

**Bestimmung von Wirkungsquerschnitt
und Tensoranalysierstärke A_{yy}
in SCRE-Konfigurationen
der Reaktion ${}^1\text{H}(\vec{d}, pp)n$ bei 19 MeV**

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Jürgen Ley
aus Gummersbach

Köln 2005

Berichterstatter:

Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck
Prof. Dr. H. Ströher

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Februar 2005

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Tensoranalysierstärke A_{yy} in vier SCRE-Konfigurationen der Dreinukleonen-Aufbruchreaktion ${}^1H(\vec{d}, pp)n$ bei einer Einschußenergie von $E_{\vec{d}} = 19 \text{ MeV}$ in einem kinematisch vollständigen Experiment bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

In der SCRE (**S**ymmetric **C**onstant **R**elative **E**nergy)-Geometrie werden im Schwerpunktsystem alle drei Nukleonen der dp-Aufbruchreaktion unter Relativwinkeln von 120° emittiert, wobei sie alle die gleiche kinetische Energie erhalten. Die beiden Protonen liegen symmetrisch zu einer Fläche, die aus der Strahlachse und dem austretenden Neutron gebildet wird. Der SCRE-Endzustand kann im Schwerpunktsystem durch den Winkel α zwischen der umgekehrten Strahlrichtung und dem ausgehenden Neutron charakterisiert werden.

Die Voraussagen von Wirkungsquerschnitt und Tensoranalysierstärke A_{yy} basieren auf dem Dreinukleonen-Faddeev-Formalismus, wobei moderne Präzisions-Nukleon-Nukleon-Mesonenaustauschpotentiale verwendet werden. Ältere dp-Aufbruchdaten bei $E_{\vec{d}} = 94.5 \text{ MeV}$ [Low91, Wit95] und $E_{\vec{d}} = 52.1 \text{ MeV}$ [Qin95] hatten für die Tensoranalysierstärke signifikante Abweichungen von theoretischen Vorhersagen gezeigt. Um zu untersuchen, ob solche Observable auch bei niedrigen Energien Abweichungen zeigen, wurde hier bei $E_{\vec{d}} = 19 \text{ MeV}$ gemessen. Der experimentelle differentielle Aufbruchwirkungsquerschnitt lag bei allen protoneninduzierten Messungen unter den theoretischen Vorhersagen.

Die Messungen wurden an der 10 *MV* Tandem-Van de Graaff-Beschleunigeranlage am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO (**L**ambshift **S**ource **C**ologne) auf Spinfilterbetrieb umgerüstet und optimiert, was zu einer deutlichen Erhöhung der Tensorpolarisation führte. Des Weiteren wurde das neue ^3He -Polarimeter weiterentwickelt, wodurch die Fehler der Polarisationsmessungen verringert wurden.

Die gemessenen differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitte liegen – wie bei anderen Messungen – unter den theoretischen Vorhersagen. Bei der Tensoranalysierstärke A_{yy} weichen die experimentellen Daten nur für die Koplanar-Stern-Situation ($\alpha = 0^\circ$) signifikant von den Vorhersagen ab.

Abstract

Measurements of the differential cross section and the tensor analyzing power A_{yy} for four SCRE-configurations in the ${}^1H(\vec{d}, pp)n$ three-nucleon breakup reaction were performed using a 19 MeV polarized deuteron beam. The experimental results of this kinematically complete experiment are compared to theoretical predictions.

In the **S**ymmetric **C**onstant **R**elative **E**nergy geometry all three nucleons of the dp-breakup reaction are emitted at relative angles of 120° in the c.m. system. They have equal kinetic energies and both protons are emitted symmetrically to a plane defined by the beam axis and the outgoing neutron. The SCRE final state can be characterized in the c.m. system by the angle α between the neutron momentum and the reversed beam axis.

The tensor analyzing power A_{yy} in this geometry has been calculated in the framework of the three-nucleon Faddeev theory using realistic nucleon-nucleon potentials. The comparison of older dp breakup data at $E_{\vec{d}} = 94.5$ MeV [Low91, Wit95] and $E_{\vec{d}} = 52.1$ MeV [Qin95] with theoretical predictions has shown significant deviations. In order to investigate, whether such deviations would appear at lower energies too, a breakup experiment with $E_{\vec{d}} = 19$ MeV was designed. The experimental differential breakup cross section of all previous measurements induced by protons proved to be lower than the theoretical predictions.

The measurements were performed at the Cologne Institute for Nuclear Physics with its 10 MV tandem Van de Graaff accelerator. Therefore,

the Cologne polarized ion source LASCO (**L**ambshift **S**ource **C**ologne) was modified and optimized for spinfilter mode, leading to a significant increase of the tensor polarization. Furthermore the new ^3He polarimeter was improved leading to a decrease of the errors of the polarization measurements.

Like in other experiments, the measured differential cross sections are below the theoretical predictions. The measured tensor analyzing powers A_{yy} differ significantly from the predictions only in the coplanar star situation ($\alpha = 0^\circ$).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Dreinkleonen-Problem	5
2.1.1	NN-Potentiale	5
2.1.2	3N-Systeme	7
2.2	Kinematik	9
2.2.1	SCRE-Konfiguration	10
2.2.2	Kinematische Kurven	11
2.3	Aufbruchwirkungsquerschnitt	12
2.4	Polarisation	16
2.4.1	Spin 1/2	16
2.4.2	Spin 1	16
2.5	Analysierstärke	17
3	Experiment	21
3.1	Strahlerzeugung	21
3.1.1	Spinfilter	23
3.1.2	Spinfilterbetrieb auf der LASCO	26
3.2	Experimentelle Anordnung	28
3.3	^3He -Polarimeter	32
3.4	Meßelektronik	35
3.4.1	Energiezweig	37
3.4.2	Zeitweig	37
3.4.3	Eventerkennung	38
3.4.4	Listmode	38

4	Auswertung	41
4.1	Strahlpolarisation	41
4.2	Energieeichung	43
4.3	Monitorreaktion	45
4.4	Datenreduktion	48
4.4.1	Energiespektrum	48
4.4.2	Zeitdifferenzspektrum	50
4.4.3	Abstandsparameterspektrum	53
4.4.4	Projektionsspektrum	55
4.5	Totzeitkorrektur	58
5	Ergebnisse und Diskussion	59
5.1	Wirkungsquerschnitt	59
5.2	Tensoranalysierstärke A_{yy}	65
6	Ausblick	69
A	Meßergebnisse in tabellarischer Form	70
B	Darstellung von Polarisationsobservablen	77
C	Fehlerfortpflanzung	79
	Abbildungsverzeichnis	81
	Tabellenverzeichnis	83
	Literaturverzeichnis	85

1 Einleitung

Eine der grundlegenden Fragestellungen der Kernphysik ist auch heute noch die nach der Beschreibung der zwischen Nukleonen wirkenden Kräfte. Im Prinzip sollte diese Beschreibung auf der Grundlage der Quantenchromodynamik, der fundamentalen Theorie der subnuklearen Bausteine, durchgeführt werden. Bis heute konnten aber mit aus der Quantenchromodynamik abgeleiteten Potentialen keine qualitativ befriedigenden Resultate erzielt werden. Erfolgreicher sind hier solche Modelle, die die Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen auf den Austausch von Mesonen zurückführen. Mesonenaustauschpotentiale haben den großen Vorteil, daß sie mit relativ wenigen freien Parametern auskommen. Zweinukleonensysteme werden mit Hilfe dieser Potentiale bereits seit Mitte der siebziger Jahre des letzten Jahrhunderts sehr erfolgreich beschrieben. Anfang der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts fanden diese Potentiale erstmals Einzug in Dreinukleonen-Faddeev-Rechnungen.

Obwohl das Dreinukleonensystem – besonders seit den bahnbrechenden theoretischen Arbeiten von Faddeev [Fad61] – schon lange sowohl theoretisch als auch experimentell intensiv bearbeitet wird, findet es auch heute noch starkes Interesse.

Erste experimentelle Untersuchungen des Dreinukleonensystems anhand des nukleoneninduzierten Deuteronenaufbruchs wurden bereits Ende der sechziger Jahre des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Dabei wurde zunächst nur ein auslaufendes Nukleon detektiert, während man später zu kinematisch vollständigen Messungen überging, bei denen zwei der drei Nukleonen nachgewiesen werden.

Die Ergebnisse aktueller theoretischer Vorhersagen stimmen in nahezu allen Fällen sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Trotzdem gibt es in einigen Fällen signifikante Abweichungen. So sind die theoretischen Wirkungsquerschnitte niedriger als die Daten neutroneninduzierter Space-Star-Messungen [Set96] oder als jene der quasifreien Streuung [Lüb92, Sie02]. Daß die Wirkungsquerschnitte bei protoneninduzierten Messungen über den Daten liegen [Rau91, Gro93, Pat95a, Pat95b], läßt sich möglicherweise mit der nicht berücksichtigten Coulombwechselwirkung erklären. Auch das A_y -Puzzle der elastischen nd-Streuung ist bis heute ungelöst [Glö96, Hüb98]. Die zum Teil erheblichen Abweichungen der mit modernen Präzisions-Nukleon-Nukleon-Mesonenaustauschpotentialen vorhergesagten Tensoranalysierstärken A_{yy} in der SCRE-Geometrie zu den Messungen von Qin bei 52.1 MeV [Qin95] und Low bei 94.5 MeV [Low91, Wit95] motivierten die vorliegende Arbeit. Auch frühere Messungen von Schwandt bei 79.5 MeV [Sch83] deuten solche Abweichungen an. Um zu untersuchen, ob sich für die Tensoranalysierstärken A_{yy} auch bei niedrigen Energien Abweichungen ergeben, wurden vier SCRE-Situationen bei 19 MeV gemessen.

Vorgeschlagen wurden Messungen in der SCRE-Situation bereits 1973 von Kloet und Tjon [Klo73], da in dieser Situation die Auswirkungen einer für möglich gehaltenen Drei-Körper-Kraft gegenüber den symmetrisch verteilten Zwei-Körper-Kräften am deutlichsten hervortreten könnten. Erste kinematisch unvollständige Messungen in der SCRE-Situation von Correll bei 16 MeV [Cor81] zeigten bereits auffällige Unterschiede zwischen den Tensoranalysierstärken bei elastischer Streuung und bei Aufbruchmessungen. Die bisher einzigen kinematisch vollständigen Messungen einer Tensoranalysierstärke mit einer Energie nahe der hier verwendeten wurden von Correll [Cor80] durchgeführt. Die Daten dieser Messungen zeigen, wie gering die Änderungen der Tensoranalysierstärken A_{xx} und A_{yz} in der SCRE-Situation entlang der kinematischen Kurve bei 16 MeV sind.

Zusätzlich zu den Tensoranalysierstärken wurden noch die zugehörigen differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitte bestimmt. In der

SCRE-Konfiguration sind diese auch heute noch von sehr großem Interesse, denn hier gibt es ebenfalls signifikante Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen (siehe [Low91]). Diese Unterschiede finden sich auch bei den Raumstern-Konfigurationen, die der SCRE-Konfiguration bei einem Winkel α von 90° entsprechen. Eine systematische Zusammenstellung findet sich in [Pae01a].

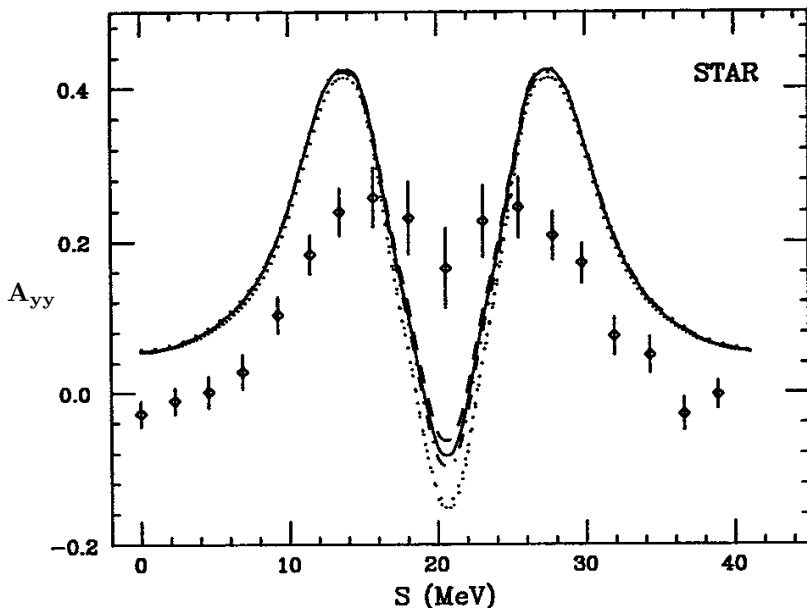


Abbildung 1.1: Messungen der Tensoranalyserstärke A_{yy} von Q_n bei 52.1 MeV in der Koplanar-Stern-Situation (entspricht der SCRE-Situation bei $\alpha = 0^\circ$), verglichen mit Faddeev-Rechnungen, bei denen die NN-Potentiale Bonn-A (gestrichelt), Bonn-B (durchgezogen), Paris (strichpunktiert) und Argonne (gepunktet) verwendet wurden [Qin95]

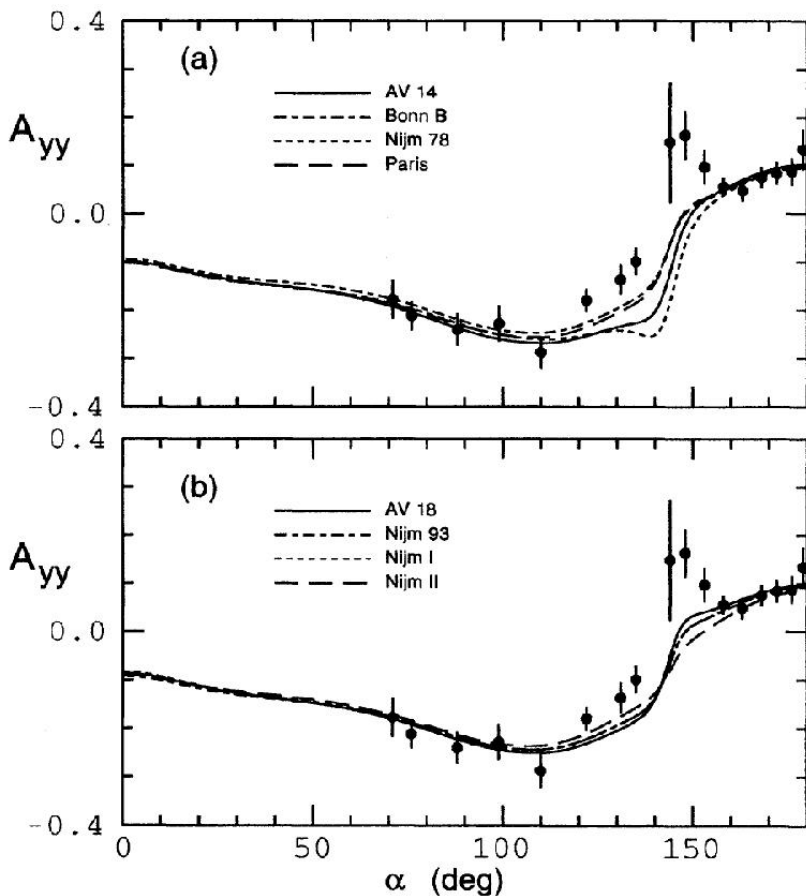


Abbildung 1.2: Messungen der Tensoranalysierstärke A_{yy} von Low bei 94.5 MeV [Low91] in der SCRE-Geometrie als Funktion des Winkels α ; die theoretischen Vorhersagen stammen von Witala [Wit95]

2 Theorie

2.1 Dreinukleonen-Problem

Wie bereits bekannt gibt es bis heute keine fundamentale Theorie zur Beschreibung der Kernkräfte. Die Quantenchromodynamik ist zwar eine solche Theorie, liefert aber im Bereich der Niederenergie-Kernphysik bis heute keine qualitativ überzeugenden Ergebnisse. Daher werden die zwischen den Nukleonen wirkenden Kräfte auch heute noch mit Hilfe von Zweiteilchen-Wechselwirkungspotentialen, sogenannten NN-Potentialen, beschrieben. Unklar ist noch, ob NN-Potentiale zur vollständigen Beschreibung von Wenignukleonen-Systemen ausreichen oder ob Mehrteilchenpotentiale berücksichtigt werden müssen. Daher ist das Dreinukleonen-System als einfachstes Wenignukleonen-System von besonderem Interesse für solche Untersuchungen.

2.1.1 NN-Potentiale

Die ersten Potentiale, die die NN-Wechselwirkung beschreiben, wurden Ende der siebziger bis Anfang der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts entwickelt. In ihrer heutigen Form werden sie als Präzisionspotentiale bezeichnet, wobei sich die meisten von ihnen auf Mesonenaustauschprozesse stützen. Sie verwenden im Gegensatz zu älteren Potentialen, wie zum Beispiel dem Reid- oder Hamada-Johnston-Potential, keine phänomenologischen Parameter. Das erste Potential, das auf dem Mesonenaustausch beruhte, war das Paris-Potential. Es basiert auf einem Zweipionen-Austausch für den langreichweitigen Teil und einem Einpion-Austausch für den mittlereichweitigen Teil. Nur

der kurzreichweitige Teil wird noch rein phänomenologisch betrachtet [Lac80].

Im folgenden sind die NN-Potentiale aufgeführt, die heute überwiegend Verwendung finden:

Bei den **Nijmegen**-Potentialen handelt es sich um Einbosonaustauschpotentiale, die die NN-Wechselwirkung rein nichtrelativistisch behandeln. Für die Anwendung bei höherenergetischen Dreinukleonensystemen werden zusätzliche Austauschprozesse berücksichtigt (Pomeron). Das ältere Potential Nijmegen78 [Nag78], das daraus hervorgegangene Nijmegen93 und das folgende NijmegenI-Potential sind nichtlokale Potentiale. Nur das NijmegenII-Potential ist ein lokales Potential, in dem die impulsabhängigen Terme vernachlässigt wurden [Sto94].

Die rein phänomenologischen **Argonne**-Potentiale unterscheiden sich durch ihren störungstheoretischen Ansatz deutlich von den anderen Potentialen. Das Argonne14-Potential enthält 14 Terme, die in Abhängigkeit von Orts-, Bahndrehimpuls-, Spin-, Isospin- und Gesamtspinoperator die 14 Singulett- und Triplettzustände S, P, D und F beschreiben [Wir84]. Bei dem neueren Argonne18-Potential werden vier weitere Terme berücksichtigt, die die Ladungsabhängigkeit und die Ladungssymmetriebrechung beschreiben [Wir95].

Die **Bonn**-Potentiale basieren auf einem relativistischen feldtheoretischen Ansatz und beschreiben die NN-Wechselwirkung durch einen Einbosonaustausch. Hierbei werden die π -, η -, ρ -, ω -Mesonen und ein fiktives σ -Meson, das alle Mesonenaustauschprozesse höherer Ordnung beschreibt, berücksichtigt. Der langreichweitige Teil der Kernkraft wird durch den Austausch des π -Mesons beschrieben. Das π -Meson bewirkt die Tensorkraft, die vom ρ -Meson bei mittleren und kleinen Nukleonenabständen reduziert wird. Der kurzreichweitige Teil der Kernkraft sowie die Spin-Bahn-Kopplung wird durch das ω -Meson beschrieben. Das η -Meson kann durch die Annahme einer verschwindenden Kopplung mit einem Nukleon unberücksichtigt bleiben. Der

intermediäre Bereich der Kernkraft (vor allem der 2π -Austausch) wird durch das fiktive σ -Meson beschrieben. Nach dem energieabhängigen Bonn-Potential [Mac87] wurde das energieunabhängige Bonn B-Potential [Mac89] entwickelt. Das ladungsunabhängige CD-Bonn-Potential ist die neueste Form dieser Potentiale. Hiermit wird ein χ^2 von 1.01 für ca. 3000 p-p-Daten und 1.02 für ca. 3000 n-p-Daten erreicht [Mac96, Mac01].

Da diese Präzisionspotentiale subhadronische Strukturen nicht berücksichtigen, können sie nicht als fundamentale Beschreibung der NN-Wechselwirkung betrachtet werden. Der Versuch einer subhadronischen Beschreibung mit neuen Potentiale – wie zum Beispiel dem Moskau-Potential [Kuk98, Kuk99] – ist bislang nicht mit ausreichender Genauigkeit gelungen.

Ein weiterer neuer Ansatz zur Beschreibung der Kernkräfte bezieht die chirale Störungstheorie (χ PT) in ein Bosonenaustauschmodell mit ein, wobei ähnlich gute Ergebnisse bei der Vorhersage experimenteller NN-Daten erzielt werden, wie dies bei den Präzisionspotentialen gelungen ist [Epe98, Epe99]. Bei der χ PT handelt es sich um eine niederenergetische Näherung der Quantenchromodynamik.

2.1.2 3N-Systeme

Faddeev gelang es Anfang der sechziger Jahre des letzten Jahrhunderts, eine Theorie zur exakten Lösbarkeit des 3N-Streusystems zu formulieren, wobei das 3N-Streuproblem mit NN-Wechselwirkungspotentialen in Form einer verallgemeinerten Lippmann-Schwinger-Gleichung dargestellt wird [Fad61, Fad65, Sch74, Glö83].

Die Berechnung geschieht meist in der Impulsdarstellung. Das 3N-System wird dabei durch den Relativimpuls eines NN-Subsystems und den Relativimpuls zwischen dem dritten Nukleon und dem Schwerpunkt des Subsystems bestimmt. Durch Partialwellenzerlegung werden die daraus entstandenen sechsdimensionalen Integralgleichungen auf eine vierdimensionale Integralgleichung reduziert, weil der Gesamtdrehimpuls J

und seine z -Komponenten Erhaltungsgrößen sind und daher auf Drehimpulseigenzustände projiziert werden können. Die Gesamtwellenfunktion für das gebundene System setzt sich dann aus drei gekoppelten Integralgleichungen für die drei Teilwellenfunktionen zusammen.

Erst Mitte der achtziger Jahre reichten die Rechnerkapazitäten aus, um erste exakte Faddeevrechnungen durchführen zu können. Die Bochumer Gruppe um Glöckle und Witała nutzte hierfür die im Abschnitt 2.1.1 beschriebenen NN-Präzisionspotentiale [Wit87, Wit88a, Wit88b]. Exakt bedeutet hier, daß es außer einer Beschränkung der Partialwellen keine Näherungen gibt. Für Einschußenergien von wenigen MeV kann, ohne nennenswerte Einbußen bei der Genauigkeit, für die Partialwellen eine Beschränkung auf kleine l vorgenommen werden.

