

Polarisationstransfer in der
 $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ -Reaktion –
Implikationen für Astrophysik
und Reaktionsmechanismus

I n a u g u r a l - D i s s e r t a t i o n

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von

Astrid Imig

aus Köln

Köln 2005

Berichterstatter:

Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck

Prof. Dr. H. Ströher

Prof. Dr. C. Rolfs

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Juli 2005

Es ist nicht einfach, erfolglose von erfolgreichen Experimenten zu unterscheiden, denn die meisten Arbeiten, die am Schluß erfolgreich sind, stellen das Resultat einer Reihe erfolgloser Experimente dar, in denen die Schwierigkeiten schrittweise ausgemerzt wurden.

Robert H. Goddard (1882-1945)
Pionier der Raketenforschung

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Polarisationstransferkoeffizient $K_y^{y'}$ der Fusionsreaktion $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ bei einer mittleren Reaktionsenergie von $E_d = 58 \text{ keV}$ bestimmt. Experimentell bestimmte Zwei-Spin-Observable ermöglichen eine Verbesserung der Reaktionsmatrixanalyse und Fortschritte im Verständnis des Reaktionsmechanismus. Die D+D-Reaktionen sind Schlüsselreaktionen in der Big Bang-Nukleosynthese, der Entstehung der leichten Elemente im frühen Universum. Aufgrund der Abhängigkeit der Fusionsreaktionen vom Kernspin kann die Spinpolarisation der fusionierenden Kerne in geplanten Fusionsreaktoren von großem Vorteil sein, um z. B. die Reaktionsraten zu erhöhen.

Für die Messung des Vektor-Vektor-Transferkoeffizienten wurden zwei hoch-effiziente Polarimeter entwickelt. Die Effizienz konnte im Vergleich zu den zuvor verwendeten um eine Größenordnung verbessert werden. Kompakt konzipiert erlauben die neuen Polarimeter einen Einsatz auch in räumlich sehr begrenzten Aufbauten. Zusätzlich besteht für die Winkeleinstellungen der Targets und Detektoren eine große Flexibilität. Um die Polarisation der gestreuten Protonen im Doppelstreu-Experiment zu messen, war eine Kalibration der beiden Polarimeter erforderlich. Als Analysatorreaktion wurde für den Energiebereich zwischen $E_p = 3.20 \text{ MeV}$ und $E_p = 3.31 \text{ MeV}$ die elastische Streuung $^{28}\text{Si}(\vec{p}, p)^{28}\text{Si}$ verwendet. Die effektiven Analysierstärken wurden mit einem polarisierten Protonenstrahl bestimmt, der jeweils direkt in das Polarimeter eingeschossen wurde. Auswirkungen der Kristallstrukturen machten sich unter Strahlbeschuss durch Channeling-Effekte bemerkbar, die Modifikationen erforderten.

Für das Niederenergie-Experiment wurde zwischen der Quelle polarisierter Ionen LASCO und dem Kölner Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger ein neuer Meßplatz installiert. Die Bestimmung der Deuteronenpolarisation konnte wegen des Vorteils der auch bei niedrigen Energien nicht verschwindenden Analysierstärke in den D+D-Reaktionen direkt in der Streukammer durchgeführt

werden. Bedingt durch den zu niedrigen Energien hin stark abfallenden Wirkungsquerschnitt sowie den in der Natur von Doppelstreuungen begründeten niedrigen Zählraten liefen in die unter einem Streuwinkel von $\theta = 45^\circ$ aufgestellten Polarimeter nur wenige Protonen ein. Durch ein separates Analytator-System ist es in Köln erstmals gelungen, ein Experiment parallel zu denen anderer Gruppen, die eine der beiden weiteren Ionenquellen (Sputterquelle oder Duoplasmatron) mit dem Tandembeschleuniger nutzten, durchzuführen. Eine kontinuierliche Datenaufnahme über ein Jahr konnte so den Nachteil von niedrigen Zählraten ausgleichen.

Der Vergleich des ermittelten Polarisationstransferkoeffizienten mit Faddeev-Yakubovsky-Rechnungen [Uzu02] und einer Winkelverteilung, die auf einem Reaktionsmatrix-Fit an experimentelle Daten beruht [Lem89, Lem90, Lem93, Gei93, Gei95], ist unbefriedigend. Es gibt eine deutliche Abweichung zum neu gemessenen Wert. In den alten Fit gingen jedoch bisher keine Zwei-Spin-Observablen ein, so daß in den Matrixelement-Kombinationen keine Imaginärteile berücksichtigt wurden. Neue Daten erlauben Aussagen darüber, wie zuverlässig die erhaltenen Matrixelemente bestimmt wurden. Durch das Einbeziehen des hier ermittelten Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{y'}$ wird so eine Verbesserung des Reaktionsmatrix-Fits erwartet.

Abstract

The main intention of this work was the investigation of the fusion reaction $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ at a mean reaction energy of $E_d = 58 \text{ keV}$, measuring the polarization-transfer coefficient $K_y^{y'}$. By means of experimental results of two-spin observables an improvement of a reaction-matrix analysis and a progress in the understanding of the reaction mechanism can be achieved. Fusion reactions involving two deuterons are key reactions in the big bang nucleosynthesis, the production of the light elements in the early universe. The dependence of nuclear fusion reactions on nuclear spin suggests that polarization of the reacting particles may be advantageous for planned fusion reactors in providing control of the reaction rates.

