfokussierung homogener Ablenkmagnete

Der Effekt der Kantenfokussierung tritt bei homogenen Ablenkmagneten auf, wenn die Sollbahn im feldfreien Außenraum nicht senkrecht zur Magnetfeldkante verläuft. Man definiert dann zwischen der x-Achse im Außenraum und der Magnetfeldkante einen eingangsseitigen Kantenwinkel α sowie einen ausgangsseitigen Kantenwinkel β, der für axiale Fokussierung und radiale Defokussierung sorgt, falls er, wie in Abbildung 3.3, positiv ist. Entsprechend wirkt ein negativer Kantenwinkel axial defokussierend und radial fokussierend.

Zur Erklärung dieser Effekte wird zunächst ein Koordinatensystem (x, y, z) eingeführt, das sich von dem zuvor definierten Standardkoordinatensystem dadurch unterscheidet, daß es ortsfest ist mit dem Nullpunkt auf der Magnetfeldkante (siehe Abbildung 3.4 links). Eine positive radiale Winkeländerung $\Delta x'$ läßt sich dann bei einem Teilchen mit positiver Ortsabweichung x_0 durch die um $\Delta z = x_0 \tan\beta$ kürzere Bahn im Dipolfeld erklären. Diese Überlegungen gelten analog für negative Ortsabweichungen. Die radiale Winkeländerung $\Delta x'$ ergibt sich somit zu

$$\Delta x' = \frac{\Delta z}{\rho_0} = \frac{\tan\beta}{\rho_0} x_0. \tag{3.24}$$

Die axiale Winkeländerung $\Delta y'$ ensteht durch die radiale Magnetfeldkomponente B_x, die im Bereich der Magnetfeldkante ungleich Null ist. Teilchen, die in diesem Bereich eine axiale Ortsabweichung y_0 besitzen, erfahren eine axiale Winkeländerung von

$$\Delta y' = \frac{1}{B_0 \rho_0} \int_B^C B_x dz, \tag{3.25}$$

wobei die Integration von einem beliebigen Punkt B im homogenen Magnetfeld bis zu einem beliebigen Punkt C im feldfreien Außenbereich ausgeführt wird. Zur Berechnung des Integrals wird ein neues Koordinatensystem (ξ, y, ζ) eingeführt, wobei ζ senkrecht auf der Feldkante steht (siehe Abbildung 3.4 links). In diesem System ergeben sich die Feldkomponente B_x und das Differential dz zu

$$\begin{aligned} B_x &= \overbrace{B_\xi}^{\approx 0} \cos\beta + B_\zeta \sin\beta \approx B_\zeta \sin\beta && (3.26) \\ \text{und} \quad dz &= \frac{d\zeta}{\cos\beta}. && (3.27) \end{aligned}$$

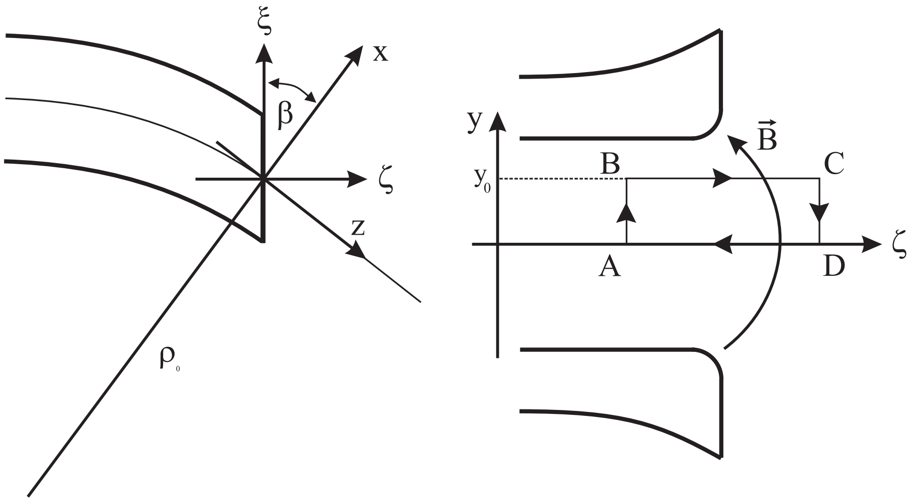

Abbildung 3.4: Illustration zur Kantenfokussierung.

Wegen der endlichen Ausdehnung der Feldkante ist die parallel zu ihr liegende Feldkomponente B_ξ zwar nicht exakt Null, aber vernachlässigbar klein. Das Integral in Gleichung 3.25 kann man nun im (ξ, y, ζ)-Koordinatensystem ausdrücken:

$$\int B_x dz = \tan\beta \int_B^C B_\zeta d\zeta \tag{3.28}$$

Zur Berechnung dieses Integrales betrachtet man das geschlossene Wegintegral in Abbildung 3.4 (rechts). Für dieses gilt nach Stokesschem Integralsatz

$$\int_A^B \vec{B}d\vec{r} + \int_B^C \vec{B}d\vec{r} + \underbrace{\int_C^D \vec{B}d\vec{r}}_{0} + \underbrace{\int_D^A \vec{B}d\vec{r}}_{0} = \int\int_F \underbrace{rot\vec{B}}_{0} dF. \tag{3.29}$$

Das Wegintegral von C nach D liegt im feldfreien Außenraum und verschwindet ebenso wie der Beitrag von D nach A, da wegen der Mittelebenensymmetrie das Feld immer senkrecht zu $d\vec{r}$ steht. Das Flächenintegral liefert ebenfalls keinen Beitrag, da aufgrund der Maxwellgleichungen $rot\vec{B} = 0$ gilt. Das Wegintegral von B nach C ergibt sich zu

$$\int_B^C B_\zeta d\zeta = -B_0 y_0 \tag{3.30}$$

und ermöglicht unter Berücksichtigung der Gleichungen 3.25 und 3.28 die Berechnung der axialen Winkeländerung $\Delta y'$. Man erhält die Gleichung

$$\Delta y' = -y_0 \frac{\tan \beta}{\rho_0}, \tag{3.31}$$

die bis auf das negative Vorzeichen dem Ergebnis für die radiale Winkeländerung $\Delta x'$ entspricht. Dies bedeutet, daß die durch die Kantenfokussierung hervorgerufenen Winkeländerungen $\Delta x'$ und $\Delta y'$ proportional zu ihren Ortsabweichungen x_0 und y_0 sind, wobei immer in eine Richtung fokussiert und in die andere Richtung defokussiert wird.

Die axiale Winkeländerung $\Delta y'$ ist in Wirklichkeit kleiner, wenn man die in Gleichung 3.26 angenommene Näherung einer unendlich ausgedehnten Feldkante nicht zuläßt. Die Korrektur, die schließlich durch die Einführung eines effektiven Kantenwinkels β_{eff} ausgedrückt wird, soll hier allerdings nicht mehr beschrieben werden. Diese Überlegungen gelten äquivalent für den eingangsseitigen Kantenwinkel, wobei das Koordinatensystem am Eingang gegenüber dem am Ausgang verwendeten (ξ, y, ζ)-Koordinatensystem um 180° um die y-Achse gedreht ist. Die ζ-Achse steht also wieder senkrecht auf der Feldkante in Richtung des feldfreien Raums.

Die Transportmatrizen für Ein- und Ausgänge von Ablenkmagneten ergeben sich somit zu

$$R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \beta}{\rho_0} & 1 \end{pmatrix} \tag{3.32}$$

$$\text{und} \quad R_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \beta_{eff}}{\rho_0} & 1 \end{pmatrix}, \tag{3.33}$$

wobei β_{eff} hier der eingangsseitige oder ausgangsseitige effektive Kantenwinkel sei.

3.3.4 Quadrupolmagnete

Quadrupole werden gekennzeichnet durch ihre effektive Länge L_{eff} und ihren Feldgradienten $g = \frac{\partial B_y}{\partial dx} = \frac{\partial B_x}{\partial dy}$. Bei positivem Feldgradienten ist der Quadrupol radial fokussierend und axial defokussierend. Bei einem negativen Feldgradienten g, wie bei dem Quadrupol in Abbildung 3.5, werden positiv geladene Teilchenstrahlen hingegen in x-Richtung defokussiert und in

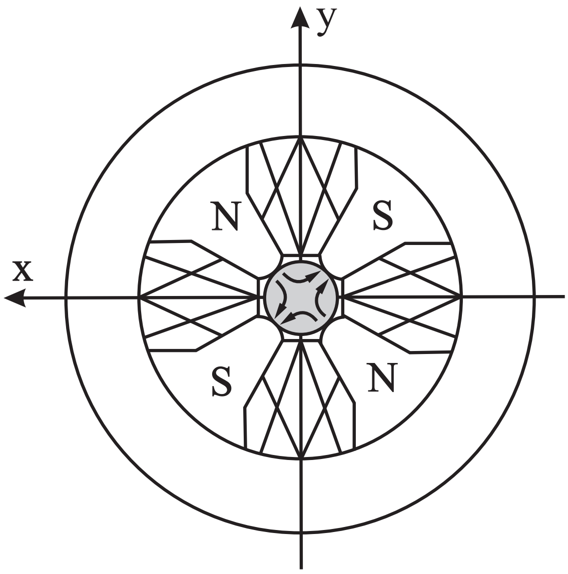

Abbildung 3.5: Querschnitt eines Quadrupolmagneten. Der äußere Ring stellt das Magnetjoch dar. Der Radius des eingefärbten inneren Ringes entspricht dem Aperturradius a. Die Spulen sind durch das in der Elektrotechnik übliche Symbol angedeutet. Der Verlauf der Feldlinien, die bei der hier gezeigten Polarität für positiv geladene Teilchenstrahlen in x-Richtung Defokussierung und in y-Richtung Fokussierung bewirken, ist durch Pfeile symbolisiert.

---

y-Richtung fokussiert. Über den Feldwert B_0 an der Polspitze und den Aperturradius a, der den Abstand von der Polschuhspitze zur Sollachse angibt, ergibt sich der Feldgradient g zu

$$g = \frac{B_0}{a}. \tag{3.34}$$

Weiterhin definiert man den Quadrupol-Koeffizienten

$$k = \frac{|g|}{B\rho_0} = \frac{1}{B\rho_0}\frac{|B_0|}{a}. \tag{3.35}$$

Die wegen der Entkopplung von radialen und axialen Komponenten hier nur relevanten Untermatrizen R_x und R_y der Transportmatrix sind über die effektive Länge L_{eff} und den Quadrupol-Koeffizienten k für einen in

x-Richtung fokussierenden Quadrupol gegeben zu

$$R_x = \begin{pmatrix} \cos\sqrt{k}L_{eff} & \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}L_{eff} \\ -\sqrt{k}\sin\sqrt{k}L_{eff} & \cos\sqrt{k}L_{eff} \end{pmatrix} \tag{3.36}$$

$$\text{und} \quad R_y = \begin{pmatrix} \cosh\sqrt{k}L_{eff} & \frac{1}{\sqrt{k}}\sinh\sqrt{k}L_{eff} \\ \sqrt{k}\sinh\sqrt{k}L_{eff} & \cosh\sqrt{k}L_{eff} \end{pmatrix}. \tag{3.37}$$

Für einen in y-Richtung fokussierenden Quadrupol müssen die beiden Untermatrizen ausgetauscht werden. Die Brennweiten des Quadrupols sind dann über die Matrixelemente gegeben zu $-1/R_{21}$ und $-1/R_{43}$.

3.3.5 Multipolentwicklung

Magnetelemente lassen sich nicht nur über ihre Wirkung auf Teilchen in Form ihrer Transportmatrizen R beschreiben, sondern auch durch eine Multipolentwicklung ihres Magnetfeldes.

Falls die Länge eines Magneten groß ist gegen seine Spaltbreite g oder seinen Aperturradius a, kann man sich das Magnetfeld näherungsweise als ebene zweidimensionale Verteilung vorstellen, die in Zylinderkoordinaten (ϕ, r, z) beschrieben werden kann. Die Strahlrichtung ist weiterhin in Richtung der z-Achse. Die Magnetfelder B_ϕ und B_r erhält man dann aus einer Multipolentwicklung zu

$$B_\phi(\phi, r) = \sum_{n=1}^{\infty} r^{n-1}(-a_n \cos n\phi + b_n \sin n\phi) \tag{3.38}$$

$$\text{und} \quad B_r(\phi, r) = \sum_{n=1}^{\infty} r^{n-1}(a_n \cos n\phi + b_n \sin n\phi). \tag{3.39}$$

Die Koeffizienten b_n sind die normalen Multipolkoeffizienten, die Koeffizienten a_n gehören zu den sogenannten schiefwinkeligen Multipolen. Ein schiefwinkeliger homogener Ablenkmagnet z. B. hat nur eine Magnetfeldkomponente in x-Richtung, und ein schiefwinkeliger Quadrupol ist gegenüber dem Quadrupol in Abbildung 3.5 um 45° um die z-Achse gedreht. Bei der Multipolentwicklung des Feldes eines idealen Dipols ist nur b_1 ungleich Null, bei einem idealen Quadrupol ist nur b_2 ungleich Null, usw.

Tatsächlich haben die Magnetfelder eine Hauptkomponente und zusätzlich kleinere Nebenkomponenten. Diese Multipolkomponenten höherer Ordnung sollen normalerweise möglichst klein sein. Sie werden allerdings in einigen Fällen auch bewußt erzeugt. Multipolkomponenten höherer Ordnung entstehen z. B. durch Inhomogenitäten des Eisens, Sättigungseffekte, Ausrichtungsfehler oder Randfelder. Beim Quadrupol enstehen nicht zu vermeidende Multipolbeimischungen dadurch, daß dessen ideale Polschuhform einer Hyperbel entspricht, die jedoch wegen der endlichen Ausdehnung der Polschuhe nicht realisierbar ist. Andererseits können Multipolkomponenten durch gezielte Bearbeitung der Form des Polschuhprofils eines Quadrupols erzeugt werden [Hal69].

3.4 Aberrationen

Bisher wurden die wesentlichen Abbildungseigenschaften ionenoptischer Systeme in linearer Näherung beschrieben. Je größer jedoch die Emittanz des Teilchenstrahls, d. h. je schlechter also die Bündelung der Einzelstrahlen um die Sollbahn, desto stärker machen sich Aberrationen zweiter und höherer Ordnung bemerkbar.

Die generelle Transformation ergibt sich zu

$$x^i_{s_1} = \sum_{j=1}^{6} r^{s_1}_{ij} x^j_{s_0} + \sum_{j,k=1}^{6} r^{s_1}_{ijk} x^j_{s_0} x^k_{s_0} + \dots, \tag{3.40}$$

wobei die Elemente $r^{s_1}_{ij}$ die schon bekannten Matrixelemente der ersten Ordnung sind. Die Matrixelemente $r^{s_1}_{ijk}$ einer $6\times6\times6$ Matrix werden Aberrationen zweiter Ordnung genannt. Aber auch diese sind nicht alle ungleich Null. Da Terme mit r_{ijk} und Terme mit r_{ikj} identisch sind, wird die Summation über j in Gleichung 3.40 auf j $\leq$ k beschränkt. Bei zusätzlich geforderter Mittelebenensymmetrie sind die horizontalen Koordinaten x und x' unabhängig von den vertikalen Koordinaten, falls diese insgesamt nur in erster Ordnung vorkommen. Dies bedeutet, daß $r_{ijk} = 0$ für $i = 1, 2$ und entweder $j = 3, 4$ oder $k = 3, 4$. Ebenso sind die vertikalen Koordinaten y und y' unabhängig von horizontalen und von vertikalen Koordinaten in insgesamt zweiter Ordnung. Insgesamt bleiben, falls noch Impulserhaltung des Systems und die Zeitunabhängigkeit der Magnetfelder vorausgesetzt wird, nur neun nichttriviale Matrixelemente zweiter Ordnung für die x-Richtung und sechs für die

y-Richtung über. Die Reihenentwicklung bis zur zweiten Ordnung ergibt sich somit für x und y zu:

$$\begin{aligned} x &= (x|x_0)x_0 + (x|x_0')x_0' + (x|\delta)\delta \\ &\quad +(x|x_0^2)x_0^2 + (x|x_0x_0')x_0x_0' + (x|x_0\delta)x_0\delta \\ &\quad +(x|x_0'^2)x_0'^2 + (x|x_0'\delta)x_0'\delta + (x|\delta^2)\delta^2 \\ &\quad +(x|y_0^2)y_0^2 + (x|y_0y_0')y_0y_0' + (x|y_0'^2)y_0'^2 \qquad (3.41) \\ y &= (y|y_0)y_0 + (y|y_0')y_0' \\ &\quad +(y|x_0y_0)x_0y_0 + (y|x_0y_0')x_0y_0' + (y|x_0'y_0)x_0'y_0 \\ &\quad +(y|x_0'y_0')x_0'y_0' + (y|y_0\delta)y_0\delta + (y|y_0'\delta)y_0'\delta \qquad (3.42) \end{aligned}$$

Es gibt zwei Arten von Aberrationen:

1. Die durch die laterale Ausdehnung des Teilchenstrahls hervorgerufenen Fehler zweiter Ordnung heißen geometrische Aberrationen.

2. Die von der Impulsabweichung δ abhängigen Fehler zweiter Ordnung werden als chromatische Aberrationen bezeichnet. Zusätzlich zählen hierzu Fehler, die durch unterschiedliche Ladungen der Teilchen entstehen.

Die Transportmatrix zweiter Ordnung für ein optisches System kann aus dem Produkt der Matrizen der einzelnen Elemente berechnet werden. Bei nur zwei Elementen ergibt sich die Transportmatrix zu

$$R_{ijk} = \sum_{l=1}^{6} R_{il}(2)T_{ljk}(1) + \sum_{m=1}^{6}\sum_{l=1}^{m} R_{ilm}(2)\frac{R_{lj}(1)R_{mk}(1) + R_{lk}(1)R_{mj}(1)}{1+\delta_{jk}}, \qquad (3.43)$$

wobei δ_{ij} das Kroneckersymbol ist. Computerprogramme, wie TRANSPORT [Bro80], berechnen Effekte zweiter Ordnung durch sukzessive Anwendung dieses Schemas.

Kapitel 4

Das Big-Bite Spektrometer

Ionenoptische Systeme mit einer radialen Punkt-zu-Punkt Abbildung zwischen Gegenstandsebene und Bild- bzw. Fokalebene, also mit $r_{12} = 0$ (siehe Abschnitt 3.2), die zur Analyse von Teilchen nach einer oder mehrerer ihrer Eigenschaften wie Geschwindigkeit, Masse, Ladung oder Impuls benutzt werden, nennt man Magnetspektrometer.

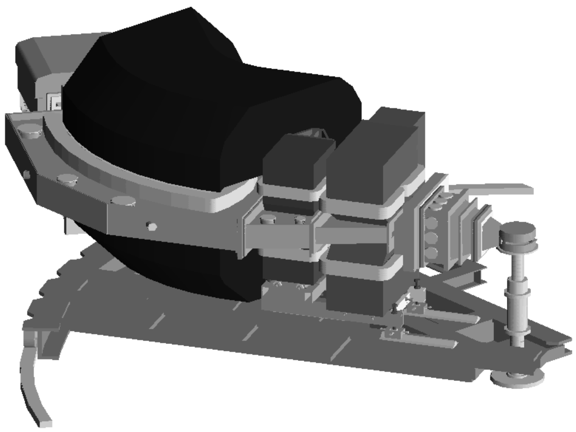

Abbildung 4.1: Ansicht des BBS von der *high momentum side*. Gut zu erkennen sind von rechts nach links die Streukammer, die beiden Quadrupole und der Dipol sowie die nach außen vorstehende Vakuumkammer.

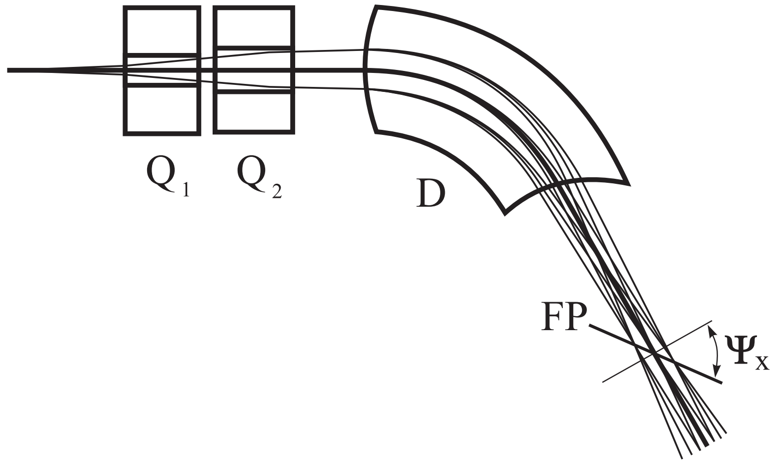

Abbildung 4.2: Schematische Aufsicht des BBS in Modus B. Gezeichnet sind die beiden Quadrupole (Q_1 und Q_2), der Dipol (D), die Fokalebene (FP) sowie neun exemplarische Teilchenstrahlen, wobei der Sollstrahl hervorgehoben ist.

Die Separation der Teilchen basiert auf ihrer unterschiedlichen magnetischen Steifigkeit $B\rho$ mit

$$B\rho = \frac{p}{q}, \tag{4.1}$$

wobei ρ der Krümmungsradius eines Teilchens des Impulses p und der Ladung q in einem homogenen Magnetfeld der Stärke B ist.

4.1 Aufbau des BBS

Das BBS ist ein Spektrometer des Quadrupol-Quadrupol-Dipol (QQD) Typs. Eine Ansicht von der *high momentum side* und eine schematische Aufsicht zeigen die Abbildungen 4.1 und 4.2.

Die Position des Quadrupol-Dubletts kann zwischen der Gegenstandsebene, in der sich das Target befindet, und dem Dipol verändert werden. Die Akzeptanz des Spektrometers kann so für bestimmte Anforderungen, beispielsweise große Raumwinkelakzeptanz für Koinzidenzexperimente oder große Impulsakzeptanz für Schwerionenexperimente, optimiert werden. Es sind drei verschiedene Design-Einstellungen vorgesehen (siehe Tabelle 4.1).

	Modus	A	B	C	
Entfernung Target - EFB(Q_1)	$T(Q_1)$	0,84	1,14	1,44	m
Impulsakzeptanz	$\Delta p/p_0$	13	19	25	%
Raumwinkel	$\Delta\Omega$	13,0	9,2	6,7	msr
horizontale Akzeptanz	$\Delta\theta$	72	66	60	mrad
vertikale Akzeptanz	$\Delta\phi$	180	140	112	mrad
horizontale Vergrößerung	M_x	-0,46	-0,45	-0,44	
vertikale Vergrößerung	M_y	-14,3	-10,1	-6,7	
laterale Dispersion	$x\|\delta$	2,57	2,57	2,57	m
Winkeldispersion	$\theta\|\delta$	0,73	0,73	0,73	rad
Neigungswinkel Fokalebene	Ψ_x	54	54	54	°

Tabelle 4.1: BBS-Design Parameter [Ber95].

Im Modus A ist die Entfernung $T(Q_1)$ zwischen dem Target und der effektiven Feldgrenze (EFB) des ersten Quadrupols (Q_1) mit $T(Q_1) = 0{,}84$ m am geringsten. Die Akzeptanz beträgt dann in horizontaler Richtung $\Delta\theta = 72$ mrad und in der vertikalen Richtung $\Delta\phi = 180$ mrad. Die Raumwinkelakzeptanz $\Delta\Omega$ erreicht dadurch 13 msr; gleichzeitig liegt die Impulsakzeptanz $\Delta p/p_0 = (p_{max} - p_{min})/p_0$ bei nur 13 %. Im Modus C ist $T(Q_1)$ mit 1,44 m am größten. Die Situation ist hier mit einer Impulsakzeptanz von 25 % auf Kosten eines auf 6,7 msr reduzierten Raumwinkels genau umgekehrt. Der Modus B schließlich ist intermediär bezüglich $T(Q_1)$, $\Delta\Omega$ und $\Delta p/p_0$.

Wie schon in Kapitel 2 angesprochen, liegt eine besondere Eigenschaft des BBS darin, Experimente unter kleinen Winkeln inklusive 0° durchführen zu können. Realisiert wird dies durch die Verwendung von Magneten, deren obere und untere Pole auf der *high momentum side* nicht durch ein Magnetjoch verbunden sind. An die Vakuumkammer, die daher in den Außenraum reichen kann und gut in Abbildung 4.1 zu erkennen ist, kann im Falle einer Kleinwinkelmessung ein Strahlrohr angeflanscht werden, um den Primärstrahl extern in einem *beam blocker* zu stoppen.

Wegen der großen Akzeptanzen des BBS können Aberrationen zweiter und höherer Ordnung nicht vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 3.4). Es gibt zwei Möglichkeiten, um solche Aberrationen zu reduzieren:

1. Korrekturelemente n-ter Ordnung können benutzt werden, um Aberrationen n-ter und höherer Ordnungen zu reduzieren. Sextupole ändern so Aberrationen 2-ter, 3-ter und höherer Ordnung.

2. Softwarekorrekturen der Meßdaten können unter Zuhilfenahme von Programmen, die auf *ray-tracing* Methoden basieren, wie z. B. RAYTRACE [Kow87] und COSY INFINITY (siehe Kapitel 5), vorgenommen werden.

Wie bei den meisten modernen Spektrometern wurden auch beim BBS Hardwarekorrekturen vorgenommen, um spätere Softwarekorrekturen der Aberrationen zweiter und dritter Ordnung zu minimieren. Hierzu wurden kleine Sextupol- und Oktupolkomponenten in die Quadrupolfelder und in das Dipolfeld eingebracht.

Die Effekte einiger Aberrationen sind trotzdem nicht vernachlässigbar. So beruht die Drehung der Fokalebene in der Horizontalen um den Winkel Ψ_x (siehe Abbildung 4.2) auf der chromatischen Aberrationen $(x|\theta\delta)$, da diese den Bildpunkt in longitudinaler Richtung verschiebt [Hin97]. Der entsprechende Neigungswinkel Ψ_x der Fokalebene bezüglich der Senkrechten auf dem Sollstrahl ist in Tabelle 4.1 angegeben. Er berechnet sich zu [Fuj99]

$$\tan(\Psi_x) = -\frac{(x|\theta\delta)}{(x|\delta)(\theta|\theta)}. \tag{4.2}$$

4.1.1 Der BBS-Dipol

Der Dipol des BBS ist ein Magnet des sogenannten C-Typs (siehe Abbildung 4.3). Die Design-Werte sind in Tabelle 4.2 angegeben. Der Abstand T seiner eingangsseitigen effektiven Feldgrenze vom Target beträgt 3,5 m. Die weiteren in der Tabelle angegebenen Größen wie der Krümmungsradius ρ_0, die maximale Feldstärke B_{max}, die Spaltbreite g, sowie der Ablenkwinkel ϕ und die Kantenwinkel α und β sind gemäß Abschnitt 3.3.2 und Abschnitt 3.3.3 definiert.

C-Magnete haben wegen des auf der einen Seite fehlenden Eisenjochs und des dadurch bedingten Symmetriebruchs gegenüber anderen Bauformen von Magneten eine schlechte radiale Homogenität. Daher wurden zur Minimierung der Randeffekte Messungen des Magnetfeldes durchgeführt und *shims*

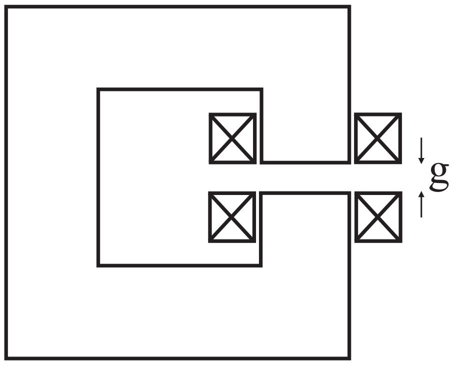

Abbildung 4.3: Querschnitt eines Dipolmagneten des C-Typs. Die Kupferspulen sind durch das in der Elektrotechnik übliche Symbol angedeutet.

an der *low-* und *high momentum side* des Magneten angebracht. Die kalkulierte radiale Inhomogenität beträgt $\Delta B/B = 1 \times 10^{-4}$.