Die Vorhersagen des Faddeev-Formalismus zeigen unter Verwendung von NN-Präzisionspotentialen über weite Bereiche der $3N$ -Systeme sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. In einigen Fällen zeigen sich jedoch gravierende Abweichungen. So gibt es zum Beispiel bei der Beschreibung der 3H - und 3He -Bindungsenergie Abweichungen von bis zu $1 MeV$ [Fri86]. Die Einbeziehung einer Dreikörperkraft (3NF) gleicht die in der Theorie fehlende Bindungsenergie jedoch aus. Auch die bei Energien ab $60 MeV$ auftretenden Abweichungen in den Minima der Wirkungsquerschnitte bei der elastischen Streuung können durch eine 3NF ausgeglichen werden [Wit98]. Das A_y -Puzzle und die Abweichungen der Star- oder den in dieser Arbeit untersuchten SCRE-Situationen bleiben jedoch auch unter Berücksichtigung der 3NF ungelöst.

Die Dreikörperkraft wird durch zusätzliche Potentiale, wie zum Beispiel das Tucson-Melbourne-Potential [Coo79, Coo81], im Faddeev-Formalismus beschrieben. Die daraus resultierende Tucson-Melbourne-Dreikörperkraft (TM-3NF) gründet auf einem Zweipionenaustausch. Dabei wechselwirkt das von einem Nukleon emittierte Pion mit einem zweiten Nukleon, bevor es vom dritten Nukleon absorbiert wird. Die neueste Version der TM-3NF ist die TM99' [Coo01].

Auch in der chiralen Störungstheorie (χ PT) kann mittlerweile eine Dreikörperkraft berücksichtigt werden. Dabei wird die 3NF durch Einpionenaustausch, Zweipionenaustausch und 3N-Kontaktwechselwirkung beschrieben [Epe02, Epe03]. Die experimentellen 3N-Daten werden durch diese Theorie ähnlich gut beschrieben wie mit NN-Präzisionspotentialen in Kombination mit TM-3NF. Das gilt auch für die ungelösten Probleme, wobei bereits an der Einführung neuer 3NF gearbeitet wird. Diese werden möglicherweise dazu beitragen, die 3N-Probleme zu lösen.

Inzwischen ist es gelungen, die Coulomb-Wechselwirkung bei der Berechnung der elastischen Nd-Streuung in den Faddeev-Formalismus mit einzubeziehen [Wit03, Kie04], wobei sich nur für die Vektoranalytikerstärke signifikante Abweichungen von den bisherigen Rechnungen ergeben. Der Lösung des A_y -Puzzles ist man dadurch aber nicht näher gekommen. Bei 3N-Aufbruchreaktionen kann die Coulomb-Wechselwirkung weiterhin nicht berücksichtigt werden.

2.2 Kinematik

Bei einer dp-Aufbruchreaktion liegen im Endzustand drei freie Nukleonen vor:

$$d_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4 + n_5 ,$$

wobei mit dem Index 1 das Projektil (Deuteron), mit 2 das Target (Proton) und mit 3, 4 und 5 die Ejektile (zwei Protonen und ein Neutron) bezeichnet werden. Ein solches System wird durch die neun Komponenten der Impulse \vec{p}_3 , \vec{p}_4 und \vec{p}_5 im Ausgangskanal vollständig beschrieben. Wird berücksichtigt, daß Einschußenergie und Richtung bekannt sind sowie daß das Target ruht, reduzieren sich die neun Variablen unter Ausnutzung der Impuls- und Energieerhaltung auf fünf unabhängige Variable.

In einem kinematisch vollständigen Experiment werden die Energien zweier Teilchen im Ausgangskanal (E_3 und E_4) unter festen Detektorwinkeln (Θ_3, Φ_3 und Θ_4, Φ_4) koinzident gemessen. Damit werden sechs

Parameter bestimmt, womit das System von fünf unabhängigen Variablen einfach überbestimmt ist. Die Energien E_3 und E_4 sind folglich nicht unabhängig voneinander, sondern durch eine Funktion der Art $F(E_3, E_4) = 0$ miteinander verknüpft, wodurch die sogenannte kinematische Kurve definiert wird. Diese Kurve beschreibt im Impulsraum (p_3, p_4) eine Ellipse, die bei der Transformation in den Energieraum (E_3, E_4) entsprechend verzerrt wird. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei [Ohl65].

2.2.1 SCORE-Konfiguration

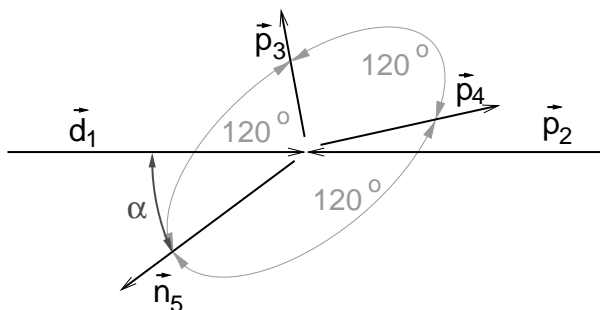


Abbildung 2.1: SCORE-Impulskonfiguration im Schwerpunktsystem

In der SCORE (**S**ymmetric **C**onstant **R**elative **E**nergy)-Konfiguration werden im Schwerpunktsystem alle drei Nukleonen der Aufbruchreaktion ${}^1\text{H}(\vec{d}, pp)n$ unter Relativwinkeln von 120° emittiert. Sie liegen folglich in einer Ebene und erhalten alle die gleiche kinetische Energie, womit auch die Beträge der Impulse gleich sind (siehe Abbildung 2.1). Diese Ebene ist um den Winkel α zwischen der umgekehrten Strahlrichtung und dem ausgehenden Neutron geneigt und die beiden Protonen liegen symmetrisch zu einer Fläche, die aus der Strahlachse und dem austretenden Neutron gebildet wird. Für die Messung von Tensoranalysierstärken ist es entscheidend, daß diese Fläche entweder in der xz - oder in der yz -Ebene liegt (siehe Kapitel 2.3). Für diese Messungen wurde die yz -

Ebene gewählt, da nur so der experimentelle Aufbau in der Streukammer realisiert werden kann.

Die SCRE-Konfiguration entspricht bei $\alpha = 0^\circ$ dem Koplanar-Stern (Coplanar Star, CPS) und bei $\alpha = 90^\circ$ dem Raumstern (Space Star, SST).

2.2.2 Kinematische Kurven

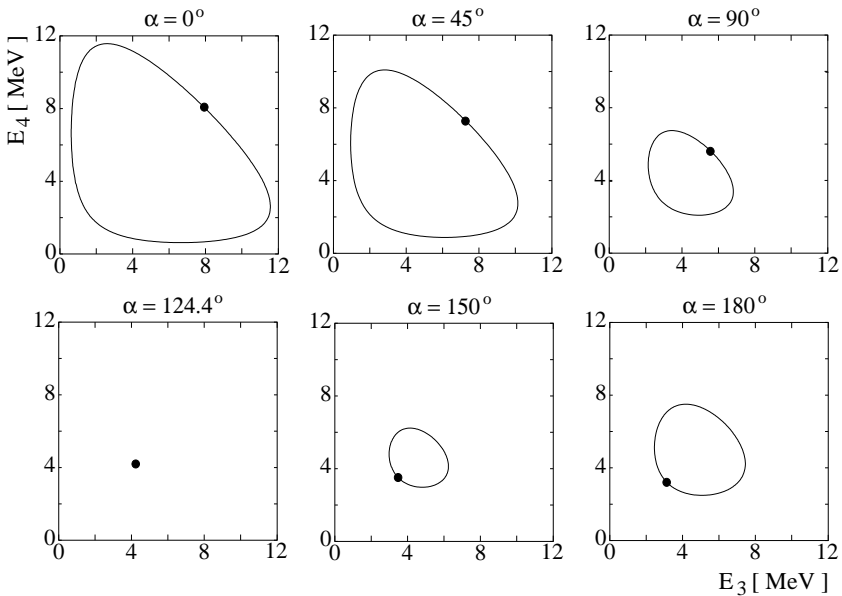


Abbildung 2.2: Typische kinematische Kurven für verschiedene Winkel α in der SCRE-Geometrie bei $E_{\vec{d}} = 19 \text{ MeV}$. Die Punkte markieren die jeweiligen SCRE-Stellen.

Für jeden Winkel α der SCRE-Geometrie ergibt sich in der $E_3 \times E_4$ -Energiermatrix eine geschlossene Kurve. Lediglich ein Punkt auf dieser

kinematischen Kurve entspricht einer speziellen SCRE-Situation. Einige typische kinematische Kurven der Aufbruchreaktion ${}^1H(\vec{d}, pp)n$ bei $E_{\vec{d}} = 19 \text{ MeV}$ sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Hierbei fällt auf, daß der SCRE-Punkt auf der kinematischen Kurve vom energetisch hohen ($E_3=E_4$)-Punkt für kleinere Winkel α zum niedrigen ($E_3=E_4$)-Punkt für größere α wechselt. Dieser Wechsel geschieht hier bei $\alpha = 124.4^\circ$, wobei die kinematische Kurve zu einem Punkt zusammenschrumpft. Dies ist eine direkte Folge daraus, daß ein schweres Teilchen (Deuteron) auf ein leichteres (Proton) trifft.

2.3 Aufbruchwirkungsquerschnitt

Die Dynamik eines Aufbruchprozesses wird mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und gegebenenfalls mit Analysierstärken (siehe Abschnitt 2.5) beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt wird bestimmt durch die Anzahl der Teilchen einer bestimmten Teilchensorte aus einer bestimmten Reaktion, die pro Targetatom und Zeiteinheit in das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ gestreut werden, dividiert durch die einlaufende Stromdichte. Für drei freie Teilchen im Ausgangskanal läßt sich der Wirkungsquerschnitt wie folgt darstellen ($\hbar = 1$) [Gol64]:

$$\Delta\sigma = \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} \int d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 d\vec{k}_5 \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \delta(E_b - E_a) \delta^3(\vec{P}_b - \vec{P}_a) |T_{ab}| .$$

Hierbei sind die T_{ab} die Übergangsmatrixelemente und v_{12} die Relativgeschwindigkeit, wobei $a = (i, \alpha)$ und $b = (f, \beta)$ die Eingangs- und Ausgangskanäle mit allen inneren Quantenzahlen α und β bezeichnen. Die Deltafunktion stellt sicher, daß in der Übergangsmatrix nur solche Elemente berücksichtigt werden, die den Energie- und den Impulserhaltungssatz nicht verletzen. Dabei gilt für die Energien und Impulse im Laborsystem:

$$\begin{aligned} E_a &= E_i = E_1 + Q \\ E_b &= E_f = E_3 + E_4 + E_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{P}_a &= \vec{P}_i = \vec{k}_1 \\ \vec{P}_b &= \vec{P}_f = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 + \vec{k}_5 \quad .\end{aligned}$$

Für genügend kleine Summations- und Integrationsgrenzen kann $\Delta\sigma$ als Differential geschrieben werden. Dabei muß auch über alle nicht beobachtbaren Impulse des Ausgangskanals summiert bzw. integriert werden. Hier muß folglich \vec{k}_5 berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned}d\sigma &= \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} \int dE_3 dE_4 d\Omega_3 d\Omega_4 \delta\left(E_3 + E_4 + E_{5, |\vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4|} - E_1 - Q\right) \\ &\quad \cdot m_3 m_4 k_3 k_4 \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} |T_{ab}| \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}d\vec{k} &= k^2 dk d\Omega_{\vec{k}} \\ E &= \frac{k^2}{2m} \\ dk &= \frac{m}{k} dE \quad .\end{aligned}$$

Um über die Deltafunktion integrieren zu können, muß das Argument nach E_4 differenziert werden. So erhält man zunächst den Phasenraumfaktor

$$\rho(E_3) = \frac{m_3 m_4 k_3 k_4}{\left| 1 + \frac{m_4}{m_5} \left(1 + (\vec{k}_3 - \vec{k}_1) \frac{\vec{k}_4}{k_4^2} \right) \right|} \quad .$$

Damit ergibt sich der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho(E_3) \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} |T_{ab}|^2 \quad .$$

Sind sowohl Projektil- als auch Targetteilchen unpolarisiert, das heißt alle Spins im Eingangskanal sind ohne feste Orientierung, muß noch über alle $(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)$ Spinzustände gemittelt werden:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \frac{\rho(E_3)}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \sum_{\mu_i=1} |T_{ab}|^2 .$$

Die Variablen μ_i charakterisieren die magnetischen Unterzustände. Durch das Hinzuziehen des Dichteoperators des Eingangskanals

$$\rho_{in} = \frac{1}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} 1 \otimes 1$$

ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho(E_3) Sp(T\rho_{in}T^+) .$$

Um zu verhindern, daß der Phasenraumfaktor unendlich wird, wenn durch bestimmte Werte von \vec{k}_3 und \vec{k}_4 der Nenner verschwindet, wird er bezüglich der Bogenlänge S parametrisiert:

$$dS = \sqrt{(dE_3)^2 + (dE_4)^2} = \sqrt{1 + \frac{(dE_4)^2}{(dE_3)^2}} dE_3 .$$

Daraus ergibt sich:

$$\rho_S(E_3, E_4) = \rho(E_3) \frac{(dE_3)}{dS} = \frac{\rho(E_3)}{\sqrt{1 + \frac{(dE_4)^2}{(dE_3)^2}}} .$$

Damit folgt für den differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{dS d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho_S(E_3, E_4) Sp(T\rho_{in}T^+) .$$

Zur experimentellen Bestimmung des differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitts sind nach seiner Definition die Aufbruchzählraten entlang der kinematischen Kurve als Funktion der Bogenlänge S sowie der Raumwinkel Ω_3 und Ω_4 zu bestimmen. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der endlichen Ausdehnung der Detektoren über endliche Raumwinkelelemente $\Delta\Omega_3$ und $\Delta\Omega_4$ gemessen wird. Bei einer Messung wird

demzufolge über unendlich viele kinematische Kurven gemittelt. Diese Kurven verteilen sich um eine mittlere Kurve, die auf den Rechnungen zur Punktgeometrie basiert. Untersuchungen von Düweke [Due04] haben gezeigt, daß nur bei sehr scharfen Peaks im Wirkungsquerschnitt Vorsicht geboten ist. Hier kann es zu einer geringen Absenkung des gemessenen Wirkungsquerschnitts kommen. Für die experimentelle Aufbruchzählrate gilt

$$\dot{N}_{34} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} \Delta\Omega_3 \Delta\Omega_4 \Delta S \dot{n}_d n_F^p ,$$

wobei die Länge des Bogenelements ΔS auf der S-Kurve, der Deuteronenstrom \dot{n}_d und die Targetflächendichte n_F^p zur Normierung benötigt werden. Eine Trennung der Variablen der Aufbruchzählrate liefert weiter:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \Delta\Omega_4 \Delta S \int_0^t \dot{n}_d n_F^p dt} .$$

Der Faktor $\int_0^t \dot{n}_d n_F^p dt$ wird durch die Monitorreaktion ${}^1H(d, d){}^1H$ bestimmt. Dabei gilt für die Monitorzählrate:

$$\dot{N}_{Mon} = \dot{n}_d n_F^p \Delta\Omega_{Mon} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon} .$$

Hier ist $\Delta\Omega_{Mon}$ das Raumwinkelelement des Monitorzählers und $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}$ der bekannte Wirkungsquerschnitt der Monitorreaktion. Durch Trennung der Variablen folgt:

$$\int_0^t \dot{n}_d n_F^p dt = \frac{N_{Mon}}{\Delta\Omega_{Mon} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}} .$$

Damit ergibt sich für den experimentellen differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \Delta\Omega_4 \Delta S} \frac{\Delta\Omega_{Mon}}{N_{Mon}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon} .$$

2.4 Polarisation

2.4.1 Spin 1/2

Der Spin von Atomkernen wird durch den Vektor \vec{I} beschrieben. Dieser hat zu seiner Quantisierungsachse $2I + 1$ Einstellmöglichkeiten m_I . Im Fall des Protons, das den Spin $1/2$ (gemessen in Einheiten von \hbar) hat, gibt es zwei Einstellmöglichkeiten $m_I = +1/2$ und $m_I = -1/2$ (als Spin „up“ und „down“ bezeichnet). Betrachtet man einen Teilchenstrahl mit der Quantisierungsachse in z -Richtung und bezeichnet die Anzahl der Teilchen bezüglich der zwei Einstellmöglichkeiten mit N_\uparrow bzw. N_\downarrow , dann läßt sich die Vektorpolarisation \vec{P} eines longitudinal polarisierten Spin- $1/2$ -Teilchenstrahls durch die z -Komponente

$$P_z = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}$$

darstellen, wobei die Intensität des Strahls $N_{ges} = N_\uparrow + N_\downarrow$ ist. P_z kann offensichtlich nur Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen.

2.4.2 Spin 1

Im Fall des Deuterons ($I = 1$) gibt es drei Einstellmöglichkeiten des Spins zur Quantisierungsachse (z -Achse): $m_I = -1, 0, +1$. Zur vollständigen Beschreibung eines Strahls mit Spin-1-Teilchen benötigt man die Besetzungszahlen dieser Zustände: $N_\downarrow, N_0, N_\uparrow$. Als Vektorpolarisation des Strahls ergibt sich damit

$$P_z = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_0 + N_\downarrow}$$

und als Tensorpolarisation

$$P_{zz} = \frac{N_\uparrow - 2N_0 + N_\downarrow}{N_\uparrow + N_0 + N_\downarrow},$$

wobei die Intensität des Strahls $N_{ges} = N_{\uparrow} + N_0 + N_{\downarrow}$ ist. P_z kann wiederum Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen, während P_{zz} im Bereich zwischen -2 und $+1$ liegen kann.

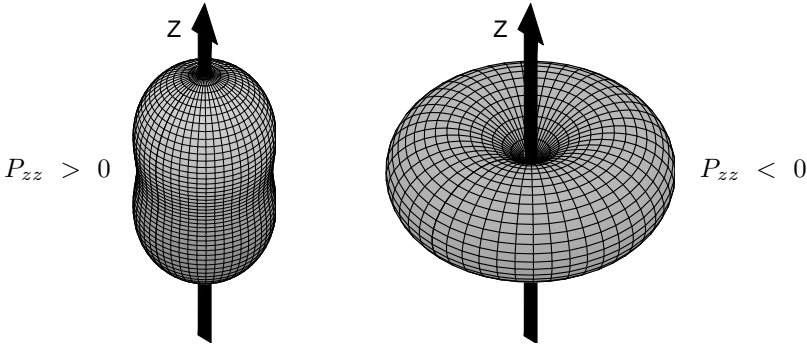


Abbildung 2.3: Darstellung einer positiven ($N_{\uparrow} = 1, N_0 = N_{\downarrow} = 0$) bzw. negativen Tensorpolarisation ($N_0 = 1, N_{\uparrow} = N_{\downarrow} = 0$) nach [Pae01b]

2.5 Analysierstärke

Die Analysierstärken geben an, wie die einzelnen Komponenten der Polarisation (Vektor- und Tensorpolarisation) den Wirkungsquerschnitt der Aufbruchreaktion beeinflussen [Fic71]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left(1 + \frac{3}{2} \sum_i p_i A_i + \frac{1}{3} \sum_{ij} p_{ij} A_{ij}\right). \quad (2.1)$$

Hierbei sind die p_i und p_{ij} die kartesischen Komponenten der Vektor- bzw. Tensorpolarisation der polarisierten Spin-1-Projektile, der Index 0 bezeichnet immer den unpolarisierten Fall. Sie treten jeweils in einem Skalarprodukt mit den entsprechenden Komponenten der Analysierstärke auf.

Damit die Zahl der Summanden in Gleichung 2.1 reduziert werden kann, wird zunächst ein geeignetes Koordinatensystem [Ohl81] eingeführt. In diesem kartesischen Koordinatensystem ist die z -Achse durch die Strahlrichtung gegeben. Die y -Achse spannt mit der z -Achse eine Ebene auf, zu der die beiden Ejektile p_3 und p_4 symmetrisch liegen. Die x -Achse komplettiert dieses rechtshändige Koordinatensystem. Der Polarwinkel β beschreibt die Neigung der Quantisierungsachse der Polarisation zur z -Achse und der Azimutwinkel ϕ den Winkel zwischen der y -Achse und der Projektion der Quantisierungsachse in die xy -Ebene.

In einem so gewählten Koordinatensystem wird die Zahl der beitragenden Summanden dadurch reduziert, daß die Polarisation geeignet (d.h. in ihrer Richtungsabhängigkeit) präpariert wird.

Zusätzlich wird hier berücksichtigt, daß Spur $A_{ij} = 0$ ist, woraus folgt, daß $A_{zz} = -A_{xx} - A_{yy}$ ist. Hier sind P_z^* und P_{zz}^* die kartesischen Maximalkomponenten der Vektor- und Tensorpolarisation:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left(1 - \frac{3}{2} \sin\beta \sin\phi P_z^* A_x \right. \\ &\quad + \frac{3}{2} \sin\beta \cos\phi P_z^* A_y \\ &\quad + \frac{3}{2} \cos\beta P_z^* A_z \\ &\quad - \frac{1}{2} \sin^2\beta \sin\phi \cos\phi P_{zz}^* A_{xy} \\ &\quad + \frac{1}{2} \sin\beta \cos\beta \cos\phi P_{zz}^* A_{yz} \\ &\quad - \frac{1}{2} \sin\beta \cos\beta \sin\phi P_{zz}^* A_{xz} \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\sin^2\beta \sin^2\phi - \cos^2\beta\right) P_{zz}^* A_{xx} \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left(\sin^2\beta \cos^2\phi - \cos^2\beta\right) P_{zz}^* A_{yy} \right) \end{aligned}$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Analysierstärke A_{yy} untersucht. Daher wurde der Polarwinkel β zu 90° und der Azimutwinkel ϕ zu 0° gewählt. Bei der Polarisierungserzeugung wurde der Zustand $m_I = 0$ gewählt, da hier der Betrag der Tensorpolarisation theoretisch doppelt so groß ist wie bei den Zuständen $m_I = \pm 1$ und die Vektorpolarisation theoretisch Null beträgt. Messungen von Franke [Fra95] bestätigen dies. Somit gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left(1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yy}\right) .$$

Aus den über die Zeit integrierten Raten der Aufbruchereignisse in einem Intervall ΔS an einer Stelle S auf der kinematischen Kurve ergibt sich damit:

$$A_{yy}(S, \Delta S) = \frac{2}{(P_{zz}^*)_{m_I=0}} \left(\frac{N_{pol}(S, \Delta S)}{N_0(S, \Delta S)} - 1\right) .$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Ereignisse $N_{pol}(S, \Delta S)$ und $N_0(S, \Delta S)$ auf den Strahlstrom normiert werden müssen. Da die Strahlstromintegration nicht immer zuverlässig funktionierte, wurde hier eine Normierung über die Monitorreaktion vorgenommen. Hierbei ist zu beachten, daß die Monitorreaktion auch dem Einfluß der Tensorpolarisation unterliegt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol_{Mon}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0_{Mon}} \left(1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yy_{Mon}}\right) .$$

Daraus ergeben sich die um den Einfluß der Tensorpolarisation bereinigten Ereignisse der Monitorreaktion:

$$N_{0_{Mon}} = N_{pol_{Mon}} \left(1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yy_{Mon}}\right)^{-1} .$$

Folglich ist $(1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yy_{Mon}})^{-1}$ der Faktor, mit dem die Monitorereignisse der polarisierten Runs korrigiert werden müssen, damit sie für die Normierung der Aufbruchereignisse verwendet werden können. Für die Tensoranalysierstärke ergibt sich mit den normierten Ereignissen:

$$A_{yy}(S, \Delta S) = \frac{2}{(P_{zz}^*)_{m_I=0}} \cdot \left(\frac{N_{pol}(S, \Delta S) N_{0Mon} (1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yyMon})}{N_0(S, \Delta S) N_{polMon}} - 1 \right) .$$

3 Experiment

Die hier vorgestellte Aufbruchmessung wurde an der Tandem-Van de Graaff-Beschleunigeranlage des Instituts für Kernphysik in Köln durchgeführt. Mit einem Bandgenerator werden hier Beschleunigungsspannungen von bis zu $+10\text{ MV}$ erreicht. Der in einer Ionenquelle erzeugte negativ geladene Ionenstrahl wird in der Mitte des Beschleunigers durch Abstreifen von zwei Elektronen an einer dünnen Kohlenstoff-Folie umgepolt und weiter beschleunigt. Die bei diesen Messungen verwendeten einfach geladenen Deuteriumionen können so auf Energien von bis zu 20 MeV beschleunigt werden. Anschließend wird die Energie über einen 90° -Analisiermagneten mit einer Energieunschärfe von etwa 3 keV festgelegt, bevor der Ionenstrahl zu den einzelnen Experimenten gelenkt wird.