Basierend auf dem gleichen Prinzip wurde die Krümmung der Polschuhkanten am Ein- und Ausgang des Dipolmagneten so optimiert, daß die Krümmung der effektiven Feldgrenze durch die Design-Werte der Koeffizienten zweiter und dritter Ordnung am Eingang (S02 und S03) und am Ausgang (S12 und S13) beschrieben wird (siehe Tabelle 4.2). Das zugrundeliegende Koordinatensystem entspricht am Ausgang des Dipolmagneten dem (ξ, y, ζ)-Koordinatensystem in Abbildung 3.4. Am Eingang des Dipolmagneten ist das Koordinatensystem um 180° um die y-Achse gedreht. Die ζ-Achse steht also wieder senkrecht auf der Feldkante in Richtung des feldfreien Raums. Die Krümmung wird in RAYTRACE [Kow87] über $\Delta\zeta(\xi)$ angeben mit

$$\frac{\Delta\zeta}{\rho_0}(\xi) = -S_{02}(\frac{\xi}{\rho_0})^2 - S_{03}(\frac{\xi}{\rho_0})^3 - \dots \quad . \tag{4.3}$$

Die den Koeffizienten S_{02} und S_{12} entsprechenden Krümmungen zweiter Ordnung sind in Abbildung 4.2 am Eingang und Ausgang des Dipols zu erkennen. Sie erzeugen Sextupolkomponenten und dienen ebenso der Minimierung von Aberrationen wie die durch die Krümmungen dritter Ordnung eingebrachten Oktupolkomponenten.

Entfernung Target - EFB(Dipol)	T	3,5	m
Krümmungsradius	ρ_0	2,20	m
maximale Feldstärke	B_{max}	1,4	T
Spaltbreite	g	0,14	m
Ablenkwinkel	ϕ	60,0°	
Kantenwinkel am Eingang	α	$0,0°$	
Kantenwinkel am Ausgang	β	$-15,0°$	
	S02	0,6325	
	S03	-0,07	
	S12	-0,8558	
	S13	1,47	

Tabelle 4.2: Design-Parameter des Dipols [Ber95].

4.1.2 Die BBS-Quadrupole

Die Design-Werte der beiden Quadrupole und der jeweilige Abstand der effektiven Feldgrenze vom Target im Modus B sind in Tabelle 4.3 angegeben. Da der Feldgradient g hier in der Form $\partial B/\partial r$ gegeben ist, läßt sich die Polarität der Quadrupole nicht am Wert des Feldgradienten ablesen. Aus Abbildung 4.2 ist ersichtlich, daß der erste Quadrupol (Q_1) horizontal defokussiert und der zweite Quadrupol (Q_2) horizontal fokussiert.

Die Minimierung der Aberrationen durch die Quadrupole wurde durch gezielte Änderung der Form des Polschuhprofils erreicht (siehe Abschnitt 3.3.5). Die hierdurch erzielten Sextupol- und Oktupolkomponenten sind als Verhältnisse der Sextupol-zu-Quadrupol Stärke S/Q und der Oktupol-zu-Quadrupol Stärke O/Q in Tabelle 4.3 angegeben.

		Q_1	Q_2	
Entfernung Target - EFB	T in Modus B	1,14	2,01	m
Aperturradius	a	0,125	0,175	m
effektive Länge	L_{eff}	0,725	0,775	m
Feldgradient	$\partial B/\partial r$	6,7	2,5	T/m
Sextupol-zu-Quadrupol Stärke	S/Q bei $r = a$	-0,019	-0,008	1/m
Oktupol-zu-Quadrupol Stärke	O/Q bei $r = a$	-0,022	-0,010	1/m^2

Tabelle 4.3: Design-Parameter der Quadrupole [Ber95].

4.2 Energieauflösung des Spektrometers

Die Energie- bzw. Impulsauflösung eines Spektrometers ist ein Maß seiner Fähigkeit, Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen auf der Fokalebene zu trennen. Da das BBS nur in der horizontalen Ebene dispersiv ist, bedeutet dies, daß die Ortskoordinate auf der Fokalebene x_{FP} möglichst nur vom Impuls des Teilchens am Ausgangsort abhängt. Der Zusammenhang bis zur zweiten Ordnung wurde schon in Formel 3.41 hergeleitet. Es gilt

$$\begin{aligned} x_{FP} &= (x|x_0)x_0 + \overbrace{(x|x_0')}^{0} x_0' + (x|\delta)\delta \\ &\quad + \mathit{Terme\ h\ddot{o}herer\ Ordnung.} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Die Voraussetzungen für eine gute Auflösung auf der Fokalebene sind gegeben durch:

- einen kleinen Wert von $(x|x_0)$
- einen kleinen Wert x_0, also kleine horizontale Breite des Strahls
- einen großen Wert für $(x|\delta)$
- kleine Beiträge der höheren Matrixelemente

Das Matrixelement $(x|x_0)$ wird horizontale Vergrößerung M_x genannt und ist ebenso in Tabelle 4.1 enthalten wie die laterale Dispersion $(x|\delta)$ des Spektrometers, die mit D bezeichnet wird. Zusätzlich sind noch die vertikale Vergrößerung M_y und die Winkeldispersion $(\theta|\delta)$ angegeben.

Zur quantitativen Beschreibung der Energieauflösung eines Spektrometers betrachtet man einen Teilchenstrahl der Breite w_0 am Ort s_0, der nur zwei Energiezustände E und $E+\Delta E$ besitzt. Die Bilder auf der Fokalebene haben dann in linearer Näherung eine Breite $w = M_x w_0$, und die Zentren der Bilder haben eine Entfernung von $d = D\delta$ voneinander (siehe Abbildung 4.4). Falls die relative Impulsabweichung δ klein gegen 1 ist, gilt im nichtrelativistischen Fall näherungsweise

$$\delta = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{1}{2}\frac{\Delta E}{E}. \tag{4.5}$$

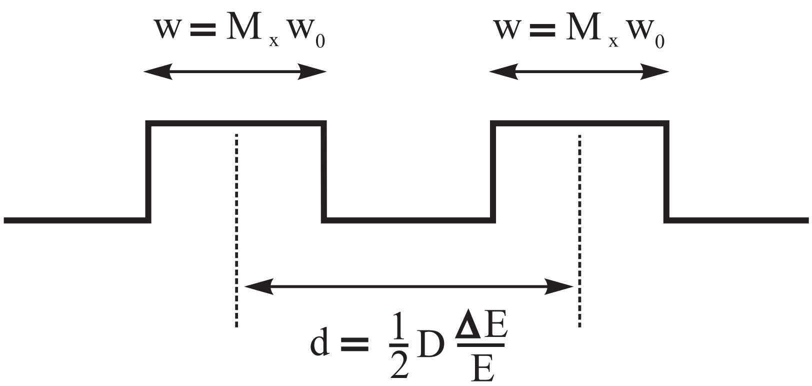

Abbildung 4.4: Illustration zur Auflösung zweier Energieverteilungen auf der Fokalebene.

Um die beiden Peaks voneinander unterscheiden zu können muß $d \geq w$ sein. Es wird dann für den Grenzfall $d = w$, bzw. $D\frac{1}{2}\frac{\Delta E}{E} = M_x w_0$, die sogenannte *resolving power* (RP) definiert [Hen74]:

$$RP = \frac{E}{\Delta E} \tag{4.6}$$

Sie berechnet sich in erster Ordnung zu

$$RP = \frac{1}{2w_0}\frac{D}{M}. \tag{4.7}$$

Mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Werten und einer angenommenen Strahlbreite in horizontaler Richtung von 1 mm ergibt sich für das BBS in erster Ordnung eine *resolving power* RP $\simeq$ 2850. Dies entspricht einer Energieauflösung von 1/RP $\simeq 3,5 \times 10^{-4}$ bzw. mit der Näherung in Gleichung 4.5 einer Impulsauflösung $\Delta p/p \simeq 1,8 \times 10^{-4}$. Bei einem 190 MeV Teilchenstrahl entspricht dies einer Auflösung von ungefähr 70 keV.

Da obige Rechnungen nur in linearer Näherung durchgeführt worden sind, stellen sie theoretische Obergrenzen der Auflösung für Strahlbreiten von 1 mm dar. Sie sind nur zu erreichen, falls die nicht vermeidbaren Aberrationen durch Softwarekorrekturen vollständig kompensiert werden können.

4.3 Energie- und Winkelauflösung des Gesamtsystems

Zur quantitativen Beschreibung der Energie- und Winkelauflösung muß das gesamte ionenoptische System inklusive Target betrachtet werden. Es besteht aus dem Beschleuniger, der die Startkoordinaten am Eingang der *beam line* vorgibt, der *beam line* selbst, dem Target und dem Spektrometer. Neben den schon diskutierten Aberrationen tragen vor allem die innere Auflösung des einfallenden Strahls und die kinematische Verbreiterung zur Verschlechterung der Auflösung bei.

Die innere Auflösung des von AGOR gelieferten Teilchenstrahls konnte in ersten Testmessungen zu $\Delta p/p \simeq 5 \times 10^{-4}$ abgeschätzt werden. Ohne Kompensation kann die Auflösung des Gesamtsystems nicht besser sein als die innere Auflösung des Strahls.

Die kinematische Verbreiterung beruht auf der horizontalen Winkelakzeptanz des Spektrometers $\Delta\theta = \pm$ 33 mrad. Da dies einem nur bis auf ungefähr $\pm 2^\circ$ festgelegten Streuwinkel entspricht, variiert die bei einer Streureaktion auf den Restkern übertragene Rückstoßenergie. Die Größe dieses Effektes hängt bei fester Einschußenergie vom Streuwinkel und von dem Massenverhältnis von Target zu Projektil ab. Dieser Effekt kann im allgemeinen ebenfalls kompensiert werden.

Zur Beschreibung der Verfahren zur Verbesserung der Energie- und Winkelauflösung wird im folgenden wieder der Matrixformalismus (siehe Abschnitt 3.2) in erster Ordnung benutzt. Bewegungen in vertikaler Richtung werden nicht berücksichtigt. Im folgenden wird x' durch θ ausgedrückt, da nur Terme erster Ordnung auftreten. Es wird der Methode von Martin et al. [Mar83], sowie der Beschreibung von [Ber91] gefolgt.

Der Startpunkt s_0 ist frei wählbar. Er wird üblicherweise auf den ersten Schlitz der *beam line* gelegt. Das Teilchen am Startpunkt ist dann gegeben durch $\vec{x}_{s_0} = (x_0, \theta_0, \delta_0)$ und wird über die Transportmatrix B der *beam line* zur Position des Targets $\vec{x}_{s_1} = (x_1, \theta_1, \delta_1)$ transformiert. Da der Impuls des Teilchens sich nicht ändert gilt $\delta_1 = \delta_0$. Es folgt dann die Transformation durch die Target-Matrix T zur Position s_2 direkt hinter dem Target und durch die Spektrometer-Matrix S zu den Koordinaten auf der Fokalebene

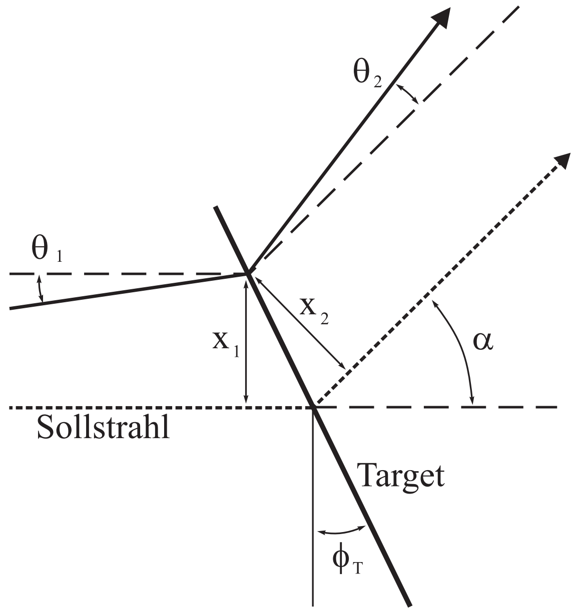

Abbildung 4.5: Illustration zur Beziehung zwischen den Teilchenkoordinaten vor und hinter dem Target.

$\vec{x}_{FP} = (x_{FP}, \theta_{FP}, \delta_{FP})$. Die Transportmatrix ergibt sich gemäß Gleichung 3.10 zu

$$R = S \times T \times B. \tag{4.8}$$

Die Transformation von x_1 zu x_2 erfolgt über die Targetfunktion t mit

$$x_2 = tx_1 = \frac{\cos(\alpha - \phi_T)}{\cos \phi_T} x_1, \tag{4.9}$$

wobei α der Spektrometerwinkel bezüglich der Sollbahnrichtung vor dem Target und ϕ_T der Targetwinkel bezüglich der Normalen auf der Sollbahnrichtung vor dem Target ist (siehe Abbildung 4.5). Der absolute Streuwinkel β ergibt sich dann über die Winkelabweichung θ_1 des einfallenden Teilchens und über die Winkelabweichung θ_2 des ausfallenden Teilchens relativ zu α zu

$$\beta = \alpha + \theta_2 - \theta_1 = \alpha + \Theta. \tag{4.10}$$

Der neu eingeführte Winkel Θ ist der Streuwinkel relativ zur Sollbahn. Er beschreibt den Zusammenhang zwischen θ_1 und θ_2.

Die Beziehung zwischen δ_1 und δ_2 hängt direkt mit der jeweiligen Reaktion zusammen. In einer einfachen Zwei-Körper Reaktion wird der kinematische Effekt durch den kinematischen Faktor K ausgedrückt:

$$K = \frac{1}{p_2}\frac{\partial p_2}{\partial \beta} \tag{4.11}$$

Bei elastischer Streuung in nichtrelativistischer Betrachtung hängt K nur vom Winkel β und von dem Massenverhältnis zwischen dem Targetkern und dem Projektil ab. Für β nahe $0°$ bzw. nahe $180°$ und für ein großes Massenverhältnis geht K gegen Null.
Der *dispersion matching* Faktor C, mit

$$C = \frac{p_1}{p_2}\frac{\partial p_2}{\partial p_1} \tag{4.12}$$

beschreibt die Änderung des Impulses aufgrund der Reaktion. Es ist $C = 1$ für elastische Streuung.
Somit läßt sich δ_2 berechnen:

$$\delta_2 = K(\theta_2 - \theta_1) + C\underbrace{\delta_1}_{\delta_0} \tag{4.13}$$

Es zeigt sich, daß δ_2 von θ_2 abhängt. Die Targetmatrix T kann also nicht in der bisherigen Art angegeben werden. Man führt daher eine neue Variable ϑ ein und beschreibt ein Teilchen nun mit den Koordinaten $\vec{x}_s = (x, \theta, \delta, \vartheta)$, wobei $\vartheta_2 = \theta_2$ sein soll. Die Targetmatrix T ergibt sich dann zu

$$T = \begin{pmatrix} t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -K & C & K \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{4.14}$$

Die Transportmatrix R des gesamten Systems kann jetzt mit den um die neue Variable erweiterten Transportmatrizen B und S berechnet werden:

$$R = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{16} & 0 \\ s_{21} & s_{22} & s_{26} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times T \times \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{16} & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{26} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} s_{11}b_{11}T - s_{16}b_{21}K & s_{11}b_{12}T - s_{16}b_{22}K & s_{11}b_{16}T - s_{16}b_{26}K + s_{16}C & s_{12} + s_{16}K \\ s_{21}b_{11}T - s_{26}b_{21}K & s_{21}b_{12}T - s_{26}b_{22}K & s_{21}b_{16}T - s_{26}b_{26}K + s_{26}C & s_{22} + s_{26}K \\ -b_{21}K & -b_{22}K & -b_{26}K + C & K \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.15}$$

Dies ist die allgemeine Transportmatrix vom Eingang der *beam line* bis zur Fokalebene.

Es gibt zwei Möglichkeiten des Strahltransportes, den normalen (achromatischen) Modus und den sogenannten *dispersion matched* Modus.

4.3.1 Energieauflösung im achromatischen Modus

Im achromatischen Modus ist, wie oben schon erwähnt, das Matrixelement s_{12} der Spektrometermatrix gleich Null, um zu einer Punkt-zu-Punkt Abbildung zu kommen. Außerdem soll die Strahlbreite am Ausgangsort gering sein. Da der Ausgangsort identisch mit dem Ort des Targets ist, muß hier ebenfalls ein Fokalpunkt sein, also eine Punkt-zu-Punkt Abbildung des Strahls vom Startpunkt s_0 der *beam line* auf das Target vorliegen. Daher gilt $b_{12} = 0$. Im achromatischen Modus ergibt sich die Ortskoordinate auf der Fokalebene x_{FP} zu:

$$\begin{aligned} x_{FP} = {} & (s_{11}b_{11}t - s_{16}b_{21}K)x_0 - (s_{16}b_{22}K)\theta_0 \\ & + (s_{11}b_{16}t - s_{16}b_{26}K + s_{16}C)\delta_0 + (s_{16}K)\vartheta_2 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Dieser Fall entspricht dem normalen achromatischen Strahltransport.

Wenn die kinematische Verbreiterung vernachlässigt werden kann ($K \approx 0$), entspricht diese Formel dem in Abschnitt 4.2 besprochenen Zusammenhang in Gleichung 4.4, mit einer horizontalen Vergrößerung des Gesamtsystems $M_x = s_{11}b_{11}t$ und einem Matrixelement $(x|\delta)$, welches neben der Dispersion von *beam line* b_{16} und Spektrometer s_{16} auch den Energieverlust im Target über den Faktor C enthält. In diesem Fall läßt sich die Unabhängigkeit von δ_0 über die *dispersion matching* Bedingung

$$b_{16} = -\frac{C}{T}\frac{s_{16}}{s_{11}} \tag{4.17}$$

erreichen.

Die *resolving power* RP kann wieder über Gleichung 4.7 berechnet werden, wobei w_0 nun die Breite des Strahls am Eingang der *beam line* angibt, und M die totale horizontale Vergrößerung des gesamten Systems auf der Fokalebene ist. Die Größe D gibt weiterhin die laterale Dispersion des Spektrometers an.

Die *resolving power* RP ergibt sich zu

$$RP = \frac{1}{2w_0} \frac{s_{16}}{s_{11} b_{11} T}. \tag{4.18}$$

4.3.2 Energieauflösung im dispersiven Modus

Die Unabhängigkeit der Position der Teilchen auf der Fokalebene x_{FP} von θ_0, δ_0 und ϑ_2 kann auch im Fall $K \neq 0$ erreicht werden. Die Reihenfolge der Justierungen, die zur Einstellung des dispersiven Modus vorgenommen werden, ist hierbei entscheidend, da jede Änderung eines Parameters die anderen Parameter beeinflußt.

Zuerst wird der Effekt der kinematischen Verbreiterung durch eine Veränderung des horizontalen Quadrupolmoments des Spektrometers kompensiert, so daß gilt

$$s_{12} = -s_{16} K. \tag{4.19}$$

Dies führt zu $r_{14} = 0$ und damit zur Unabhängigkeit von ϑ_2.

Da sich die Spektrometermatrix von S auf $\tilde{\mathrm{S}}$ geändert hat, ändert sich auch das Matrixelement r_{12} zu $\tilde{s}_{11} b_{12} T - \tilde{s}_{16} b_{22} K$. Es kann über

$$\frac{b_{12}}{b_{22}} = \frac{\tilde{s}_{16}}{\tilde{s}_{11}} \frac{K}{T} \tag{4.20}$$

zu Null kompensiert werden. Dies wird auch kinematische Defokussierung am Target genannt, weil b_{12} ungleich Null wird. Im Gegensatz zum achromatischen Transport liegt somit am Target kein Fokuspunkt vor.

Nach Veränderung der Matrix B wird nun im letzten Schritt $r_{12} = \tilde{s}_{11} \tilde{b}_{16} t - \tilde{s}_{16} \tilde{b}_{26} K + \tilde{s}_{16} C$ auf Null abgeglichen. Dies wird laterales *dispersion matching* genannt. Die laterale Dispersion der *beam line* am Target muß dann so justiert werden, daß gilt

$$\tilde{b}_{16} = -\frac{\tilde{s}_{16}}{\tilde{s}_{11}} (1 - \tilde{b}_{26} \frac{K}{C}) \frac{C}{T}. \tag{4.21}$$

Die *resolving power* RP ergibt sich zu

$$RP = \frac{1}{2w_0} \frac{s_{16}}{s_{11} b_{11} T - s_{16} b_{21} K}, \tag{4.22}$$

wobei die einzelnen Matrixelemente diejenigen des vollständig justierten Systems sind, ohne daß sie hier speziell als solche gekennzeichnet wären.

4.3.3 Winkelauflösung im dispersiven Modus

Falls neben der Energie des Ejektiles der totale Streuwinkel β mit möglichst hoher Genauigkeit gemessen werden soll, muß β unabhängig von der inneren Auflösung des einfallenden Strahls werden.

Die horizontale Richtungsabweichung auf der Fokalebene θ_{FP} ist gemäß der Transportmatrix in Gleichung 4.15 gegeben zu

$$\begin{aligned}\theta_{FP} &= (s_{21}b_{11}T - s_{26}b_{21}K)x_0 + (s_{21}b_{12}T - s_{26}b_{22}K)\theta_0 \\ &\quad +(s_{21}b_{16}T - s_{26}b_{26}K + s_{26}C)\delta_0 + (s_{22} + s_{26}K)\vartheta_2, \qquad (4.23)\end{aligned}$$

wobei die Matrixelemente die des vollständig kompensierten Systems im dispersiven Modus sind. Der totale Streuwinkel β berechnet sich nach Gleichung 4.10 über den Spektrometerwinkel α, sowie $\theta_2 = \vartheta_2$ und θ_1, der in linearer Näherung gegeben ist zu

$$\theta_1 = b_{21}x_0 + b_{22}\theta_0 + b_{26}\delta_0. \qquad (4.24)$$

Wird ϑ_2 über Gleichung 4.23 ausgedrückt, so erhält man

$$\begin{aligned}\beta &= \alpha + \frac{\theta_{FP}}{s_{22} + s_{26}K} - \frac{s_{21}b_{11}T + s_{22}b_{21}}{s_{22} + s_{26}K}x_0 \\ &\quad - \frac{s_{21}b_{12}T + s_{22}b_{22}}{s_{22} + s_{26}K}\theta_0 + \frac{s_{21}b_{16}T - s_{22}b_{26} + s_{26}C}{s_{22} + s_{26}K}\delta_0. \qquad (4.25)\end{aligned}$$

Damit der totale Streuwinkel β unabhängig von der inneren Auflösung des einfallenden Strahls wird, muß also gelten

$$s_{21}b_{16}T - s_{22}b_{26} + s_{26}C = 0. \qquad (4.26)$$

Mit Hilfe von Gleichung 4.19 und Gleichung 4.21 ergibt sich folgender Wert für die Winkeldispersion der *beam line*:

$$b_{26} = (s_{21}s_{16} - s_{11}s_{26})C \qquad (4.27)$$

Dies wird allgemein als *angular dispersion matching* bezeichnet.

Kapitel 5

BBS-Koordinatenrückrechnung und -Simulation mit dem Code COSY INFINITY

Zur Berechnung der Trajektorien geladener Teilchen durch das BBS wurde im Rahmen dieser Arbeit der Computer-Code COSY INFINITY (Version 8) [Ber97] auf dem Linux-Cluster des IKP Münster installiert.

Mit Methoden der Differentialalgebra wird die numerische Integration der Bewegungsgleichung (siehe Gleichung 3.1) geladener Teilchen in einem Magnetfeld ausgeführt. Hierzu wird ein Verfahren vom Runge-Kutta-Typ verwendet. Mit Hilfe von COSY ist es möglich, eine Abbildungsvorschrift in Form einer Polynomentwicklung beliebiger Ordnung zwischen zwei Orten im System, z. B. dem Ort des Targets und dem Ort der Fokalebene, zu berechnen. Dies gilt ebenso für die inverse Abbildung. Zusätzlich ist die graphische Darstellung exemplarischer Trajektorien durch das System möglich.

COSY verfügt außerdem über verschiedene Optimierungsalgorithmen. Eine zu optimierende Bedingung ist im Falle der Betrachtung eines Spektrometers im achromatischen Modus durch $s_{12} = 0$ gegeben (siehe Abschnitt 4.3.1). Zusätzlich kann eine Punkt-zu-Punkt Abbildung in der Vertikalen durch die Bedingung $r_{34} = 0$ erreicht werden (siehe Tabelle 3.1). Die Schärfe obiger Bedingungen ist frei wählbar. Sie wurde jedoch im Hinblick auf die mit steigender Genauigkeit anwachsende Rechenzeit zu 10^{-2} bis 10^{-3} gewählt. Die variablen Parameter sind im Falle des BBS die Feldstärken der beiden Quadrupole Q_1 und Q_2. COSY bietet so auch die Möglichkeit, die Quadrupoleinstellungen für eine Punkt-zu-Punkt Abbildung zwischen zwei Orten, wie dem Ort des Targets und dem Ort des Detektors, zu bestimmen.

Die Programmierung der Eingabedatei erfolgt in einer COSY eigenen objektorientierten, rekursiven Hochsprache. Die Eingabedatei enthält unter anderem eine Beschreibung der magnetionenoptischen Elemente des BBS. Basiselemente (siehe Abschnitt 3.3) werden durch Aufruf einer Prozedur unter Verwendung der Design-Werte des BBS (siehe Kapitel 4) beschrieben. Generell ist immer eine mathematische Beschreibung möglich, die z. B. auf einer Vermessung der Magnetfelder beruht [Ber98]. Zur Erklärung der Eingabedatei, die hier nicht erfolgen soll, wird auf das COSY INFINITY Handbuch [Ber97] verwiesen. Zum Verständnis ihrer Struktur ist jedoch anzumerken, daß die BBS-Quadrupole nicht als einzelne Elemente, sondern als gekoppeltes System beschrieben werden. Dies ist erforderlich, da man bei einer getrennten Vermessung der beiden Quadrupole zur Bestimmung der effektiven Länge L_{eff} festgestellt hat, daß die EFBs der beiden Quadrupole nur 15 cm voneinander getrennt sind [Ber95]. Die gegenseitige Wechselwirkung ist somit so stark, daß das Feld des Dubletts vermessen werden mußte. Die gemessene Feldverteilung wurde dann durch eine Polynomentwicklung 5-ter Ordnung angenähert, wobei die Koeffizienten als Funktion von z durch Fourier-Reihen entwickelt wurden.

Das Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchen in COSY entspricht dem bisher verwandten (siehe Abschnitt 3.1), abgesehen von der Tatsache, daß anstatt der relativen Impulsabweichung δ die relative Energieabweichung $D = \Delta E/E_0$ benutzt wird. Die mit COSY berechneten Abbildungseigenschaften für ein vorgegebenes System werden als Koeffizienten $c_{i,jklmn}$ bzw. $d_{i,jklm}$ einer Polynomentwicklung ausgegeben. Die Koordinaten i_{FP} eines Teilchens auf der Fokalebene lassen sich dann in Abhängigkeit von den Startkoordinaten $x_T, \theta_T, y_T, \phi_T, D_T$ am Target über

$$i_{FP} = \sum_{jklmn} c_{i,jklmn}\; x_T^j\; \theta_T^k\; y_T^l\; \phi_T^m\; D_T^n \tag{5.1}$$

berechnen, wobei $i = x, \theta, y, \phi$ ist.