3.1 Strahlerzeugung

Ausgangspunkt zur Erzeugung der Kernpolarisation im Deuteriumatom ist die Hüllpolarisation des metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustands. Mit einer geeigneten Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern kann unter Ausnutzung der Lambshift eine sehr unterschiedliche Lebensdauer der Komponenten des $2S_{1/2}$ -Zustands mit $m_J = +\frac{1}{2}$ bzw. $m_J = -\frac{1}{2}$ erreicht werden (selektives Quenching). Die Hüllpolarisation der verbleibenden Metastabilen läßt sich dann mit Hilfe eines nichtadiabatischen SONA-Übergangs oder eines Spinfilters auf den Atomkern übertragen. Eine anschließende Ladungsaustauschreaktion in Argon führt zu einer selektiven Ionisation dieser metastabilen Atome gegenüber den nicht polarisierten Grundzustandsatomen. So erhält man die für den Einschuß in den Tandem-Beschleuniger benötigten negativen Ionen.

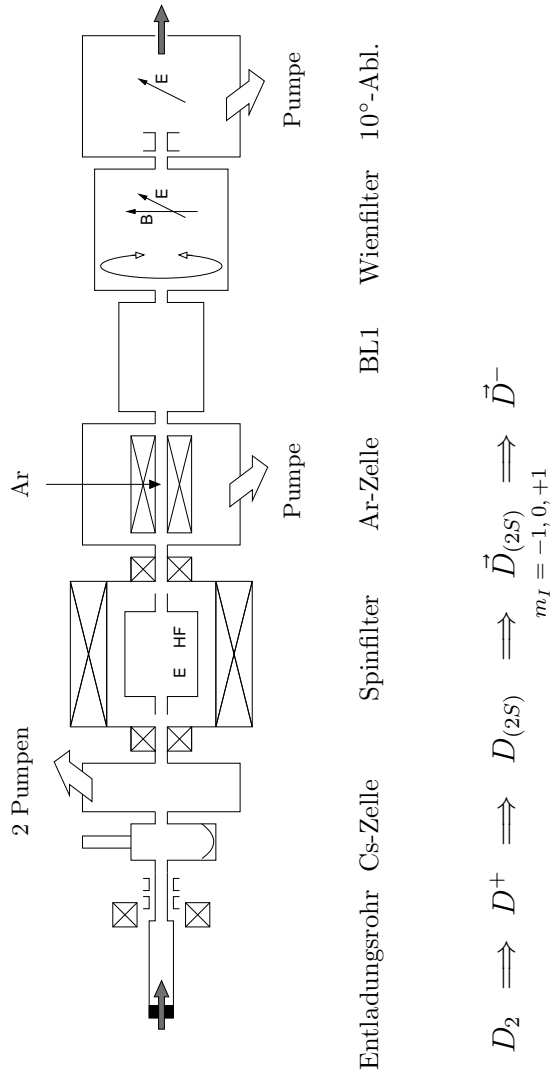


Abbildung 3.1: Lambshiftquelle LASC0 im Spinfilerbetrieb (BL1: Beschleunigungslinse 1)

Im Spinfilterbetrieb kann man für Deuterium gegenüber dem SONA-Verfahren eine wesentlich höhere Tensorpolarisation – allerdings bei kleineren Strömen – erhalten, da hier einzelne Hyperfeinstrukturkomponenten selektiert werden, während beim SONA-Verfahren zwei Zustände transmittiert werden. Auch eine „figure of merit“ ($P^2 \cdot I$)-Betrachtung zeigt große Vorteile für das Spinfilter. Für Protonen hingegen empfiehlt sich das Spinfilter nicht [Fra95, Pae03].

Da in diesem Experiment für die Messung der Analysierstärken ein tensorpolarisierter Deuteronenstrahl benötigt wird, wurde auf der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO (**L**ambshift **S**ource **C**ologne) das von Trützschler [Trü94] und Franke [Fra95] entworfene und optimierte Spinfilter eingesetzt (siehe Abbildung 3.1). Nach den wenigen Testmessungen von Franke waren dies die ersten kernphysikalischen Messungen mit dieser Quelle im Spinfilterbetrieb. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst einige Messungen mit der auf Spinfilterbetrieb umgerüsteten Quelle durchgeführt, um ein auf Dauer praktikables und sicheres Betriebsverfahren zu entwickeln und $P^2 \cdot I$ zu maximieren.

3.1.1 Spinfilter

Das Spinfilter ist bei diesem Quellenaufbau die entscheidende Komponente zur Erzeugung des polarisierten Deuteronenstrahls. Hier können mit Hilfe einer Vier- bzw. Drei-Zustands-Wechselwirkung [Ohl67, McK68] einzelne Kernspinzustände des aus der Cs-Zelle kommenden metastabilen $2S_{1/2}$ -Atomstrahls selektiert werden. Hierzu sind drei Felder erforderlich, welche die Lebensdauer der einzelnen Zustände unterschiedlich beeinflussen:

1. Ein **homogenes longitudinales Magnetfeld**, in dem der metastabile $2S_{1/2}$ -Zustand in eine α - und eine β -Komponente für $m_J = +1/2$ bzw. $m_J = -1/2$ aufgespalten wird. Ebenso kommt es zu einer Aufspaltung des $2P_{1/2}$ -Zustands in eine e - und eine f -Komponente (siehe Abbildung 3.2a).

2. Ein statisches transversales elektrisches Feld mit einer Feldstärke von ca. 10 V/cm . Der Stark-Effekt mischt Zustände gleicher Parität, das heißt die Zustände α und f bzw. β und e . Die Mischung ist um so stärker, je kleiner der Energieabstand der Niveaus ist. Hierdurch koppelt die β -Komponente am Kreuzungspunkt mit der e -Komponente bei den benötigten Magnetfeldstärken von 565 G , 575 G und 585 G besonders stark an diesen kurzlebigen $2P_{1/2}$ -Zustand. Dies senkt die Lebensdauer der β -Komponente stark ab, während sich die Lebensdauer der α -Komponente leicht erhöht (siehe Abbildung 3.2b).

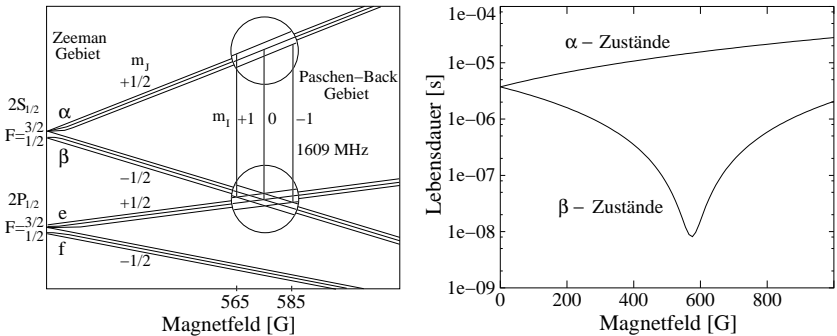


Abbildung 3.2: a) Breit-Rabi-Diagramm, b) Lebensdauer von α - und β -Komponente als Funktion des äußeren Magnetfeldes bei einem elektrischen Feld von 10 V/cm

3. Ein Hochfrequenzfeld von 1.60975 GHz , dessen elektrische Komponente parallel zum Strahl ausgerichtet ist. Dieses Hochfrequenzfeld koppelt die α -Komponente an die β -Komponente und damit ebenfalls an den $2P_{1/2}$ -Zustand, wodurch die Lebensdauer der α -Komponente erheblich verkürzt wird. Ist aber die Kopplung eines α -Zustandes an die entsprechende β -Komponente bezüglich der elektrischen Kopplung der β - an die e -Zustände stark, so oszillieren die Atome zwischen diesen

Zuständen, und es gehen nur wenige über den $2P_{1/2}$ -Zustand in den Grundzustand verloren. Durch die Wahl der magnetischen Feldstärke wird der α -Zustand, der stark an die β -Komponente koppelt und damit nicht in den Grundzustand übergeht, ausgewählt. So erhält man den Zustand $m_I = +1$ bei einer Magnetfeldstärke von 565 G , $m_I = 0$ bei 575 G und $m_I = -1$ bei 585 G .

Durch geeignete Wahl der angelegten magnetischen und elektrischen Felder, der eingekoppelten Hochfrequenz und ihrer Leistung ist es somit möglich, nur metastabile Atome mit dem gewünschten Kernspinzustand zu erhalten. Die übrigen Zustände werden in den Grundzustand überführt.

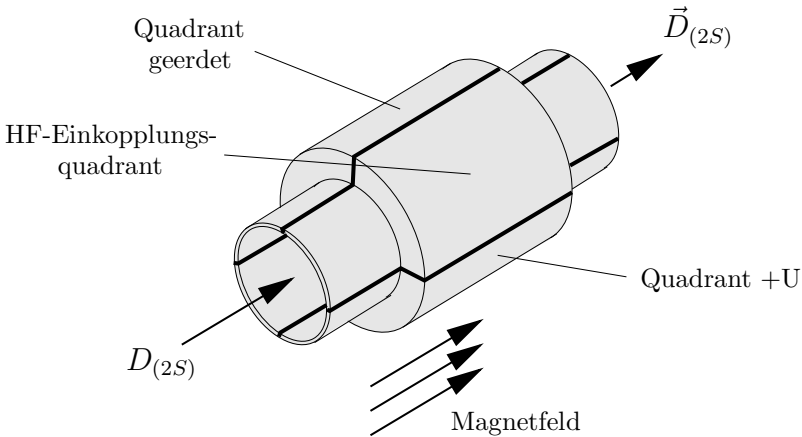


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Spinfilters

Innerhalb einer Solenoidanordnung befindet sich eine vergoldete Resonanzkammer, in der sowohl das statische elektrische Feld als auch das Hochfrequenzfeld erzeugt werden (siehe Abbildung 3.3). In diesem Bereich muß das Magnetfeld sehr homogen sein ($\pm 0.5\text{ G}$) [Ohl67].

Die Resonanzkammer besteht aus einem Hohlzylinder, der an beiden Enden mit je einem kleinen Hohlzylinder erweitert, aber von diesen elektrisch getrennt ist. Alle Hohlzylinder sind in vier elektrisch voneinander getrennte Quadranten unterteilt. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes wird zwischen zwei gegenüberliegenden Quadranten eine Potentialdifferenz erzeugt. Über einen der beiden verbleibenden geerdeten Quadranten wird das Hochfrequenzfeld mittels einer Sendeschleife in die Resonanzkammer eingekoppelt. Am gegenüberliegenden Quadranten wird mit einer Empfängerschleife ein kleiner Teil der eingekoppelten Leistung zur Kontrolle von Frequenz und Amplitude abgegriffen.

3.1.2 Spinfilterbetrieb auf der LASCO

Zunächst mußten die Vakuumverhältnisse im Bereich des Spinfilters gegenüber den Testmessungen von Franke deutlich verbessert werden, da die Polarisierung sonst durch Stöße der metastabilen Strahlröhre mit Restgasatomen erheblich verringert würde. Dies wurde durch den Einbau einer zweiten Turbopumpe vor und einer Blende hinter dem Spinfilter erreicht. Die Blende verringert den Fluß des Argons aus der Ladungsaustauschregion in das Spinfilter. Durch Stöße am Argon werden die Metastabilen ionisiert und von den elektrischen Feldern im Spinfilter abgelenkt.

Für den Betrieb des Spinfilters ist zu beachten, daß die Stromstärke für das Magnetfeld wegen Hystereseeffekten immer von der gleichen Seite her angefahren werden muß.

Die Spannungen zur Erzeugung des elektrischen Feldes wurden auf maximale Polarisierung optimiert und zu $U = 110 \text{ V}$ für die großen Quadranten und $U = 70 \text{ V}$ für die kleinen Quadranten bestimmt, wobei die jeweils gegenüberliegenden Quadranten geerdet wurden.

Das Hochfrequenzfeld muß neben der Frequenz auch in der Leistung konstant sein. Es hat sich gezeigt, daß der Grat zwischen genügend hoher Leistung zur Kopplung eines Zustandes und zu hoher Leistung, bei der

die Kopplung benachbarter Zustände stark zunimmt, bei Deuterium sehr schmal ist, da diese Peaks hier sehr eng beieinander liegen. Zur Überwachung der Leistung in der Resonanzkammer wird ein kleiner Teil ausgekoppelt. So konnte beobachtet werden, daß es durch Strahlagen- und Strahlintensitätsänderungen zu Leistungsänderungen kommt, die nicht zu vernachlässigen sind. Die ausgekoppelte Leistung muß also bei allen polarisierten Messungen überwacht und die eingekoppelte Leistung gegebenenfalls angepaßt werden. Eine vom Auskoppelsignal ausgehende automatische Leistungsregelung ist bereits in die Quellenfernsteuerung integriert [Emm04].

Um einen unpolarisierten Ionenstrahl zu erzeugen, müssen sowohl die elektrischen Felder als auch das HF-Feld abgeschaltet werden. Es empfiehlt sich, das Magnetfeld aus Gründen der thermischen Stabilität der Resonanzkammer nicht abzuschalten. Dieses Verfahren wurde durch Vergleichsmessungen mit einem definitiv unpolarisierten Strahl aus der Sputter-Quelle erarbeitet. Der Strahlstrom liegt für einen unpolarisierten Strahl um bis zu zwei Größenordnungen höher als bei einem polarisierten. Ein solcher Unterschied ist nicht allein dadurch zu erklären, daß diejenigen Metastabilen, die im polarisierten Fall in den Grundzustand gequenchet werden, hinzukommen. Bei Deuterium könnte man für nunmehr sechs transmittierte Hyperfeinzustände mit einem Faktor sechs im Strahlstrom rechnen. Zusätzlich liegen die ebenfalls im Cs-Dampf erzeugten negativ geladenen Deuteriumionen vor. Beim Durchlauf von Wasserstoff oder Deuterium durch ein dickes Cs-Target stellt sich nach einer Vielzahl von Stößen – die hin und her durch alle möglichen Ladungszustände führen – unabhängig vom einlaufenden Ladungszustand ein Gleichgewicht zwischen den Ladungszuständen ein. Für 1 keV Deuteronen erhält man einen Gleichgewichtsanteil von beachtlichen 23 % negativ geladenen Deuteriumionen [Mor85]. Da das Target hier als dick angenommen werden darf, ergeben sich D^- -Ströme von etlichen mikro-Ampere, die das Spinfilter bei abgeschalteten elektrischen Feldern ungehindert passieren und durch die Magnetfelder fokussiert werden. Bei so hohen Strömen, die nicht optimal fokussiert sind, steigt die Strahlung im Beschleuniger rapide an, so daß er sich automatisch abschaltet.

Außerdem würden solche Ströme auch das Target im Experimentaufbau sofort verdampfen. Desweiteren würden Ströme von über 100 nA auf dem Target den Untergrund so weit ansteigen lassen, daß sich die Fehler der Meßdaten stark erhöhen würden. Daher muß der unpolarisierte Strahl begrenzt werden, zum Beispiel mit Schlitzen oder durch ein leichtes Defokussieren mit der Mittelelektrode des Quellenkopfes. Das Verstellen der Mittelelektrode hat sich als einfacher erwiesen und führt bei der Polarisationsmessung zu geringeren Fehlern (siehe Kapitel 3.3).

Für Messungen der Tensoranalysierstärke A_{yy} muß der Polarisationsvektor mit dem Wienfilter aus der z - in die y -Richtung gedreht werden, wobei ca. 50% des Strahlstroms verloren gehen. Durch den von Weske [Wes03] entwickelten elektrostatischen Quadrupol, der im Mai 2003 im Pumpkopf des 10° -Ablenkers unmittelbar hinter dem Wienfilter eingebaut wurde, können diese Verluste teilweise wieder ausgeglichen werden. Der Strahlstrom erhöht sich um ca. 35%.

Die ebenfalls von Weske entwickelte neue Solenoidanordnung für das Spinfilter wurde ab November 2003 auf der Quelle eingesetzt. Durch ihr wesentlich homogeneres Magnetfeld und die geringere Länge konnte $P^2 \cdot I$ um den Faktor 3 erhöht werden. Der Betrag der Tensorpolarisation erhöhte sich für den Zustand $m_I = 0$ von 1.05 auf 1.37 (siehe auch Kapitel 4.1).

3.2 Experimentelle Anordnung

Der Aufbau der Detektoren erfolgte in einer ORTEC-2800-Streukammer, die zur Aufnahme der Detektorblöcke mit einer 2π -Kuppel versehen wurde. Abbildung 3.4 zeigt schematisch die wesentlichen Komponenten der experimentellen Anordnung in der Streukammer und im ^3He -Polarimeter. Die Detektorblöcke enthalten hinter einer Blende mit vier jeweils 8 mm großen Öffnungen jeweils vier Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren LEC-2000-100 der Firma Canberra

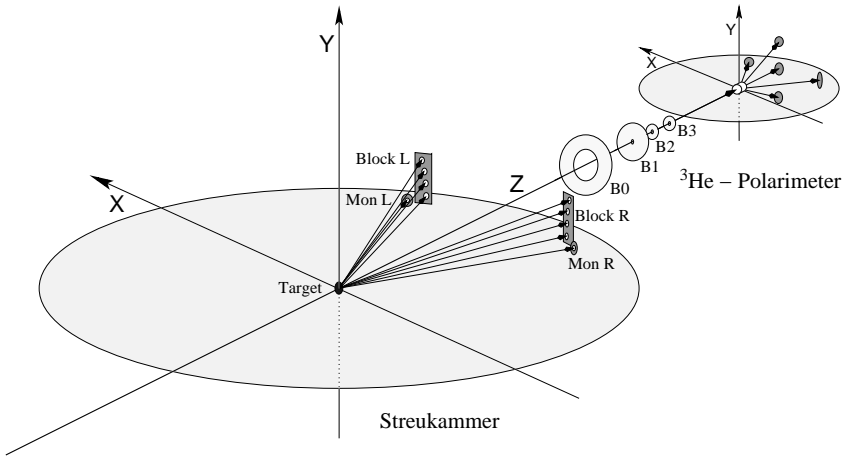


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus in der Streukammer

Eurisys¹, welche im nicht aktiven Bereich überlappend hintereinander angeordnet sind (siehe Abbildung 3.5). So kann die Analysierstärke A_{yy} simultan für vier möglichst nahe beieinander liegende Winkel α bestimmt werden (Detektorpositionen siehe Tabelle 3.1). Die Blöcke sind um 5.30° , dem Mittelwert zwischen den Φ -Winkeln der untersten und der obersten Detektoren, zum Target hin geneigt.

Für die Positionierung der Monitordetektoren muß berücksichtigt werden, daß die Deuteronen im Ausgangskanal der Monitorreaktion ${}^1\text{H}(d, d){}^1\text{H}$ nur bis zu einem maximalen Winkel von 30° gestreut werden können und die beiden Peaks im Energiespektrum hier zusammenlaufen. So wurde ein Winkel gewählt, bei dem die Peaks gut voneinander und von denen anderer Reaktionen getrennt sind und die untergrunderhöhenden Auswirkungen des Strahls (Strahlhalo, Stragglings am Target) unproblematisch sind.

¹Canberra Eurisys GmbH, Walter-Flex-Str. 66, 65428 Rüsselsheim



Abbildung 3.5: Detektorblöcke zur Aufnahme von je vier Detektoren (mit Messingblenden auf den Vorderseiten)

α [°]	$\Theta_{3,4}$ [°]	Φ_3 [°]	Φ_4 [°]	$r_{3,4}$ [mm]	$\Delta\Omega_{3,4}$ [msr]
0.0	21.01	0.00	180.00	291.2	0.588
17.7	21.51	9.96	170.04	290.1	0.597
36.0	22.95	18.75	161.25	290.1	0.597
56.0	25.26	25.58	154.42	291.2	0.588
Mon	28.50	0.00	180.00	263.0	0.045

Tabelle 3.1: Positionen der Detektoren in der Streukammer (Laborkoordinaten) und ihre Raumwinkel

Bei der Wahl der Raumwinkel mußte ein Kompromiß zwischen einer möglichst hohen Koinzidenzzählrate und einer möglichst kleinen kinematischen Verschmierung gefunden werden. Die optimale Größe der Raumwinkel wurde empirisch in Testmessungen bestimmt. Festgelegt wurden die Raumwinkel durch Blendenöffnungen von 8 mm bei den

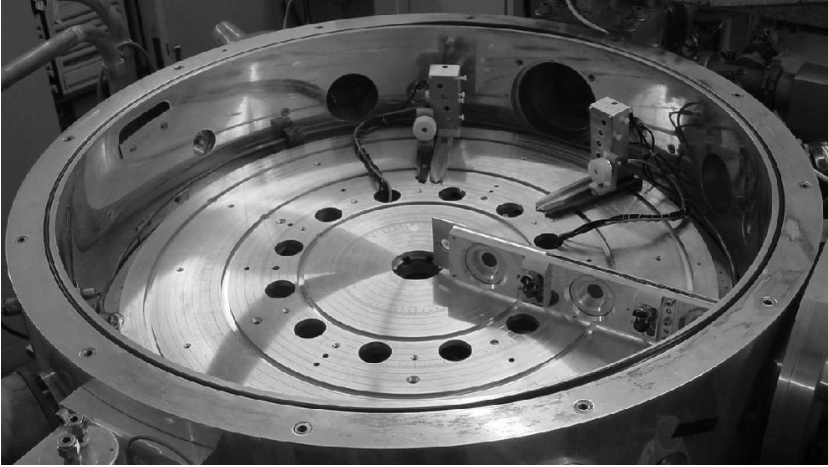


Abbildung 3.6: Experimenteller Aufbau in der Streukammer mit den beiden Detektorblöcken, zwei Monitordetektoren und dem Targetarm mit drei rotierenden Targets

Koinzidenzdetektoren und 2 mm bei den Monitordetektoren sowie entsprechenden Abständen r_i . Sie wurden nach DIN ISO 286-2 in H7 gebohrt, was einer maximalen Abweichung von $15\ \mu\text{m}$ bei den 8 mm - und $10\ \mu\text{m}$ bei den 2 mm -Blenden entspricht.

Die anfangs neuwertigen Detektoren zeigten im Laufe dieser Messungen erhebliche Alterungserscheinungen durch Neutronenschäden. So verschlechterte sich die Energieauflösung von $30 - 40\text{ keV}$ auf gerade noch tolerierbare 80 keV . Die zwischenzeitlich mit den gleichen Detektoren durchgeführten Messungen der Reaktion ${}^2\text{H}(p, pp)n$ von Düweke [Due04] führten hierbei zu vernachlässigbar geringen Schäden.

Für die Messungen wurden Feststofftargets aus Polyethylen ($(\text{CH}_2)_n$) mit einer Dicke von $600 - 700\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ verwendet, die von beiden Seiten mit einem Kohlenstoffbacking von $40 - 50\ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ versehen wurden [Ley00]. Das

Backing erhöht die thermische Stabilität der Targets und führt die dort durch den Strahl deponierten Ladungen ab. Um die rasche Abnahme des Protonengehalts bei Deuteronenbeschuß zu vermindern, läßt man die Targets mit ca. 10 Umdrehungen pro Sekunde rotieren. So kann ein größerer Bereich des Targets für die Reaktionen genutzt und seine lokale Erwärmung stark reduziert werden, was die Lebensdauer der Targets etwa um den Faktor 10 erhöht.

Abbildung 3.6 zeigt ein Foto des Aufbaus mit dem Targetarm, der drei rotierende Targets und an seiner Spitze einen Lochquarz aufnehmen kann. Der Lochquarz ermöglicht über ein Videobild eine Kontrolle der Strahl Lage am Ort des Targets.

3.3 ^3He -Polarimeter

Zur Messung der Strahlpolarisation von tensorpolarisierten Deuteronen wurde erstmals (vektorpolarisierte Deuteronen wurden bereits von [Imi01] gemessen) das von Engels konstruierte ^3He -Polarimeter eingesetzt [Eng97, Cze99]. Es basiert auf der Analysereaktion $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$. Mit diesem Polarimeter können sowohl die Vektorpolarisation P_z^* und die Tensorpolarisation P_{zz}^* als auch die Polarisationswinkel β und ϕ eines polarisierten Deuteronenstrahls gleichzeitig bestimmt werden, was einen erheblichen Fortschritt gegenüber dem vorher verwendeten ^3He -Polarimeter darstellt, welches nur P_{zz}^* lieferte (für die Winkel wurde auf die Genauigkeit der Spineinstellung auf der LASC0 und die Kenntnis der Spinpräzession in allen Elementen der Strahlführung vertraut) [Bub85].

Zur Bestimmung aller Polarisationsobservablen werden im neuen Polarimeter fünf NaJ(Tl)-Szintillationskristalle verwendet, die über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden sind. Vier dieser Detektoren, die unter einem Streuwinkel von $\theta = 24.5^\circ$ stehen, sind bei Azimutwinkeln von 0° , 90° , 180° und 270° um die Strahlachse angeordnet. Der fünfte Detektor steht unter $\theta = 0^\circ$ (siehe Abbildung 3.4).

Das Auswerteprogramm 3HEPOL von Engels paßt die gesuchten Parameter an die durch je einen polarisierten und unpolarisierten Run gewonnenen Verhältnisse N_{pol}/N_o der einzelnen Detektoren mittels eines Levenberg-Marquardt-Algorithmus an. Da die Parameter nur über die Ereignisse zweier Runs ermittelt werden können, müssen diese Runs auf gleiche, auf die ^3He -Gaszelle treffende Strahlströme normiert werden.

Erste Messungen im Rahmen dieser Arbeit zeigten jedoch, daß dieses Polarimeter nicht nur empfindlich auf Strahl Lageänderungen reagiert, sondern daß es auch Probleme mit der Strahlstromintegration gab. Die Wirkungen von Strahl Lageänderungen beim Übergang von einem polarisierten zu einem unpolarisierten Run sind mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Verfahren zur Strahlreduktion vermeidbar. Zur Reduktion der Schwankungen in der Strahlstromintegration wurden einige Änderungen am Polarimeter vorgenommen:

So wurde 197 mm vor der ersten Blende des Polarimeters eine Blende mit 30 mm Öffnung (B0 in Abbildung 3.4) gesetzt. Dies verhindert, daß ein Teil des Strahls (Halo) die Polarimeterblenden außen passieren und zur Strahlstromintegration beitragen kann.

Da zum Schutz des Detektors unter $\theta = 0^\circ$ eine Trennung des Deuteriumstrahls von den zu messenden Protonen vorgenommen werden muß, war zwischen den Detektoren und dem Gastarget eine Leiter mit vier verschiedenen Stopperfolien aus Tantal eingebaut. Damit hier entstehende Sekundärelektronen sicher nicht zur Strahlstromintegration beitragen und nicht zwischen der Leiter und der Gaszelle entweichen können, wurde diese Leiter ausgebaut und die stärkste Tantalfolie dieser Leiter von 400 μm in das Austrittsfenster der Gaszelle eingesetzt. Diese Stärke reicht aus, um einen Deuteriumstrahl bis zur maximalen Energie des Beschleunigers von 20 MeV zu stoppen. Bei Strahlenergien von weniger als 8 MeV sollte aber über den Einbau dünnerer Folien nachgedacht werden, da die Protonenpeaks im Energiespektrum weniger gut vom Untergrund getrennt werden können.

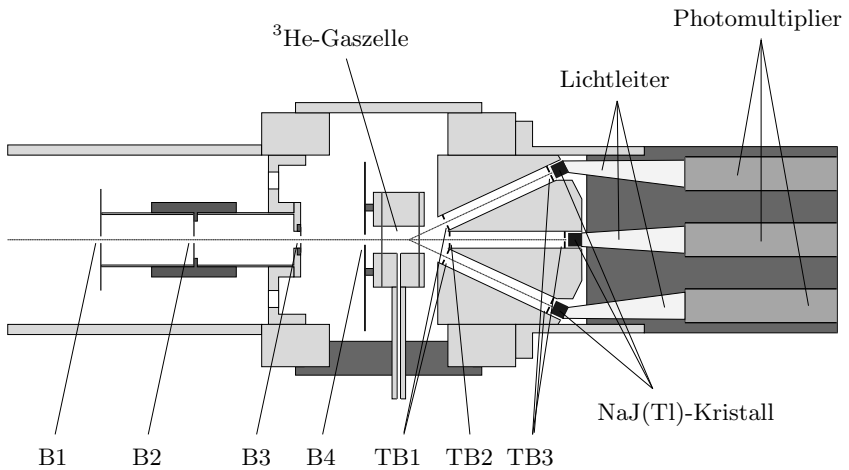


Abbildung 3.7: Aufbau des Polarimeters (Kollimatorblenden: B1 = 2 mm, B2 = 2.5 mm, B3 = 3 mm; Blende B4 = 6 mm auf -90 V; Tantalblenden TB1 = 3 mm × 6 mm, TB2 = 4 mm, TB3 = 3 mm)

Die deutlichste Wirkung auf die Strahlstromintegration konnte mit einer 6 mm Blende (B4 in Abbildung 3.7), die unmittelbar vor dem Eintrittsfenster der Gaszelle montiert wurde, erzielt werden. Diese Blende deckt die gesamte Front der Gaszelle ab. Da diese Blende auf ein Potential von -90 V gelegt wird, können weder Sekundärelektronen aus dem Kollimatorbereich noch aus der Gaszelle zur Stromintegration beitragen.

Bei der Bestimmung der Polarisationswinkel mit dem Auswertprogramm 3HEPOL ergaben sich Abweichungen sowohl in β als auch in ϕ von bis zu $\pm 10^\circ$ zu den auf der Quelle eingestellten Winkeln. Hier muß es also noch ein Problem mit dem Auswertprogramm geben, da auch hier auf die Genauigkeit der Spineinstellung auf LASCO vertraut werden kann. Insbesondere sind keine großen Schwankungen der Polarisationswinkel

zu erwarten. Daher wurden die Polarisationswinkel gemäß der Einstellungen auf der Quelle vor jedem Iterationsschritt im Auswerteprogramm auf $\beta = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ festgelegt. Es wurde also nur noch ein Fit über P_z^* und P_{zz}^* durchgeführt, wodurch sich auch die Schwankungen in diesen Parametern verringerten. Eine genaue Beschreibung des Programms findet sich in [Eng97].

3.4 Meßelektronik

Das für diese Messungen verwendete Analysatorsystem zeichnet sich durch eine sehr große Flexibilität im Bereich der Koinzidenzelektronik aus. Es ermöglicht erstmals, 32 Koinzidenzzweige simultan aufzunehmen. Planung und Aufbau begannen im Sommer 1998 [Klo01] und wurden nach einigen Änderungen von Düweke im Herbst 2002 vollendet [Due04]. Dieses System besteht im wesentlichen aus einem Energiezweig, einem Zeitzweig und einem Zweig zur Eventerkennung. Zur Veranschaulichung des Systems zeigt Abbildung 3.8 ein vereinfachtes Schema der einzelnen Zweige und Abbildung 3.9 das detaillierte Schema des gesamten Analysatorsystems.

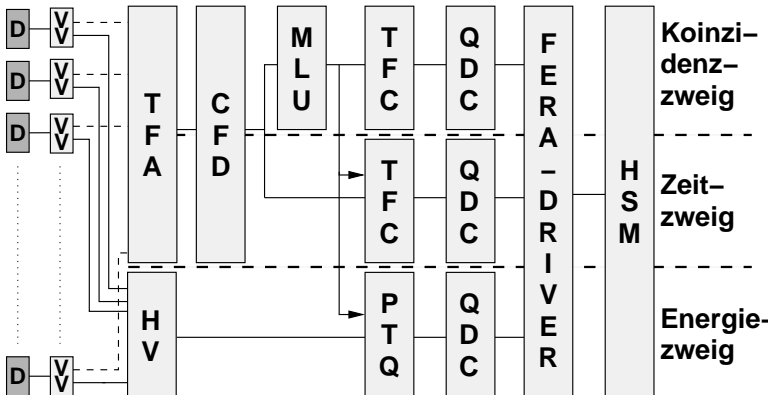


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Koinzidenzelektronik [Due04]

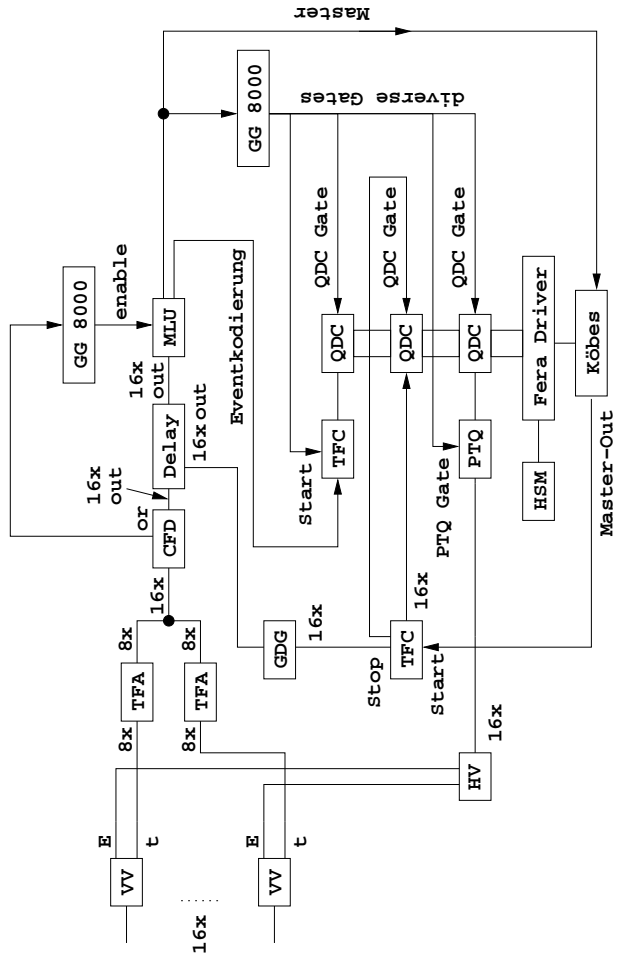


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des gesamten Analysatorsystems [Due04]

3.4.1 Energiezweig

Das Energiesignal der bis zu 16 Vorverstärker (VV) wird über den 16fach-Hauptverstärker (HV) auf einen 16fach-Peak-to-Charge-Converter (PTQ) gegeben. Der PTQ gibt an den 16fach-Charge-to-Digital-Converter (QDC) eine konstante Ladungsmenge ab, deren Amplitude proportional zu der Amplitude des HV-Peaks ist, wenn er von der Memory-Look-Up Unit (MLU) nach der Erkennung einer Koinzidenz das zugehörige Gate erhalten hat (vergleiche Abschnitt 3.4.3). Zeitlich verzögert wird von der MLU ebenfalls das Gate für den QDC zur Konvertierung der Ladung generiert.

3.4.2 Zeitzweig

Zur späteren Datenanalyse bzw. Datenreduktion (Abschnitt 4.4.2) ist die Kenntnis der Laufzeitdifferenzen der verschiedenen Koinzidenzpartner zwischen dem Target und dem jeweiligen Detektor von entscheidender Bedeutung. Diese Laufzeitdifferenzen werden nicht direkt gemessen, sondern nachträglich durch Subtraktion zweier absoluter Zeitwerte bestimmt.

Im Zeitzweig werden die Zeitsignale des VV in einem 8fach-Timing-Filter-Amplifier (TFA) verstärkt und in einem Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) verarbeitet. Da dessen Signale auch zur Koinzidenzerkennung benötigt werden, werden sie über ein 16fach-Delay-Modul verdoppelt und in einem Gate-and-Delay-Generator (GDG) verzögert, bis die Koinzidenzerkennung durch die MLU abgeschlossen ist. Damit die Spannungen, die am QDC des Zeitzweiges anliegen, proportional zu den Laufzeitdifferenzen sind, wird ein Time-to-Fera-Converter (TFC) verwendet. Wird im Koinzidenzzweig ein koinzidentes Ereignis erkannt, erhält der TFC ein Startsignal, woraufhin an allen 16 Kanälen eine konstante Ladungsmenge generiert wird. Wenn nun an einem der 16 Eingangskanäle ein Zeitsignal aus dem CFD anliegt, wird auf diesem Kanal die Ladungsabgabe gestoppt. Der QDC wandelt diese Ladung wieder in ein digitales

Signal. Im Overflow-Modus - wenn die maximal zu messende Laufzeit erreicht ist - gibt der QDC eine Null auf den FERA-Bus.

3.4.3 Eventerkennung

Das zentrale Modul der Eventerkennung ist die frei programmierbare Memory-Look-Up-Unit (MLU). Durch sie wird entschieden, ob bei einem detektierten Ereignis eine gültige, das heißt eine von bis zu 1023 programmierten Koinzidenzen vorliegt. Eine Änderung der Programmierung ist jederzeit möglich, was dieses System außerordentlich flexibel macht. Lange Vorbereitungszeiten bei jeder neuen Messung sind nicht mehr erforderlich.

Aus dem OR-Signal des CFD wird von einem Gate-and-Delay-Generator (GG8000) das Input-Enable-Signal generiert, welches das vom Out-Signal des CFD geöffnete Koinzidenzfenster schließt. Es werden alle CFD-Signale zur Eventerkennung berücksichtigt, bis das vom ersten CFD-Signal ausgelöste Enable-Signal anliegt. Die Eventkodierung der von der MLU erkannten Koinzidenz wird als logisches Signal über einen TFC und einen QDC auf den FERA-Bus gegeben. Das Start-Signal hierfür kommt verzögert über einen GG8000 vom Master-Signal der MLU, welches auch den Energiezweig steuert. Ohne Delay dient das Master-Signal auch als Start-Signal für die Laufzeitbestimmung.

3.4.4 Listmode

Alle drei QDCs der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Analysatorzweige schreiben ihre Daten über den FERA-Bus in das High-Speed-Memory (HSM). Es werden bei jeder erkannten Koinzidenz drei je 16 Bit große Statuswörter übertragen, wobei jedem Statuswort bis zu 16 ebenfalls 16 Bit große Datenwörter folgen. Ein Datenwort wird nur dann generiert, wenn das zugehörige Datum zwischen 0 und 2047 liegt, was die Datenmenge erheblich reduziert. Tabelle 3.2 zeigt einen typischen Listmodeausschnitt.

b003	0006	100b	234f	2803	3009	3c12	9004
1483	1ce5	9005	21dd	3b36	b003	0560	0801
1001	1af1	2003	2803	8804	0cc6	9005	01c4
1a2b	a003	1371	2807	3002	38e7	8804	1ce1
9005	11e0	38ad	a803	08a5	14e5	2001	2807
3120	9004	058d	147e	9005	0a57	11e1	a803
0155	0d89	1006	280d	3b5e	8804	058c	9005
02d1	0a2b	b003	0004	1008	1b7d	280a	33bb
385a	8804	2497	9005	31c3	3871	a803	0003
0805	100a	2808	3652	9804	0cc5	1481	1cdf
9005	1a3f	31c5	b803	03bf	0c4d	1004	2007

Tabelle 3.2: Listmodeausschnitt, wie er von der Elektronik erzeugt wird. Das in Tabelle 3.3 beschriebene Event ist fett gedruckt.

Da dieser Listmode so nicht einfach lesbar ist, werden die hexadezimalen Worte zunächst in binäre Worte übersetzt. Tabelle 3.3 verdeutlicht dies an einem Beispiel aus Tabelle 3.2. Jedes Event gliedert sich in drei Teile, wobei jeder Teil mit einem Statuswort beginnt. Ein Statuswort ist am gesetzten höchstwertigen Bit zu erkennen. Die darauf folgenden vier Bit geben an, wieviele Datenworte folgen. Bei b003 sind es sechs Datenworte. Die letzten acht Bit geben an, welche Virtual Station Number (VSN) das entsprechende Modul hat. Die VSN gibt an, wo das Modul hardwaremäßig eingebaut ist. VSN 3 steht hier für den QDC im Energiezweig, 4 für den der Eventerkennung und 5 für den im Zeitzweig.

Bei den Datenworten ist das höchstwertige Bit nicht gesetzt. Die darauf folgenden vier Bit geben beim Energie- oder Zeitzweig an, welchem Kanal das Datum aus den letzten elf Bit zugeordnet werden soll. So wird bei 0560 dem Kanal Null, was dem ersten Detektor auf der linken Seite entspricht, der Energiekanal 1376 zugeordnet.

hex. Wort	binäres Wort	Bedeutung der Bits		
		16	15 - 12	11 - 1
b003	= 1 0110 00000000011 :	Status	Kan:06	VSN:3 (Energie)
0560	= 0 0000 10101100000 :	Datum	Det:1L	E:1376
0801	= 0 0001 00000000001 :	Datum	Det:1R	E:0001
1001	= 0 0010 00000000001 :	Datum	Det:2L	E:0001
1af1	= 0 0011 01011110001 :	Datum	Det:2R	E:0753
2003	= 0 0100 00000000011 :	Datum	Det:3L	E:0003
2803	= 0 0101 00000000011 :	Datum	Det:3R	E:0003
8804	= 1 0001 00000000100 :	Status	Kan:01	VSN:4 (Event)
0cc6	= 0 0001 10011000110 :	Datum	Bit:01	
9005	= 1 0010 00000000101 :	Status	Kan:02	VSN:5 (Zeit)
01c4	= 0 0000 00111000100 :	Datum	Det:1L	T:0452
1a2b	= 0 0011 01000101011 :	Datum	Det:2R	T:0555

Tabelle 3.3: Listmode des in Tabelle 3.2 markierten Events.

Es ist zu beachten, daß die Datenworte bei der Eventerkennung anders kodiert sind. Hier wird der erkannten Koinzidenz ein fünf Bit großes Wort zugeordnet. Hierzu geben die Datenworte an, welches dieser fünf Bit gesetzt wird. Dazu werden nur die vier Bit des Datenwortes benutzt, die dem höchsten Bit folgen. In unserem Beispiel zeigt das Statuswort 8804 an, daß nur eins der fünf Bit gesetzt ist. Das Datenwort 0cc6 setzt das erste Bit, womit die Koinzidenz 00001 zwischen Detektor „eins links“ und „zwei rechts“ kodiert ist. Es müssen hier also nur deren Energien und Zeiten berücksichtigt werden.

4 Auswertung

4.1 Strahlpolarisation

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation wurde das von Engels konstruierte ^3He -Polarimeter eingesetzt [Eng97] (siehe Kapitel 3.3). Dabei zeigte sich, daß es bei der Bestimmung der Polarisationswinkel mit dem Auswerteprogramm 3HEPOL Abweichungen von bis zu 10° zu den auf der Kölner Quelle polarisierter Ionen eingestellten Winkeln gibt. In der Annahme, daß die Genauigkeit der Spineinstellung auf der Quelle bei Berücksichtigung der Spinpräzession genauer ist, wurden die Polarisationswinkel auf $\beta = 90^\circ$ und $\Phi = 0^\circ$ festgelegt und nur der Betrag der Polarisation gefittet.

Da das Umfokussieren des Deuteronenstrahls vom Target in das Polari-meter mit einem erheblichen zeitlichen Aufwand verbunden ist, wurde die Strahlpolarisation täglich nur einmal bestimmt. Dies ist zulässig, da sich die Quelle bezüglich der Polarisation im Spinfilterbetrieb als sehr stabil erwiesen hat, wenn die vorgegebenen Spinfilterparameter eingehalten werden. Im Gegensatz dazu stehen die zum Teil weit außerhalb der Statistik stehenden Abweichungen einzelner Messungen voneinander. Daher wurde täglich über einen Block von ca. vier bis sechs Messungen gemittelt, was (wie in Abb. 4.1 dargestellt) für alle vier Strahlzeiten einen konstanten Verlauf ergibt. Somit ergeben sich für die einzelnen Strahlzeiten die in Tabelle 4.1 aufgeführten Mittelwerte.