Im umgekehrten Fall ergeben sich die auf das Target zurückgerechneten Koordinaten i_T über die Koeffizienten $d_{i,jklm}$ zu

$$i_T = \sum_{jklm} d_{i,jklm}\ x^j_{FP}\ \theta^k_{FP}\ y^l_{FP}\ \phi^m_{FP}, \tag{5.2}$$

wobei $i = \theta, y, \phi, D$ ist. Der Maximalwert der Summe der Exponenten $j+k+l+m+n$ in Gleichung 5.1 bzw. $j+k+l+m$ in Gleichung 5.2, bei dem der Koeffizient der Polynomentwicklung ungleich Null ist, gibt die Ordnung der Abbildungsvorschrift. Man erkennt an Gleichung 5.2, daß keine Rückrechnung auf die x-Koordinate am Target x_T stattfindet, da man in der Fokalebene nur vier Koordinaten messen kann und somit auch nur vier unabhängige Variable am Target berechenbar sind.

5.1 Rückrechnung der Targetwinkelkoordinaten

Der Code COSY INFINITY wurde zur Berechnung von Teilchentrajektorien durch das BBS für (p,p′) und (d,^{2}He) unter verschiedenen experimentellen Bedingungen genutzt.

Für (p,p′)-Messungen wurde z. B. mittels einer Simulation untersucht, inwieweit ein *beam blocker* die Akzeptanz des FPDS beeinträchtigt. Der Primärstrahl wird bei 0°-Messungen durch das BBS geführt und muß vor Durchgang durch die Detektoren gestoppt werden. Dies geschieht in einem *beam blocker*, der sich auf der *high momentum side* kurz vor der VDC1 zwischen FPDS und BBS befindet. Es werden allerdings auch gestreute Protonen in dem *beam blocker* gestoppt. Dadurch entstehende Akzeptanzverluste wurden unter verschiedenen Voraussetzungen berechnet. Speziell untersucht wurde die Abhängigkeit des Akzeptanzverlustes von der Länge des *beam blockers* in Richtung des BBS. Es ergab sich, daß im untersuchten Längenbereich bis 12 cm der Akzeptanzverlust mit steigender Länge des *beam blockers* nur schwach ansteigt. Die Daten werden zur Optimierung des *beam blocker* Designs verwendet. Details finden sich in [Hey99].

Für Daten, die im Rahmen der Inbetriebnahme sowie der ersten (p,p′)-Testmessungen mit 150 und 190 MeV Protonen und dem Spektrometer im Modus B aufgenommen wurden, sind Rückrechnungen auf das Target vorgenommen

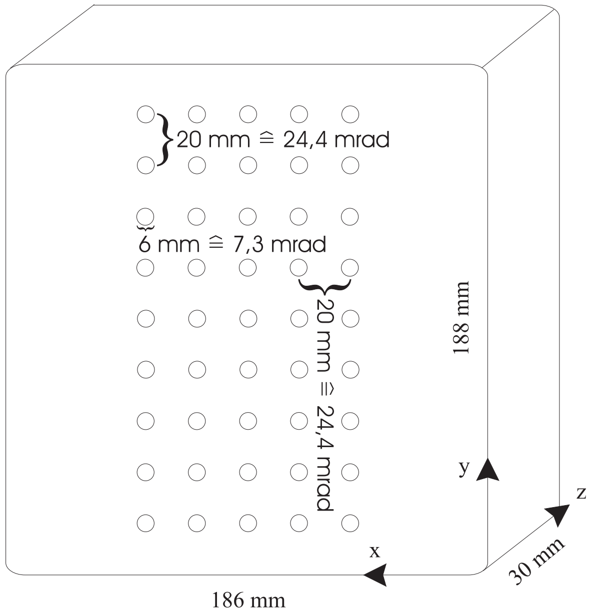

Abbildung 5.1: Abmessungen und äquivalente BBS-Eintrittswinkel des in den Testmessungen verwendeten Siebschlitzes.

---

worden. Diese dienten einerseits der Untersuchung und dem Verständnis der Abbildungseigenschaften des BBS, andererseits kann nur anhand von Meßdaten überprüft werden, ob das hier für die Rechnungen verwendete Modell des BBS dem realen Verhalten entspricht.

Ergebnisse für die Rückrechnung von 150 MeV ^{12}C(p,p$'$)^{12}C-Daten werden im folgenden diskutiert. Der Spektrometerwinkel betrug $\theta_{BBS} = 11{,}7°$. Die Messung wurde mit dem in Abbildung 5.1 dargestellten Siebschlitz anstelle der normalen Blende des Spektrometers durchgeführt. Der Siebschlitz und die Blende wurden vermessen. Mit Hilfe der bekannten Winkelakzeptanzen der Blende im Modus B (siehe Tabelle 4.1) konnten aus dem Vergleich der Abmessungen die in der Abbildung angegebenen Winkelakzeptanzen des Siebschlitzes bestimmt werden. Die Messung wurde bei neun verschiedenen Spektrometereinstellungen durchgeführt, wobei die Linie der elastisch gestreuten Protonen einmal über die Fokalebene gefahren wurde. Die Spektren auf der linken Seite der Abbildungen 5.2 und 5.3 gehören zu einer Einstellung mit $\delta = +7$ %, also mit der elastischen Linie auf der *high momentum side.*

Die Spektren auf der rechten Seite gehören entsprechend zu $\delta = -7$ %. Es werden nur die zu den beiden extremen Spektrometereinstellungen gehörigen Spektren gezeigt, da diese die im folgenden zu diskutierenden Effekte am deutlichsten zeigen. Die Darstellung erfolgt bezüglich der Koordinaten der X-Ebene der ersten VDC, da diese der Fokalebene am nächsten liegt (siehe Abbildung 2.3). Die x-Achse ist also nicht wie üblich senkrecht zum zentralen Strahl, sondern sie liegt in der X1-Ebene. Es hat sich herausgestellt, daß die X1-Ebene in guter Näherung als Fokalebene angesehen werden kann. Beide Begriffe werden daher im folgenden äquivalent verwendet. Eine Reduzierung des Untergrundes wurde in beiden Abbildungen mittels eines graphischen Cuts auf die oberen Spektren, also x gegen θ und x gegen y, vorgenommen, d. h. die verworfenen Datenpunkte lagen außerhalb der dargestellten Spektren.

Zur Untersuchung der Auflösung in θ ist in den oberen Spektren der Abbildung 5.2 die horizontale Koordinate x gegen θ aufgetragen. Auf der *high momentum side* bei $x \approx 330$ mm sind die Peaks in der elastischen Linie, die den fünf Löchern in der Horizontalen des Siebschlitzes entsprechen, klar zu erkennen. Links davon sieht man bei $x \approx 250$ mm die 4,4 MeV Anregung. Sie wird von einer schräg im Spektrum liegenden Linie aus fünf Peaks gekreuzt, die mittels einer Hilfslinie hervorgehoben ist. Ihre x-Werte und damit ihre Energie wird mit zunehmendem θ kleiner. Dies wird im folgenden erklärt. Wie später gezeigt wird, korrespondieren positive Werte in θ zu negativen Werten des Streuwinkels am Target θ_T, bei Verwendung des Standardkoordinatensystems am Ort des Targets (siehe Abschnitt 3.1). Der Streuwinkel am Target θ_T gibt dann die Abweichung des Streuwinkels θ_{lab} vom Spektrometerwinkel θ_{BBS} an, gemäß $\theta_{lab} = \theta_{BBS} - \theta_T$. Negative Werte in θ_T führen damit zu größeren Streuwinkeln und somit zu einem größeren Energieverlust. Dies ist ein Effekt der kinematischen Verbreiterung (siehe Abschnitt 4.3) und deutet auf einen Stoßpartner hin, der wesentlich leichter als ^{12}C sein muß. In diesem Fall handelt es sich um die elastische Linie des Wasserstoffs, der in Molekülen im vorhandenen Adsorbat am Target vorkommt.

Die entsprechende Darstellung bei $\delta = -7$ % zeigt nur noch drei der erwarteten fünf Peaks der elastischen Linie auf der *low momentum side* bei $x \approx$ -260 mm. Der Peak, der zu $\theta \approx$ -160 mrad korrespondieren würde, liegt

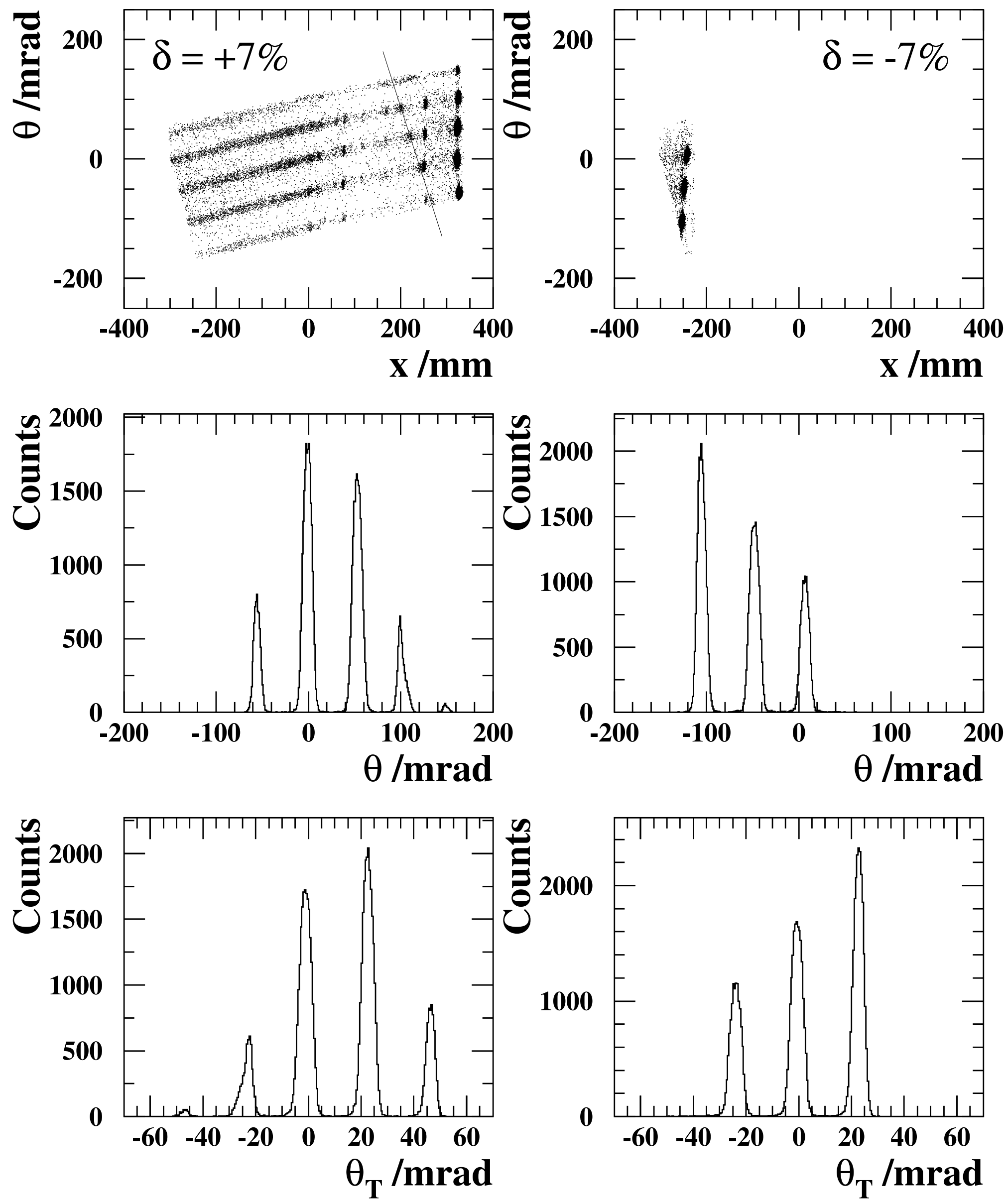

Abbildung 5.2: Oben: Ergebnisse erster Siebschlitz-Testmessungen der Reaktion ^{12}C(p,p$'$)^{12}C bei einer Einschußenergie von 150 MeV.
Mitte: Projektion der elastischen Linie auf θ.
Unten: Rückrechnung auf θ_T.
Die Spektren auf der linken Seite gehören zur Spektrometereinstellung $\delta = +7$ %, die Spektren auf der rechten Seite entsprechend zu $\delta = -7$ %.

nicht in der Akzeptanz des FPDS und ist daher nicht zu erkennen. Der bei $\theta \approx 50$ mrad zu erwartende Peak ist nicht zu erkennen, da die Protonen im Spektrometer gestoppt werden. Vermutlich befinden sich niederenergetische Protonen, die zusätzlich zu einem negativen Winkel $\theta_T \approx -50$ mrad korrespondieren, im Dipol so weit auf der *low momentum side*, daß sie in das inhomogene Randfeld (siehe Kapitel 4) eintreten und dort verloren gehen. Dies beeinflußt Messungen mit der normalen Blende im Modus B jedoch nicht, da die Blende eine horizontale Winkelakzeptanz von nur $\pm$ 33 mrad hat (siehe Tabelle 4.1).

Die beiden mittleren Abbildungen zeigen eine Projektion der jeweiligen elastischen Linie auf θ. Man erkennt, daß die Struktur des Siebschlitzes als deutlich voneinander getrennte Peaks in θ erhalten bleibt.

Eine Rückrechnung auf das Target mit den bei den Messungen verwendeten Parametern ergibt die beiden unteren Darstellungen des Winkels θ_T. Hier zeigt sich, daß positive Werte in θ zu negativen Werten des Streuwinkels am Target θ_T korrespondieren und umgekehrt. Die einzelnen Peaks sind, bei kaum vorhandenem Untergrund, deutlich zu erkennen. Ihre Maxima haben einen Abstand von $23,5 \pm 1,2$ mrad und ihre FWHM liegt zwischen 5,6 mrad für die Peaks bei $\theta_T = 0$ mrad, bis zu 3,7 mrad für die äußeren Peaks. Diese Werte stimmen gut mit den für den Siebschlitz berechneten Akzeptanzen in θ (siehe Abbildung 5.1) überein. Die Zahl der Teilchen, die das in Abbildung 5.1 dargestellte Sieb bei einer Tiefe von 3 cm ungehindert durchlaufen können, wird hauptsächlich bestimmt durch die effektive Fläche, die sich aus der Projektion der hinteren Öffnung auf die vordere Öffnung des Sieblochs ergibt. Demnach ist die effektive Fläche maximal, wenn die Rotationsachse des Sieblochs und die Flugbahnrichtung des Teilchens parallel liegen. Nimmt der eingeschlossene Winkel zwischen der Rotationsachse und der Flugbahnrichtung zu, so nimmt die effektive Fläche und damit die Teilchenzahl ab. Daraus erklärt sich die geringe FWHM der Peaks, die zu weiter außen liegenden Sieblöchern korrespondieren. Dementsprechend sollte der zentrale Peak bei $\theta = 0$ mrad auch die höchste Zählrate aufweisen. Das dies nicht so ist, spricht für einen nicht zentrierten Primärstrahl am Target. Es soll hier noch erwähnt werden, daß zwar eine Variation im Streuwinkel θ_T von ≈ 100 mrad vorliegt, eine Winkelverteilung aber nicht zu erkennen ist, da sie hinter den obigen Effekten zurücktritt.

Die Auflösung in ϕ wird anhand von Abbildung 5.3 untersucht. In den oberen beiden Bildern ist x gegen y aufgetragen. Die elastische Linie ist wiederum deutlich zu erkennen. Die $\delta = +7$ % Messung zeigt außerdem auf der *low momentum side* sieben Streifen. Diese korrespondieren zu sieben der neun Löcher in der Vertikalen des Siebschlitzes. Das jeweils unterste und oberste Loch wird nicht auf die Fokalebene abgebildet, da der Einfallswinkel der Protonen zu groß ist.

Die mittleren Abbildungen zeigen die Projektionen der elastischen Linie auf ϕ. Man sieht, daß die Struktur des Siebschlitzes auf der *high momentum side* gar nicht und auf der *low momentum side* nur schlecht erhalten bleibt. Bei Betrachtung aller Messungen bei den neun Spektrometereinstellungen kann gesagt werden, daß die Auflösung auf der Fokalebene stark variiert. Die Auflösung ist auf der *low momentum side* maximal, aber unzureichend für eine Rückrechnung mittels COSY auf den vertikalen Streuwinkel am Target ϕ_T. Da der Spektrometerwinkel in der Vertikalen ϕ_{BBS} identisch Null ist, entspricht ϕ_T direkt dem Streuwinkel in der Vertikalen ϕ_{lab}. Eine Rückrechnung auf ϕ_T hängt, wie an der Grundform der Transportmatrix in Gleichung 3.16 zu erkennen ist, in erster Ordnung von ϕ und y in der Fokalebene ab. Mit Hilfe von COSY kann ϕ_T somit nur mit der Auflösung berechnet werden, mit der ϕ bekannt ist. Die Rückrechnung wurde durchgeführt und ergab erwartungsgemäß eine strukturlose Verteilung.

Um trotzdem Information über den Streuwinkel ϕ_T zu bekommen, ohne den gemessenen Winkel ϕ zu berücksichtigen, wurde überprüft, ob die Struktur des Siebschlitzes in der y-Koordinate erhalten bleibt. Dies ist auf der *low momentum side* der Fall, wie die Abbildung unten rechts mit einer Projektion der elastischen Linie auf y zeigt. Auch die in die Berechnung von ϕ_T ab zweiter Ordnung eingehenden Koordinaten x und θ der $\delta = -7$ % Messung geben in Abhängigkeit von y die Siebstruktur wieder (siehe Abbildung 5.4). In der linken Abbildung, die eine vergrößerte Darstellung der Abbildung 5.3 (rechts oben) ist, erkennt man den Effekt der kinematischen Verbreiterung aufgespaltet auf drei nebeneinander liegende Löcher, entsprechend den drei Peaks im x–θ Spektrum der $\delta = -7$ % Messung. Dies entspricht einem Unterschied im Streuwinkel von jeweils 24,4 mrad.

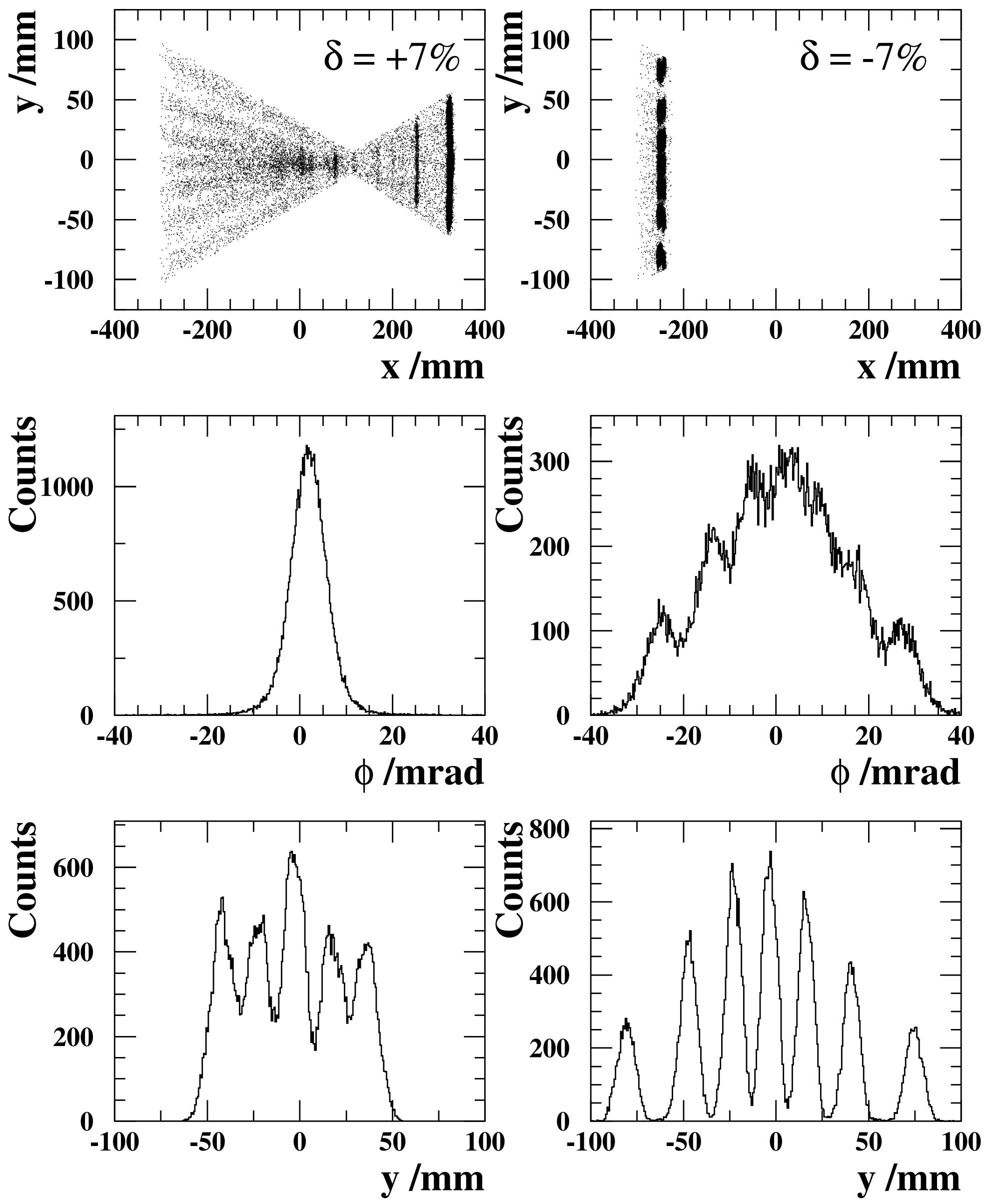

Abbildung 5.3: Oben: Ergebnisse erster Siebschlitz-Testmessungen der Reaktion ^{12}C(p,p$'$)^{12}C bei einer Einschußenergie von 150 MeV.
Mitte: Projektion der elastischen Linie auf ϕ.
Unten: Projektion der elastischen Linie auf y.
Die Spektren auf der linken Seite gehören zur Spektrometereinstellung $\delta = +7$ %, die Spektren auf der rechten Seite entsprechend zu $\delta = -7$ %.

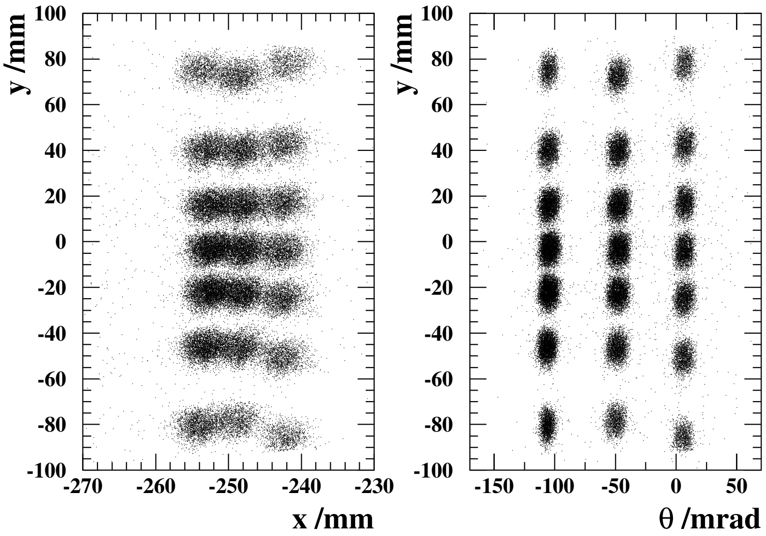

Abbildung 5.4: Darstellungen der Linie elastisch gestreuter Protonen am ^{12}C bei Verwendung eines Siebschlitzes. Die Einschußenergie betrug 150 MeV bei einer Spektrometereinstellung von $\delta = -7$ %.

Es scheint also möglich zu sein, den Streuwinkel ϕ_T mit Hilfe der Koordinaten y, x und θ zu berechnen. Hierzu müssen zunächst mehrere Siebschlitzmessungen durchgeführt werden, bei denen die elastische Linie über die Fokalebene gefahren wird. Den verschiedenen Peaks auf der Fokalebene werden dann die zugehörigen Löcher im Siebschlitz zugeordnet, um anschließend über eine Fitroutine die Koeffizienten $d_{i,jklm}$ in Gleichung 5.2 zu bestimmen. Im Falle der Rückrechnung auf ϕ_T ist i $= \phi$ und m sei identisch Null, um die Abhängigkeit von ϕ auf der Fokalebene zu verlieren.

Dieses Prinzip funktioniert allerdings nur auf der *low momentum side*, da y in der Mitte der Fokalebene wegen der Punkt-zu-Punkt Abbildung naturgemäß keine Struktur besitzt und auf der *high momentum side* nur fünf der erwarteten sieben Peaks zu erkennen sind (siehe Abbildung 5.3). Es sei noch einmal erwähnt, daß das unterste und oberste Loch nicht auf die Fokalebene abgebildet wird und somit nur sieben Peaks bei neun Löchern erwartet werden.

Um eine Erklärung für das Fehlen der beiden Peaks zu erhalten, wurde ein Experiment mit 190 MeV Protonen, ^{12}C als Target und einem Spektrometerwinkel θ_{BBS} von 10° simuliert. Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers wurden für eine zusätzliche Punkt-zu-Punkt Abbildung in der Vertikalen optimiert. Die innere Energieauflösung des Strahls wurde zu 10^{-3} angenommen mit einer Winkeldivergenz identisch Null und einem Targetspot von 1 mm $\times$ 1 mm. Um einen Überblick über die gesamte Fokalebene zu bekommen, wurden Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 55 MeV in 5 MeV Schritten in einem hypothetischen Targetkern der Masse $A = 12$ angenommen.

Abbildung 5.5 (oben) zeigt das Ergebnis in einer Darstellung von x gegen y in der X1-Ebene, wobei hier die komplette Fokalebene entsprechend der Impulsakzeptanz des BBS (siehe Tabelle 4.1) ohne Beachtung der geringeren Akzeptanz des FPDS gezeigt wird. Die untere Darstellung zeigt y auf der Fokalebene in Abhängigkeit vom vertikalen Streuwinkel am Target ϕ_T für die drei hypothetischen Anregungsenergien $E_x = 0$, 20 und 55 MeV, die zu den Koordinaten $x \approx 400$, 120 und -380 mm korrespondieren. Für Teilchen auf der *low momentum side* ($x \approx$ -380 mm) erkennt man den annähernd linearen Zusammenhang zwischen ϕ_T und y. Im Bereich des vertikalen Fokalpunktes sollte y unabhängig von ϕ_T sein. Dies entspricht genau der Forderung $r_{34} = 0$ (siehe Tabelle 3.1). Die geringste Breite in y zeigt die zu $E_x = 20$ MeV korrespondierende Anregung bei $x \approx 120$ mm, die auch im ϕ_T–y Spektrum dargestellt ist und im Idealfall einer horizontalen Linie bei $y = 0$ mm entspricht. Teilchen auf der *high momentum side* haben wegen der um 54° gedrehten Fokalebene einen längeren Weg zur Fokalebene (siehe Abbildung 4.2) als Teilchen am vertikalen Fokuspunkt. Teilchen auf der *low momentum side* haben einen entsprechend kürzeren Weg. Man erwartet daher von den Teilchen auf der *high momentum side* ein genau umgekehrtes Verhalten, verglichen mit denen auf der low momentum side, da erstere strahlabwärts vom Fokuspunkt detektiert werden. In der unteren Abbildung zeigt sich jedoch, daß dies nur in einem Bereich $\phi_T < \pm$ 50 mrad gilt. Größere positive und negative Streuwinkel ϕ_T führen nicht zu einem größeren Absolutwert von y. Die Auswirkungen dieses Effektes sind in der oberen Abbildung auf der *high momentum side* zu erkennen.

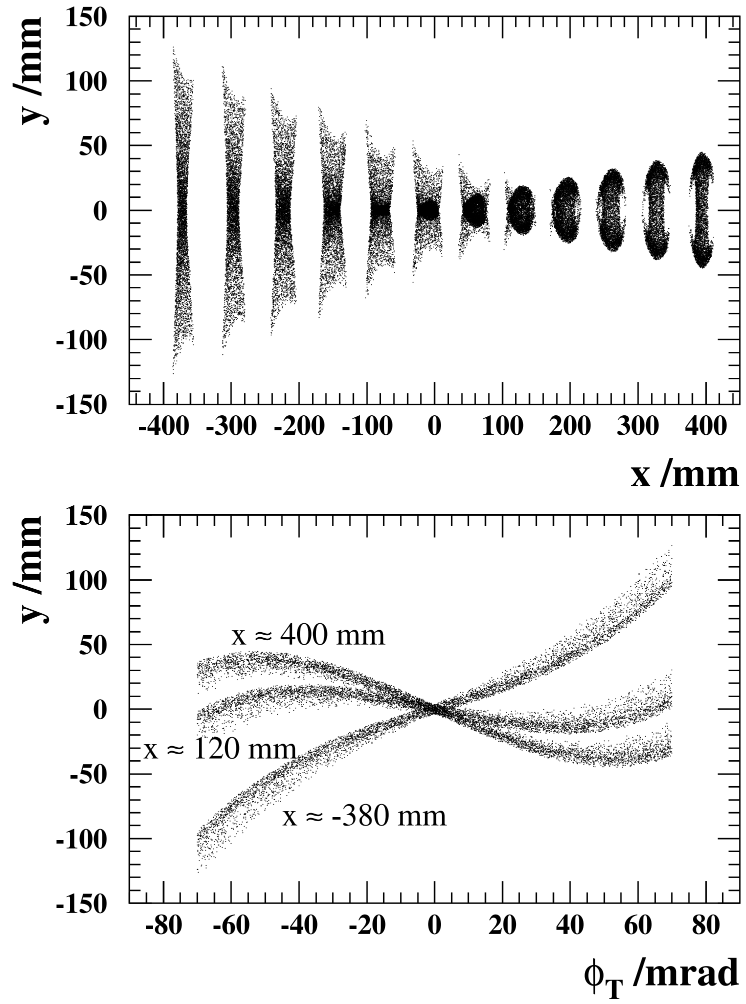

Abbildung 5.5: Das obere Spektrum gibt eine Darstellung der Durchstoßpunkte durch die X-Ebene der ersten VDC bei verschiedenen Anregungsenergien E_x als Ergebnis einer Simulation zur Klärung einer bisher unverstandenen Abbildungseigenschaft des BBS. Das untere Spektrum zeigt für drei Anregungsenergien bzw. für die drei zugehörigen x-Werte die Abhängigkeit der y-Werte von ϕ_T. Der durch die Akzeptanz des FPDS enstehende Cut wurde nicht berücksichtigt. Die verwendeten Parameter können dem Text entnommen werden.

Die Teilchen auf der *high momentum side*, die zu größeren Werten in ϕ_T gehören, werden also offensichtlich durch eine magnetionenoptische Eigenschaft des BBS, die vom hier benutzten BBS-Modell wiedergegeben wird, beeinflußt. Dies läßt darauf schließen, daß das Fehlen der beiden äußeren Peaks im Spektrum unten links in Abbildung 5.3 nicht ein Effekt unbekannter Schnitte in die Akzeptanz ist, sondern daß sie auf die beiden im Spektrum erkennbaren äußeren Peaks geschoben wurden. Damit würde sich auch erklären lassen, weshalb die beiden äußeren Peaks im Spektrum ungefähr gleich große Maxima der Zählraten haben, obwohl diese nach außen hin abnehmen sollten, wie in der entsprechenden Darstellung bei δ = -7 % gut zu erkennen ist.

Nachdem dieser Effekt dem Spektrometer zugeschrieben werden konnte, wurde vorgeschlagen, die Feldstärke des ersten Quadrupols um 5 % zu erhöhen, um den ohnehin in der y-Richtung strukturlosen Fokuspunkt auf die *high momentum side* zu legen.

Zur Verdeutlichung dieses Effektes wurde eine Simulation auf der Basis der oben gezeigten Messung mit 150 MeV Protonen bei einem Spektrometerwinkel von $\theta_{BBS} = 11{,}7^\circ$ und $\delta = +7$ % durchgeführt, wobei die Feldstärke des ersten Quadrupols um 5 % erhöht wurde. Als Target wurde wieder ein $A = 12$ Kern verwendet. Die Größe des Targetspots, die Winkeldivergenz sowie die innere Energieauflösung sind gegenüber der vorigen Simulation unverändert. Die Anregungsenergien sind erneut in 5 MeV Schritten gewählt. Unter Berücksichtigung der Akzeptanz des FPDS und der bei diesen Spektrometereinstellungen von $\pm$ 70 mrad auf $\pm$ 50 mrad reduzierten vertikalen Akzeptanz des Spektrometers zeigt Abbildung 5.6 das Ergebnis als Darstellung von x gegen y in der X1-Ebene.

Man erkennt hier, daß eine Rückrechnung auf das Target nun, abgesehen vom Bereich der *high momentum side* ab $x \approx 200$ mm, mit der Kenntnis der Werte von y, x und θ auf der Fokalebene möglich sein sollte.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei Experimenten, bei denen die Kenntnis des horizontalen Streuwinkels $\theta_{lab} = \theta_{BBS} + \theta_T$ ausreicht, sowohl die Auflösung des Spektrometers als auch die Rückrechnung mittels COSY INFINITY gut funktionieren.

Bei Experimenten, die zusätzlich eine gute Auflösung in ϕ_T benötigen, wie

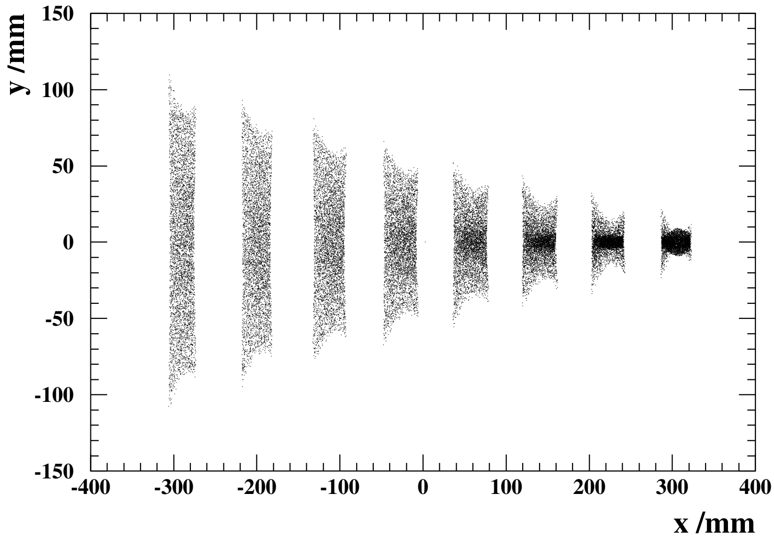

Abbildung 5.6: Ergebnis einer Simulation mit einer um 5 % erhöhten Feldstärke des ersten Quadrupols gegenüber der in der obigen $\delta = +7$ % Messung verwendeten.

---

z. B. das in Kapitel 6 vorgestellte (d,^{2}He) Experiment, bei dem der Öffnungswinkel zwischen den beiden ungebundenen Protonen im Ausgangskanal der Reaktion ermittelt werden soll, ist keine vernünftige Rückrechnung mittels COSY möglich, da die Auflösung des Spektrometers in ϕ nicht ausreicht. Es kann daher keine Aussage über die Güte des in COSY benutzten BBS-Modells bezüglich der Vertikalen gemacht werden. Die Simulationen bestätigen jedoch zumindest eine prinzipielle Verwendbarkeit des Modells.

Eine Bestimmung des vertikalen Streuwinkels ϕ_T auf einem Bereich von ungefähr 80 % der Fokalebene ist mit dem momentan vorhandenen System nur durch eine Verschiebung des vertikalen Fokus zu erreichen. Dies hat allerdings, besonders im Hinblick auf Koinzidenzexperimente wie z. B. (d,^{2}He), den Nachteil des von 9,2 msr (siehe Tabelle 4.1) auf ungefähr 6,6 msr reduzierten Raumwinkels. Zusätzlich wird durch die Veränderung der Spektrometereinstellungen auch die Fokalebene verschoben. Dies macht zusätzliche Softwarekorrekturen notwendig.

Kapitel 6

Die (d,^{2}He)-Reaktion

Eine Reaktion des Typs (d,2p) wird als (d,^{2}He)-Reaktion bezeichnet, wenn sich die beiden Protonen im Ausgangskanal (siehe Abbildung 6.1) in einem Singulett $^1S_0$-Zustand befinden, also einen relativen Bahndrehimpuls $L = 0$, sowie antiparallele Spins infolge des Pauli-Prinzips haben.

Das einfallende Deuteron hingegen befindet sich, abgesehen von einer $^3D_1$-Beimischung von 4,8–5,8 % [Pol98], im Grundzustand in einem $^3S_1$-Zustand.

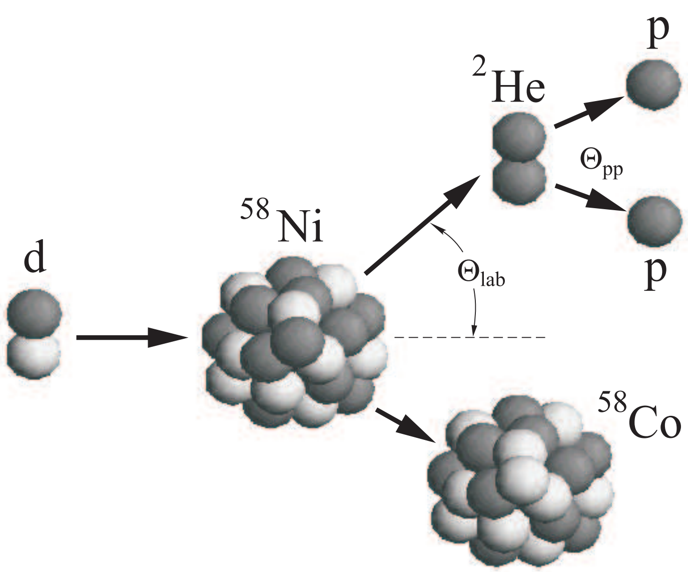

Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Reaktion ^{58}Ni(d,^{2}He)^{58}Co.

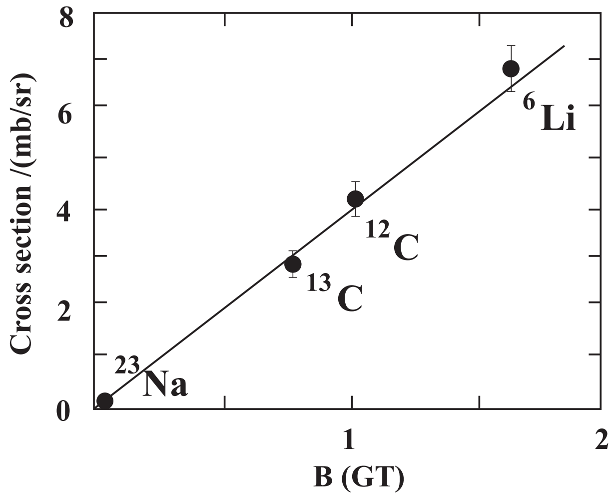

Abbildung 6.2: Vergleich der unter $\theta = 0°$ gemessenen (d,^{2}He)-Wirkungsquerschnitte für Grundzustandsübergänge bei $T_d = 260$ MeV mit den B(GT) Werten des β-Zerfalls. Die Gerade entspricht einem *least-squares* Fit an die Daten [Ohn93].

Da sich in der (d,^{2}He)-Reaktion auch der Isospin um $\Delta T = 1$ ändert, liegt eine isovektorielle Spin-Flip-Reaktion vor, deren Wirkungsquerschnitt äquivalent zum Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Spin-Flip Wahrscheinlichkeit S_{NN} der $(\vec{\mathrm{n}}, \vec{\mathrm{p}})$-Reaktion ist.

Vorausgesetzt wird dabei, daß der (d,^{2}He)-Streuvertex durch eine Zweiteilchenwellenfunktion und -wechselwirkung beschrieben werden kann (Ein-Schritt-Reaktionsmechanismus), ^{2}He sich also wie ein reales Teilchen verhält, das erst nach der Streuung aufbricht. Näherungsweise kann eine mittlere freie Weglänge für ^{2}He angegeben werden. Bei einer angenommenen Breite des $^1S_0$-Zustands von ≈ 1 MeV (siehe Abbildung 6.5) ergibt sich für eine Geschwindigkeit $v \approx 0,4\,c$ eine mittlere freie Weglänge von ungefähr 40 fm.

Im Falle einer (d,^{2}He)-Reaktion mit $\Delta L = 0$ handelt es sich um einen Gamow-Teller Übergang. Tatsächlich hat man in früheren Messungen [Ohn93] einen linearen Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt für Grundzustandsübergänge der (d,^{2}He)-Reaktion unter $\theta_{lab} = 0°$ und der Gamow-Teller Übergangsstärke B(GT) des β^+-Zerfalls festgestellt (siehe Abbildung 6.2). Dies ist von besonderem Interesse im Hinblick auf die Ausschöpfung der Ikeda-Summenregel [Ike64].

Insbesondere konnte auch in Messungen der Winkelverteilung gezeigt werden, daß die Daten im Sinne eines einfachen Ein-Schritt-Reaktionsmechanismus zur Untersuchung von Spin-Isospin-Flip Anregungen interpretiert werden können [Ell87].

Ein großer Vorteil der (d,^{2}He)-Reaktion gegenüber einer $(\vec{\mathrm{n}}, \vec{\mathrm{p}})$-Reaktion liegt darin, daß Deuteronenstrahlen im Gegensatz zu Neutronenstrahlen mit höherer Intensität und besserer Energieauflösung geliefert werden können, da ein Neutronenstrahl immer nur als Sekundärstrahl zur Verfügung steht. Zusätzlich kann man mit einem unpolarisierten Strahl arbeiten, die Neutronen hingegen müßten polarisiert vorliegen. Ein weiterer großer Vorteil besteht in der ausschließlichen Anregung von Spin-Isospin-Flip Moden. Hingegen müssen bei der $(\vec{\mathrm{n}}, \vec{\mathrm{p}})$-Reaktion zusätzliche Messungen der Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit über sekundäre Streuungen der Protonen durchgeführt werden, da auch Übergänge ohne Spin-Flip erlaubt sind. Diese sind allerdings im Energiebereich um 200 MeV bei $q_{tr} = 0$ unterdrückt.

Ein Nachteil hingegen ist der schwierigere Nachweis des ^{2}He, da eine simultane Bestimmung der Impulsvektoren der beiden Protonen erforderlich ist. Besonders bei kleinen Streuwinkeln θ_{lab}, und im speziellen bei $\theta_{lab} = 0°$, ist es wegen des dann vorherrschenden Untergrunds, vor allem durch Deuteron-Breakup Protonen, nicht einfach eine gute Effizienz zu erreichen. Abschätzungen der Größenordnung der (d,np)-Reaktion werden in Abschnitt 6.3 gegeben. Daher limitierte die hohe Rate von Untergrundereignissen bei früheren Experimenten häufig die Strahlintensität, beispielsweise auf 50 pA bei den Messungen von Ohnuma et al. [Ohn93].

Besteht die Möglichkeit mit tensorpolarisierten Deuteronen ($\vec{\mathrm{d}}$,^{2}He) zu messen, so kann über die Tensoranalysierstärke der Spin und die Parität des Endzustands J^π bestimmt werden. Dieses wurde zuerst theoretisch gezeigt [Wil85, Bug87] und später auch von Okamura et al. durch Messungen am Kohlenstoff ($^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{12}\mathrm{B}$) bei $T_{\vec{d}} = 270$ MeV experimentell bestätigt [Oka95]. Von besonderem Interesse ist hier die Untersuchung der $J^\pi = 0^-$ Komponente der Spin-Flip Dipol-Riesenresonanz, da sie die gleichen Quantenzahlen wie das π-Meson trägt und ihre Stärke daher möglicherweise durch pionische Korrelationen im Kern beeinflußt wird [Sak93].

Jüngste Messungen [Oka97] des Spin-Dipol-Zustands ($S = 1, L = 1$) im

^{90}Y durch eine ^{90}Zr($\vec{d}$, ^{2}He)^{90}Y-Reaktion bei $T_{\vec{d}} = 270$ MeV haben allerdings eine strukturlose Verteilung der Tensoranalysierstärke A_{xx} mit kleinen positiven Werten ($0 < A_{xx} < 0.3$) im Anregungsenergiebereich von 0 bis 25 MeV gezeigt. Eine *distorted-wave Born approximation* (DWBA), die bei der Analyse der Messung am Kohlenstoff erfolgreich war, würde aber bei einem $J^\pi = 0^+$-Target für die Spin-Dipol Komponente 0^- zu $A_{xx} \approx -2$, für 1^- zu $A_{xx} \approx +1$ und für 2^- zu $A_{xx} \approx 0$ führen. Die von Okamura et al. gegebene Erklärung hierfür ist, daß der Spin-Dipol-Zustand hauptsächlich aus der 2^- Komponente besteht und keine konzentrierten Verteilungen der beiden anderen Komponenten existieren.

6.1 Das EUROSUPERNOVA (d,^{2}He)-Programm am KVI

Die Eignung eines Magnetspektrometers zum Nachweis von ^{2}He-Ejektilen wurde erstmals von Aarts et al. für die Reaktionen ^{12}C(^{3}He,^{2}He)^{13}C und ^{28}Si(^{3}He,^{2}He)^{29}Si unter Benutzung des QMG/2 Spektrometers am KVI gezeigt. Bei einer Einschußenergie von $T_{^3He} = 52$ MeV und einem 450 μg/cm^2 ^{12}C-Target wurde eine Auflösung für Anregungsenergien im ^{13}C-Restkern von $\Delta E_{FWHM} = 47$ keV erreicht. Letzteres ist zu vergleichen mit 200–400 keV, die für vergleichbare ^{2}He-Messungen mit *counter telescopes* erreicht wurden [Aar80].

Die Brauchbarkeit von Spektrometern für die (d,^{2}He)-Messung wurde zuerst von Ellegaard et al. am SPES4 Spektrometer in Saturne gezeigt [Ell87]. Der Öffnungswinkel der beiden ungebundenen Protonen des ^{2}He ist allerdings bei Energien des Deuteronenstrahls von 650 MeV und 2 GeV vergleichsweise gering. Bei kleineren Einschußenergien $T_d = 200$–400 MeV, die ideal zum Studium von Spin-Flip Anregungen sind, werden (d,^{2}He)-Experimente durch den größeren Öffnungswinkel erschwert. Ein erfolgreicher Nachweis der (d,^{2}He)-Reaktion bei einer Einschußenergie von $T_d = 125$ MeV gelang kürzlich Xu et al. am Texas A&M [Xu95, Xu96] an einem Spektrometer mit einem im Vergleich zum SPES4 wesentlich größeren effektiven Raumwinkel (siehe Abbildung 6.14). Bei Einschußenergien unter 100 MeV sind die Öffnungswinkel so groß, daß Messungen der (d,^{2}He)-Reaktion bisher ausschließlich mit Hilfe von *silicon counter telescopes* von Stahel et al. [Sta79] und Beard et al. [Bea82] bei $T_d = 55$ bzw. 99,2 MeV oder mit *silicon counter arrays* von Motobayashi et al. [Mot88] bei $T_d = 70$ MeV durchgeführt wurden [Mot88].

Die erste Messung einer (d,^{2}He)-Reaktion am KVI soll bei der maximal möglichen Energie des AGOR für Deuteronen, also $T_d = 190$ MeV durchgeführt werden. Das BBS wird im Modus B bei einem Spektrometerwinkel von $\theta_{BBS} = 0°$ betrieben. Untersucht wird die ^{58}Ni(d,^{2}He)^{58}Co an einem 10 mg/cm^2 ^{58}Ni-Target. Der schematische Reaktionsablauf ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Ein entsprechendes Proposal [Hag97b] wurde am KVI eingereicht und akzeptiert.

Das Ziel ist hierbei die Untersuchung der $L = 0$ Gamow-Teller Stärkeverteilungen anhand des Übergangs vom Grundzustand des ^{58}Ni mit $J^\pi = 0^+$ und $T = T_0$ zum $J^\pi = 1^+$ Zustand des ^{58}Co mit dem Isospin $T = T_0 + 1$.

Die Gamow-Teller Stärke soll Aufschluß geben über Betazerfallsraten bzw. über Raten der dazu inversen Elektroneneinfangreaktion. Diese spielen eine wichtige Rolle in vielen astrophysikalischen Modellen, letztere z. B. beim Neutronisierungsprozeß im Supernovaszenario [Bet79]. Für diese Zwecke werden momentan *shell-model* Berechnungen der Gamow-Teller Verteilungen von Kernen in der Massenregion A = 45–65 von Caurier et al. durchgeführt [Cau99], mit dem Fernziel, für über 100 Kerne dieser Massenregion die Betazerfalls- und die Elektroneneinfangraten zu berechnen. Erste Ergebnisse der Berechnungen, die auch für ^{58}Ni durchgeführt wurden, sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den vorhandenen Daten einer (n,p)-Messung von El-Kateb et al. am TRIUMF [EKa94].

Andererseits sind auch Daten über die Isospin-Aufspaltung der Gamow-Teller Stärkeverteilungen in ^{58}Cu anhand von ^{58}Ni(^{3}He,t)^{58}Cu-Messungen vorhanden [Fuj96]. Sie beruhen auf einem Vergleich mit ^{58}Ni(e,e$'$)-Messungen von Mettner et al. am DALINAC [Met87]. Die in Abbildung 6.4 dargestellte B(GT) Stärkeverteilung der Isospinkomponente $T = T_0 + 1$ des $J^\pi = 1^+$ Zustands in ^{58}Cu sollte, korrigiert um die Anregungsenergie $\Delta E = -8,79$ MeV, der B(GT) Stärkeverteilung der Isospinkomponente $T = T_0 + 1$ des $J^\pi = 1^+$ Zustands in ^{58}Co entsprechen. Die Verschiebung des Spektrums bezüglich der Anregungsenergie erklärt sich durch den relativen Energieabstand ΔE der beiden betrachteten Zustände. Die Größe des Abstands ergibt sich aus

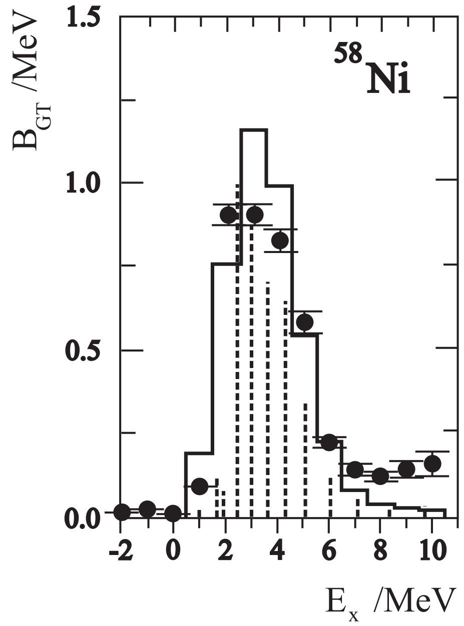

Abbildung 6.3: Vergleich der Datenpunkte • einer ^{58}Ni(n,p)-Messung der GT Stärkeverteilung in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x im ^{58}Co [EKa94] mit einer GT Stärkeverteilung, die auf *shell-model* Rechnungen basiert (diskrete Linien) [Cau99]. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Daten wurden die *shell-model* Ergebnisse mit Gaußfunktionen gefaltet, um die experimentelle Energieauflösung ($\approx$ 1,3 MeV) zu berücksichtigen.

---

einem Vergleich der Daten von Mettner et al. mit den Ergebnissen einer ^{58}Ni(t,^{3}He)^{58}Co-Messung [Ajz85].

Vergleicht man die Daten der (n,p)-Reaktion mit denen der (^{3}He,t)-Reaktion, so erkennt man , daß die Messungen am TRIUMF keine Feinstruktur zeigen. Dies ist wahrscheinlich durch die gegenüber der (^{3}He,t)-Reaktion schlechtere Energieauflösung von ca. 1,3 MeV bedingt.

Zusätzlich geben El-Kateb et al. zu bedenken, daß die Daten ab Anregungsenergien $E_x \approx 8$ MeV mit großen Unsicherheiten behaftet sind und somit nur bis zu Anregungsenergien $E_x = 8{,}5$ MeV zum Vergleich mit theoretischen Modellen herangezogen wurden. Datenpunkte wurden bis $E_x = 10$ MeV veröffentlicht (siehe Abbildung 6.3). Es ist also durchaus möglich, daß oberhalb dieser Grenze noch Gamow-Teller Stärke vorzufinden ist.

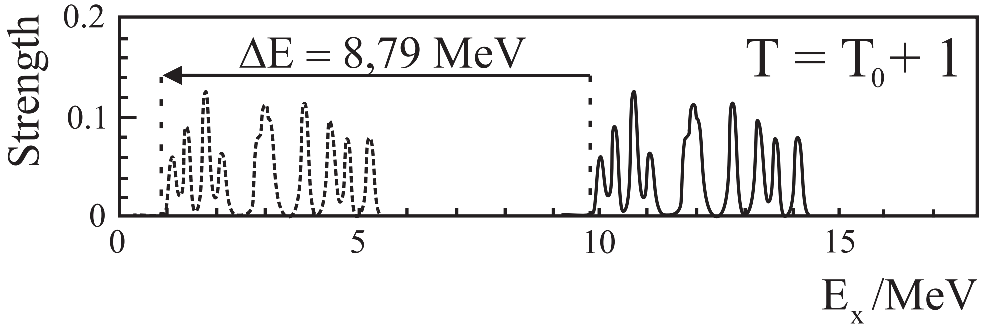

Abbildung 6.4: Gamow-Teller Stärkeverteilung der Isospinkomponente $T = T_0 + 1$ (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x bezüglich ^{58}Ni, extrahiert aus einer ^{58}Ni(^{3}He,t)^{58}Cu-Messung [Fuj96]. Zur Bedeutung der dazu verschobenen Verteilung (gestrichelte Kurve) siehe Text.

Eine direkte Messung der $T_0 + 1$ GT Stärke mit höherer Energieauflösung und in einem größeren Anregungsenergiebereich wäre also hilfreich bei der weiteren Aufklärung der Isospin-Struktur von Gamow-Teller Übergangen.

6.2 Reaktionsbeschreibung und Monte-Carlo-Simulation

6.2.1 Die Watson-Migdal Theorie der Final-State-Interaction

Die Drei-Körper-Reaktion

$$\mathrm{d} + {}^{58}\mathrm{Ni} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p} + {}^{58}\mathrm{Co}$$

wird nach der Methode von Watson [Wat52] und Migdal [Mig55] in zwei separate Schritte unterteilt, nämlich in den *primary mechanism*

$$\mathrm{d} + {}^{58}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{2}\mathrm{He} + {}^{58}\mathrm{Co}$$

und die *Final-State-Interaction* (FSI)

$${}^{2}\mathrm{He} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p}.$$

Dieses ist unter den drei folgenden Voraussetzungen erlaubt:

- Die Wechselwirkungskräfte des Übergangs müssen kurzreichweitig sein, wobei allerdings nahezu alle nicht-elektromagnetischen Teilchenreaktionen als kurzreichweitig bezeichnet werden können.
- Die relativen Energien der wechselwirkenden Teilchen müssen klein sein, da die FSI nur dann Beiträge liefert. Der hier nur betrachtete $^1S_0$-Zustand hat, wie später noch gezeigt wird, das Maximum der relativen Energie der beiden Protonen bzw. der inneren Energie ϵ des ^{2}He Teilchens im Bereich von 700 bis 800 keV. Außerdem gibt es, wie ebenfalls später noch gezeigt wird, aus Gründen der Spektrometerakzeptanzen einen reaktionsabhängigen Wert ϵ_{max} mit der Eigenschaft, daß korrelierte Protonen höherer relativer Energie nicht nachweisbar sind.
- Schließlich muß die FSI attraktiv sein und somit die Bildung des ^{2}He verstärken. Dieses ist erfüllt, da für kleine relative Energien der Protonen die pp-*phaseshift* des $^1S_0$-Zustands positiv ist [Arn83, Ber88].