Für einzelne Meßwerte der Tensorpolarisation P_{yy} ergeben sich Abweichungen vom Mittelwert einer Strahlzeit von bis zu 0.25. Das Auswerteprogramm errechnet hingegen einen statistischen Fehler von 0.04, wobei die Standardabweichung für die einzelnen Strahlzeiten 0.05 beträgt.

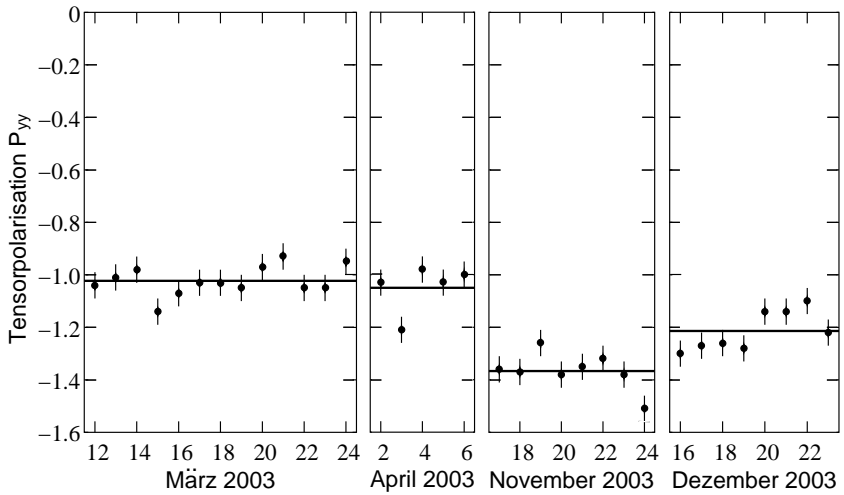


Abbildung 4.1: Die für jeden Meßtag ermittelte Tensorpolarisation P_{yy} mit den für jede der vier Strahlzeiten bestimmten Mittelwerten

Zeitraum	P_{yy}
12. - 24. Mär 2003	-1.02 ± 0.05
2. - 6. Apr 2003	-1.05 ± 0.05
17. - 24. Nov 2003	-1.37 ± 0.05
16. - 23. Dez 2003	-1.21 ± 0.05

Tabelle 4.1: Die für jede Strahlzeit ermittelte Tensorpolarisation P_{yy} (Mittelwert über alle Tage einer Strahlzeit)

4.2 Energieeichung

Im Listmode liegen die experimentell bestimmten Teilchenenergien als Kanalzahlen vor. Für die Projektion der Aufbruchereignisse auf die kinematische Kurve und die Bestimmung der Laufzeitdifferenzen Δt_{theo} werden jedoch die absoluten Energien der registrierten Teilchen benötigt.

Zur Energieeichung wurden für alle Energiematrizen Projektionsspektren auf die beiden Energieachsen erzeugt (siehe Abbildung 4.2). Außer den durch die Aufbruchreaktion hervorgerufenen wenigen echten Koinzidenzereignissen finden sich auch durch zufällige Koinzidenzen entstandene Peaks aus Zweiteilchen-Kernreaktionen. Die Zuordnung dieser Peaks gelingt durch den Vergleich mit Kinematikrechnungen. Folgende Reaktionen konnten in den Energiespektren identifiziert werden und wurden somit zur Energieeichung herangezogen:

Reaktion	$\theta = 21.01^\circ$	$\theta = 21.50^\circ$	$\theta = 22.95^\circ$	$\theta = 25.25^\circ$
${}^1H(d, d){}^1H$	13.89 MeV	13.64 MeV	12.86 MeV	11.48 MeV
	2.88 MeV	2.94 MeV	3.11 MeV	3.49 MeV
${}^1H(d, p){}^2H$	14.72 MeV	14.62 MeV	14.33 MeV	13.82 MeV
${}^{12}C(d, d){}^{12}C$	18.58 MeV	18.56 MeV	18.50 MeV	18.40 MeV

Tabelle 4.2: Eich-tabelle der Laborenergien der zur Energieeichung verwendeten Reaktionen

Aus den Eichpunkten, die einen großen Energiebereich überdecken, wurde durch lineare Regression eine Eichgerade ermittelt. Abbildung 4.3 zeigt eine typische Eichgerade.

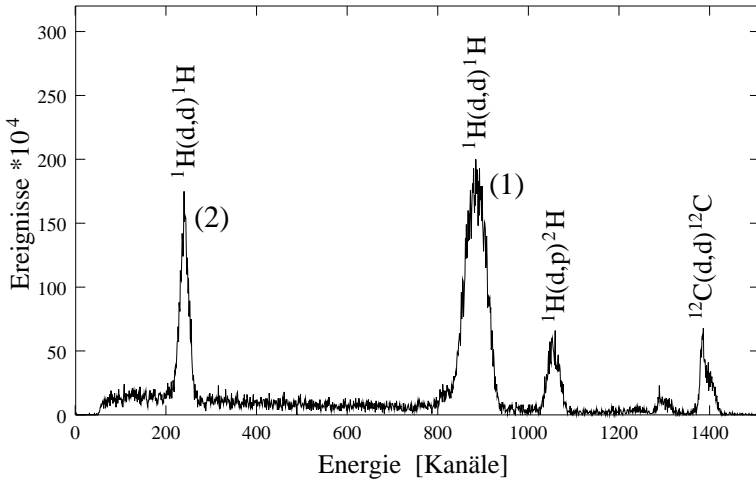


Abbildung 4.2: Typisches auf eine Achse der Energiematrix projiziertes Spektrum einer Koinzidenzmessung

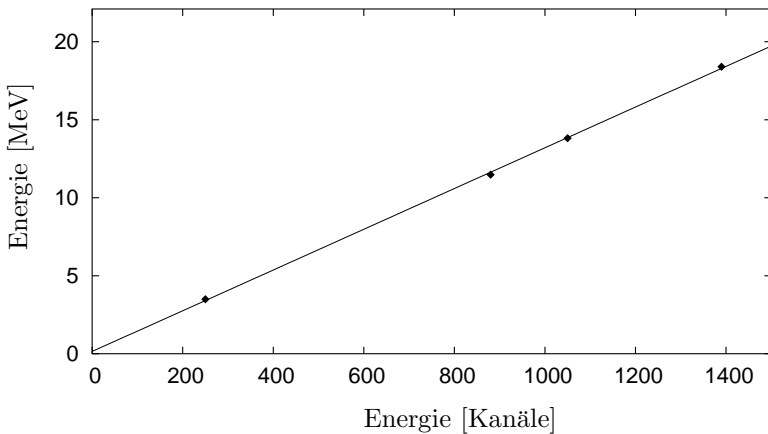


Abbildung 4.3: Typische Energie-Eichgerade für einen Koinzidenzdetektor

4.3 Monitorreaktion

Mit Hilfe der Monitorreaktion ${}^1H(d, d){}^1H$ läßt sich das Produkt aus Targetflächendichte n_F^p und Deuteronenstrom \dot{n}_d berechnen, welches nach Kapitel 2.3 zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts benötigt wird:

$$\begin{aligned} \dot{N}_{Mon} &= n_F^p \dot{n}_d \Delta\Omega_{Mon} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon} \\ \Rightarrow \int_0^t n_F^p \dot{n}_d dt &= \frac{N_{Mon}}{\Delta\Omega_{Mon} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}} . \end{aligned} \quad (4.1)$$

Simultan zur Aufbruchmessung wurden Monitorspektren unter $\theta = 28.5^\circ$ aufgenommen. Hier sind die Peaks der Monitorreaktion gut von denen anderer Reaktionen getrennt.

Die beiden Monitordetektoren wurden symmetrisch zur Strahlachse platziert ($\vartheta_l = \vartheta_r$). Da zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nur unpolarisierte Runs verwendet wurden, konnte für N_{Mon} der Mittelwert

$$N_{Mon} = \frac{1}{2} (N_l + N_r)$$

genommen werden, wodurch sich ein verkleinerter statistischer Fehler von N_{Mon} ergibt.

Da hier ein schwereres Projektil (Deuteron) auf ein leichteres Target (Proton) trifft, gibt es bei der elastischen Streuung ${}^1H(d, d){}^1H$ zwei Peaks (siehe Abbildung 4.4). Die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte für beide Peaks wurden einer Tabelle von Grüebler entnommen [Grü83a], die die Werte zu den Grafiken aus [Grü83b] wiedergibt, wobei die Werte bei den c.m.-Winkeln von 101.1° und 135.9° durch Fits über die Winkel und über die Energien gewonnen wurden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{(1)} = (31.64 \pm 0.1) \frac{mb}{sr}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{(2)} = (32.86 \pm 0.1) \frac{mb}{sr}$$

Im Laborsystem ergibt sich daraus:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon(Lab)}^{(1)} = (447.6 \pm 1.5) \frac{mb}{sr}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon(Lab)}^{(2)} = (233.7 \pm 1.5) \frac{mb}{sr}$$

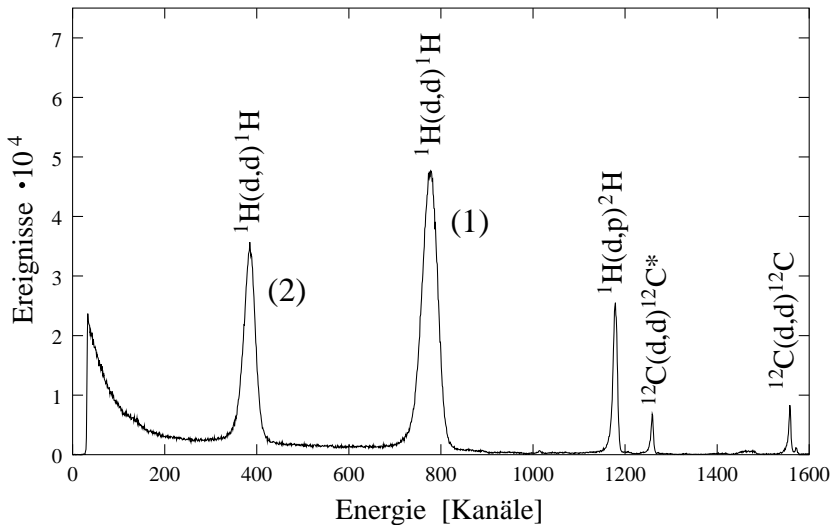


Abbildung 4.4: Typisches Monitorspektrum

Verwendet wurde Wirkungsquerschnitt (1), da dieser im Laborsystem fast doppelt so groß ist wie Wirkungsquerschnitt (2) und der Untergrund geringer ist. Zum Vergleich folgen die Werte, die einer Grafik von Sagara [Sag93] entnommen wurden. Auch hier wurden die Werte durch Fits über die Winkel und über die Energien gewonnen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{(1)} = (31.5 \pm 0.2) \frac{mb}{sr}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{(2)} = (32.6 \pm 0.2) \frac{mb}{sr}$$

Die angegebenen Fehler sind Schätzwerte, die die Meßfehler der ursprünglichen Meßwerte und – im Fall von Sagara – eventuelle Fehler beim Ablesen der Meßwerte aus Grafiken berücksichtigen sollen. Verwendet wurden die Werte von Grüebler, da hier der Fehler geringer ist.

Da – wie bereits erwähnt – die Strahlstromintegration nicht immer zuverlässig funktionierte, wurde für die Bestimmung der Tensoranalyserstärke eine Normierung über die Monitorreaktion vorgenommen. Hierbei ist zu beachten, daß die Monitorreaktion auch dem Einfluß der Tensorpolarisation unterliegt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol_{Mon}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0_{Mon}} \left(1 + \frac{1}{2} (P_{zz}^*)_{m_I=0} A_{yy_{Mon}}\right) .$$

Für eine Normierung mit Hilfe der Monitorreaktion wird folglich ihre Tensoranalyserstärke benötigt. Daher wurde die Tensoranalyserstärke der Monitorreaktion mit Runs ermittelt, bei denen die Strahlstromintegration zuverlässig funktionierte:

$$A_{yy_{Mon}} = \frac{2}{P_{zz}^*} \left(\frac{N_{pol}}{N_0} - 1\right) = (0.25 \pm 0.01) .$$

4.4 Datenreduktion

In den $E_3 \times E_4$ -Energimatrizen und den Zeitdifferenzmatrizen werden die aus den Dreiteilchen-Aufbruchreaktionen ${}^1H(\vec{d}, pp)n$ stammenden Ereignisse durch eine Vielzahl anderer Ereignisse überlagert (siehe Abschnitt 4.4.1). Der zentrale Punkt dieser Auswertung besteht nun darin, die Aufbruchereignisse vom Untergrund zu trennen und sie auf die jeweilige kinematische Kurve zu projizieren. Das in den folgenden Abschnitten beschriebene Verfahren ist im Laufe der Jahre in mehreren Arbeiten entwickelt, modifiziert und verfeinert worden [Eic73, Gol86, Nie90, Pat95a]. Es basiert vor allen Dingen auf dem Programmpaket PAW (**P**hysics **A**nalyzing **W**orkstation), das an den CERN-Laboren entwickelt wurde. Dieses Verfahren hat sich auch in dieser Arbeit bestens bewährt.

4.4.1 Energiespektrum

Die experimentellen $E_3 \times E_4$ -Koinzidenzspektren enthalten neben den echten Aufbruchereignissen, die die Umgebung der kinematischen Kurve bevölkern, auch Ereignisse aus zufälligen Koinzidenzen. Sie entstammen unterschiedlichen, im Rahmen des gesetzten Fensters zeitgleich stattfindenden Kernreaktionen oder anderen gleichzeitigen Ereignissen, zum Beispiel erzeugt durch Sekundärelektronen oder elektronisches Rauschen. In der Energiematrix treten die zufälligen Koinzidenzen gehäuft bei den Energien auf, die den Energien der Reaktionsprodukte von an den Targetkernen möglichen Zweiteilchenreaktionen entsprechen, wodurch achsenparallele Bänder entstehen. An den Kreuzungspunkten nimmt die Intensität deutlich zu, da sie proportional zum Produkt der Einzelintensitäten ist.

In der Energiematrix (Abbildung 4.5) sind diese Bänder und der übrige Untergrund sehr deutlich zu erkennen. Weniger deutlich ist die kinematische Kurve im Bereich bis 10 MeV zu sehen. Kinematische Kurven der vielen anderen nach ihrem Q-Wert möglichen Dreiteilchenreaktionen durch den Aufbruch des Kohlenstoffs im Target sind nicht zu erkennen. Ihr Wirkungsquerschnitt ist hierfür auch viel zu gering.

Die Abbildung läßt erahnen, wie schwierig und aufwendig es insbesondere im Bereich der Bänder ist, die echten Ereignisse vom Untergrund zu trennen. Hierzu wird vor einer Betrachtung des Zeitdifferenzspektrums zunächst ein Schnitt in der Energiematrix im Abstand von 1.5 MeV um die berechnete kinematische Kurve durchgeführt.

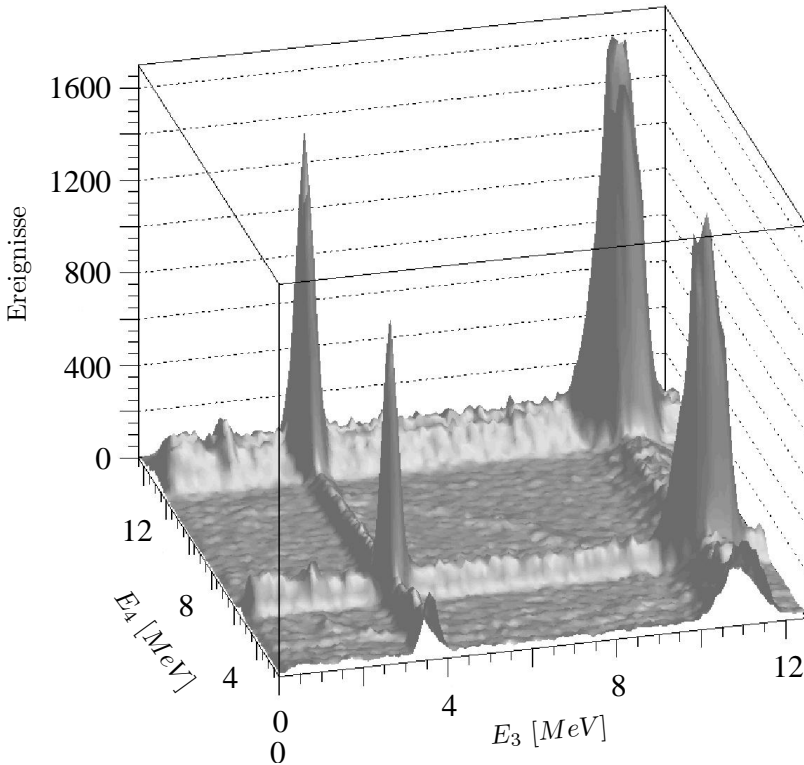


Abbildung 4.5: Dreidimensionale Darstellung einer Energiematrix

4.4.2 Zeitdifferenzspektrum

Während der Koinzidenzmessung wurden die Informationen über die Energien der beiden auslaufenden Protonen (E_3 und E_4) sowie ihre absoluten Nachweiszeiten (t_3 und t_4) für jedes Ereignis im Listmode gespeichert (siehe Kapitel 3.4). Hieraus wurden später die experimentellen und theoretischen Zeitdifferenzen berechnet.

Die „experimentelle“ Zeitdifferenz Δt_{exp} ergibt sich aus der Differenz der absoluten Zeiten t_3 und t_4 . Die „theoretische“ Zeitdifferenz erhält man aus den berechneten Laufzeiten zwischen Target und Detektor

$$\Delta t_{theo} = l_4 \sqrt{\frac{m_4}{2E_4}} - l_3 \sqrt{\frac{m_3}{2E_3}} ,$$

wobei es sich hier bei m_3 und m_4 um die Protonenmasse und bei l_3 und l_4 um die Abstände zwischen dem Target und dem jeweiligen Detektor handelt.

Das Zeitdifferenzspektrum ergibt sich aus der theoretischen Zeitdifferenz als Funktion der experimentellen Zeitdifferenz (siehe Abbildung 4.6). Die Ereignisse, für die die Massenannahme der Reaktionsprodukte zutrifft, liegen in dieser Matrix auf einer Geraden. Sie heben sich bei diesen Messungen aber erst nach dem in Kapitel 4.4.1 beschriebenen Energieschnitt deutlich vom Untergrund ab. Eventuell vorhandene konkurrierende Aufbruchreaktionen, deren Reaktionsprodukte andere Massen aufweisen, bilden in der Zeitdifferenzmatrix gekrümmte Kurven. Alle anderen Ereignisse sind dort bezüglich der Δt_{exp} -Achse gleichmäßig verteilt, da es sich um zufällige Koinzidenzen handelt.

Zur weiteren Datenreduktion wird nun ein Schnitt mit Hilfe eines Polygonzuges um die echten Ereignisse in der Zeitdifferenzmatrix durchgeführt. Die Daten innerhalb dieses Polygonzuges bestehen aber immer noch aus echten und zufälligen Ereignissen N_{e+z} . Daher wird zum Untergrundabzug ein sogenanntes Blähpolygon konstruiert. Dazu wird der Polygonzug um den Faktor V in Δt_{exp} -Richtung aufgebläht

und in einen Bereich mit rein zufälligen Ereignissen gelegt. Abbildung 4.7 verdeutlicht das Prinzip, wobei das Blähpolygon sowohl rechts als auch links (wie in Abbildung 4.6) des Polygonschnittes liegen kann. In einigen Fällen war der Raum beiderseits des Polygonschnittes durch die Begrenzung in den elektronischen Modulen so weit eingengt, daß es erforderlich wurde, auf jede Seite ein kleines Blähpolygon zu legen.

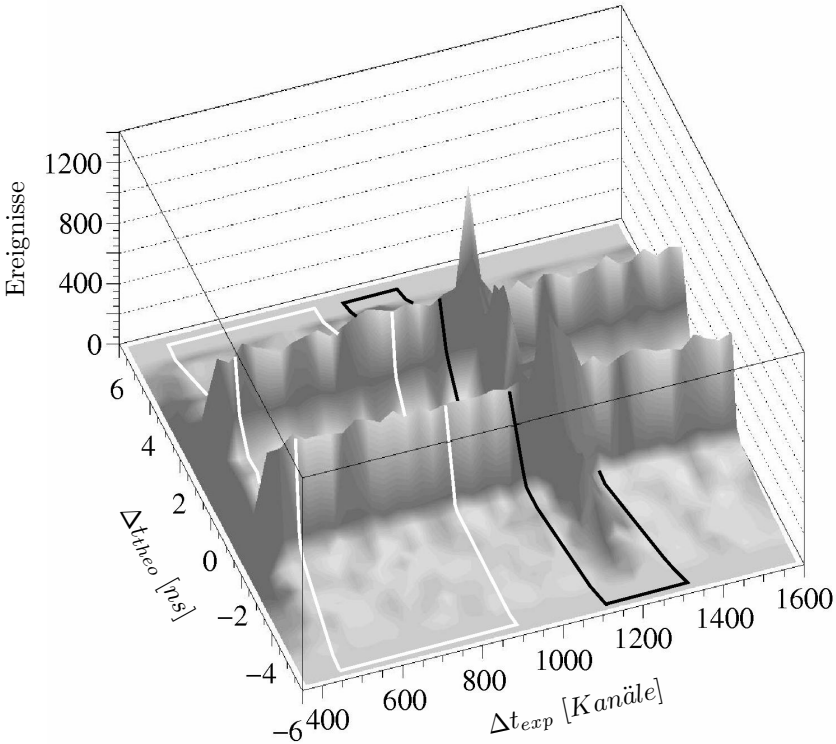


Abbildung 4.6: Zeitdifferenzmatrix mit Polygonschnitt um die echten Ereignisse (rechts) und dem daraus berechneten Blähpolygon (links)

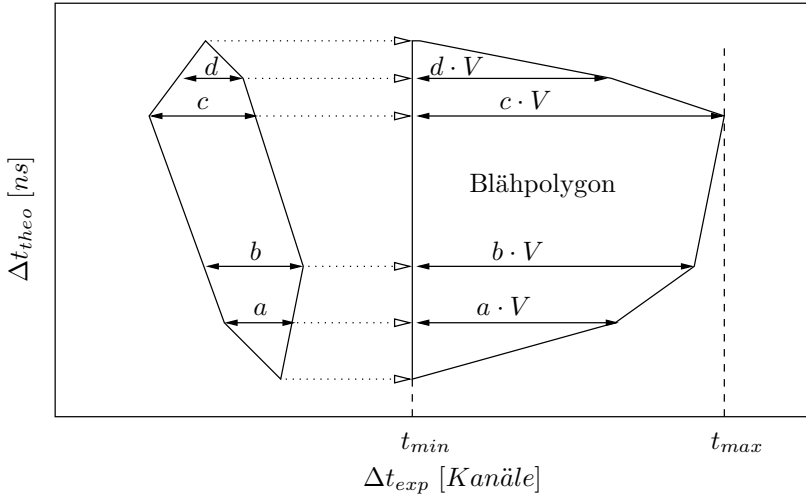


Abbildung 4.7: Generierung eines Blähpolygons aus einem beliebigen Polygonschnitt

Da die unerwünschten zufälligen Koinzidenzen statistisch über die gesamte Matrix verteilt sind, ergibt sich mit den Ereignissen im Blähpolygon N_z für die echten Ereignisse:

$$N_e = N_{e+z} - \frac{1}{V} N_z .$$

Betrachtet man den statistischen Fehler zu N_e , wird deutlich, wie entscheidend ein möglichst großer Blähfaktor für einen kleinen Fehler aus dem Untergrundabzug ist:

$$\Delta N_e = \sqrt{N_{e+z} + \left(\frac{1}{V}\right)^2 N_z} .$$

Der Erfolg der Methode des Untergrundabzuges mit Hilfe des Blähpolygons wird anhand des Abstandsparmeters im folgenden Abschnitt deutlich.