Die den folgenden Simulationen zugrundeliegende Verteilungsfunktion der inneren Energie $F(\epsilon)$ wird über die Theorie der FSI von Watson und Migdal [Wat52, Mig55] berechnet. Sie wird als proportional zum Wirkungsquerschnitt der FSI zweier Protonen angenommen:

$$F(\epsilon) \sim \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \rho(\epsilon)\frac{C(\eta)}{C^2(\eta)\epsilon + \frac{\hbar^2}{M}(-\frac{1}{a} - \frac{h(\eta)}{R} + \gamma_p\epsilon)^2} \tag{6.1}$$

Die Größe $C(\eta)$ wird als Coulomb-Penetration Faktor bezeichnet, wobei η umgekehrt proportional zur Relativgeschwindigkeit v_{2p} der beiden Protonen ist. Mit

$$v_{2p} = |\vec{v}_{p_1} - \vec{v}_{p_2}| = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{m_p}} \tag{6.2}$$

lassen sich η und $C(\eta)$ bestimmen:

$$\eta = \frac{e^2}{\hbar v_{2p}} \tag{6.3}$$

$$C(\eta) = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \tag{6.4}$$

Die Masse M entspricht hier der Protonenmasse m_p. Die Funktion $h(\eta)$ ist über die Gammafunktion definiert als

$$h(\eta) = \Re\frac{\Gamma'(-i\eta)}{\Gamma(-i\eta)} - \ln(\eta). \tag{6.5}$$

Γ'/Γ entspricht nun gerade der sogenannten Digamma-Funktion oder auch Ψ-Funktion. Für Realteile der Digamma-Funktion gilt die Relation

$$\Re\Psi(-i\eta) = \Re\Psi(1+i\eta), \tag{6.6}$$

so daß sich nun eine Reihenentwicklung der Form

$$\Re\Psi(1+i\eta) = -\gamma + \eta^2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n(n^2+\eta^2)} \tag{6.7}$$

finden läßt [Abr64]. Hierbei entspricht $\gamma = 0,57722$ der Euler-Konstanten.

Die charakteristische Coulomb-Länge R und das von der effektiven Reichweite r_p des Potentials abhängige γ_p in Gleichung 6.1 sind gegeben durch

$$R = \frac{\hbar^2}{m_p e^2} = 28,82 fm \tag{6.8}$$

$$\text{und} \quad \gamma_p = \frac{r_p m_p}{2\hbar^2}. \tag{6.9}$$

Der Drei-Körper Phasenraumfaktor $\rho(\epsilon)$ gibt die Dichte der Zustände im Phasenraum an, die der Reaktion zur Verfügung steht. Abhängig vom Ansatz des Experiments läßt sich der Phasenraumfaktor auf zwei verschiedenen Wegen berechnen. Bei Detektion des Di-Protons im Ausgangskanal der Reaktion ergibt sich [Mot88]

$$\rho(\epsilon) \sim \sqrt{\epsilon(E_{CM} - \epsilon)} \tag{6.10}$$

mit der Gesamtenergie E_{CM} im Schwerpunktsystem. Falls der Rückstoßkern detektiert wird, gilt [Mor68]

$$\rho(\epsilon) \sim \sqrt{E_{recoil,CM}(E_{recoil,CM}^{max} - E_{recoil,CM})}. \tag{6.11}$$

Für $\epsilon = 0$ MeV wäre $\rho(\epsilon)$ identisch Null, da nur eine Möglichkeit des Reaktionsablaufs zur Verfügung stände. Dies entspricht einer Linie im dreidimensionalen Phasenraum, also einem Maß der Größe Null. Für größer werdende

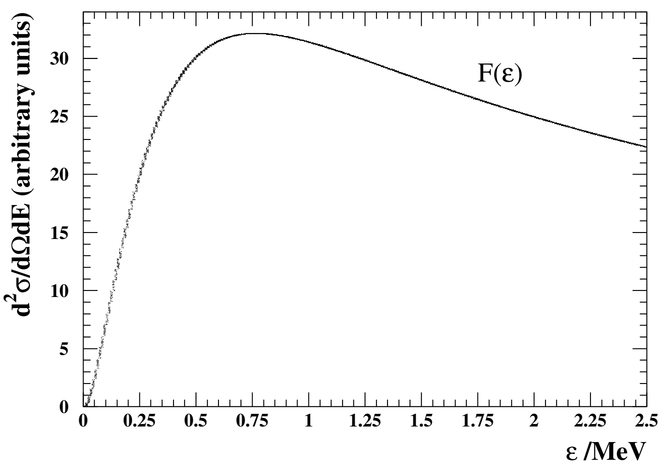

Abbildung 6.5: Verteilungsfunktion der inneren Energie ϵ, wie sie in den folgenden Simulationen verwendet wird. Sie entspricht einer Vorhersage aus der Watson-Migdal Theorie der FSI für eine Streulänge von -7,81 fm.

Werte der inneren Energie wird auch der erreichbare Phasenraum und damit $\rho(\epsilon)$ größer.

Der Wirkungsquerschnitt in Gleichung 6.1 bzw. die dazu proportionale Verteilungsfunktion $F(\epsilon)$ läßt sich nun berechnen und ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Sie ist stark abhängig von der Wahl der effektiven Reichweite r_p und vor allem von der Streulänge a. Die Werte wurden Bergervoet et al. [Ber88] entnommen mit r_p = 2,79 fm und a = -7,81 fm. Die Verteilungsfunktion F(ϵ) hat ihr Maximum im Bereich zwischen 700 und 800 keV. Bei niedrigeren inneren Energien nimmt der Wirkungsquerschnitt ab, da die Coulomb-Abstoßung stärker als die attraktive Kernwechselwirkung wird; bei höheren Energien fällt die FSI langsam ab.

6.2.2 d + ^{58}Ni $\rightarrow$ ^{2}He +^{58}Co

Durch das Zurückführen der Drei-Körper-Reaktion auf eine Zwei-Stufen-Reaktion liegt im ersten Schritt eine einfache Zwei-Körper-Reaktion vor. Die Berechnung der Zwei-Körper-Kinematik wird relativistisch über die lorentzinvarianten Mandelstamvariablen s und t durchgeführt. Es ist

$$\begin{aligned} s &= (\boldsymbol{P}_d + \boldsymbol{P}_{^{58}Ni})^2 = (\boldsymbol{P}_{^2He} + \boldsymbol{P}_{^{58}Co})^2 && (6.12)\\ \text{und} \quad t &= (\boldsymbol{P}_{^2He} - \boldsymbol{P}_d)^2 = (\boldsymbol{P}_{^{58}Co} - \boldsymbol{P}_{^{58}Ni})^2, && (6.13)\end{aligned}$$

wobei $\boldsymbol{P} = (E, px, py, pz)$ der Viererimpuls des jeweiligen Teilchens ist. Die Größe $\sqrt{s}$ entspricht der invarianten Masse, d. h. der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem. Die Größe $\sqrt{t}$ entspricht dem Viererimpulstransfer von Teilchen 1 zu Teilchen 3, bzw. dem identischen Transfer von Teilchen 2 zu Teilchen 4.

Während man die Größe s direkt berechnen kann, braucht man zur Bestimmung von t den Streuwinkel der Primärreaktion θ_{lab}, der zwischen dem einfallenden Deuteron und dem auslaufenden ^{2}He definiert ist (siehe Abbildung 6.1), sowie die innere Energie ϵ und die im ^{58}Co-Kern verbleibende Anregungsenergie E_x. Bei Limitierung der inneren Energie auf 1 MeV und einer Einstellung des Spektrometers auf einen zentralen Impuls von 418 MeV/c, der bei einer Einschußenergie $T_d = 190$ MeV einer Anregungsenergie von 10 MeV entspricht, können Anregungsenergien bis 20 MeV mit guter Effizienz im Experiment nachgewiesen werden. Dies ist als Ergebnis einer ersten Simulation in Abbildung 6.6 zu erkennen. Der Großteil der Impulse p_1 und p_2 der beiden Protonen liegt dann in der Impulsakzeptanz des Spektrometers. Deshalb wurde in den folgenden Simulationen, wenn nicht anders angegeben, für E_x eine konstante Verteilungsfunktion zwischen 0 und 20 MeV generiert.

Die Masse des angeregten ^{58}Co-Kerns $\tilde{m}_{^{58}Co}$ setzt sich aus der Anregungsenergie E_x und $m_{^{58}Co}$, der Masse des ^{58}Co-Kerns im Grundzustand, zusammen. Die Masse des ^{2}He ergibt sich aus der doppelten Protonenmasse zuzüglich ϵ.

Unter Berücksichtigung des Energieerhaltungssatzes

$$E_d + m_{^{58}Ni} = E_{^2He} + E_{^{58}Co} \qquad (6.14)$$

ergibt sich [Mus88]

$$\begin{aligned} E_{^2He} &= \frac{s + t - m_d^2 - \tilde{m}^2_{^{58}Co}}{2\ m_{^{58}Ni}} && (6.15)\\ \text{und} \quad E_{^{58}Co} &= \frac{m^2_{^{58}Ni} + \tilde{m}^2_{^{58}Co} - t}{2\ m_{^{58}Ni}}, && (6.16)\end{aligned}$$

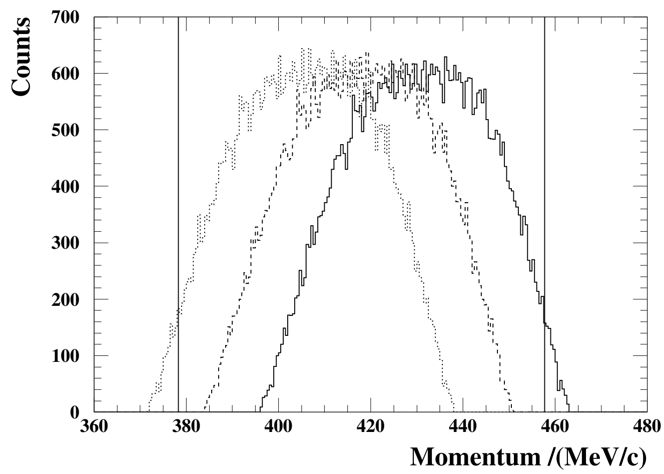

Abbildung 6.6: Impulsverteilung der korrelierten Protonen bei Anregungsenergien von $E_x = 0$ MeV (durchgezogene Linie), $E_x = 10$ MeV (gestrichelte Linie) und $E_x = 20$ MeV (gepunktete Linie). Die beiden senkrechten Linien markieren die Impulsakzeptanz des BBS bei einem Impuls des Zentralstrahls von $p_0 = 418$ MeV/c. Die kinetische Energie des Deuterons beträgt $T_d = 190$ MeV bei $\theta_{lab} = 0°$ und ϵ zwischen 0 und 1 MeV gemäß Verteilungsfunktion.

---

wobei

$$E_{^2He} = T_{^2He} + \underbrace{m_p + m_p + \epsilon}_{\tilde{m}_{^2He}} \tag{6.17}$$

$$\text{und} \quad E_{^{58}Co} = T_{^{58}Co} + \underbrace{m_{^{58}Co} + E_x}_{\tilde{m}_{^{58}Co}}. \tag{6.18}$$

Aus der letzten Gleichung kann man die kinetische Energie des ^{58}Co berechnen. Sie ist in Abbildung 6.7 als kinetische Energie des Rückstoßkerns T_{recoil} in Abhängigkeit vom Streuwinkel im Laborsystem θ_{lab} aufgetragen. Der Einfluß der inneren Energie ϵ, die hier im Bereich des Maximums der Verteilungsfunktion F(ϵ) zu 800 keV gewählt wurde, wird zunächst nicht betrachtet. Man erkennt, daß bei Winkeln $\theta_{lab} < 2°$ die Differenz in T_{recoil} bei Anregungsenergien von 0 und 20 MeV maximal 30 keV beträgt. Der Absolutwert ist in diesem Winkelbereich kleiner als 40 keV und somit ebenfalls gering. Bei größeren Laborwinkeln und insbesondere ab $\theta_{lab} = 15°$ verschwindet

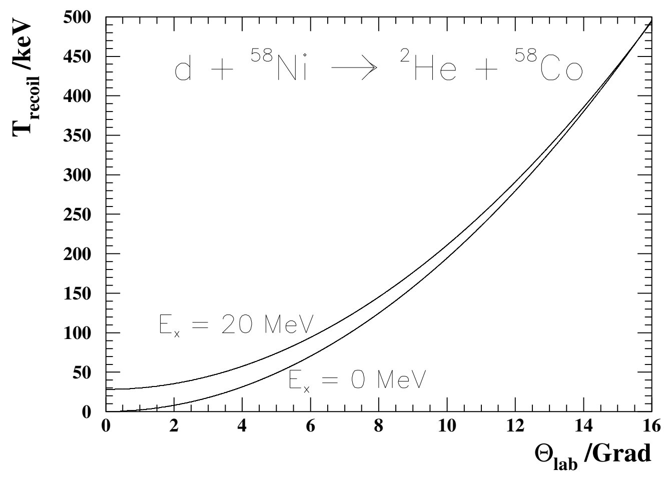

Abbildung 6.7: Rückstoßenergie T_{recoil} des ^{58}Co-Kerns in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{lab}. Die Einschußenergie beträgt 190 MeV und die innere Energie 800 keV. Die beiden Kurven sind für Anregungsenergien E_x von 0 und 20 MeV berechnet.

---

der Unterschied in der kinetischen Energie des Rückstoßkerns bei verschiedenen Anregungsenergien nahezu, dafür ist der Absolutwert von T_{recoil} bei 15° mit ca. 450 keV keinesfalls vernachlässigbar.

Der Einfluß der inneren Energie ϵ und der horizontalen Winkelakzeptanz des BBS auf die kinetische Energie des Rückstoßkerns bei verschiedenen Streuwinkeln im Laborsystem soll anhand Abbildung 6.8 veranschaulicht werden. Der Unterschied in den Kurven für $\epsilon = 0$ und $\epsilon = 2{,}5$ MeV ist bei $E_x = 0$ MeV mit ca. 1 keV verschwindend gering, und auch bei $E_x = 20$ MeV mit einer Differenz von etwa 7 keV ist der Effekt für die Auswertung späterer Messungen vollkommen vernachlässigbar.

Der Effekt der kinematischen Verbreiterung basiert auf der horizontalen Winkelakzeptanz (siehe Abschnitt 4.3). Für den Fall einer $\theta_{lab} = 0°$ Reaktion sind die Grenzen der Akzeptanz (vertikale Linien) sowie die daraus und aus der Unsicherheit in ϵ resultierenden Energiebereiche in der Rückstoßenergie des ^{58}Co-Kerns (horizontale Linien) eingezeichnet. Bei einer Anregungsenergie von 0 MeV beträgt der maximale Fehler also nur 8 keV und bei 20 MeV An-

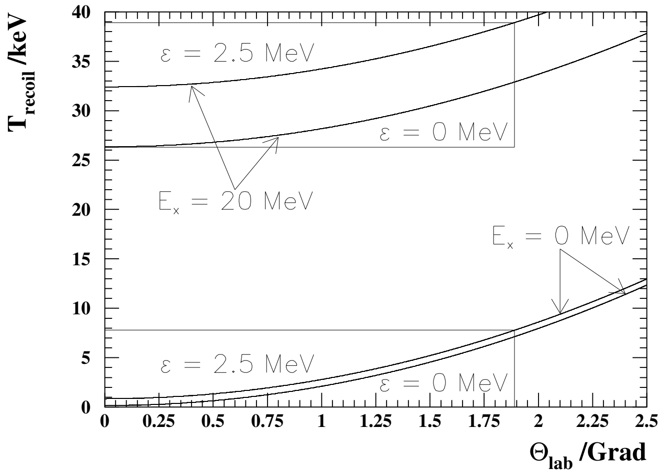

Abbildung 6.8: Rückstoßenergie T_{recoil} des ^{58}Co-Kerns in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{lab} bei $T_d = 190$ MeV. Die Kurven sind für innere Energien von 0 und 2,5 MeV, sowie für Anregungsenergien von 0 und 20 MeV berechnet. Die vertikalen Linien markieren die horizontale Winkelakzeptanz des BBS bei $\theta_{lab} = 0°$ Reaktionen.

---

regungsenergie 13 keV. Diese Effekte sind vernachlässigbar, d. h. der kinematische Faktor in Gleichung 4.11 kann näherungsweise als Null angenommen werden. Diese Näherung ist jedoch bei größeren Streuwinkeln und vor allem bei leichteren Targetkernen nicht mehr zulässig.

Zusammenfassend kann man sagen, daß der Energieunterschied in der kinetischen Energie des Rückstoßkerns bei einer 0° Messung maximal 40 keV beträgt und im wesentlichen nur von der Anregungsenergie bestimmt wird.

6.2.3 ^{2}He $\rightarrow$ p + p

Im zweiten Schritt der Reaktion zerfällt nun das ^{2}He in zwei Protonen.
Die Reaktionsbeschreibung erfolgt im System des ^{2}He, dessen z-Achse mit der Bewegungsrichtung des ^{2}He-Teilchens übereinstimmt. Wegen der endlichen Winkelakzeptanz des Spektrometers wird die Lage der z-Achse in der

Simulation auf

$$\theta_{lab} = \theta_{BBS} \pm 33 \text{ mrad} \tag{6.19}$$

in der dispersiven Ebene und auf

$$\phi_{lab} = \phi_{BBS} \pm 70 \text{ mrad} \tag{6.20}$$

in der nicht-dispersiven Ebene begrenzt. Zunächst werden die Winkel θ_1 und ϕ_1 für den Zerfall im CM-System des ^{2}He für eines der beiden Protonen generiert. Da Di-Proton Zustände niedriger innerer Energie nur geringe Anteile von P-Wellen aufweisen [Kox93] und Zustände mit größerem ϵ nicht nachgewiesen werden können, wird von einer reinen S-Welle ausgegangen. Die Winkelverteilung des Zerfalls des ^{2}He in 2 Protonen wird demzufolge als isotrop im Schwerpunktsystem angenommen. Die Zerfallswinkel für das zweite Proton ergeben sich direkt, da es wegen Impulserhaltung in diametraler Richtung emittiert wird. Der Betrag des Impulses der Protonen im CM-System p_{CM} wird über die innere Energie bestimmt. Diese vollständige Beschreibung der Protonen im Kugelkoordinatensystem mit $(\theta_1, \phi_1, p_{CM})$ für das erste Proton und $(\pi - \theta_1, \phi_1 + \pi, p_{CM})$ für das zweite Proton wird nun durch eine Koordinatentransformation ins kartesische Koordinatensystem zur vollständigen Beschreibung mittels $(p^1_{x,CM}, p^1_{y,CM}, p^1_{z,CM})$ und $(-p^1_{x,CM}, -p^1_{y,CM}, -p^1_{z,CM})$ überführt.

Unter Hinzunahme der Energie E_{CM} des einzelnen Protons im CM-System, die sich über p_{CM} berechnen läßt, geht man zu einer Darstellung mittels Vierimpulsen über und erhält

$$\boldsymbol{P}_{1,CM} = (E_{CM}, p^1_{x,CM}, p^1_{y,CM}, p^1_{z,CM}) \tag{6.21}$$

$$\text{und} \quad \boldsymbol{P}_{2,CM} = (E_{CM}, -p^1_{x,CM}, -p^1_{y,CM}, -p^1_{z,CM}) \tag{6.22}$$

Mit $E_{^2He}$ aus Gleichung 6.15 ergeben sich der Lorentzfaktor γ und die Teilchengeschwindigkeit β zu

$$\gamma = \frac{E_{^2He}}{\tilde{m}_{^2He}} = \frac{E_{^2He}}{m_p + m_p + \epsilon} \tag{6.23}$$

$$\text{und} \quad \beta = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}, \tag{6.24}$$

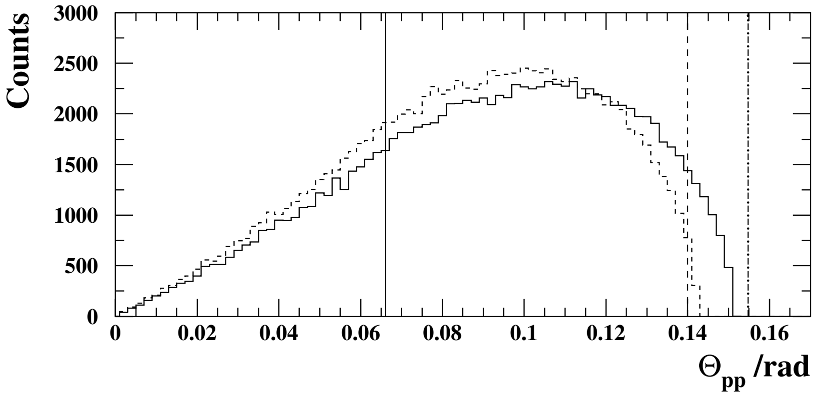

Abbildung 6.9: Öffnungswinkel Θ_{pp} der beiden Protonen bei Anregungsenergien von $E_x = 0$ MeV (gestrichelte Linie) und $E_x = 20$ MeV (durchgezogene Linie), bei $\theta_{lab} = 0°$, $T_d = 190$ MeV und ϵ zwischen 0 und 1 MeV. Die senkrechten Linien markieren die Winkelakzeptanz des BBS in der dispersiven Ebene (durchgezogene Linie), in der nichtdispersiven Ebene (gestrichelte Linie) und die maximale Winkelakzeptanz $\theta_{max}^{BBS} = \sqrt{\theta^2 + \phi^2}$ (strichpunktierte Linie).

---

so daß mittels Lorentztransformation ins Laborsystem des ^{2}He gewechselt werden kann:

$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & +\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ +\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{CM} \\ p_{x,CM} \\ p_{y,CM} \\ p_{z,CM} \end{pmatrix} \tag{6.25}$$

Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Protonen Θ_{pp} im System des ^{2}He läßt sich nun berechnen und ist für zwei verschiedene Anregungsenergien in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Winkelakzeptanzen des BBS in Modus B sind als senkrechte Linien eingezeichnet. Die innere Energie beträgt zwischen 0 und 1 MeV. Man erkennt, daß bei höherer Anregungsenergie, welches gleichbedeutend ist mit einer niedrigeren Energie $T_{^2He}$ des ^{2}He-Teilchens im Ausgangskanal der Primärreaktion, der maximale Öffnungswinkel Θ_{pp}^{max} zunimmt. Außerdem nimmt der maximale Öffnungswinkel mit steigender innerer Energie ϵ zu. Dies wird aus Abbildung 6.10 (oben) deutlich, in der Θ_{pp} gegen die innere Energie aufgetragen wurde, wobei die Anregungsenergie zwischen 0 und 20 MeV variiert.

Diese Abhängigkeit zwischen Θ_{pp}^{max} auf der einen Seite sowie ϵ und $T_{^2He}$ auf der anderen Seite findet sich auch in der nichtrelativistischen Formel von Wozniak et al. [Woz74] wieder mit dem halben maximalen Winkel

$$\beta_{max} = \arcsin\sqrt{\frac{\epsilon}{T_{^2He}}}. \tag{6.26}$$

Zur direkten Berechnung des Öffnungswinkels ist neben ϵ die Kenntnis der kinetischen Energien T_1 und T_2 der beiden korrelierten Protonen erforderlich. Im nichtrelativistischen Fall erfolgt die Berechnung über [Sta79]

$$\cos\Theta_{pp} = \frac{T_1 + T_2 - 2\epsilon}{2\sqrt{T_1 T_2}}. \tag{6.27}$$

Im hier betrachteten relativistischen Fall wird diese Gleichung wesentlich komplizierter. Dies liegt nicht nur an der komplizierteren Kinematik, sondern vor allem daran, daß Θ_{pp} nun zusätzlich noch von θ, dem Zerfallswinkel eines der beiden Protonen im CM-System des ^{2}He, abhängt. Die Abhängigkeit von ϵ steckt in der folgenden Gleichung in E_{CM} und p_{CM}:

$$\begin{aligned}\cos\Theta_{pp} = \frac{1}{p_1 p_2}\Bigg(&\gamma^2(\beta^2 E_{CM}^2 - p_{CM}^2\cos^2\theta) \\ &- \Big[p_1^2 p_2^2 - \gamma^2(\beta^2 E_{CM}^2 + p_{CM}^2\cos^2\theta)(p_1^2 + p_2^2) \\ &\quad + 2\gamma^2\beta\cos\theta\, p_{CM} E_{CM}(p_1^2 - p_2^2) \\ &\quad + \gamma^4(\beta^2 E_{CM}^2 - p_{CM}^2\cos^2\theta)^2\Big]^{\frac{1}{2}}\Bigg)\end{aligned} \tag{6.28}$$

Die θ-Abhängigkeit von Θ_{pp} entsteht durch die Änderung der Form des Impulsspektrums unter Lorentztransformation (siehe Abbildung 6.11). Für $\gamma > 1$ verformt sich das Impulsspektrum, das im CM-System Kugelgestalt mit dem Radius p_{CM} hat, zu einem Lorentz-vergrößerten Rotationsellipsoid mit den Halbachsen [Hag63]

$$a_x = p_{CM}, \tag{6.29}$$

$$a_y = p_{CM} \tag{6.30}$$

$$\text{und}\quad a_z = \gamma p_{CM}. \tag{6.31}$$

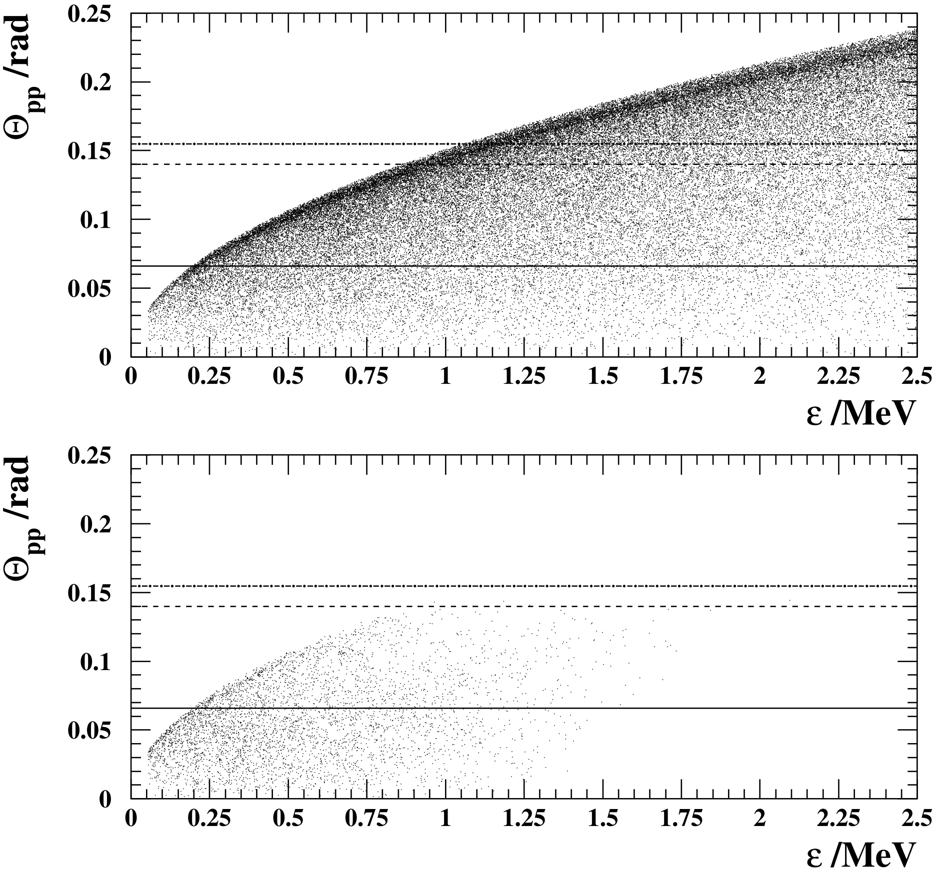

Abbildung 6.10: Öffnungswinkel Θ_{pp} als Funktion der inneren Energie ϵ bei T_d = 190 MeV und Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 20 MeV. Die Linien markieren die Winkelakzeptanz des BBS in der dispersiven Ebene (durchgezogene Linie), in der nichtdispersiven Ebene (gestrichelte Linie) und die maximale Winkelakzeptanz $\theta_{max}^{BBS} = \sqrt{\theta^2 + \phi^2}$ (strichpunktierte Linie). Im unteren Bild finden sich nur diejenigen Ereignisse des oberen Bildes wieder, in denen beide Protonen in der Winkel- und Impulsakzeptanz des BBS liegen.

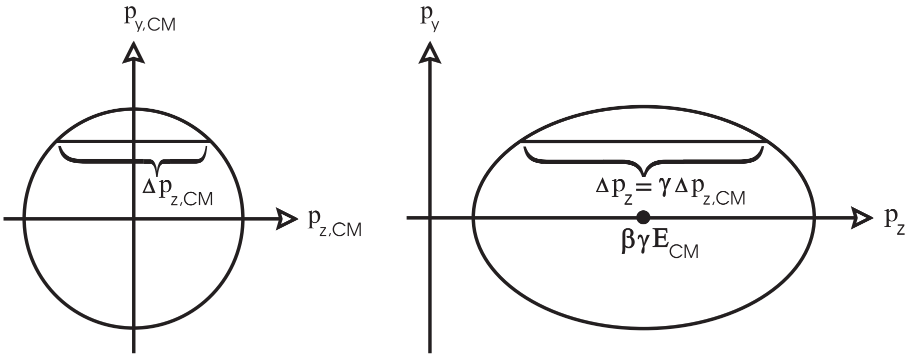

Abbildung 6.11: Illustration zur Änderung der Form des Impulsspektrums unter Lorentztransformation.

Θ_{pp} ist also nur dann von θ unabhängig, wenn die beiden Protonen im CM-System keine Impulskomponente in z-Richtung haben, also bei $\theta = 90°$. Dies zeigt sich auch in Formel 6.28, da dort immer nur der Cosinus des Zerfallswinkels vorkommt, der bei 90° verschwindet.

Da der Lorentzfaktor $\gamma \approx 1,1$ ist, zeigt sich an Gleichung 6.28 ebenfalls, daß eine relativistische Rechnung wegen der linearen Terme in γ durchaus sinnvoll ist.

6.2.4 Impuls- und Winkelakzeptanzen des BBS

Der maximale Öffnungswinkel, der mit dem BBS in Modus B gemessen werden kann, beträgt $\Theta_{max}^{BBS} = \sqrt{\theta_{max}^2 + \phi_{max}^2} = 154{,}8$ mrad. Korrelierte Protonen mit größerem Öffnungswinkel können nicht nachgewiesen werden. In Abbildung 6.10 (oben) sieht man, daß schon ab inneren Energien $\epsilon > 1.1$ MeV größere Öffnungswinkel auftreten können. Ob Di-Protonen mit kleinerem Öffnungswinkel nachgewiesen werden hängt unter anderem von der Zerfallsebene der beiden Protonen ab, da die Winkelakzeptanz in der dispersiven Ebene (durchgezogene Linie) viel kleiner ist als in der nichtdispersiven Ebene (gestrichelte Linie).

Die Impulsakzeptanz $\Delta p/p_0$ (siehe Tabelle 4.1) des BBS beträgt 19 %. Die Impulsunterschiede der beiden Protonen können schon ab $\epsilon = 0{,}8$ MeV (siehe Abbildung 6.12 (oben)) größer werden.

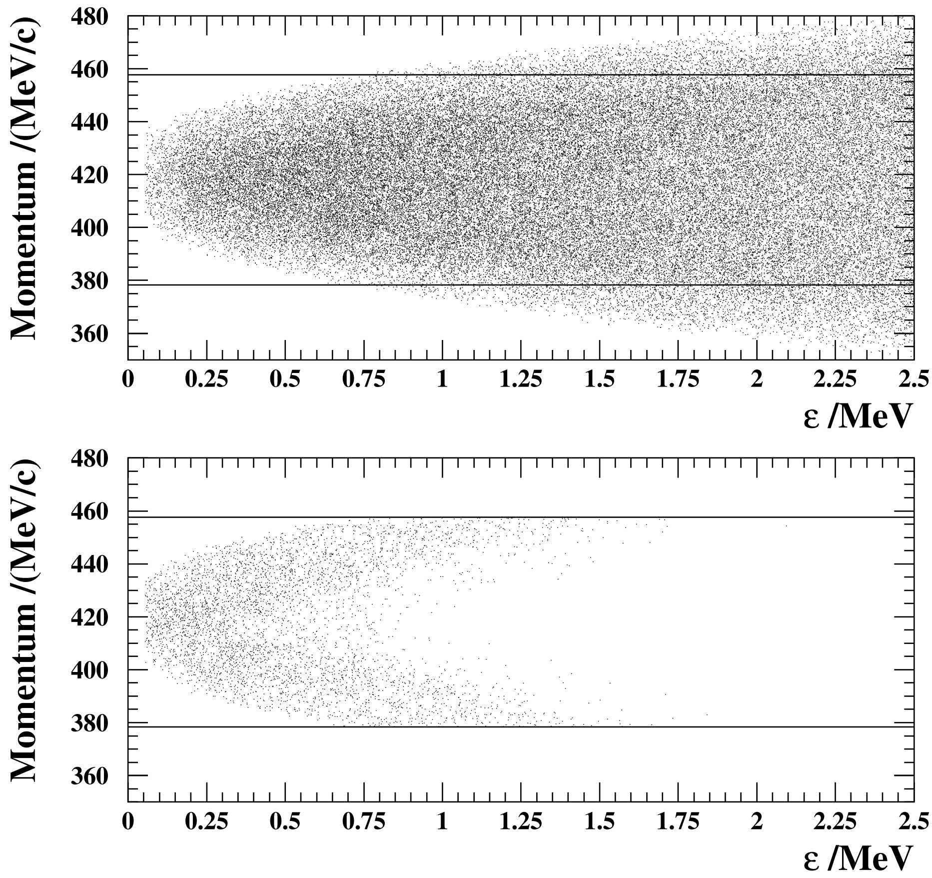

Abbildung 6.12: Impulsverteilung der Protonen als Funktion der inneren Energie ϵ bei $T_d = 190$ MeV und Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 20 MeV. Die Linien markieren die Impulsakzeptanz des BBS. Im unteren Bild finden sich nur diejenigen Ereignisse des oberen Bildes wieder, in denen beide Protonen in der Winkel- und Impulsakzeptanz des BBS liegen.

Um den Impuls- und Winkelcut durchführen zu können, werden nun in einem dritten Schritt die Viererimpulse $\boldsymbol{P}_1$ und $\boldsymbol{P}_2$ vom ^{2}He-System in das Koordinatensystem des Spektrometers transformiert. Die z-Achse des Spektrometers wird bestimmt durch die Spektrometerwinkel θ_{BBS} und ϕ_{BBS}. Der Zusammenhang mit den Streuwinkeln der Primärreaktion θ_{lab} und ϕ_{lab} ist über die Gleichungen 6.19 und 6.20 gegeben, wobei ϕ_{BBS} immer identisch Null ist. Die Transformation ins Spektrometersystem erfolgt über zweimalige Anwendung einer Drehmatrix, wobei um den Winkel $\theta_{BBS} - \theta_{lab}$ bei fester y-Achse und um $-\phi_{lab}$ bei fester x-Achse gedreht werden muß. Der Impuls- und Winkelcut wird nun separat für jedes der beiden Protonen durchgeführt, da die korrelierten Protonen im Spektrometersystem nicht symmetrisch zur z-Achse liegen. Es ist also möglich, daß ein Proton in der Akzeptanz liegt und das andere Proton nicht. In dem jeweils unteren Bild der Abbildungen 6.10 und 6.12 finden sich diejenigen simulierten Ereignisse aus den jeweils oberen Bildern wieder, in denen beide Protonen innerhalb der Akzeptanz liegen.

In Abbildung 6.10 findet sich zusätzlich zu Θ_{max}^{BBS} noch eine Grenze der Akzeptanz für Di-Protonen bezüglich ϵ. Für kleine Öffnungswinkel liegt sie bei ungefähr 1,3 MeV innerer Energie und wird mit wachsendem Öffnungswinkel größer, bis sie bei Θ_{max}^{BBS} ungefähr 2,1 MeV beträgt. Dies erklärt sich durch den Impulscut, da kleine Öffnungswinkel mit großen Impulsunterschieden korreliert sind und umgekehrt. Daher schneidet dieser zunächst bei kleinen Öffnungswinkeln in die Akzeptanz.

Die in Abbildung 6.12 erkennbare Bumerang-Form läßt sich mit dem gleichen Argument erklären. Zwei korrelierte Protonen gleichen Impulses können nur bis zu ca. 1,0 MeV innerer Energie detektiert werden. Jenseits dieser Grenze übersteigt der Öffnungswinkel den zulässigen Wert Θ_{max}^{BBS}.

Die maximalen Grenzen der Impuls- und Winkelakzeptanz sind also in beiden Abbildungen deutlich zu erkennen. Zusätzlich führt der Winkelcut zu einer Ausdünnung des gesamten erlaubten Bereiches, da er bei jedem beliebigen Öffnungswinkel in die Akzeptanz schneiden kann, abhängig von der Lage des ^{2}He-Systems zum Spektrometersystem und von der Zerfallsebene der Protonen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ^{2}He wird also vor allem durch die Winkelakzeptanz des BBS limitiert.

6.2.5 Der effektive Raumwinkel Ω_{eff}

Um diese Zusammenhänge nun auch quantitativ zu erfassen, wird im folgenden der sogenannte effektive Raumwinkel Ω_{eff} für den ^{2}He-Nachweis berechnet.

Der Wirkungsquerschnitt der (d,^{2}He)-Reaktion wird im $(\Omega_{^2He}, \Omega_{pp}, \epsilon)$-Koordinatensystem oder als experimenteller Wirkungsquerschnitt im $(\Omega_1, \Omega_2, E_1)$-System angegeben. Die Transformation zwischen diesen ist nach Stahel et al. [Sta79] gegeben über

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = J \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{^2He} d\Omega_{pp} d\epsilon}, \tag{6.32}$$

wobei J die Jacobimatrix gemäß [Ohl65] darstellt. Der Wirkungsquerschnitt kann nun, da er wegen der isotropen Winkelverteilung im Zerfallssystem des ^{2}He nicht von Ω_{pp} abhängt, faktorisiert werden [Mot88]. Es ergibt sich

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{^2He} d\Omega_{pp} d\epsilon} = C(\Omega_{^2He}) F(\epsilon) \tag{6.33}$$

$$\text{und} \quad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = J C(\Omega_{^2He}) F(\epsilon), \tag{6.34}$$

wobei für $F(\epsilon)$ die Verteilungsfunktion aus der Theorie der *Final-State-Interaction* nach Watson und Migdal (siehe Abschnitt 6.2.1) angenommen wird. Gleichung 6.33 kann in die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{^2He}} = \frac{4\pi}{2} \int_0^{\epsilon_{max}} d\epsilon C(\Omega_{^2He}) F(\epsilon) \tag{6.35}$$

umgeschrieben werden, wobei die Integration über Ω_{pp} ausgeführt wurde und den Faktor 4π ergibt. Der zusätzliche Faktor 1/2 korrigiert die doppelte Zählrate im 4π-Raumwinkel aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen.

Der effektive Raumwinkel Ω_{eff} für den ^{2}He-Nachweis wird von Motobayashi et al. zu

$$\Omega_{eff} = \int d\Omega_{^2He} \tag{6.36}$$

definiert, wobei die Integration über den Bereich der inneren Energie und über den experimentellen Raumwinkel durchgeführt werden soll. Mit den

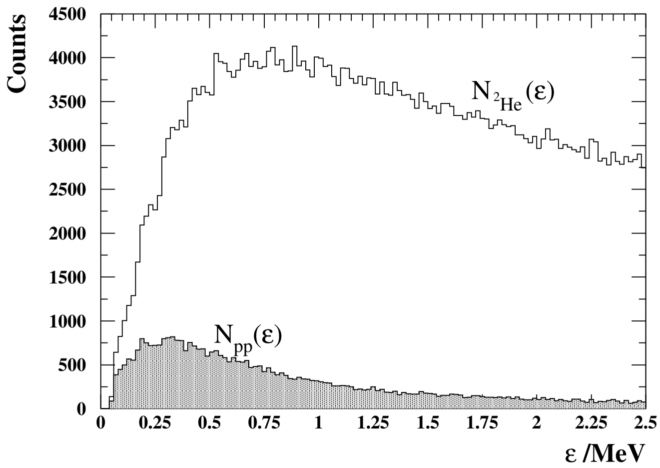

Abbildung 6.13: Verteilungsfunktionen der inneren Energie ϵ im BBS für den Nachweis des ^{2}He $N_{^2He}(\epsilon)$ unter der Annahme, daß das ^{2}He nicht zerfällt, und für den Nachweis des Di-Protons $N_{pp}(\epsilon)$. Die Anregungsenergien betragen zwischen 0 und 20 MeV bei $T_d = 190$ MeV.

Gleichungen 6.34 und 6.35 und unter der Annahme, daß sich der Faktor $C(\Omega_{^2He})$ im folgenden Integral im wesentlichen wie eine Konstante verhält, erhält man den effektiven Raumwinkel Ω_{eff} zu

$$\Omega_{eff} = \frac{\int d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 JC(\Omega_{^2He})F(\epsilon)}{2\pi \int C(\Omega_{^2He})F(\epsilon)d\epsilon} = \frac{\int d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 JF(\epsilon)}{2\pi \int F(\epsilon)d\epsilon}, \qquad (6.37)$$

wobei der Bereich der Integration im Zähler wie oben festgelegt ist. Dieser Ausdruck kann numerisch integriert werden, wobei die Integrationsgrenzen ϵ_{min} und ϵ_{max}, die zu 0 und unendlich gesetzt sein sollten, meist zu $\epsilon_{min} = 0$ MeV und $\epsilon_{max} = 1$ MeV gewählt werden, da in diesem Bereich die Beimischung von P-Wellen klein ist [Kox93]. Der Zähler in Gleichung 6.37 entspricht somit im wesentlichen einem totalen experimentellen Wirkungsquerschnitt bezüglich des Raumwinkels des Spektrometers von 9,2 msr und einer maximalen inneren Energie von 1 MeV. Im Nenner steht mit der Integration über die Verteilungsfunktion ein zum einfallenden Strahl proportionaler Wert. Dies entspricht einer Integration bis zur inneren Energie $\epsilon = 1$ MeV über die Verteilungsfunktionen in Abbildung 6.13, gewichtet mit

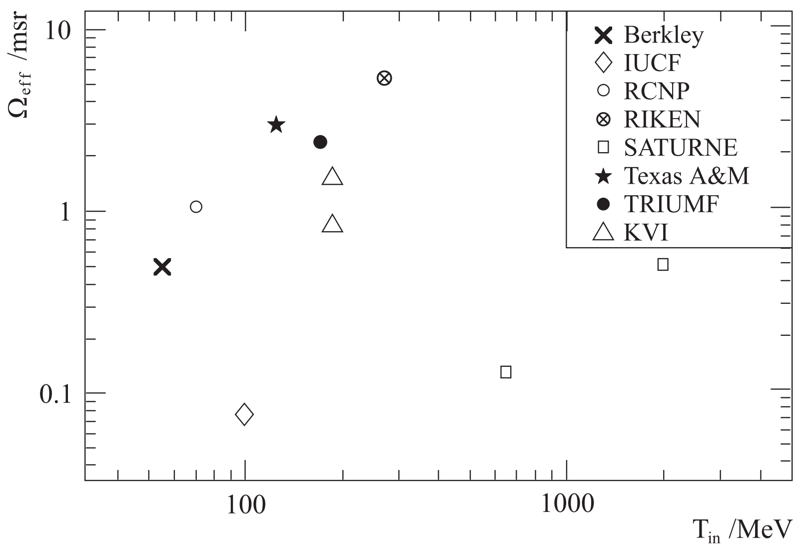

Abbildung 6.14: Effektive Raumwinkel verschiedener (d,^{2}He)-Experimente sowie einer (p,^{2}He)-Messung (TRIUMF) in Abhängigkeit von der Einschußenergie T_{in}. Die Werte der vorliegenden Arbeit sind als $\triangle$ eingezeichnet. Die anderen Daten stammen aus Messungen von $\times$ Stahel et al. [Sta79], $\diamondsuit$ Beard et al. [Bea82], $\circ$ Motobayashi et al. [Mot88], $\otimes$ Ohnuma et al. [Ohn93], $\square$ Ellegaard et al. [Ell87], und $\star$ Xu et al. [Xu95]. Der Wert $\bullet$ vom TRIUMF ist [Har97] entnommen.

---

dem Raumwinkel des Spektrometers. Dabei ist $N_{pp}(\epsilon)$ die Anzahl der Ereignisse, die im BBS als 2 Protonen nachgewiesen werden und $N_{^2He}(\epsilon)$ ist die Anzahl an ^{2}He-Teilchen, die im BBS nachgewiesen würden, unter der Annahme, daß das ^{2}He nicht zerfällt.

Bei einer Einschußenergie von $T_d = 190$ MeV ergibt sich ein effektiver Raumwinkel von

$$\Omega_{eff}(\mathrm{d},^2\mathrm{He}) = \frac{\int N_{pp}(\epsilon)d\epsilon}{\int N_{^2He}(\epsilon)d\epsilon} \times \frac{d\sigma}{d\Omega_{BBS}} = 0,173 \times 9,2 \text{ msr} = 1,59 \text{ msr.} \tag{6.38}$$

Der effektive Raumwinkel wurde auch für den Fall eines um 5 % erhöhten Magnetfelds des ersten Quadrupols zur Verbesserung der Auflösung von ϕ_T (siehe Kapitel 5) berechnet und ergab sich zu $\Omega_{eff} = 0,127\times$ 6,6 msr = 0,84 msr.

Effektive Raumwinkel verschiedener (d,^{2}He)-Experimente sind zum Vergleich mit den beiden hier berechneten Werten in Abbildung 6.14 dargestellt.

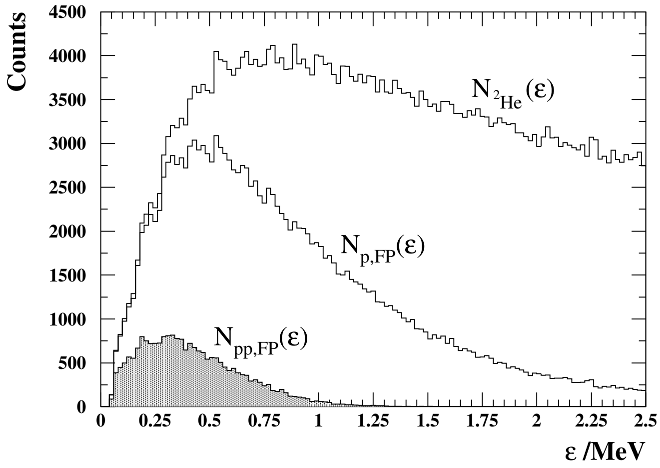

Abbildung 6.15: Verteilungsfunktionen der inneren Energie ϵ für mindestens ein nachgewiesenes Proton $N_{p,FP}(\epsilon)$ und für nachgewiesene Di-Protonen $N_{pp,FP}(\epsilon)$ im FPDS bei $T_d = 190$ MeV und Anregungsenergien zwischen 0 und 20 MeV. $N_{^2He}(\epsilon)$ entspricht wiederum (vergl. Abbildung 6.13) der Anzahl der ^{2}He-Teilchen, die im BBS nachgewiesen würden unter der Annahme, daß das ^{2}He nicht zerfällt.

6.2.6 Nachweiswahrscheinlichkeit im FPDS

Um eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen auf der Fokalebene zu erhalten, wird obige Verteilungsfunktion $N_{pp}(\epsilon)$ noch mit der Impulsakzeptanz des Spektrometers und des FPDS gefaltet. Sie wird im folgenden mit $N_{pp,FP}(\epsilon)$ bezeichnet. Die Ausgangsmenge der Simulation ist wie im obigen Fall $N_{^2He}(\epsilon)$. Zusätzlich wird noch eine Verteilungsfunktion $N_{p,FP}(\epsilon)$ eingeführt, die die Anzahl der Ereignisse angibt, bei denen mindestens eines der beiden Protonen des ^{2}He im FPDS detektiert werden kann. Die drei Verteilungsfunktionen sind in Abbildung 6.15 eingezeichnet. Der Vergleich mit Abbildung 6.13 zeigt, daß durch die Hinzunahme des Impulscuts korrelierte Protonen nur noch bis zu einer inneren Energie von $\epsilon_{max} \approx 1,3$ MeV nachweisbar sind. Der tatsächliche Wert liegt zwar um ungefähr 0,3 MeV höher, doch ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Bereich so gering, daß dies in Abbildung 6.15 nicht mehr zu erkennen ist.

Die Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit für Di-Protonen $w_{pp,FP}(\epsilon)$ und

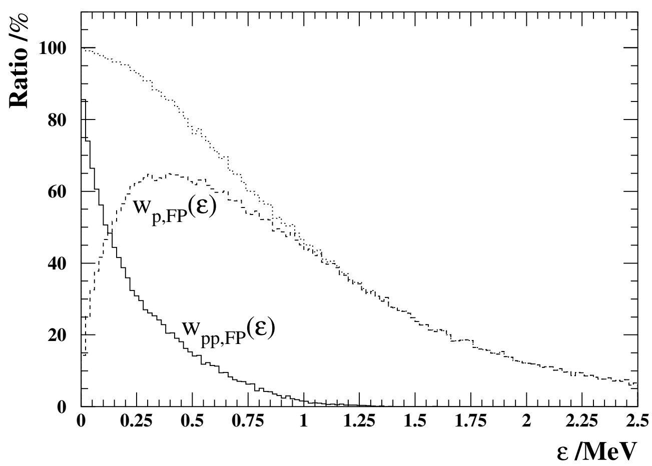

Abbildung 6.16: Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{pp,FP}(\epsilon)$ für Di-Protonen im FPDS in Abhängigkeit von der inneren Energie ϵ (durchgezogene Linie) für die Reaktion d + ^{58}Ni $\rightarrow$ (pp)$^1S_0$ + ^{58}Co bei T_d = 190 MeV und Anregungsenergien zwischen 0 und 20 MeV. Die gestrichelte Linie zeigt die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von nur einem Proton $w_{p,FP}(\epsilon)$ aus obiger Reaktion. Die punktierte Linie gibt entsprechend die Summe wieder.

---

für ein einzelnes Proton $w_{p,FP}(\epsilon)$ ergibt sich wie folgt:

$$w_{pp,FP}(\epsilon) = \frac{N_{pp,FP}(\epsilon)}{N_{^2He}(\epsilon)} \quad (6.39)$$

$$w_{p,FP}(\epsilon) = \frac{N_{p,FP}(\epsilon) - N_{pp,FP}(\epsilon)}{N_{^2He}(\epsilon)} \quad (6.40)$$

Sie sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Di-Protonen $w_{pp,FP}(\epsilon)$ bei einer inneren Energie $\epsilon \approx 0$ MeV bei ca. 85 % liegt und mit wachsendem ϵ schnell abnimmt. Ab $\epsilon > 0{,}8$ MeV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit schon kleiner als 5 %. Dies zeigt noch einmal, daß das Spektrometer zusammen mit dem FPDS ein Filter für Di-Proton-Zustände geringer innerer Energie, also für S-Wellen ist.

Die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{pp,FP}$ im Bereich der inneren Ener-

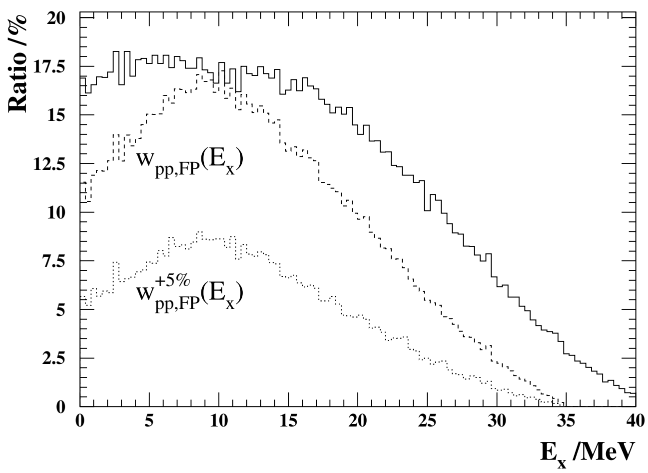

Abbildung 6.17: Nachweiswahrscheinlichkeit für Di-Protonen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x bei inneren Energien zwischen 0 und 1 MeV. Bei einem Impuls des Zentralstrahls von $p_0 = 418$ MeV/c gibt die durchgezogene Linie die Nachweiswahrscheinlichkeit hinter dem BBS, und die gestrichelte Linie die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{pp,FP}(E_x)$ im FPDS an. Bei einer um 5 % erhöhten Feldstärke des ersten Quadrupols wird die Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{pp,FP}^{+5\%}(E_x)$ durch die punktierte Linie beschrieben.

---

gie zwischen 0 und 1 MeV beträgt

$$w_{pp,FP} = \frac{\int_{0MeV}^{1MeV} N_{pp,FP}(\epsilon)d\epsilon}{\int_{0MeV}^{1MeV} N_{^2He}(\epsilon)d\epsilon} = 14,1\%. \tag{6.41}$$

Dieser Wert ist allerdings über den Anregungsenergiebereich von 0–20 MeV gemittelt, da $w_{pp,FP}$ auch eine Funktion von E_x ist. Der Zusammenhang ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Di-Protonen im FPDS $w_{pp,FP}(E_x)$ bei ϵ zwischen 0 und 1 MeV an. Sie hat einen Maximalwert von ca. 17 % im Anregungsenergiebereich um 10 MeV. In diesem Bereich ist sie nahezu identisch mit der durchgezogenen Kurve, die die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit hinter dem Spektrometer angibt, da der Impuls des zentralen Strahls zu ungefähr 10 MeV Anregungsenergie gewählt wurde. Somit ist der maximale Wert von $w_{pp,FP}(E_x)$ zwar auf 17 % begrenzt, die Lage dieses Maximums ist jedoch durch die Einstellung des BBS veränderbar. Es ist also möglich, eine einzelne Anregung bzw. einen kleinen Bereich in der Anregungsenergie mit etwas verbesserter Effizienz gegenüber dem restlichen Anregungsenergiebereich zu vermessen.