4.4.3 Abstandsparameterspektrum

Die Bestimmung der Bogenlänge S und des Abstandsparameters S_{abs} eines jeden Ereignisses wurde mit Hilfe von Referenzmatrizen realisiert. Hierzu wird die $E_3 \times E_4$ -Energimatrix so gerastert, daß ihre Unterteilung wesentlich kleiner ist als die experimentelle Energieauflösung. Eine Rasterung von 2048×2048 Kanälen liefert bei diesen Messungen eine Intervallbreite von 13 keV bei einer experimentellen Energieauflösung von ca. 80 keV . Desweiteren wird die berechnete kinematische Kurve in äquidistante Intervalle ΔS unterteilt, die durch die Aufsummierung genügend kleiner Kurvenelemente $\Delta S'$ entstehen. ΔS wird ebenfalls so gewählt, daß es klein gegenüber der experimentellen Energieauflösung ist.

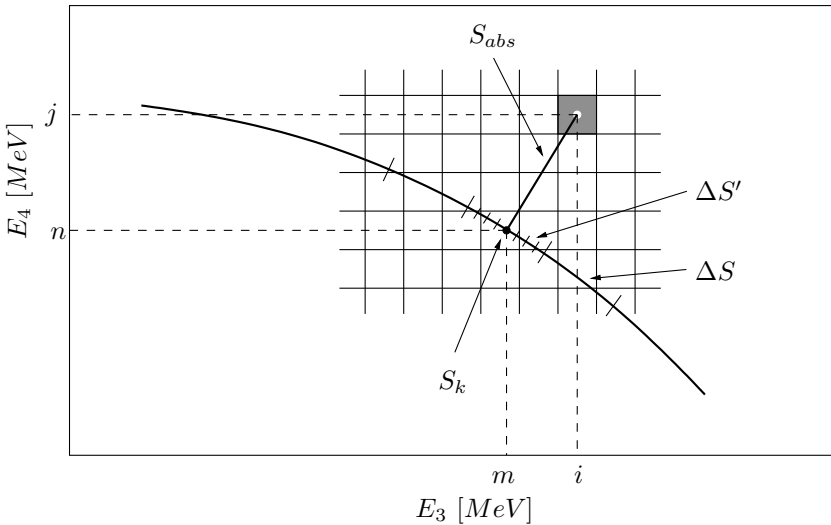


Abbildung 4.8: Rasterung der Energimatrix zur Bestimmung der Bogenlänge S und des Abstandsparameters S_{abs}

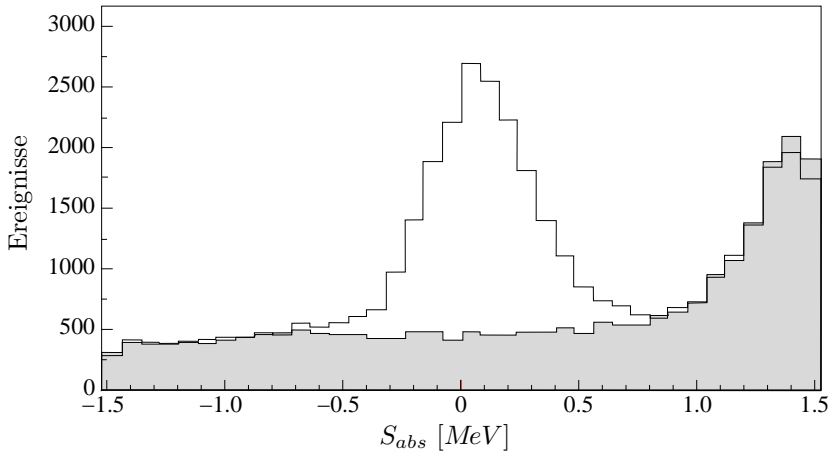


Abbildung 4.9: Abstandparameterspektrum (echte und zufällige Ereignisse) und der mit Hilfe des Blähpolygons bestimmte Untergrund (nur zufällige Ereignisse, grau unterlegt)

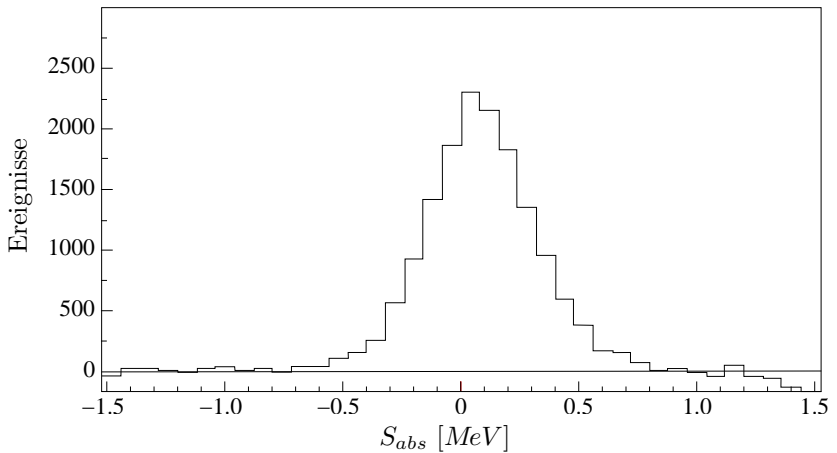


Abbildung 4.10: Abstandparameterspektrum nach Abzug des Untergrundes (nur echte Ereignisse)

So entstehen in der Mitte der ΔS -Intervalle die Stützstellen S_k mit fortlaufender Nummer k . Nach gängiger Definition bei kinematischen Kurven, die – wie bei diesen Messungen – keinen Schnittpunkt mit der x -Achse haben, ist der dem Koordinatenursprung nächste Punkt als $S = 0$ definiert, und S steigt gegen den Uhrzeigersinn an. Den Ereignissen aus der gerasterten Energiematrix werden nun die Stützstellen mit dem geringsten Abstand zum Mittelpunkt ihres Matrixelements und der Abstandswert S_{abs} zugeordnet (siehe Abbildung 4.8). S_k ist damit die Bogenlänge des auf die kinematische Kurve projizierten Ereignisses. Für Ereignisse innerhalb der kinematischen Kurve ist $S_{abs} < 0$, außerhalb ist $S_{abs} > 0$. Man erhält so für jedes Ereignis ein Sextupel $(E_3, E_4, \Delta t_{exp}, \Delta t_{theo}, S, S_{abs})$.

Abbildung 4.9 zeigt ein Abstandsparameterspektrum der im Polygonschnitt der Zeitdifferenzmatrix enthaltenen echten und zufälligen Ereignisse und grau unterlegt die mit dem Faktor V^{-1} korrigierten zufälligen Ereignisse aus dem Blähpolygon. Die kinematische Kurve liegt in zwei Bereichen der Energiematrix (siehe Abbildung 4.5) direkt neben sehr intensiven Bändern von Zweiteilchenreaktionen, was sich hier sehr deutlich im starken Anstieg des Untergrundes auf der positiven Seite des Spektrums zeigt. An Stellen mit derart großem Untergrund zeigen sich dann auch leichte Schwächen beim Untergrundabzug, wie Abbildung 4.10 verdeutlicht. Hier ist das Abstandsparameterspektrum nach der Subtraktion des Untergrundes dargestellt. Die echten Aufbruchereignisse sind um die berechnete kinematische Kurve annähernd gaußverteilt.

4.4.4 Projektionsspektrum

Die Projektion der Ereignisse auf die kinematische Kurve wurde bereits bei der Erzeugung der Referenzmatrizen durchgeführt (siehe Abschnitt 4.4.3). Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen diese Projektion vor und nach dem Abzug des mit Hilfe des Blähpolygons bestimmten Untergrundes an einem Beispiel. Im Untergrundspektrum sind die Peaks der Kreuzungspunkte der kinematischen Kurve mit Energiebändern aus zufälligen Koinzidenzen der Ereignisse der elastischen Streuung

deutlich zu erkennen. Zusätzlich kommt es im Bereich dieser Punkte zu einer Erhöhung des Untergrundes, da hier weitere Energiebänder die kinematische Kurve tangieren (vergleiche Abbildung 4.5).

Entscheidend bei der Analyse der Daten ist die Frage nach der Anzahl der Stützstellen auf der S -Kurve, denn daraus ergibt sich die Intervall- bzw. Binningbreite ΔS . Sie sollte so gewählt werden, daß die Struktur der Intensitätsverteilung entlang der S -Kurve so genau wie möglich wiedergegeben wird. So kann zwar mit einer immer kleiner werdenden Intervallbreite die Struktur immer besser aufgelöst werden, jedoch nimmt dabei der Inhalt der Intervalle ab, so daß der relative statistische Fehler zunimmt.

Bei diesen Messungen kommt erschwerend hinzu, daß der Untergrund genau unter den Peaks besonders groß ist. Das vergrößert den statistischen Fehler zusätzlich zum Fehler durch die Verkleinerung des Binnings (siehe Kapitel 4.4.2). So ist eine Intervallbreite unter 0.5 MeV nicht praktikabel, obwohl dies für eine bessere Auflösung der Peaks wünschenswert wäre. Für den Bereich zwischen den beiden Peaks ist eine Intervallbreite von 1.0 MeV ausreichend.

Die bisherigen Betrachtungen zum Binning gelten für den Fall, daß aus den Projektionsspektren die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden sollen. Für die Bestimmung der Tensoranalysierstärke A_{yy} wird das Verhältnis der Ereignisse im polarisierten zum unpolarisierten Fall gebildet, wobei in beiden Fällen dasselbe Intervall ΔS an der Stelle S auf der kinematischen Kurve betrachtet werden muß (zur Berechnung von A_{yy} siehe Kapitel 2.5). Das Verfahren zur Erzeugung der Projektionsspektren muß also für beide Fälle in der gleichen Weise erfolgen. Der statistische Fehler von A_{yy} ist bei einer Intervallbreite von 1.0 MeV deutlich zu groß. Da die Struktur von A_{yy} entlang der kinematischen Kurve nicht so ausgeprägt wie beim Wirkungsquerschnitt ist, ist eine Intervallbreite von 2.0 MeV ein guter Kompromiß.

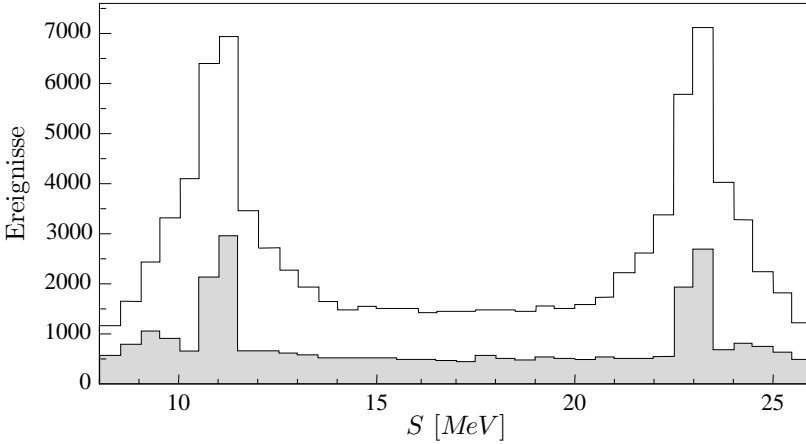


Abbildung 4.11: S-Projektionsspektrum (echte und zufällige Ereignisse) und der mit Hilfe des Blähpolygons bestimmte Untergrund (nur zufällige Ereignisse, grau unterlegt)

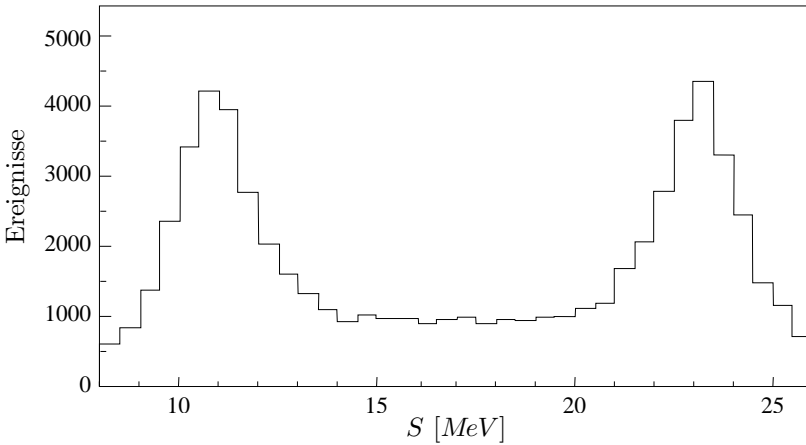


Abbildung 4.12: S-Projektionsspektrum nach Abzug des Untergrundes (nur echte Ereignisse)

4.5 Totzeitkorrektur

Die Totzeit des Systems wurde bei allen Koinzidenzzweigen und den Monitorzweigen jeweils durch Verwendung eines Pulsers bestimmt. Hierzu wurden alternierend für jeden Koinzidenzzweig Pulse gleichzeitig auf beide zum jeweiligen Zweig gehörenden Vorverstärker gegeben, so daß sie außerhalb der Spektren in den Energiematrizen erscheinen. Durch Schnitte in den Energiematrizen erhält man die Anzahl gemessener Pulse, die durch den Vergleich mit der Anzahl der auf die Vorverstärker gegebenen Pulse die Totzeit liefern.

5 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Messungen vorgestellt und mit den Resultaten der Faddeev-Rechnungen auf der Basis des modernen Präzisions-NN-Mesonenaustauschpotentials CD-Bonn [Wit04] verglichen. Bei diesen Rechnungen blieb die Tucson-Melbourne-Dreikörperkraft unberücksichtigt. Sie hat erfahrungsgemäß bei Rechnungen zur SCRE-Geometrie nur geringen Einfluß auf die Ergebnisse. Ebenfalls unberücksichtigt blieb die Coulombwechselwirkung.

Bei der Diskussion der Meßergebnisse muß berücksichtigt werden, daß die aufgenommenen Daten aus einer Messung mit endlichen Öffnungswinkeln stammen, während die zum Vergleich herangezogenen Faddeev-Rechnungen unter der Annahme einer Punktgeometrie gemacht worden sind. Nach Untersuchungen von Düweke sind die Abweichungen bei nicht zu ausgeprägten Strukturen – wie hier – im Rahmen der Meßfehler zu vernachlässigen [Due04].

5.1 Wirkungsquerschnitt

Beim differentiellen Wirkungsquerschnitt liefern die theoretischen Resultate aus den Faddeev-Rechnungen in allen vier SCRE-Situationen signifikant zu hohe Werte (siehe Abbildung 5.1 bis 5.4). Diese Werte geben jedoch die Form der Verteilung entlang der kinematischen Kurven sehr gut wieder und lassen sich durch einen Faktor F_{WQ} , der im Rahmen der Meßfehler für alle Situationen gleich groß ist, an die Meßwerte anpassen (Tabelle 5.1). Die mit einem Faktor an die Meßwerte angepaßten theoretischen Werte sind in den Abbildungen gestrichelt dargestellt.

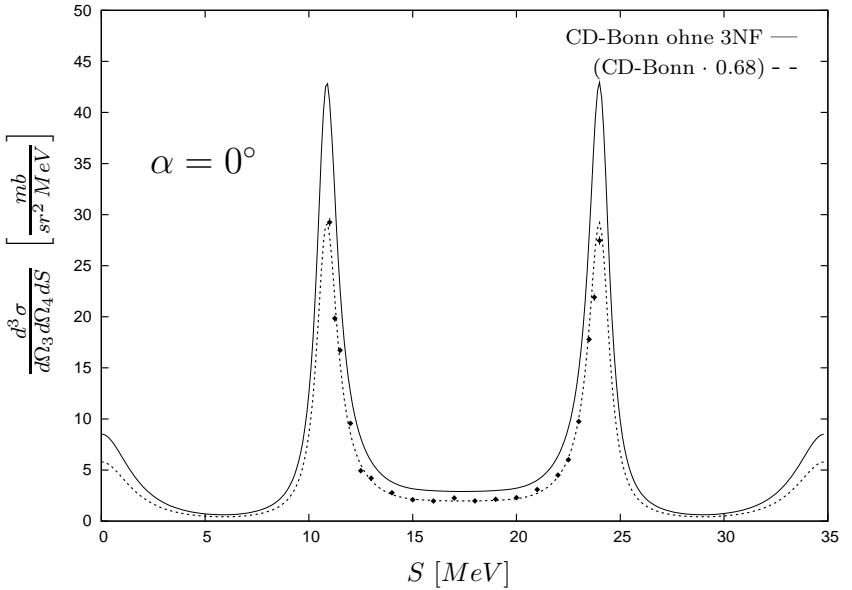


Abbildung 5.1: Differenzieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 0^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit und ohne Renormierung (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

$\alpha [^\circ]$	F_{WQ}	ΔF_{WQ}
0.0	0.68	0.03
17.7	0.60	0.03
36.0	0.65	0.03
56.0	0.63	0.03
\emptyset	0.64	0.03

Tabelle 5.1: Anpassungsfaktoren F_{WQ} der theoretischen an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte

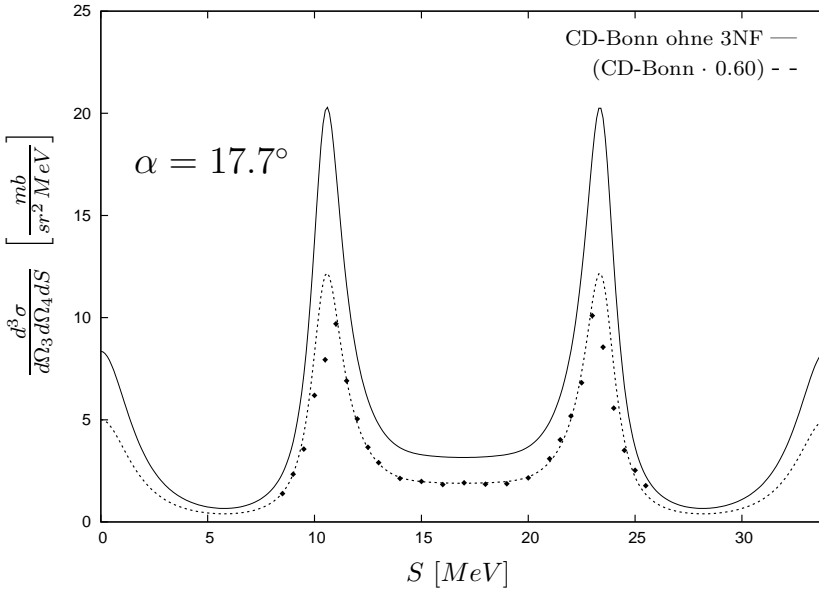


Abbildung 5.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 17.7^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit und ohne Renormierung (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

In den Abbildungen ist lediglich der statistische Fehler berücksichtigt worden. Der Gesamtfehler, der sich aus systematischen und statistischen Fehlern zusammensetzt, findet sich bei den Ergebnissen in tabellarischer Form (siehe Anhang A). Der statistische Fehler macht bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ca. 50 % des Gesamtfehlers aus. Der weitaus größte systematische Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Raumwinkel der Koinzidenz- und Monitor-Detektoren. Ebenfalls berücksichtigt werden muß der Fehler des Wirkungsquerschnitts der Monitorreaktion. Der Fehler, der durch die Totzeitkorrektur entsteht, kann bei diesen Messungen vernachlässigt werden. Zusätzlich können Unsicherheiten bei den Schnitten zum systematischen Fehler beitragen.

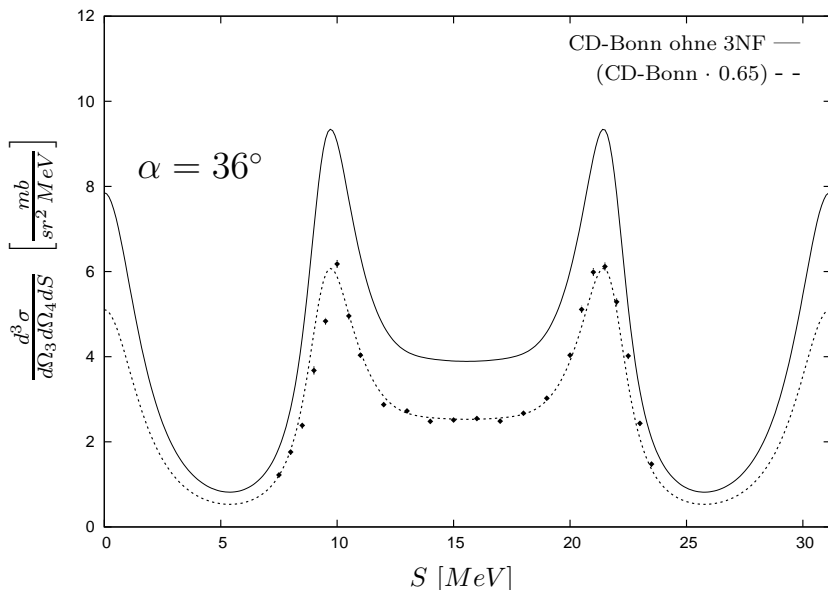


Abbildung 5.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 36^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit und ohne Renormierung (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

Weitere Fehlerbetrachtungen finden sich in Anhang C. Der Bereich auf der S-Kurve, in dem die Meßdaten ausgewertet werden konnten, wird durch die Zunahme des Untergrundes für Energien E_3 und E_4 nahe Null bei gleichzeitig sehr kleinem Wirkungsquerschnitt begrenzt. Nur bei der Situation für $\alpha = 0^\circ$ wurde dieser Bereich noch stärker beschränkt, da diese Situation in der Streukammerebene liegt. Hier ist der Untergrund besonders hoch, so daß sich die Aufbruchdaten unter Teilen der Peaks nicht herauspräparieren lassen. Um die Struktur dieser Peaks auflösen zu können, müßte zudem ein wesentlich kleineres Binning gewählt werden. Die Wahl des Binnings basiert für die auswertbaren Bereiche aller Situationen auf Überlegungen aus Abschnitt 4.4.4.

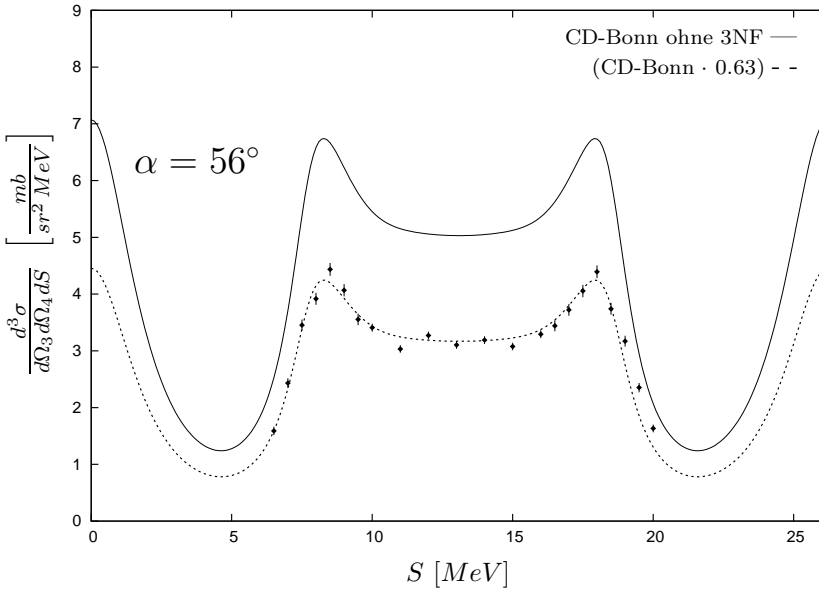


Abbildung 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 56^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit und ohne Renormierung (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

Interessant ist der Vergleich mit Messungen von Nitzsche bei $10.5 MeV$ [Nit94], Rauprich bei $13 MeV$ [Rau91] und Patberg bei $19 MeV$ [Pat95a], bei denen die Raumsternsituation ($\alpha = 90^\circ$) der Komplementärreaktion ${}^2H(p, pp)n$ untersucht wurde. Die in dieser Arbeit untersuchte Deuteronenenergie von $19 MeV$ der Reaktion ${}^1H(d, pp)n$ entspricht dabei einer Protonenenergie von $9.5 MeV$ in der Komplementärreaktion. Bei den drei Messungen unter $\alpha = 90^\circ$ ergeben sich Faktoren zur Anpassung der Vorhersagen mit Bonn-B-Potential an die Meßwerte von 0.86 bei $10.5 MeV$, 0.86 bei $13 MeV$ und 0.93 bei $19 MeV$. Die relativen Abweichungen von der Theorie sind folglich bei $\alpha = 90^\circ$ wesentlich kleiner als bei den hier untersuchten Winkeln.

Bemerkenswert ist auch der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts im SCRE-Punkt in Abhängigkeit vom Winkel α (siehe Tabelle 5.2), der sowohl für die experimentellen als auch für die theoretischen Werte zunächst bis $\alpha = 56^\circ$ langsam ansteigt und dann bis $\alpha = 90^\circ$ stark abfällt. Hier könnten weitere berechnete Werte, aber auch Meßwerte – insbesondere zwischen 56° und 90° und darüber hinaus – Aufschluß über den genauen Verlauf geben.

α [°]	σ_{exp} [$\frac{mb}{sr^2 MeV}$]	σ_{theo} [$\frac{mb}{sr^2 MeV}$]
0.0	1.97	2.90
17.7	1.90	3.16
36.0	2.53	3.89
56.0	3.17	5.03
90.0	1.22	1.37

Tabelle 5.2: Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts im SCRE-Punkt über den Winkel α , wobei die Werte für $\alpha = 90^\circ$ einer Extrapolation aus [Pae01a] entnommen wurden

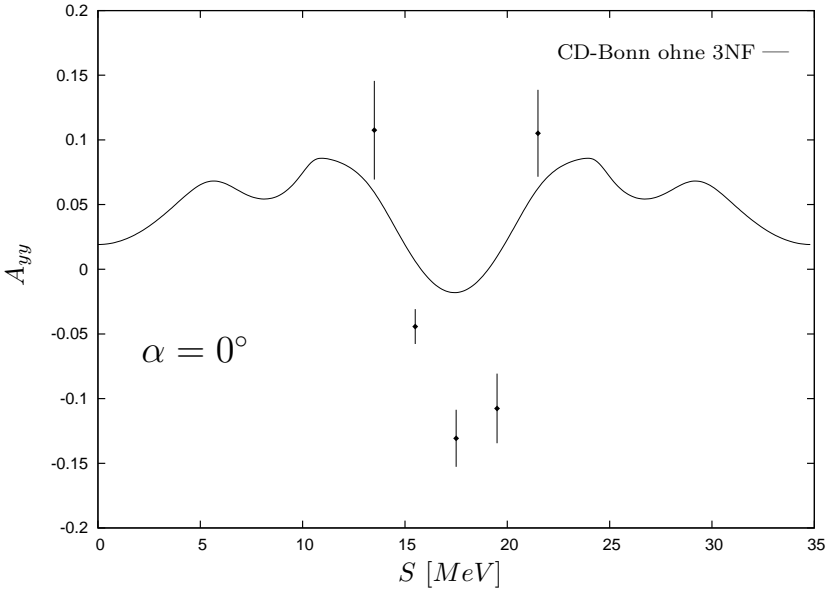


Abbildung 5.5: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 0^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

5.2 Tensoranalysierstärke A_{yy}

Bei der Tensoranalysierstärke A_{yy} gibt es für die Winkel α von 17.7° und 36° (siehe Abbildungen 5.6 und 5.7) eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Vorhersagen und den experimentellen Daten. Dies gilt sowohl für den Wert von A_{yy} als auch für die Form der Verteilung entlang der kinematischen Kurve. Für $\alpha = 56^\circ$ (Abbildung 5.8) wird die Form der Verteilung ebenfalls relativ gut wiedergegeben. Für den Wert von A_{yy} ist die Übereinstimmung allerdings nicht so gut. In der Koplanar-Stern-Situation ($\alpha = 0^\circ$, Abbildung 5.5) liegen die experimentellen Daten im SCRE-Punkt bei $S = 17.5$ MeV auch

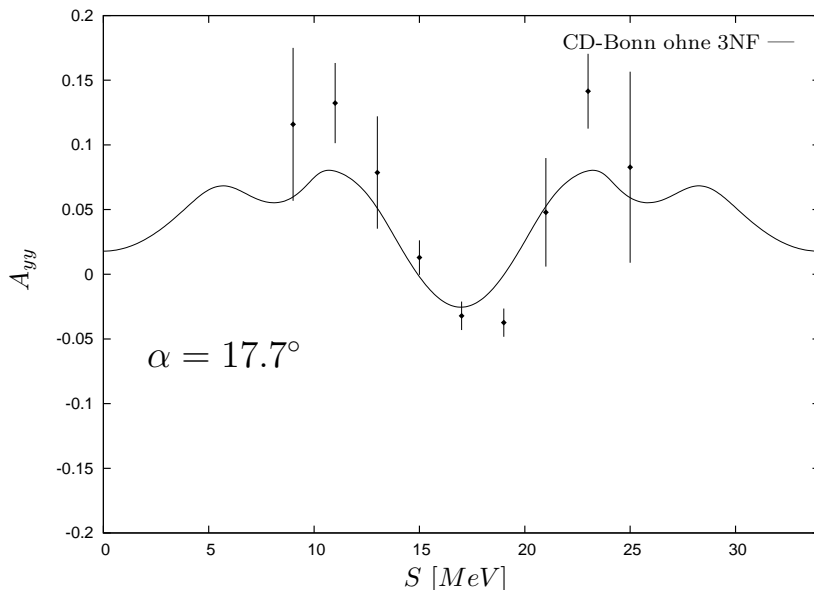


Abbildung 5.6: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 17.7^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

unter Berücksichtigung aller Fehler deutlich unter den theoretischen Vorhersagen. Qin hatte in der Koplanar-Stern-Situation ebenfalls Abweichungen in dieser Größenordnung [Qin95], wobei die Form der Verteilung der theoretischen Vorhersagen bei ihm nicht so ausgeprägt wiedergegeben wird (siehe Abbildung 1.1), während sie hier überhöht ist.

Die statistischen Fehler von N_0 und N_{pol} bestimmen maßgeblich den Fehler der Tensoranalysierstärke. Der Fehler der Polarisation trägt durch die Mittelung über alle Messungen einer Strahlzeit (siehe auch Kapitel 4.1) nur mit ca. 2% bei. Der Fehler aus der Totzeitkorrektur kann auch hier vernachlässigt werden.

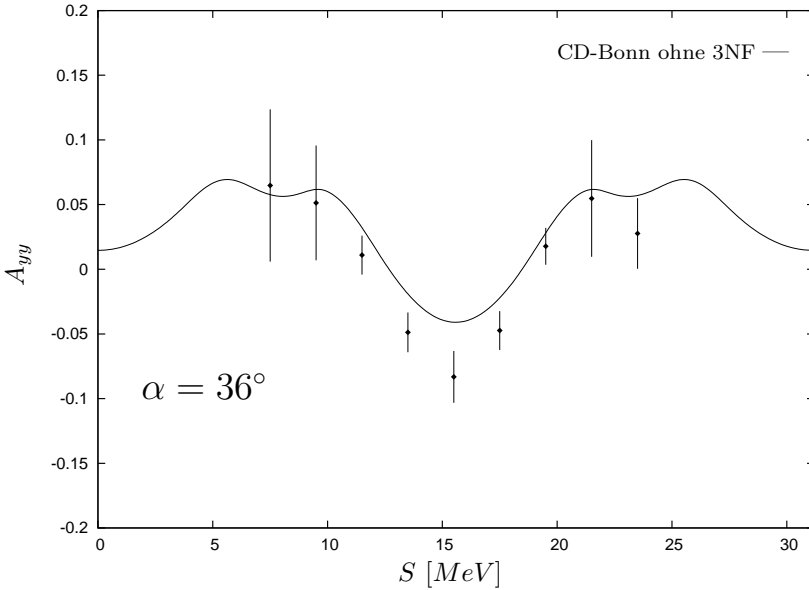


Abbildung 5.7: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 36^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

Die Strukturen entlang der kinematischen Kurve sind bei der Tensoranalysierstärke nicht so ausgeprägt wie beim Wirkungsquerschnitt. Daher erwies sich hier eine Binningbreite von 2.0 MeV als guter Kompromiß. Diese relativ großen Intervalle ermöglichen es, zum Teil über die beim Wirkungsquerschnitt auswertbaren Bereiche hinauszugehen. Durch sie werden nicht nur die Zahl der echten Ereignisse pro Intervall erhöht, sondern auch die des Untergrundes, was zu einer deutlichen Glättung und einer Verringerung des statistischen Fehlers führt.

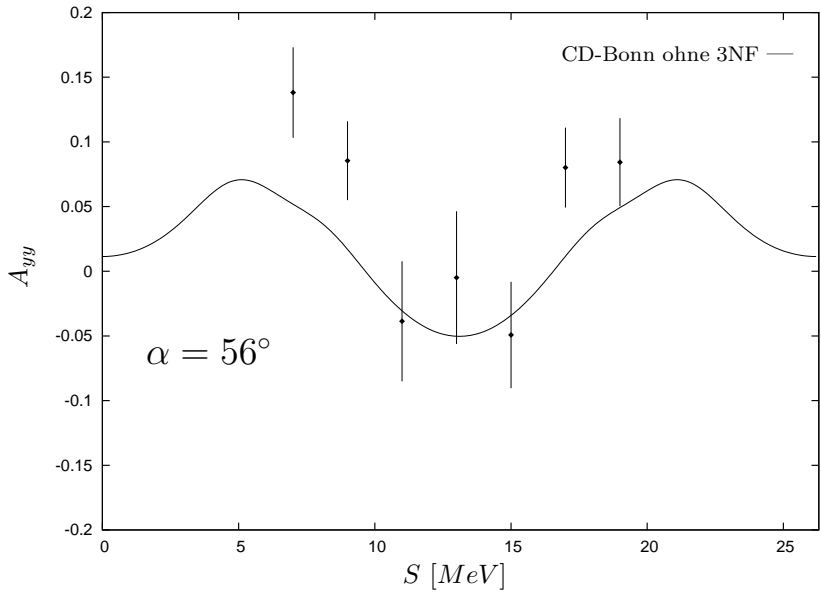


Abbildung 5.8: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 56^\circ$ im Vergleich zur theoretischen Vorhersage (die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler)

6 Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es zu untersuchen, ob es bei niedrigen Energien auch die in der Einleitung geschilderten großen Abweichungen in der Tensoranalysierstärke A_{yy} zwischen den theoretischen Vorhersagen aus den Faddeev-Rechnungen und den experimentellen Daten gibt. Es zeigt sich, daß es in den vier untersuchten SCORE-Situationen bei 19 *MeV* vor allem in der Koplanar-Stern-Situation ($\alpha = 0^\circ$) signifikante Abweichungen gibt und daß sie in der Größenordnung der relativen Abweichungen der Messungen von Qin [Qin95] bei 52.1 *MeV* und von Low [Low91, Wit95] bei 94.5 *MeV* liegen.

Die gemessenen differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitte liegen deutlich unter den theoretischen Vorhersagen. Ein Teil dieser Abweichungen kann möglicherweise auf den Einfluß der Coulombwechselwirkung zwischen den beiden Protonen zurückgeführt werden. Hier wäre es sehr hilfreich, wenn es gelingen würde, diese in die Faddeev-Rechnungen zu integrieren. Bei den Rechnungen zur elastischen Proton-Deuteron-Streuung ist dies bereits gelungen. Eine Integration der Coulombwechselwirkung kann dabei aber nicht alle Abweichungen erklären, da auch im Fall des neutroneninduzierten Aufbruchs in der Space-Star-Situation die Faddeev-Rechnungen deutlich von den experimentellen Daten abweichen.

Durch eine Berücksichtigung der Tucson-Melbourne-Dreikörperkraft ist weder bei den Wirkungsquerschnitten noch bei den Tensoranalysierstärken eine bessere Beschreibung der experimentellen Daten zu erwarten, denn dies führte bisher bei allen SCORE- und Star-Untersuchungen zu nicht signifikanten Unterschieden (gemessen an den Fehlern der zugehörigen experimentellen Daten) in der theoretischen Beschreibung.

Die chirale Störungstheorie stößt bisher bei der Beschreibung von Drei-Nukleonen-Aufbruchprozessen auf dieselben Probleme wie die Faddeev-Rechnungen.

Eine deutliche Reduktion der Fehler kann nur durch eine sehr viel längere Meßdauer bei stark reduziertem Untergrund erreicht werden. Eine Reduktion des Untergrundes kann durch geringere Strahlströme und durch kleinere Raumwinkel erzielt werden, was aber die Meßdauer weiter vergrößern würde. Aus einer Verlängerung der Meßdauer resultiert ein erheblich größerer Aufwand bei der Auswertung, der bei stark reduziertem Untergrund möglicherweise durch eine Online-Auswertung verringert werden kann. Bei Vorliegen einer Theorie, die die experimentellen Daten besser beschreibt, sollte dies diskutiert werden.

Der Einsatz eines Spinfilters zur Erzeugung eines tensorpolarisierten Deuteronenstrahls hat sich bewährt. Hiermit kann eine nahezu doppelt so große Tensorpolarisation erzielt werden wie mit dem SONA-Verfahren. Einzig die Erzeugung eines unpolarisierten Strahls gestaltet sich etwas umständlich, da die Mittelelektrode des Quellenkopfes hierbei zur Reduktion des Strahlstroms verwendet wird. Eine weitere Möglichkeit zur Begrenzung des Strahlstromes wäre eine fernsteuerbare Irisblende. Diese sollte unmittelbar hinter dem Spinfilter positioniert werden, da so auch für einen polarisierten Strahl der Fluß des Argons aus der Ladungsaustauschregion in das Spinfilter individuell begrenzt, das heißt auf $P^2 \cdot I$ optimiert werden kann.

A Meßergebnisse in tabellarischer Form

$S [MeV]$	$\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (statistisch)	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (gesamt)
11.00	29.26	0.42	0.88
11.25	19.84	0.35	0.63
11.50	16.72	0.19	0.48
12.00	9.57	0.14	0.29
12.50	4.93	0.10	0.17
13.00	4.20	0.07	0.13
14.00	2.77	0.05	0.09
15.00	2.09	0.05	0.07
16.00	1.97	0.05	0.07
17.00	2.25	0.05	0.08
18.00	1.98	0.05	0.07
19.00	2.13	0.05	0.07
20.00	2.29	0.05	0.08
21.00	2.29	0.05	0.08
21.00	3.09	0.06	0.10
22.00	4.50	0.07	0.14
22.50	6.01	0.11	0.19
23.00	9.74	0.15	0.29
23.50	17.80	0.23	0.53
23.75	21.92	0.37	0.67
24.00	27.46	0.41	0.83

Tabelle A.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 0^\circ$

$S [MeV]$	$\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (statistisch)	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (gesamt)
8.5	1.39	0.05	0.06
9.0	2.34	0.06	0.09
9.5	3.57	0.08	0.12
10.0	6.19	0.10	0.19
10.5	7.94	0.12	0.24
11.0	9.70	0.14	0.29
11.5	6.91	0.12	0.22
12.0	5.04	0.09	0.16
12.5	3.66	0.08	0.12
13.0	2.90	0.05	0.09
14.0	2.13	0.04	0.07
15.0	1.98	0.04	0.07
16.0	1.83	0.04	0.06
17.0	1.91	0.04	0.06
18.0	1.85	0.04	0.06
19.0	1.87	0.04	0.06
20.0	2.15	0.04	0.07
21.0	3.10	0.05	0.10
21.5	4.02	0.08	0.13
22.0	5.19	0.09	0.16
22.5	6.81	0.10	0.21
23.0	10.10	0.14	0.30
23.5	8.56	0.13	0.26
24.0	5.57	0.09	0.17
24.5	3.51	0.08	0.11
25.0	2.53	0.06	0.09
25.5	1.77	0.05	0.07

Tabelle A.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 17.7^\circ$

S [MeV]	σ [$\frac{mb}{sr^2 MeV}$]	$\Delta\sigma$ [$\frac{mb}{sr^2 MeV}$] (statistisch)	$\Delta\sigma$ [$\frac{mb}{sr^2 MeV}$] (gesamt)
7.5	1.22	0.06	0.06
8.0	1.76	0.07	0.08
8.5	2.38	0.08	0.10
9.0	3.68	0.10	0.14
9.5	4.84	0.08	0.15
10.0	6.18	0.09	0.19
10.5	4.96	0.08	0.16
11.0	4.04	0.05	0.12
12.0	2.87	0.04	0.09
13.0	2.72	0.04	0.08
14.0	2.48	0.04	0.08
15.0	2.51	0.04	0.08
16.0	2.55	0.04	0.08
17.0	2.47	0.04	0.08
18.0	2.67	0.04	0.08
19.0	3.02	0.05	0.09
20.0	4.03	0.05	0.12
20.5	5.11	0.09	0.16
21.0	5.99	0.09	0.18
21.5	6.12	0.09	0.19
22.0	5.29	0.09	0.17
22.5	4.02	0.08	0.13
23.0	2.43	0.06	0.09
23.5	1.48	0.06	0.07

Tabelle A.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 36^\circ$

$S [MeV]$	$\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (statistisch)	$\Delta\sigma [\frac{mb}{sr^2 MeV}]$ (gesamt)
7.5	3.91	0.10	0.14
8.0	4.30	0.10	0.15
8.5	5.14	0.11	0.16
9.0	4.81	0.11	0.15
9.5	4.06	0.10	0.14
10.0	3.41	0.07	0.11
11.0	3.03	0.07	0.10
12.0	3.27	0.07	0.11
13.0	3.10	0.07	0.11
14.0	3.19	0.07	0.11
15.0	3.08	0.07	0.11
16.0	3.29	0.07	0.11
16.5	3.74	0.10	0.13
17.0	4.42	0.10	0.14
17.5	4.70	0.11	0.15
18.0	5.01	0.11	0.16
18.5	4.30	0.10	0.14
19.0	3.53	0.09	0.12
19.5	2.61	0.08	0.10

Tabelle A.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 56^\circ$

S [MeV]	A_{yy}	ΔA_{yy}
13.5	0.108	0.038
15.5	-0.044	0.013
17.5	-0.131	0.022
19.5	-0.108	0.027
21.5	0.105	0.033

Tabelle A.5: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 0^\circ$

S [MeV]	A_{yy}	ΔA_{yy}
9.0	0.116	0.059
11.0	0.132	0.031
13.0	0.079	0.043
15.0	0.012	0.013
17.0	-0.032	0.011
19.0	-0.037	0.011
21.0	0.047	0.042
23.0	0.141	0.028
25.0	0.083	0.073

Tabelle A.6: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 17.7^\circ$

S [MeV]	A_{yy}	ΔA_{yy}
7.5	0.064	0.059
9.5	0.051	0.044
11.5	0.011	0.015
13.5	-0.049	0.015
15.5	-0.083	0.020
17.5	-0.047	0.015
19.5	0.018	0.014
21.5	0.055	0.045
23.5	0.028	0.027

Tabelle A.7: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 36^\circ$

S [MeV]	A_{yy}	ΔA_{yy}
7.0	0.138	0.035
9.0	0.085	0.031
11.0	-0.039	0.046
13.0	-0.005	0.051
15.0	-0.049	0.041
17.0	0.080	0.031
19.0	0.084	0.034

Tabelle A.8: Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 56^\circ$

B Darstellung von Polarisationsobservablen

Nach der Madison-Konvention [Mad71] sind die Beziehungen zwischen kartesischen und sphärischen Koordinaten definiert durch:

$$\begin{aligned}
 t_{10} &= \sqrt{\frac{3}{2}} P_z \\
 t_{11} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (P_x + iP_y) \\
 t_{1-1} &= \frac{\sqrt{3}}{2} (P_x - iP_y) \\
 t_{20} &= \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \\
 t_{21} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (P_{xz} + iP_{yz}) \\
 t_{2-1} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (P_{xz} - iP_{yz}) \\
 t_{22} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (P_{xx-yy} + 2iP_{xy}) \\
 t_{2-2} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (P_{xx-yy} - 2iP_{xy})
 \end{aligned}$$

Umgekehrt gilt:

$$\begin{aligned}
 P_x &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (t_{11} - t_{1-1}) \\
 P_y &= \frac{i}{\sqrt{3}} (t_{11} + t_{1-1}) \\
 P_z &= \sqrt{\frac{2}{3}} t_{10} \\
 P_{xx} &= \frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} + t_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{yy} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} + t_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20} \\
 P_{zz} &= \sqrt{2} t_{20} \\
 P_{xy} &= P_{yx} = -i\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} - t_{2-2}) \\
 P_{xz} &= P_{zx} = -\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{21} - t_{2-1}) \\
 P_{yz} &= P_{zy} = i\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{21} + t_{2-1})
 \end{aligned}$$

Gebäuchlich ist auch die Abkürzung:

$$P_{xx} - P_{yy} = P_{xx-yy} = \sqrt{3} (t_{22} + t_{2-2})$$

Dies gilt in gleicher Form auch für die Darstellung der Analysierstärken.