Obige Betrachtungen wurden auch für den Fall einer um 5 % erhöhten Feldstärke des ersten Quadrupols durchgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{pp,FP}$ im Bereich der inneren Energie zwischen 0 und 1 MeV und bei Anregungsenergien zwischen 0 und 20 MeV beträgt dann nur 7 %. Die zugehörige Funktion $w_{pp,FP}(E_x)$ ist als punktierte Kurve in Abbildung 6.17 aufgetragen. Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Anregungsenergie liegt bei ca. 9 % bei einer Limitierung der inneren Energie auf 1 MeV.

Zur Abschätzung des Untergrunds, der von unkorrelierten Protonen der (d,^{2}He)-Reaktion bei E_x zwischen 0 und 20 MeV herrührt, wurden die Verteilungsfunktion $N_{p,FP}(\epsilon)$ in Abbildung 6.15 und die gemäß Gleichung 6.40 definierte Nachweiswahrscheinlichkeit $w_{p,FP}(\epsilon)$ in Abbildung 6.16 berechnet. Bei inneren Energien im Bereich von 0 MeV liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 15 und 25 %. Das Maximum befindet sich mit ca. 70 % im Bereich zwischen 0,3 und 0,5 MeV. Oberhalb von ungefähr 0,15 MeV innerer Energie ist die Wahrscheinlichkeit, nur ein Proton des ^{2}He zu detektieren, allerdings schon höher als für die Detektion des Di-Protons. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten im gesamten beobachtbaren Bereich kann durch eine Integration der Verteilungsfunktionen über ϵ berechnet werden, wobei ϵ_{max} zu unendlich gesetzt sein sollte. Da aber $N_{p,FP}(\epsilon)$ für größere innere Energien vernachlässigbar klein wird, und $N_{pp,FP}(\epsilon)$ dort gar keine Beiträge mehr liefert, wurde nur bis $\epsilon_{max} = 10$ MeV integriert. Es ergibt sich ein Verhältnis von

$$\frac{\int_{0MeV}^{10MeV} N_{p,FP}(\epsilon)d\epsilon - \int_{0MeV}^{10MeV} N_{pp,FP}(\epsilon)d\epsilon}{\int_{0MeV}^{10MeV} N_{pp,FP}(\epsilon)d\epsilon} = 6,6, \qquad (6.42)$$

d. h. fast für jedes detektierte 'gute' Ereignis müssen fast sieben 'schlechte' verworfen werden. Dieser Untergrund ist jedoch bei Streuwinkeln θ_{lab} nahe 0° gegenüber dem Untergrund an Protonen aus dem Deuteron-Breakup (siehe Abschnitt 6.3) vernachlässigbar.

6.2.7 Darstellung korrelierter Protonen im FPDS

Mit Hilfe des in Kapitel 5 vorgestellten Programms COSY INFINITY wurde die Teilchenbahn der einzelnen Protonen durch das Spektrometer simuliert. Die Spektrometereinstellung wurde für einen Sollimpuls von 418 MeV/c und für eine Punkt-zu-Punkt Abbildung in x- und y-Richtung optimiert. Die weiteren Startparameter sind gegeben durch einen paraxialen 190 MeV Deuteronenstrahl mit einer intrinsischen Auflösung von 10^{-3} und einem Targetspot von 1 mm $\times$ 1 mm. Als Target wird ^{58}Ni angenommen. Der Spektrometerwinkel beträgt $\theta_{BBS} = 0°$. Die Darstellung erfolgt wie in Kapitel 5 bezüglich der X-Ebene der ersten VDC. Die Protonenverteilung für vier hypothetische Anregungsenergien $E_x = 0, 5, 10$ und 20 MeV ist oben links in Abbildung 6.18 dargestellt. Gegenüber Reaktionen wie z. B. (p,p′) in Abbildung 5.3 (oben) sind Linien, die zu Anregungen des Restkerns korrespondieren, bei zwei Protonen im Ausgangskanal nicht zu erkennen. Dies gilt ebenso bei einem Vergleich des x–θ Spektrums oben rechts in Abbildung 6.18 mit Abbildung 5.2 (oben). Bei genauer Betrachtung sind allerdings schattierte Bereiche zu erkennen, die den zu den verschiedenen Anregungsenergien gehörigen Protonen entsprechen. Einzelne Anregungen sind erst in der Darstellung unten links zu erkennen, in der die x-Positionen der beiden Protonen x_1 und x_2 gegeneinander aufgetragen sind. Es soll hier erwähnt werden, daß ein experimentelles Spektrum wegen der Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen dem hier gezeigten Spektrum, gespiegelt an seiner Winkelhalbierenden, entspricht. Die Darstellung rechts unten, in der die horizontalen Winkelabweichungen θ_1 und θ_2 gegeneinander aufgetragen sind, liefert ebenfalls keine nutzbringende Information.

Bei den obigen Darstellungen wurde nicht in Betracht gezogen, daß Ineffizienzen in der Detektion der korrelierten Protonen dadurch auftreten können, daß sie innerhalb kurzer Zeit in derselben Drahtebene des FPDS nachgewiesen werden müssen. Zur Überprüfung der Stärke dieses Effektes wurde eine Simulation wie oben durchgeführt, allerdings mit einem weißen Spektrum der Anregungsenergien zwischen 0 und 20 MeV. Als ineffizienter Bereich wird derjenige angenommen, in dem die Cluster der angesprochenen Drähte beider Protonen nicht mehr getrennt beobachtet werden können. Die Berechnung der Clustergröße basiert auf dem Eintrittswinkel des jeweiligen

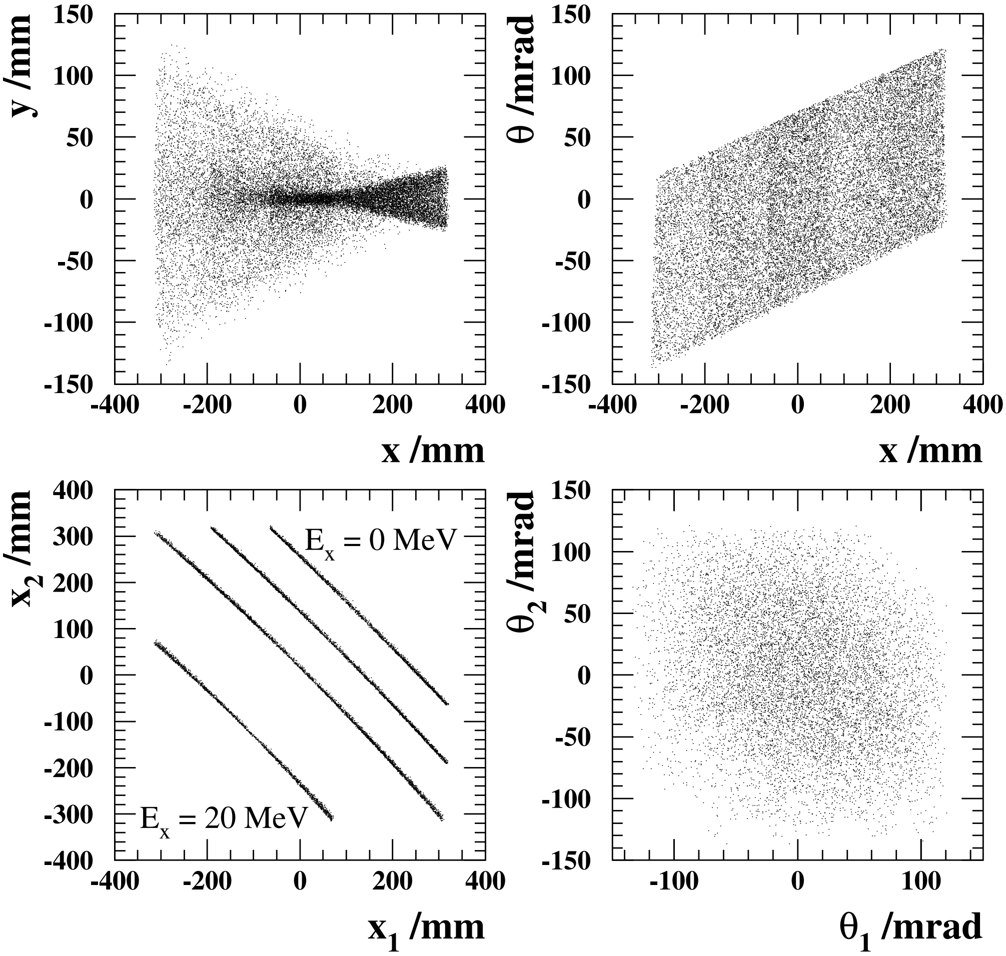

Abbildung 6.18: Darstellungen korrelierter Protonen der (d,^{2}He)-Reaktion in Koordinaten bezüglich der X-Ebene der VDC1 als Ergebnis einer Simulation bei vier hypothetischen Anregungsenergien $E_x = 0$, 5, 10 und 20 MeV in einem ^{58}Co-Restkern. Die Einschußenergie beträgt $T_d = 190$ MeV bei $\theta_{BBS} = 0°$. Die weiteren verwendeten Parameter können dem Text entnommen werden.

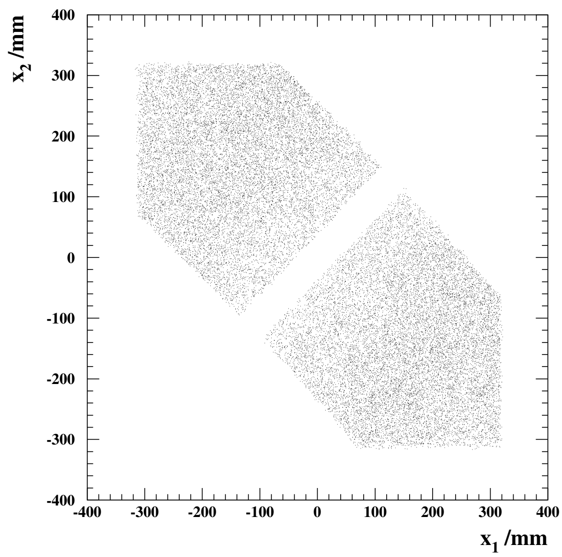

Abbildung 6.19: Darstellung der x-Koordinaten korrelierter Protonen der (d,^{2}He)-Reaktion in der X-Ebene der VDC1 bei Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 20 MeV. Die ausgesparte Region entspricht dem Bereich, in dem die Cluster der beiden Protonen nicht mehr getrennt voneinander beobachtet werden können. Alle weiteren Parameter sind gegenüber der vorigen Simulation unverändert.

Teilchens in die VDC. Zwei Protonen liegen in ihrer x-Koordinate und damit energetisch eng zusammen, wenn sie eine geringe innere Energie ϵ haben, oder wenn der Zerfallswinkel im CM-System des ^{2}He (siehe Abschnitt 6.2.3) bei $\theta \approx 90^\circ$ liegt. Der davon betroffene Bereich ist in der Darstellung der beiden x-Koordinaten gegeneinander in Abbildung 6.19 zu erkennen. Nur ungefähr 5 % der korrelierten Protonen liegen innerhalb dieses Bereichs. Es ist daher nicht nötig, dieses in der Online-Analyse zu berücksichtigen.

In der Offline-Analyse muß versucht werden, die zu den beiden Protonen gehörigen Driftzeiten zu separieren. Falls die beiden Protonen in der x-Koordinate so eng beieinander lagen, daß dies nicht möglich ist, muß eine Spurrekonstruktion mit Hilfe der VDC2 sowie der vier MWPCs erfolgen (siehe Abbildung 2.3). Dies bedeutet allerdings eine Verschlechterung der Ortsauflösung.

6.3 Experimenteller Untergrund und die ^{2}He-Identifikation

Der erste Schritt zur Identifikation zweier korrelierter Protonen ist die Suche nach mindestens zwei Teilchenspuren innerhalb eines bestimmten Zeitfensters. Die minimale Zeitdifferenz der beiden Protonen liegt bei Null. Der Durchgang von zwei Protonen ist somit von einer Szintillatorebene nur dann zeitlich auflösbar, wenn die Protonen durch verschiedene Szintillatorsegmente gehen. Da die Ebenen jedoch nur aus fünf vertikal segmentierten Szintillatoren bestehen, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer in einem Szintillator recht hoch. Man würde bei der Forderung nach zwei Treffern pro Ebene stark in die Akzeptanz schneiden. Wegen der geringen Entfernung zwischen S1-Ebene und Fokalebene wäre der Akzeptanzverlust bei Protonen ungefähr gleicher Energie besonders groß. Die Triggerentscheidung beruht somit auf einer einfachen Koinzidenz von mindestens einem Treffer pro Szintillatorebene.

Um eine Abschätzung der primären Triggerrate zu erhalten, müssen neben dem Wirkungsquerschnitt der (d,^{2}He)-Reaktion auch Untergrundreaktionen in Betracht gezogen werden.

Der Beitrag von Deuteronen zum experimentellen Untergrund wird als vernachlässigbar klein angenommen. Zwar tritt der Primärstrahl in das Spektrometer ein, da unter $\theta_{BBS} = 0°$ gemessen wird, er erreicht aber wegen der doppelten magnetischen Steifigkeit der Deuteronen (siehe Gleichung 4.1) gegenüber Protonen nicht das FPDS und wird in einem *beam blocker* gestoppt. Dies produziert allerdings sekundäre Neutronen, die zum Untergrund beitragen können. Deuteronen aus (d,d′)-Reaktionen sind stark unterdrückt, da sie Anregungsenergien von über 130 MeV im Kern deponieren müssen, um in der Impulsakzeptanz des Spektrometers zu liegen.

Wie schon erwähnt, sind bei kleinen Streuwinkeln θ_{lab} nahe 0° vor allem Protonen aus dem Deuteron-Breakup für den Untergrund verantwortlich. Sie werden nicht durch das BBS separiert, da sie energetisch im gleichen Bereich wie die Protonen des ^{2}He liegen. Messungen von Spraker et al. [Spr97] zeigen, daß die Winkelverteilung der (d,pX)-Reaktion an natürlichem Kupfer bei $T_d = 260$ MeV ein Maximum bei $\theta_p = 0°$ mit einer FWHM $\approx 7°$ erreicht. Die

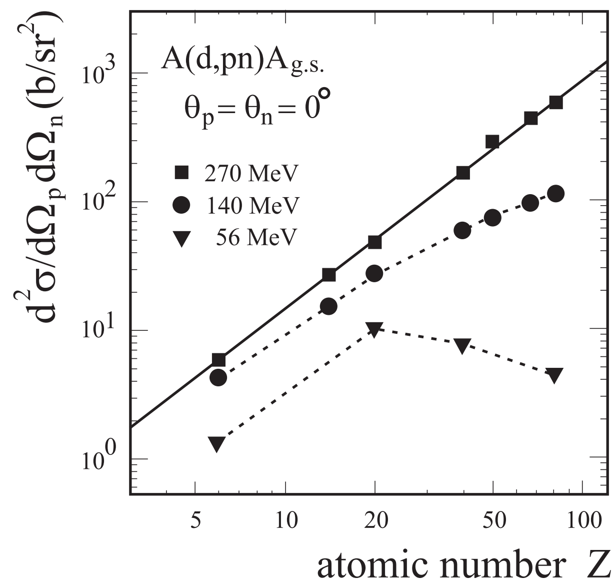

Abbildung 6.20: Koinzidenter Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_n$ der elastischen Breakup-Reaktion in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z bei drei verschiedenen Einschußenergien $T_d = 56$, 140 und 270 MeV. Protonen und Neutronen werden unter $\theta_p = \theta_n = 0°$ detektiert [Oka98b].

Winkelverteilung ist dabei nahezu unabhängig von der Masse des Targetkerns [Spr97].

Eine untere Grenze für den Breakup-Wirkungsquerschnitt läßt sich aus der systematischen Untersuchung von Okamura et al. [Oka98b] gewinnen. Messungen der elastischen Breakup-Reaktion des Deuterons durch koinzidenten Nachweis von Proton und Neutron unter $\theta_p \approx \theta_n \approx 0°$ bei $T_d = 140$ und 270 MeV an sieben verschiedenen Targets der Masse A = 12–208 wurden dazu durchgeführt. Anhand der zitierten Ergebnisse, die zusätzlich auf Daten einer früheren Messung von Okamura et al. bei $T_d = 56$ MeV zurückgreifen, kann man in Abbildung 6.20 einen koinzidenten Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_n$ für einen 190 MeV Deuteronenstrahl und ein ^{58}Ni-Target (Z=28) von 50–60 b/sr^2 ablesen.

Weiterhin haben Spraker et al. festgestellt, daß Proton und Neutron bevorzugt unter dem gleichen Winkel emittiert werden, wobei die Winkelverteilung koinzidenter Wirkungsquerschnitte ihr Maximum bei $\theta_{lab} \approx 1$–$2°$ für Proton und Neutron hat. Da Okamura et al. die Koinzidenzmessung unter 0° mit einem kreisförmigen Neutronendetektor einer Akzeptanz von $\approx \pm 0,7°$, also nicht im Maximum der koinzidenten Wirkungsquerschnitte durchgeführt haben, ist obiger Wert als untere Grenze des koinzidenten Wirkungsquerschnittes und damit auch des hier interessierenden Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega_p$ anzusehen.

Spraker et al. [Spr97] geben für A $\simeq$ 50 Kerne ein Verhältnis von $\approx 1/15$ von koinzidentem zu inklusivem Wirkungsquerschnitt, was für ^{58}Ni und $T_d = 190$ MeV einen inklusiven Wirkungsquerschnitt von ca. 500–1000 b/sr ergeben würde. Diese Extrapolation ist allerdings mit großer Unsicherheit behaftet, da weder die Abhängigkeit des Verhältnisses von inklusivem zu koinzidentem Wirkungsquerschnitt von der Einschußenergie bekannt ist, noch aus Referenz [Spr97] geschlossen werden kann, über welche Protonenenergien der inklusive Wirkungsquerschnitt integriert wurde. In diesem Sinn ist diese Abschätzung als obere Grenze zu sehen.

Als vernünftiges Maß für den inklusiven Wirkungsquerschnitt soll im folgenden der über die Neutronennachweiswinkel von 0–2° gemittelte und summierte koinzidente Wirkungsquerschnitt der (d,pn)-Reaktion an natürlichem Kupfer bei $T_d = 260$ MeV genommen werden, der sich in grober Abschätzung zu $d\sigma/d\Omega_p \approx 200$ b/sr ergibt.

Die primäre Zählrate ν ergibt sich für ein ^{58}Ni-Target mit dem BBS im Modus B zu

$$\nu \approx \frac{600}{\mathrm{b/sr \cdot nA \cdot mg/cm^2 \cdot s}}. \tag{6.43}$$

Um akzeptable Meßzeiten zu erhalten, wurde ein Strahlstrom von 2 nA für das 10 mg/cm^2-Target vorgeschlagen [Hag97b]. Dies führt für einen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega_p = 200$ b/sr zu einer primären Triggerrate von 2,4 MHz allein von der Deuteron-Breakup-Reaktion. Eine Rate dieser Größenordnung ist, wie im folgenden gezeigt wird, nicht handhabbar und sollte durch ein Target mit kleinerer Massenbelegung und/oder einen kleineren Strahlstrom um ungefähr einen Faktor 10 reduziert werden.

Um diese in den DSP einlaufende Datenrate zu beherrschen, sollte in einem ersten Schritt neben einem generellen Datentest ein möglichst schneller und einfacher Test durchgeführt werden, der z. B. mindestens zwei Cluster in

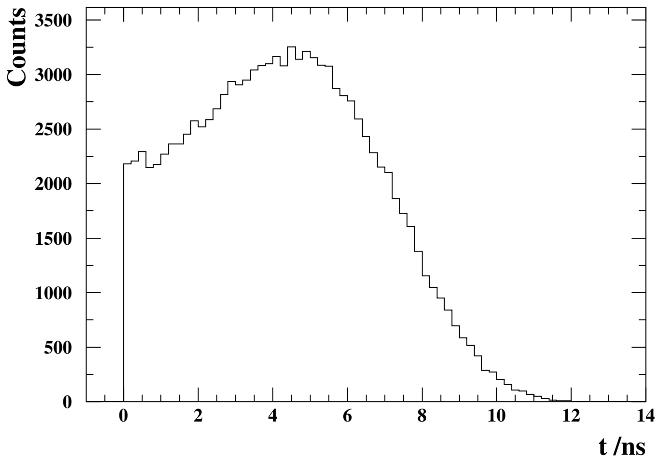

Abbildung 6.21: Verteilung der Zeitdifferenzen zweier korrelierter Protonen in der S1-Ebene bei Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 20 MeV.

---

drei der vier MWPCs fordert. Ein Test dieser Art sollte in weniger als 5 μs beendet sein und somit eine hohe Ausleserate garantieren.

Falls der erste Test positiv ausfällt, könnte dann in einem zweiten Schritt der *straight line* Test (siehe Kapitel 2) erfolgen. Zur Spurrekonstruktion von zwei Teilchen werden ungefähr 10 μs benötigt. Diese Zeit erhöht sich bei mehr als zwei Teilchen entsprechend.

Zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzen der elastischen Breakup-Reaktion muß zunächst der zeitliche Abstand bekannt sein, den zwei korrelierte Protonen im Detektor haben. Diese Verteilung wurde für die S1-Ebene bei Anregungsenergien E_x zwischen 0 und 20 MeV berechnet und ist in Abbildung 6.21 dargestellt. Die maximale Zeitdifferenz zwischen zwei korrelierten Protonen beträgt ungefähr 12 ns. Um zufällige Koinzidenzen möglichst klein zu halten, sollte ein Gate entsprechend diesem Wert gesetzt werden. Das einzige zur Verfügung stehende Gate ist das des PCOS III-Systems zur Auslese der MWPCs (siehe Kapitel 2). Hier allerdings bewegen sich die Variationen in der Driftzeit, wie man aus einem Vergleich der für die VDCs bekannten Driftzeiten, Abmessungen und Feldstärken mit den Abmessungen und Feldstärken der MWPCs abschätzen kann, schon im Bereich von ungefähr 60 ns.

Bei einer primären Ereignisrate r_s von 240 kHz liegt die zufällige Koinzidenzrate r$_{ch}$ in einem Zeitfenster von $t_r = 60$ ns bei [Kno79]

$$r_{ch} = r_s^2\, t_r \approx 3,5\ kHz. \tag{6.44}$$

Um hier einen Vergleich der Größenordnungen zu erhalten, soll im folgenden die zu erwartende Rate an korrelierten Protonen berechnet werden. Der Wirkungsquerschnitt der (d,^{2}He)-Reaktion liegt je nach Stärke des zu vermessenden Übergangs zwischen $d\sigma/d\Omega \approx 3$ mb/sr für Grundzustandsübergänge wie z. B. in Abbildung 6.2 zu erkennen, bis hin zu ungefähr 0.03 mb/sr für inelastische Anregungen[Hag97b]. Mit Gleichung 6.43 und unter Berücksichtigung der in Abschnitt 6.2.6 berechneten maximalen Nachweiswahrscheinlichkeit von 17 % für eine bestimmte Anregungsenergie bei normaler Stellung der Quadrupole transformiert sich dies in eine Zählrate zwischen 0,6 und 0,006 Hz. Die ^{2}He-Zählrate im gesamten zugänglichen Anregungsenergiebereich wird somit maximal 2 Hz betragen im Gegensatz zu den 3,5 kHz an zufälligen Koinzidenzen.

Diese Datenrate von 3,5 kHz müßte zur Speicherung gegeben werden, falls keine DSP-Tests mehr folgen und diese Ereignisse somit akzeptiert würden. Momentan können allerdings nur ungefähr 3 kHz ($\vec{\mathrm{p}}$,$\vec{\mathrm{p}}'$)-Daten übertragen werden (siehe Kapitel 2). Entsprechend der größeren Datenmenge bei zwei und mehr Teilchen pro Ereignis wird die maximale Datenrate bei einem (d,^{2}He)-Experiment bei 1,5–2 kHz liegen.

Weitere DSP Tests, die korrelierte Protonen und zufällig koinzidente Protonen klar unterscheiden könnten, wären also von großer Wichtigkeit.

Die Protonenverteilungen der elastischen Breakup-Reaktion [Oka98b] zeigen eine Doppelpeak-Struktur mit einem Minimum bei 1/2 T_d, wie in Abbildung 6.22 dargestellt. Dies läßt darauf schließen, daß es sich im wesentlichen um Coulomb-Breakup handelt. Da die Reaktion quasi-elastisch ist, ergibt die Summe zweier zufällig koinzidenter Protonen aus dem hochenergetischen Peak immer einen Wert größer als T_d. Zufällige Koinzidenzen dieser Art kann man klar in einer Darstellung erkennen, in der die Ortskoordinaten auf der Fokalebene x_1 und x_2 gegeneinander aufgetragen sind. Sie lägen somit oberhalb der in Abbildung 6.18 eingezeichneten $E_x = 0$ MeV Linie.

Eine näherungsweise Berechnung des Ortes eines Teilchens auf der Fokalebe-

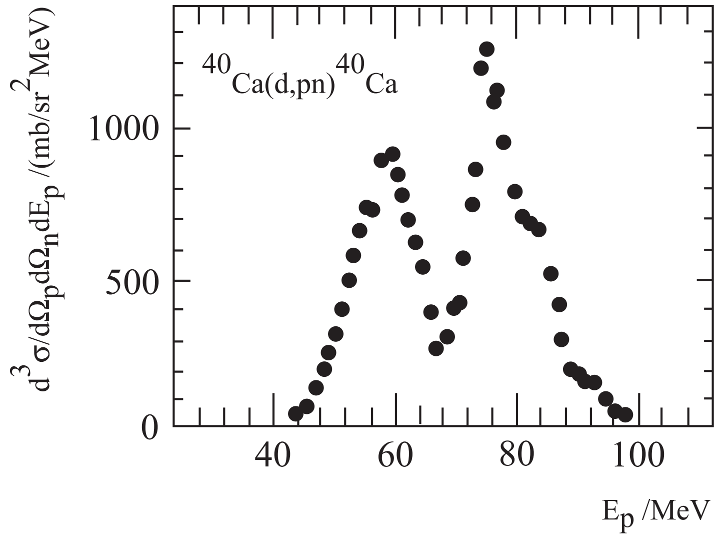

Abbildung 6.22: Dreifach differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Breakup-Reaktion in Abhängigkeit von der Protonenenergie E_p an einem ^{40}Ca-Target bei einer Einschußenergie von $T_d = 140$ MeV unter $\theta_p = \theta_n = 0°$ [Oka98b].

---

ne ist mit den Daten der MWPCs möglich. Auf der Basis des vorher durchgeführten *straight line* Tests kann eine Berechnung des Winkels bezüglich des Sollstrahls erfolgen und somit eine Rückrechnung auf die Fokalebene. Eine Winkelberechnung erfolgt momentan schon standardmäßig bei $(\vec{p},\vec{p}')$-Experimenten (siehe Kapitel 2) und stellt keine besondere Schwierigkeit dar.

Unter der hypothetischen Annahme exakt gleich großer Peaks in der Protonenverteilung der Breakup-Reaktion stammen in 25 % der zufälligen Koinzidenzen beide Protonen aus dem hochenergetischen Peak und können verworfen werden. In weiteren 50 % der Fälle stammt ein Proton aus dem hochenergetischen Peak und eines aus dem niederenergetischen Peak. Die Summe der Energien dieser Protonen ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % größer als T_d. Dies bedeutet, daß insgesamt 50 % der zufälligen Koinzidenzen bei gleich großen Peaks verworfen werden können.

Da Okamura et al. festgestellt haben, daß mit steigender Masse des Targets und mit sinkender Einschußenergie T_d eine Überhöhung des hochenergetischen Peaks vorliegt, führt dies zu einer weiteren Reduzierung des Untergrundes. Das Ergebnis einer Messung bei $T_d = 140$ MeV an einem ^{40}Ca-Target, die den Bedingungen des hier besprochenen Experiments am ehesten entspricht, ist in Abbildung 6.22 dargestellt und zeigt ebenfalls diesen Effekt.