C Fehlerfortpflanzung

Die Fehler der Wirkungsquerschnitte und der Tensoranalysierstärken A_{yy} wurden nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. Für den Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \Delta\Omega_4 \Delta S} \frac{\Delta\Omega_{Mon}}{N_{Mon}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}$$

ergibt sich damit der Fehler zu:

$$\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} \left[\left(\frac{\Delta\Omega_{Mon}}{\Omega_{Mon}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Omega_3}{\Omega_3}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Omega_4}{\Omega_4}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{Mon}}{N_{Mon}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{34}}{N_{34}}\right)^2 \right]^{1/2}.$$

Die Größenordnungen der Summanden liegen für die Raumwinkel (Ω_{Mon} , Ω_3 und Ω_4) und die Aufbruchereignisse (N_{34}) bei 10^{-4} , beim Wirkungsquerschnitt des Monitordetektors ($\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}$) bei 10^{-5} und für die Ereignisse der Monitorreaktion (N_{Mon}) bei 10^{-6} .

Für die Tensoranalysierstärke

$$A_{yy} = \frac{2}{P_{zz}^*} \left(\frac{N_{pol}}{N_0} - 1 \right)$$

ergibt sich der Fehler zu:

$$\Delta A_{yy} = A_{yy} \left\{ \left(\frac{\Delta P_{zz}^*}{P_{zz}^*} \right)^2 + \left(1 - \frac{N_0}{N_{pol}} \right)^{-2} \left[\left(\frac{\Delta N_{pol}}{N_{pol}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} .$$

Hier liegen die Größenordnungen der Summanden für die Tensorpolarisation (P_{zz}^*) bei 10^{-3} und für den Term der Aufbruchereignisse bei 10^{-1} .

Abbildungsverzeichnis

1.1	Messungen der Tensoranalyserstärke A_{yy} von Qin	3
1.2	Messungen der Tensoranalyserstärke A_{yy} von Low	4
2.1	SCRE-Impulsconfiguration im Schwerpunktsystem	10
2.2	Typische kinematische Kurven	11
2.3	Darstellung einer Tensorpolarisation	17
3.1	Lambshiftquelle LASCO	22
3.2	Breit-Rabi-Diagramm	24
3.3	Aufbau des Spinfilters	25
3.4	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus	29
3.5	Detektorblöcke	30
3.6	Experimenteller Aufbau in der Streukammer	31
3.7	Aufbau des Polarimeters	34
3.8	Schematischer Aufbau der Koinzidenzelektronik	35
3.9	Schematischer Aufbau des Analysators	36
4.1	Tensorpolarisation für jeden Meßtag	42
4.2	Typisches Energiespektrum	44
4.3	Typische Energie-Eichgerade für einen Koinzidenzdetektor	44
4.4	Typisches Monitorspektrum	46
4.5	Energiematrix	49
4.6	Zeitdifferenzmatrix	51
4.7	Generierung eines Blähpolygons	52
4.8	Rasterung der Energiematrix	53
4.9	Abstandsparameterspektrum mit Untergrund	54
4.10	Abstandsparameterspektrum ohne Untergrund	54

4.11	S-Projektionsspektrum mit Untergrund	57
4.12	S-Projektionsspektrum ohne Untergrund	57
5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 0^\circ$	60
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 17.7^\circ$	61
5.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 36^\circ$	62
5.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 56^\circ$	63
5.5	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 0^\circ$	65
5.6	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 17.7^\circ$	66
5.7	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 36^\circ$	67
5.8	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 56^\circ$	68

Tabellenverzeichnis

3.1	Detektorpositionen	30
3.2	Listmodeausschnitt	39
3.3	Listmode eines Events	40
4.1	Tensorpolarisation für jede Strahlzeit	42
4.2	Eichtabelle der Laborenergien	43
5.1	Anpassungsfaktoren für die diff. Wirkungsquerschnitte . .	60
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt im SCRE-Punkt . . .	64
A.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 0^\circ$	71
A.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 17.7^\circ$	72
A.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 36^\circ$	73
A.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\alpha = 56^\circ$	74
A.5	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 0^\circ$	75
A.6	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 17.7^\circ$	75
A.7	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 36^\circ$	76
A.8	Tensoranalysierstärke A_{yy} für $\alpha = 56^\circ$	76

Literaturverzeichnis

- [Bub85] M. Buballa
Test des Spinpräzessions-Wienfilters der Lambshift-Quelle am Kölner FN-Tandem-Van-de-Graaff Beschleuniger und Rechnungen zur Ionenoptik des Wienfilters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1985)
- [Coo79] S. A. Coon, M. D. Scadron, P. C. McNamee, B. R. Barrett, D. W. E. Blatt, B. H. J. McKellar
The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter
Nucl. Phys. **A317** (1979) 242
- [Coo81] S. A. Coon, W. Glöckle
Two-pion-exchange three-nucleon potential: Partial wave analysis in momentum space
Phys. Rev. **C23** (1981) 1790
- [Coo01] S. A. Coon, H. K. Han
Reworking the Tucson-Melbourne three-nucleon potential
Few-Body Systems **30** (2001) 131
- [Cor80] F. D. Correll, G. G. Ohlsen, R. E. Brown, R. A. Hardekopf, N. Jarmie, P. Schwandt, P. Doleschall
Tensor analyzing powers in the $^2H(\vec{p}, pp)n$ reaction at 16 MeV: The symmetric, constant-relative-energy configurations
69th AIP Conf. Proc. of Polarization Phenomena in Nuclear Physics II, eds.: G. G. Ohlsen, R. E. Brown, N. Jarmie, W. W. McNaughton, G. M. Hale (1980) 1249

- [Cor81] F. D. Correll, G. G. Ohlsen, R. E. Brown, R. A. Hardekopf, N. Jarmie, P. Doleschall
The Kinematically Incomplete Three-Nucleon Breakup Reaction
Phys. Rev. **C23** (1981) 960
- [Cze99] A. Czerwinski
Eichung eines ${}^3\text{He}(\vec{d}, p){}^4\text{He}$ -Tensor-Polarimeters im Energiebereich 6-20 MeV
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1999)
- [Due04] C. D. Düweke
Messung der Reaktion ${}^2\text{H}(p, pp)n$ bei 16 MeV in mehreren Konfigurationen und Vergleich mit Faddeevrechnungen sowie der Reaktion ${}^2\text{H}(n, nn){}^1\text{H}$
Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2004)
- [Eic73] H. Eichner
Untersuchung des Stufenzerfallsmodells mit der Reaktion ${}^7\text{Li}(d, 2\alpha)n$
Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1973)
- [Emm04] R. Emmerich
Die Fernsteuerung der Quelle polarisierter Ionen LASCO
Interner Bericht, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2004)
- [Eng97] R. Engels
Erweiterung des ${}^3\text{He}(\vec{d}, p){}^4\text{He}$ -Tensor-Polarimeters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1997)
- [Epe98] E. Epelbaum, W. Glöckle, U.-G. Meißner
Nuclear forces from chiral lagrangians using the method of unitary transformation (I): Formalism
Nucl. Phys. **A637** (1998) 107
- [Epe99] E. Epelbaum, W. Glöckle, A. Krüger, U.-G. Meißner
Effective theory for the two-nucleon system
Nucl. Phys. **A645** (1999) 413

- [Epe02] E. Epelbaum, A. Nogga, W. Glöckle, H. Kamada, U.-G. Meißner, H. Witała
Three-nucleon forces from chiral effective field theory
Phys. Rev. **C66** (2002) 064001
- [Epe03] E. Epelbaum
Chiral effective field theory for few-nucleon systems
Nucl. Phys. **A737** (2004) 43
- [Fad61] L. D. Faddeev
Scattering theory for a three particle system
Sov. Phys. JETP **12** (1961) 1014
- [Fad65] L. D. Faddeev
Mathematical aspects of the three-body problem in quantum scattering theory
Davey, New York (1965)
- [Fic71] D. Fick
Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen
Nachdruck, MPI für Kernphysik Heidelberg (1991)
- [Fra95] C. Franke
Aufbau und Test eines Lambshift-Spinfilters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1995)
- [Fri86] J. L. Friar
Proc. of the Europ. Workshop on Few-Body Physics
Rome (1986) 94
- [Glö83] W. Glöckle
The quantum mechanical few-body problem
Springer Verlag, Berlin (1983)
- [Glö96] W. Glöckle, H. Witała, D. Hüber, H. Kamada, J. Golak
The Three-Nucleon Continuum: Achievements, Challenges and Applications
Phys. Rep. **274** (1996) 107

- [Gol64] M. L. Goldberger, K. M. Watson
Collision Theory
John Wiley & Sons, New York (1964)
- [Gol86] D. Gola, C. Heinrich
Indirect particle identification by time-of-flight difference in particle experiments
Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 424
- [Gro93] R. Großmann
Messung des Wirkungsquerschnittes für $D(p,pp)n$ bei 10.5 MeV in Kollinearität und Endzustandswechselwirkung
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1993)
- [Grü83a] W. Grüebler
private Mitteilung
Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich (1983)
- [Grü83b] W. Grüebler, V. König, P. A. Schmelzbach, F. Sperisen, B. Jenny, R. E. White, F. Seiler, H. W. Roser
Investigation of the three-nucleon system by pd elastic scattering with polarized protons and deuterons
Nucl. Phys. **A398** (1983) 445
- [Hüb98] D. Hüber, H. Witała, W. Glöckle
Momentum-space calculations for three-nucleon scattering including a three-nucleon force
Few-Body Systems **14** (1993) 171
- [Imi01] A. Imig
Polarisationstransfer in der $D(\vec{d}, \vec{p})^3H$ -Reaktion - Weiterentwicklung und Einsatz eines Transferpolarimeters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2001)
- [Kie04] A. Kievsky, M. Viviani, L. E. Marcucci
 N - d scattering including electromagnetic forces
Phys. Rev. **C69** (2004) 014002

- [Klo73] W. M. Kloet, J. A. Tjon
A study of break-up processes in neutron-deuteron scattering
Nucl. Phys. **A210** (1973) 380
- [Klo01] M. Kloth
Aufbau und Test eines neuen Analysatorsystems für Multi-Detektor-Systeme
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2001)
- [Kuk98] V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, A. Faessler, A. J. Buchmann, E. M. Tursunov
Moscow-type NN potentials and three-nucleon bound states
Phys. Rev. **C57** (1998) 535
- [Kuk99] V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, A. Faessler
The complete version of Moscow NN potential
nucl-th/9903056 (1999)
- [Lac80] M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirès, R. de Tournell
Parametrization of the Paris $N-N$ potential
Phys. Rev. **C21** (1980) 861
- [Ley00] J. Ley
Herstellung von Komponenten zum Test eines Lambshift-Polarimeters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2000)
- [Low91] D. A. Low, E. J. Stephenson, C. Olmer, A. K. Opper, B. K. Park, P. Schwandt, S. W. Wissink
Measurement of the A_{yy} tensor analyzing power for the $^1H(\vec{d}, pp)n$ reaction in the symmetric constant relative energy geometry
Phys. Rev. **C44** (1991) 2276

- [Lüb92] W. Lübcke
Kinematisch vollständige Messungen an der Reaktion
 ${}^2\text{H}(n,nn){}^1\text{H}$ bei $E_n = 10 \text{ MeV}$
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1992)
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, C. Elster
The Bonn meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction
Phys. Rep. **149** (1987) 1
- [Mac89] R. Machleidt
The meson theory of nuclear forces and nuclear structure
Adv. Nucl. Phys. **19** (1989) 189
- [Mac94] R. Machleidt, G. Q. Li
Nucleon-nucleon potentials in comparison: Physics or polemics?
Phys. Rep. **242** (1994) 5
- [Mac96] R. Machleidt, F. Sammarruca, Y. Song
Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure
Phys. Rev. **C53** (1996) 1483
- [Mac01] R. Machleidt
High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential
Phys. Rev. **C63** (2001) 024001
- [Mad71] Madison Convention
Proc. of the 3rd Int. Symp. on Phenomena in Nuclear Reactions
Madison 1970, eds. H. H. Barschall, W. Haeberli, Univ. of Wisconsin Press, Madison (1971) XXV
- [McK68] J. L. McKibben, G. P. Lawrence, G. G. Ohlsen
Nuclear spin filter
Phys. Rev. Lett. **20** No. 21 (1968) 1180

- [Mor85] T. J. Morgan, R. E. Olson, A. S. Schlachter, J. W. Gallagher
Charge Transfer of Hydrogen Ions and Atoms in Metal Vapors
J. Phys. Chem. Ref. Data **14** (1985) 971
- [Nag78] M. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart
Low-energy nucleon-nucleon potential from Regge-pole theory
Phys. Rev. **C17** (1978) 786
- [Nie90] P. Nießen
Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und aller Analysierstärken der Reaktion ${}^4\text{He}(\vec{d}, p\alpha)n$ bei $E_d = 7.0$ MeV unter Berücksichtigung der isospinverbotenen d^ -Produktion*
Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1990)
- [Nit94] G. Nitzsche
Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $D(p, pp)n$ bei $E_d = 10.5$ MeV in den Konfigurationen der quasifreien Streuung und des Raumsterns
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1994)
- [Ohl65] G. G. Ohlsen
Kinematic relations in reactions of the form $a + b \rightarrow c + d + e$
Nucl. Instr. and Meth. **37** (1965) 240
- [Ohl67] G. G. Ohlsen, J. L. McKibben
Theory of a Radio-Frequency Spinfilter for a Metastable Hydrogen, Deuterium or Tritium Atomic Beam
Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3725 (1967)
- [Ohl81] G. G. Ohlsen, R. E. Brown, F. D. Correll, R. A. Hardekopf
The description of polarization and analyzing powers for three-body breakup reactions
Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 283

- [Pae01a] H. Paetz gen. Schieck, H. Witała, J. Golak, J. Kuroś, R. Skibiński
Systematics of the $^2H(\vec{p},pp)n$ reaction between 10.3 and 19.0 MeV
Few Body Systems **30** (2001) 81
- [Pae01b] H. Paetz gen. Schieck
Skriptum Kernphysik mit polarisierten Teilchen
Vorlesungsskriptum, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln
(2001)
- [Pae03] H. Paetz gen. Schieck
Quellen polarisierter H- und D-Ionen mit Betonung der Lamb-shiftquelle
Interner Report, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln
(2003)
- [Pat95a] H. Patberg
Untersuchung der Aufbruchreaktion $^2H(p,pp)n$ mit polarisierten Protonen bei $E_p = 19$ MeV
Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1995)
- [Pat95b] H. Patberg, R. Großmann, G. Nitzsche, L. Sydow, S. Vohl, H. Paetz gen. Schieck, J. Golak, H. Witała, W. Glöckle, D. Hüber
Deuteron breakup reaction $^2H(p,pp)n$ induced by polarized protons at $E_{\vec{p}} = 19$ MeV
Phys. Rev. **C53** (1995) 1497
- [Qin95] L. M. Qin, W. Boeglin, D. Fritschi, J. Götz, J. Jourdan, G. Masson, S. Robinson, I. Sick, P. Trueb, M. Tuccillo, B. Zihlmann, H. Witała, J. Golak, W. Glöckle, D. Hüber
Tensor and vector analyzing powers of the $^1H(\vec{d},pp)n$ reaction
Nucl. Phys. **A587** (1995) 252
- [Rau91] G. Rauprich
Untersuchungen der Reaktion $D(\vec{p},pp)n$ bei $E_{\vec{p}} = 13.0$ MeV für die ausgezeichneten kinematischen Konfigurationen Raumstern, Quasifreie Streuung, Endzustandswechselwirkung und

Kollinearität

Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1991)

- [Sag93] K. Sagara, H. Oguri, S. Shimizu, K. Maeda, H. Nakashima, S. Morinobu
Energy dependence of analyzing power A_y and cross section for $p + d$ scattering below 18 MeV
Phys. Rev. **C50** (1993) 576
- [Sch74] E. Schmid, H. Ziegelmann
The quantum mechanical three-body problem
Vieweg & Sohn, Braunschweig (1974)
- [Sch83] P. Schwandt, W. W. Jacobs, H. O. Meyer, E. J. Stephenson, J. Q. Yang, R. E. Brown, N. Jarmie, P. Doleschall, W. T. H. van Oers
Indiana University Scientific and Technical Report
(1983) 61 veröffentlicht in J. Arvieux und J. M. Cameron
Advances in intermediate-energy physics with polarized deuterons
Adv. Nucl. Phys. **18** (1987) 107
- [Set96] H. R. Setze, C. R. Howell, W. Tornow, R. T. Braun, W. Glöckle, A. H. Hussein, C. D. Roper, F. Salinas, I. Šlaus, D. E. Gonzalez Trotter, B. Vlahovic, R. L. Walter, G. Mertens, J. M. Lambert, H. Witała
Verification of the space-star anomaly in n - d breakup
Phys. Lett. **B388** (1996) 229
- [Sie02] A. Siepe, J. Deng, V. Huhn, L. Wätzold, C. Weber, W. von Witsch, H. Witała, W. Glöckle
Neutron-proton and neutron-neutron quasifree scattering in the n - d breakup reaction at 26 MeV
Phys. Rev. **C65** (2002) 034010

- [Sto94] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, J. J. de Swart
Construction of high-quality NN potential models
Phys. Rev. **C49** (1994) 2950
- [Trü94] A. Trütschler
Entwicklung eines Strahltargetpolarimeters für das EDDA-Experiment an COSY
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1994)
- [Wes03] C. Weske
Strahloptimierung mit Hilfe numerischer Verfahren – insbesondere Verbesserung der Transmission des LASCOWienfilters
Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (2003)
- [Wir84] R.B. Wiringa, R. A. Smith, T. L. Ainsworth
Nucleon-nucleon potentials with and without $\Delta(1232)$ degrees of freedom
Phys. Rev. **C29** (1984) 1207
- [Wir95] R.B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla
Accurate nucleon-nucleon potentials with charge-independence breaking
Phys. Rev. **C51** (1995) 38
- [Wit87] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle
Three-nucleon continuum calculations with realistic NN potentials
Few-Body Systems Suppl. **2** (1987) 555
- [Wit88a] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle
Elastic scattering and break-up process in the n - d system
Few-Body Systems **3** (1988) 123
- [Wit88b] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle
Faddeev calculations with meson-exchange N - N interactions for the n - d break-up process
Few-Body Systems **5** (1988) 89

- [Wit95] H. Witała, W. Glöckle, J. Golak, D. Hüber, H. Kamada, W. Tornow, E. J. Stephenson, D. A. Low
Tensor analyzing power A_{yy} for dp breakup in the symmetric constant relative energy configuration
Phys. Rev. **C52** (1995) 2906
- [Wit98] H. Witała, W. Glöckle, D. Hüber, J. Golak, H. Kamada
Cross Section Minima in Elastic Nd Scattering: Possible Evidence for Three-Nucleon Force Effects
Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1183
- [Wit03] H. Witała, J. Golak, R. Skibiński, C. R. Howell, W. Tornow
Effects of the magnetic moment interaction between nucleons on observables in the $3N$ continuum
Phys. Rev. **C67** (2003) 064002
- [Wit04] H. Witała
private Mitteilung
Universität Krakau (2004)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck möchte ich für die interessante Aufgabenstellung, seine stete Gesprächsbereitschaft, seinen unermüdlichen Einsatz bei Umbau und Betrieb der Quelle polarisierter Ionen sowie seine Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit danken.

Für die sehr gute Arbeitsatmosphäre innerhalb der 3T-Gruppe, die Diskussionsbereitschaft und die Hilfe, die ich insbesondere während der vielen Strahlzeiten in Anspruch nehmen durfte, danke ich den Damen und Herren Bastian Breustedt, Dr. Carsten Düweke, Martin van den Dool, Reinhard Emmerich, Dr. Ralf Engels, Astrid Imig, Mathias Kloth, Ralf Schulze, Georg Tenckhoff und Christine Weske.

Besonders danken möchte ich Herrn Reinhard Emmerich für die viele Hilfe an, um und auf „seiner“ Quelle polarisierter Ionen, Herrn Dr. Carsten Düweke für die Vollendung der Meßelektronik, meiner Zimmerkollegin Frau Astrid Imig für die stete Diskussionsbereitschaft, die große Hilfe bei Softwarefragen und die tolle Atmosphäre in Raum 305, sowie allen dreien für ihren besonderen Einsatz bei der Vorbereitung und der Durchführung der Strahlzeiten.

Herrn Georg Tenckhoff danke ich für die Unterstützung bei der Konstruktion einiger Bauteile für die Quelle und der Detektorhalterungen.

Allen Mitarbeitern des Instituts möchte ich danken, die mir behilflich waren, insbesondere den Mitarbeitern der Werkstätten und den Tandemoperateuren, die so manches Problem sehr kurzfristig zu lösen vermochten.

Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. H. Witala für die Faddeev-Rechnungen zu den Wirkungsquerschnitten und den Analysierstärken A_{yy} .

Abschließend möchte ich mich bei der DFG für die Förderung (PA 488/4-3 und PA 488/4-4) und bei Herrn Prof. Dr. J. Jolie für die freundliche Unterstützung in der Abschlußphase meiner Arbeit bedanken.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie, daß ich solche Veröffentlichungen vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck betreut worden.

Konferenzbeiträge:

J. Ley, C. D. Düweke, A. Imig, H. Witąła, H. Paetz gen. Schieck,
DPG Spring Meeting Cologne (2004)

J. Ley, C. D. Düweke, R. Emmerich, A. Imig, H. Witąła,
H. Paetz gen. Schieck,
DPG Frühjahrstagung Berlin (2005)

Lebenslauf

Name: Ley
Vorname: Jürgen
Geboren: 10.09.1965 in Gummersbach
Mutter: Christa Ley, geb. Birkhölzer
Vater: Wilhelm Ley
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung:

1972 - 1976 Gemeinschaftsgrundschule Ränderoth
1976 - 1983 Leopold-Goes-Realschule Ränderoth
1983 - 1986 Dietrich-Bonhoeffer-Gymnasium Wiehl
Juni 1986 Abitur

Studium:

WS 1986/87 Beginn des Physikstudiums an der
Universität zu Köln

Juli 1999 Beginn der Diplomarbeit am
Institut für Kernphysik
der Universität zu Köln mit dem Thema:
„Herstellung von Komponenten zum Test eines
Lambshift-Polarimeters“

Oktober 2000 Abschluß der Diplomarbeit
November 2000 Beginn der Promotion in Experimentalphysik