Einen entgegengesetzten Effekt bewirkt allerdings das Spektrometer. Bei einer Einstellung auf einen Zentralstrahl entsprechend einer Anregungsenergie $E_x = 10$ MeV, wie sie in den bisherigen Simulationen benutzt wurde, schneidet die Impulsakzeptanz in den hochenergetischen Peak. Daher sollte je nach zu vermessendem Anregungsenergiebereich das Spektrometer auf eine möglichst große Energie des Zentralstrahls eingestellt werden.

Es sollte also möglich sein, Ereignisse aus zufälligen Koinzidenzen vor der Speicherung durch einen Cut auf die maximale Gesamtenergie um mindestens 50 % zu reduzieren. Zusätzlich kann je nach zu vermessendem Anregungsenergiebereich auch ein Cut auf die minimale Energie gesetzt werden. Möglich wird dies durch einen Cut auf die Summe der beiden x-Koordinaten $x_{ges} = x_1 + x_2$. Da zur Berechnung der x-Koordinate eines Protons zunächst eine Bestimmung des Winkels erfolgen muß, ist es kein großer zusätzlicher Aufwand, auch den Gesamtstreuwinkel $\theta_{ges} = \theta_1 + \theta_2$ in der horizontalen Ebene zu ermitteln. Auch dieser kann für korrelierte Protonen keine beliebigen Werte annehmen. Der für den Gesamtstreuwinkel verfügbare Bereich ist zudem abhängig von der Gesamtenergie. Der zugängliche Phasenraum ist in Abbildung 6.23 für die vier Anregungsenergien $E_x = 0$, 5, 10 und 20 MeV sowie für den gesamten Anregungsenergiebereich bis 20 MeV dargestellt. Es muß also nur ein Cut auf die Summe der Koordinaten x_1 und x_2, sowie auf die von der Gesamtenergie abhängige Summe der beiden Winkel θ_1 und θ_2 gesetzt werden.

Die hier vorgeschlagene Prozedur würde mindestens 60 % der zufälligen Koinzidenzen zweier Teilchen erkennen und unterdrücken und somit eine problemlose Speicherung der Daten zur späteren Offline-Analyse gewährleisten. Die Verarbeitung einer primären Triggerrate von 240 kHz sollte für das DSP-System trotz des mit einer geschätzten Verarbeitungszeit von ungefähr 50 μs recht zeitaufwendigen gesamten Tests ebenfalls kein Problem darstellen, da dieser nur in einem Bruchteil ($\approx$ 1,5 %) der Fälle komplett durchlaufen werden müßte. Die mittlere Totzeit des DSP-Systems ergibt sich zu 6,5 μs unter

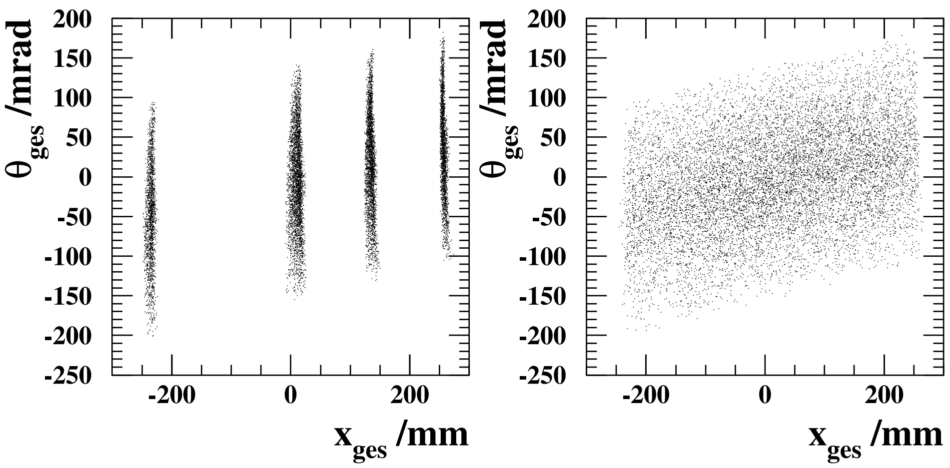

Abbildung 6.23: Korrelierte Protonen bei angenommenen Anregungsenergien E_x = 0, 5, 10 und 20 MeV (links) sowie für den gesamten Anregungsenergiebereich bis 20 MeV (rechts) in einer Darstellung des Gesamtstreuwinkels $\theta_{ges} = \theta_1 + \theta_2$ in Abhängigkeit von der Summe der x-Koordinaten der beiden Protonen $x_{ges} = x_1 + x_2$.

---

der Annahme, daß 90 % der Ereignisse nach dem ersten DSP-Test verworfen werden können und weitere 8,5 % nach dem *straight line* Test entweder verworfen werden, oder im Falle einer zufälligen Koinzidenz von drei und mehr Teilchen direkt zur Speicherung weitergegeben werden. Dies liegt im Rahmen der Totzeit des Gesamtsystems (siehe Kapitel 2) und führt somit zu keiner Erhöhung derselben.

Es soll hier allerdings noch einmal erwähnt werden, daß obige Betrachtungen für eine um den Faktor 10 reduzierte primäre Triggerrate durchgeführt wurden.

Dies würde die für die Messung [Hag97b] veranschlagte Zeit von 40 h auf über 450 h erhöhen. Der Grund liegt im besagten Faktor 10 sowie in dem in Abschnitt 6.2.5 berechneten effektiven Raumwinkel Ω_{eff}, der sich als kleiner als in [Hag97b] angenommen herausstellte. Um eine Bestimmung des vertikalen Streuwinkels ϕ_T zu ermöglichen, muß, wie in Kapitel 5 beschrieben, die Feldstärke des ersten Quadrupols verändert werden. Dies führt zu einer Verkleinerung des effektiven Raumwinkels um einen Faktor 2 (siehe Abbildung 6.14) und würde somit die Dauer der Messung auf 900 h steigern.

Eine Reduzierung der Triggerrate um den Faktor 5 statt um den Faktor 10 führt gemäß Gleichung 6.44 zu einer vierfachen Rate ($\approx$ 14 kHz) an zufälligen Koinzidenzen. Diese Rate kann von dem DSP-System selbst bei einer Aussortierung von 70 % nur auf gut 4 kHz gesenkt werden, was in jedem Fall für die momentane *Ethernet*-Verbindung zu viel ist. Die Verbesserung der Ratenkapazität dieser Verbindung ist jedoch in Aussicht gestellt.

Da aber selbst die *Fast-Ethernet* Verbindung im Idealfall nur 15–20 kHz übertragen kann und selbst bei Nichtbearbeitung der Daten durch die DSPs das Auslesesystem eine Totzeit von 6,6 μs besitzt, wird klar, daß mit einem 10 mg/cm^2-Target bei einem Strahlstrom von 2 nA nicht gearbeitet werden kann, da wegen der quadratischen Abhängigkeit der zufälligen Koinzidenzen eine Rate von 350 kHz bei einer primären Triggerrate von 2,4 MHz zu erwarten ist. Eine erhöhte Meßzeit bzw. schlechtere Statistik als bisher angenommen ist daher mit dem derzeitigen System unumgänglich. Mögliche Lösungsansätze werden im Ausblick (Kapitel 7) gegeben.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Durchführbarkeit der (d,^{2}He)-Reaktion am BBS untersucht. Besondere Aufmerksamkeit galt den magnetionenoptischen Eigenschaften des BBS. Es hat sich gezeigt, daß die (d,^{2}He)-Reaktion Ergebnisse von aktuellem Interesse erbringen kann und zudem auf längere Sicht durch die Verwendung eines tensorpolarisierten Deuteronenstrahls großes Potential besitzt.

Die Untersuchung der Durchführbarkeit der (d,^{2}He)-Reaktion zeigte allerdings zwei Probleme auf.

Das erste Problem besteht in der Rückrechnung der Targetwinkelkoordinaten in der Vertikalen. Um die für die Berechnung des Öffnungswinkels Θ_{pp} der beiden Protonen vor dem Spektrometer notwendige Bestimmung des Streuwinkels am Target ϕ_T zu ermöglichen, muß der vertikale Fokus auf die *high momentum side* verschoben werden. Dies führt bei einer Erhöhung der Feldstärke des ersten Quadrupols um 5 % zu einer Reduzierung des Raumwinkels des BBS von 9,2 msr auf 6,6 msr und dadurch bedingt zu einer Reduzierung des effektiven Raumwinkels für den ^{2}He-Nachweis von 1,59 msr auf 0,84 msr. Die ^{2}He-Zählrate im Detektor würde sich somit halbieren. Dabei wurde nicht in Betracht gezogen, daß auch unter den veränderten Magneteinstellungen nur auf maximal 80 % der vom Detektor abgedeckten Fläche der Fokalebene eine Rückrechnung auf den Streuwinkel am Target ϕ_T möglich ist.

Gerade für Koinzidenzexperimente sollte also ein Weg zur Bestimmung von

ϕ_T ohne Verringerung des Raumwinkels des BBS gefunden werden. Eine Möglichkeit bietet sich in der Verwendung einer zusätzlichen Drahtkammer zur Bestimmung der y-Koordinate direkt vor dem Spektrometer, die z. B. als horizontale Driftkammer betrieben werden könnte. Bei einer angenommenen Strahlbreite am Ort des Targets von 1 mm in der Vertikalen und einer Ortsauflösung der Driftkammer von $\pm$ 0,5 mm ergäbe sich eine Winkelauflösung von besser als $\pm$ 2 mrad. Dies würde im achromatischen Fall äquivalent für die Horizontale gelten und zu einer Verbesserung der Winkelauflösung führen, falls die Kammer zusätzlich mit X-Drähten ausgestattet ist. Die momentane Auflösung in θ_T liegt bei 5–6 mrad (FWHM).

Das zweite Problem der ^{2}He-Identifikation liegt in dem starken Untergrund an Protonen, der zu einer weiteren Erhöhung der Meßdauer bzw. Verschlechterung der Statistik führt. Ein mehrstufiger DSP-Test zur Unterdrückung von mindestens 60 % an zufälligen Koinzidenzen wurde vorgeschlagen. Entscheidend ist allerdings eine Reduzierung der primären Triggerrate, da jeder ausgelöste Trigger eine Totzeit des Auslesesystems von 6,6 μs produziert. Die Forderung nach nur einem Treffer pro Szintillatorebene ist somit nicht stark genug. Die beste, jedoch zugleich aufwendigste Lösung, besteht in einer starken Segmentierung der Szintillatorebenen, wie z. B. am SMART Spektrometer am RIKEN [Oka98a]. Dort werden ebenfalls zwei Szintillatorebenen zur Triggerentscheidung benutzt, wobei jede Ebene in 16 vertikale Szintillatoren segmentiert ist, die jeweils eine Breite von 85 mm haben. Jeder Szintillator hat zu den angrenzenden Szintillatoren einen Überlapp von 5 mm. Bei der Forderung nach zwei Treffern pro Ebene könnten zwei Protonen somit im ungünstigsten Fall nur ungefähr 75 mm voneinander separiert sein, ohne einen Trigger auszulösen. Im Gegensatz dazu beträgt die Breite der einzelnen Szintillatoren des EUROSUPERNOVA-Detektors 210 mm in der S1-Ebene und 275 mm in der S2-Ebene bei einem Überlapp mit angrenzenden Szintillatoren von jeweils 10 mm bzw. 8 mm bei einer gegenüber dem SMART Spektrometer kleineren Fokalebene des BBS in der dispersiven Ebene.

Mit einer stärkeren Segmentierung der Szintillatoren, dem DSP-System und der oben beschriebenen Front-End-Kammer, deren zusätzliche Daten bei einer Auswertung durch den DSP zu einer weiteren Unterdrückung zufälliger Koinzidenzen führen würde, könnte so auf längere Sicht ein extrem leistungs-

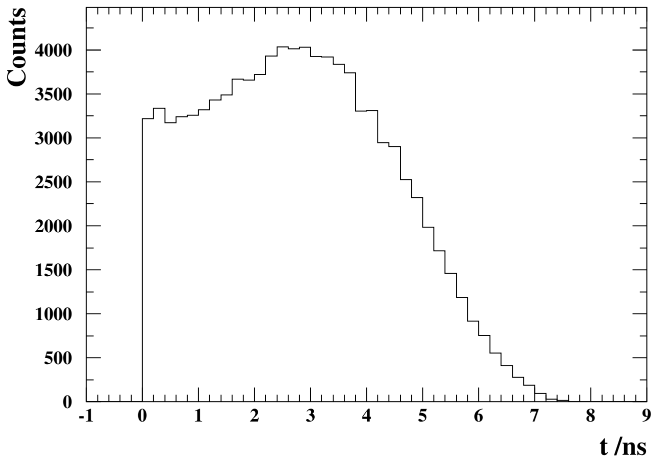

Abbildung 7.1: Verteilung der Zeitdifferenzen zweier korrelierter Protonen in der S1-Ebene, die einen gegenseitigen Abstand von weniger als 200 mm haben. Die Anregungsenergien E_x betragen zwischen 0 und 20 MeV.

starkes System zur Untersuchung der (d,^{2}He)-Reaktion entstehen.

Im Hinblick auf das bereits genehmigte ^{58}Ni(d,^{2}He)^{58}Co-Experiment müssen allerdings kurzfristige Lösungen gefunden werden. Um die Bestimmung von ϕ_T zu gewährleisten, wird man zunächst eine Halbierung der ^{2}He-Zählrate hinnehmen müssen. Die vielleicht einfachste denkbare Lösung zur Reduzierung der primären Triggerrate wäre die Forderung nach einem Doppeltreffer in einer der beiden Szintillatorebenen und einem einfachen Treffer in der anderen Ebene. Dies würde auch die Möglichkeit bieten, das Koinzidenzgate und somit die zufälligen Koinzidenzen um ungefähr einen Faktor 4 zu verringern. Eine Simulation ergibt hier jedoch einen Anteil von über 10 % der korrelierten Protonen, die in beiden Szintillatorebenen einen gegenseitigen Abstand von weniger als 100 mm haben.

Es müßte also eine Möglichkeit gefunden werden, um Doppeltreffer in einem Szintillator zu identifizieren. Da die minimale Zeitdifferenz zwischen zwei Pulsen Null ist, muß eine Unterscheidung zwischen Einzel- und Doppeltreffer entweder über die integrierte Ladung oder bei einer zeitlichen Überlagerung der Pulse über deren Höhe getroffen werden. Um hier eine Grundlage für weitere Überlegungen zu schaffen, ist in Abbildung 7.1 die Verteilung der Zeitdifferenzen zweier korrelierter Protonen dargestellt, die in der S1-Ebene einen gegenseitigen Abstand von weniger als 200 mm besitzen. Die Anregungsenergien E_x betragen zwischen 0 und 20 MeV. Die maximale Zeitdifferenz von ungefähr 7 ns ist allerdings möglicherweise schon zu groß, um auf doppelte Pulshöhen zu selektieren. Bei der Integration über die in einem Szintillator deponierte Ladung muß beachtet werden, daß diese vergleichsweise zeitintensiv ist. Hier müssen experimentelle Tests folgen.

Literaturverzeichnis

[Aar80] E. H. L. Aarts, A. M. van den Berg and R. J. Meijer, *On the Detection of ^2He with the QMG/2 Spectrograph*, Nucl. Instr. and Meth. **176** (1980) 605

[Abr64] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series, 55 (1964) 258

[Arn83] R. A. Arndt et al., *Nucleon-nucleon partial-wave analysis to 1 GeV*, Phys. Rev. **D28** (1983) 97

[Ajz85] F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. R. Flynn, and J. W. Sunier, *(t,^{3}He) reactions on ^{56}Fe, ^{58}Fe, and ^{58}Ni*, Phys. Rev. **C31** (1985) 777

[Bea82] K. B. Beard et al., *(d,^{2}He) reaction at E_d = 99 MeV*, Phys. Rev. **C26** (1982) 720

[Ber88] J. R. Bergervoet, P. C. van Campen, W. A. van der Sanden and J. J. de Swart, *Phase Shift Analysis of 0-30 MeV pp Scattering Data*, Phys. Rev. **C38** (1988) 15

[Ber91] A. M. van den Berg, *Kinematic Broadening and Dispersion Matching for a Magnetic Spectrograph*, KVI report KVI-165i (1991)

[Ber95] A. M. van den Berg, *The Big-Bite Spectrometer for AGOR*, Nucl. Instr. and Meth. **B99** (1995) 637

[Ber97] M. Berz, *COSY INFINITY, Version 8, User's Guide and Reference Manual*, Michigan State University, November 1997

[Ber98] A. M. van den Berg, KVI Groningen, private Mitteilung, 1998

[Bet79] H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate and J. M. Lattimer, *Equation of State in the Gravitational Collapse of Stars*, Nucl. Phys. **A324** (1979) 487

[Bro80] K. L. Brown, D. C. Carey, Ch. Iselin and F. Rothacker, *Transport, A Computer Program For Designing Charged Particle Beam Transport Systems*, CERN Report 80-04 (1980)

[Bug87] D. V. Bugg and C. Wilkin, *Polarisation in the (d, 2p) Reaction at Intermediate Energies*, Nucl. Phys. **A467** (1987) 575

[Car87] D. C. Carey, *Two Dogmas of Charged Particle Optics*, Nucl. Instr. and Meth. **A258** (1987) 417

[Car95] D. C. Carey, K. L. Brown and F. Rothacker, *Third-Order Transport, A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems*, May 1995

[Cau99] E. Caurier, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo and F. Nowacki, *Shell-model calculations of stellar weak interaction rates: I. Gamow-Teller distributions and spectra of nuclei in the mass range A = 45 - 65*, Nucl. Phys. **A** preprint 4633, accepted for publication, 1999

[EKa94] S. El-Kateb et al., *Spin-isospin strength distributions for fp shell nuclei: Results for the $^{55}Mn(n,p)$, $^{56}Fe(n,p)$, and $^{58}Ni(n,p)$ reactions at 198 MeV*, Phys. Rev. **C49** (1994) 3128

[Ell87] C. Ellegaard et al., *Reaction $(\vec{d},{}^2He)$ at Intermediate Energies*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 974

[Eng67] H. A. Enge, *Deflecting Magnets*, in: *Focusing of Charged Particles*, ed. A. Septier, Academic Press, New York, 1967, 203

[EUR99] European Supernova Collaboration http://www.uni-muenster.de/Physik/KP/frekers/supernova

[Fra85] M. A. Franey and W. G. Love, *Nucleon-nucleon t-matrix interaction for scattering at intermediate energies*, Phys. Rev. **C31** (1985) 488

[Fuj96] Y. Fujita et al., *Isospin decomposition of the Gamow-Teller strength in ^{58}Cu*, Phys. Lett. **B365** (1996) 29

[Fuj99] M. Fujiwara et al., *Magnetic spectrometer Grand Raiden*, Nucl. Instr. and Meth. **A422** (1999) 484

[Hag63] R. Hagedorn, *Relativistic Kinematics*, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963

[Hag97a] M. Hagemann, *Ein auf DSPs basierendes schnelles Auslese- und Online-Datenverarbeitungssystem für ein neues Fokalebenenpolarimeter am KVI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, August 1997

[Hag97b] M. Hagemann und S. Rakers für die EUROSUPERNOVA-Kollaboration, *Exclusive measurement of the analogue $T_0 + 1$ Gamow-Teller strength and the isospin structure of $A = 58$ nuclei thru ^{58}Ni(d,^{2}He)^{58}Co reaction*, KVI proposal KVI-S 15, 1997

[Hag99] M. Hagemann et al., *A DSP Based Readout and Online Processing System for a New Focal-plane Polarimeter at AGOR*, accepted for publication in Nucl. Instr. and Meth. A, 1999

[Hal69] K. Halbach, *First Order Perturbation Effects in Iron-Dominated Two-Dimensional Symmetrical Multipoles*, Nucl. Instr. and Meth. **74** (1969) 147

[Han95] V. M. Hannen, *Festlegung der Detektorgeometrie und Entwicklung eines Schemas zur Auslese und Online-Datenverarbeitungssystem für ein neues Fokalebenenpolarimeter am KVI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, November 1995

[Har97] M. Hartig, *Schwellennahe Pionproduktion in der Neutron-Proton-Streuung und Untersuchung von tiefliegenden pionischen Zuständen im Blei*, Dissertation, Institut für Kernphysik Münster, 1997

[Hen74] D. L. Hendrie, *Magnetic Detection of Charged Particles*, in: *Nuclear Spectroscopy and Reactions*, ed. J. Cerny, Academic Press, New York, 1974, part A, 365

[Hey99] J. Heyse, Dissertation, Laboratorium voor Kerfysica, Universiteit Gent, Belgien, in Vorbereitung (1999)

[Hin97] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger*, Springer-Verlag, 1997

[Ike64] K. Ikeda, *Collective excitation of unlike pair states in heavier nuclei*, Prog. Theor. Phys. **31** (1964) 434

[Kal99] N. Kalantar-Nayestanaki und R. K. Bieber, KVI Groningen, private Mitteilung, 1999

[Kno79] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, J. Wiley & Sons, Inc., New York, 1979

[Kow87] S. B. Kowalski and H. A. Enge, *The Ion-Optical Program Raytrace*, Nucl. Instr. and Meth. **A258** (1987) 407

[Kox93] S. Kox et al, *Cross section and deuteron analysing powers of the* $^{1}H(d,2p)n$ *reaction at 200 and 350 MeV*, Nucl. Phys. **A556** (1993) 621

[Krü98] B. A. M. Krüsemann, *Optimierung und Test einer MWPC-Ausleseelektronik für ein neues Fokalebenenpolarimeter am KVI auf Basis des Vorverstärker-Shaper-Diskriminator-Bausteins ASD-8 B*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, Januar 1998

[Krü99a] B. A. M. Krüsemann et al., *A new Wire Chamber Front-End System, based on the ASD-8 B Chip*, Nucl. Instr. and Meth. **A431** (1999) 236

[Krü99b] B. A. M. Krüsemann et al., *A new MWPC and VDC Front-End System, based on the ASD-8B Preamplifier Shaper Discriminator Chip*, to be submitted to Nucl. Instr. and Meth. A, (1999)

[KVI94] KVI Newsletter number 1, September 1994

[Lov81] W. G. Love and M. A. Franey, *Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies*, Phys. Rev. **C24** (1981) 1073

[Mar83] S. A. Martin et al., *The QQDDQ Magnet Spectrometer "BIG KARL"*, Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 281

[Met87] W. Mettner et al., *Electroexcitation of ^{58}Ni: A study of the fragmentation of the magnetic dipole strength*, Nucl. Phys. **A473** (1987) 160

[Mig55] A. B. Migdal, *The Theory of Nuclear Reactions with Production of Slow Particles*, Sov. Phys. JETP **28** (1955) 3

[Mor68] B. J. Morton et al., *Proton-Proton Final-State Interactions in the Reactions ^{3}He(d,t)2p, d(^{3}He,t)2p, p(^{3}He,d)2p and ^{3}He(^{3}He,^{4}He)2p*, Phys. Rev. **169** (1968) 825

[Mot88] T. Motobayashi et al., *A Silicon Counter Array for ^{2}He Detection*, Nucl. Instr. and Meth. **A271** (1988) 491

[Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, 1988 Anhang B

[Núñ96] A. M. Núñez Ruiz, *Design und einleitende Tests der Trigger- und ΔE-Detektoren und des LED-Pulsersystems für ein Fokalebenenpolarimeter am KVI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, Dezember 1996

[Ohl65] G. G. Ohlsen, *Kinematic Relations in Reactions of the Form $A + B \rightarrow C + D + E$*, Nucl. Instr. and Meth. **37** (1965) 240

[Ohn93] H. Ohnuma et al., *(d,^{2}He) reactions at E_d = 260 MeV as a possible probe to nuclear spin-isospin excitation*, Phys. Rev. **C47** (1993) 648

[Oka95] H. Okamura et al., *Tensor analyzing power of the (d,^{2}He) reaction at 270 MeV*, Phys. Lett. **B345** (1995) 1

[Oka97] H. Okamura et al., *Spin-Flip Dipole State of ^{90}Y Studied by the ^{90}Zr(d,^{2}He) Reaction at E_d = 270 MeV*, RIKEN Accel. Prog. Rep. **30** (1997) 47

[Oka98a] H. Okamura et al., *Detector system of the first focal plane of the spectrometer SMART at RIKEN*, Nucl. Instr. and Meth. **A406** (1998) 78

[Oka98b] H. Okamura et al., *Mechanism of the forward-angle (d,pn) reaction at intermediate energies*, Phys. Rev. **C58** (1998) 2180

[Pol98] A. Polls, H. Müther, R. Machleidt, M. Hjorth-Jensen, *Phaseshift equivalent NN potentials and the deuteron*, Phys. Lett. **B432** (1998) 1

[Sak93] H. Sakai, *Nuclear Spin Physics at Intermediate Energies*, RIKEN Winter School, February 1993

[Spr97] M. Spraker et al., *Production of a tagged medium resolution neutron beam*, Nucl. Instr. and Meth. **A394** (1997) 311

[Sta79] D. P. Stahel, R. Jahn, G. J. Wozniak and J. Cerny, *Charge-exchange reaction (d,^{2}He)*, Phys. Rev. **C20** (1979) 1680

[Vol95] J. Volmer, *Test der Phoswich-Detektor-Prototypen für ein Proton/Deuteron-In-Beam-Polarimeter am KVI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, April 1995

[Wat52] K. M. Watson, *The Effect of Final State Interactions on Reaction Cross Sections*, Phys. Rev. **88** (1952) 1163

[Wer93] S. Y. van der Werf, R. Dussel, H. Gorter and F. Wiekens, *A polarimeter for proton and deuteron beams*, KVI Annual Report (1993) 95

[Wil85] C. Wilkin and D. V. Bugg, *Spin Selectivity of the Polarised ($\vec{d}$,2p) Reaction*, Phys. Lett. **B154** (1985) 243

[Woz74] G. J. Wozniak, N. A. Jelley and J. Cerny, *A ^{8}Be Identifier and its Application to the (α,^{8}Be) Reaction*, Nucl. Instr. and Meth. **120** (1974) 29

[Xu95] H. M. Xu et al., *(d,^{2}He) reactions at E_d = 125.2 MeV*, Phys. Rev. **C52** (1995) R1161

[Xu96] H. M. Xu et al., *Gamow-Teller strength of ^{26}Mg*, Phys. Rev. **C54** (1996) 3266

Danksagung

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

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dieter Frekers, der mir eine Diplomarbeit in einer internationalen Kollaboration mit interessanten und lehrreichen Aufenthalten am KVI ermöglichte. Zudem bot er mir die Möglichkeit zur Teilnahme an zwei DPG-Tagungen und einem TMR-Kurs.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Heinrich J. Wörtche für die hilfreichen Ratschläge, die interessanten Diskussionen und die Ausdauer, mit der er meine vielen Fragen beantwortete.

Für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich bei Sven Rakers bedanken.
I would also like to thank Dr. Ad van den Berg, Markus Hagemann, Volker Hannen, Jan Heyse, Marc de Huu and Bernard Krüsemann for the pleasant team-work at KVI.

Bedanken möchte ich mich bei Dirk Rondeshagen für zahlreiche Tips und Tricks bei Computerproblemen.

Mein Dank gilt allen übrigen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft, insbesondere Dr. Matthias Hartig und Dirk Bonekämper, sowie Nicola Bruski, Kirsten Holtz und Thomas Wolff für die angenehme Büroatmosphäre.

Außerhalb der Arbeitsgruppe danke ich meinen Online-Hilfen Markus Bültbrune und Volker Kneisel, sowie Holger Dömer für die gemeinsame Vorbereitung auf nahezu alle Prüfungen seit der Oberstufe.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, im Juli 1999