For the measurement of the vector-vector-transfer coefficient, two new high-efficiency polarimeters were developed. The efficiency was improved by one order of magnitude in comparison to those used before. With a very compact design both can be mounted in a usual charged-particle scattering chamber for calibration and production runs. In addition, the angle settings of the analyzer target and the positions of the detectors show a high flexibility. To measure the polarization of the scattered protons in the double-scattering experiment, a calibration of the polarimeters was necessary. The elastic scattering reaction $^{28}\text{Si}(\vec{p}, p)^{28}\text{Si}$ was used as analyzer reaction in an energy range between $E_p = 3.20 \text{ MeV}$ and $E_p = 3.31 \text{ MeV}$. The effective analyzing powers of the polarimeters were determined, using a scattering chamber behind the tandem accelerator, necessary for providing protons in the energy range of the $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ reaction protons in the second, the analyzing reaction. The polarized proton beam was injected directly into the polarimeters. Channeling effects caused by the silicon crystal orientation had to be taken into account.

A new setup for a double-scattering experiment just behind the polarized-ion source at the Cologne FN tandem accelerator was installed. In contrast to other reactions, in the D+D-reactions the analyzing power A_y does not vanish at low energies. Thus, it is possible to determine the polarization of the incoming deuterons by means of the proton asymmetry of the first reaction, simultaneously to the polarization measurement of the outgoing protons using the new polarimeters. Because of the rapidly decreasing cross section with decreasing energy and low count rates due to the nature of every double-scattering experiment, a small number of protons were scattered into the polarimeters, placed at a scattering angle of $\theta = 45^\circ$. With a new analyzing system it was possible for the first time in Cologne to run the experiment using the polarized ion source in parallel to other measurements at the tandem accelerator. The continuous data acquisition over one year compensated the disadvantage of low count rates.

The comparison of the experimental result to Faddeev-Yakubovsky calculations [Uzu02] and an angular distribution, which is based on a reaction-matrix analysis of the world data base on D+D-reactions [Lem89, Lem90, Lem93, Gei93, Gei95], is unsatisfactory. However, there are no two-spin observables included. This means, that there were no imaginary parts taken into account in the combinations of matrix elements. From new data one may judge if the matrix elements were determined reliably. By means of inclusion of the new measured polarization-transfer coefficient $K_y^{y'}$ an improvement of the reaction-matrix analysis is expected.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wenig-Nukleonen-Systeme	1
1.1.1	A = 2-System	2
1.1.2	A = 3-System	2
1.1.3	A = 4-System	3
1.1.4	A > 4-Systeme	5
1.2	Bedeutung des Deuteriums	6
1.3	Motivation dieser Arbeit	15
2	Theoretische Grundlagen	17
2.1	Beschreibung des Spins	17
2.2	Koordinatensysteme	18
2.3	Übergangsamplituden	21
2.4	Polarisation	25
2.4.1	Spin $\frac{1}{2}$ (Proton)	25
2.4.2	Polarisationsmessung	26
2.4.3	Spin 1 (Deuteron)	28
2.5	Streuobservable	30
2.5.1	Ein-Spin-Observable	30
2.5.2	Zwei-Spin-Observable	30
2.6	Polarisationstransfer	32
2.7	Doppelstreuung	34
3	Das Transfer-Polarimeter	37
3.1	Aufbau eines Polarimeters	37
3.2	Silizium-Targets	42
3.3	Detektoren	44
4	Das Transfer-Experiment	47
4.1	Erzeugung des polarisierten Teilchenstrahls	47
4.2	Aufbau des Experiments	51

4.3	Zählraten	55
4.4	Mittlere Reaktionsenergie	55
4.5	Wahl der Targets	59
4.5.1	Deuteriertes Polyparaphenylen	60
4.5.2	Lithiumdeuterid	60
4.5.3	Deuteriertes Titan	61
4.6	Einzel-Detektoren in doppelter Funktion	63
4.6.1	Überwachung der Targetdicke	67
4.7	Untergrund in den Singles-Spektren	68
4.8	Kühlfalle für das Target	70
4.9	Messung des Strahlstroms	73
5	Eichung der Transferpolarimeter	77
5.1	Vorgehensweise	77
5.2	Energiespektren	84
5.3	Polarisation der Protonen	87
5.4	Ergebnisse der effektiven Analysierstärken	89
5.5	Analyse der Peakstrukturen	96
6	Messung von Transferkoeffizienten	111
6.1	Vorbereitungen	111
6.1.1	Wahl des Primär-Streuwinkels	111
6.1.2	Begrenzende Bedingungen durch die Ionenquelle	112
6.1.3	Untergrund im Transferpolarimeter	114
6.1.4	Channeling	116
6.1.5	Meßelektronik	119
6.2	Bestimmung des Koeffizienten $K_y^{y'}$	121
6.3	Ergebnisse	127
6.4	Fehlerbetrachtung	129
7	Diskussion der Ergebnisse	131
8	Ausblick	139
8.1	Mini-Tandembeschleuniger	143
A	Kartesische und sphärische Koordinatendarstellung	147
B	Darstellung von Polarisationstransferkoeffizienten	149
C	Beschreibung der Analyseprogramme	151
	Literaturverzeichnis	153

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schwellen- und Resonanzenergien der Vier-Nukleonen-Systeme	3
1.2	[3+1] und [2+2] Konfigurationen im Vier-Nukleonen-System	4
1.3	Zeitskala der einzelnen Epochen nach dem Urknall	9
1.4	Häufigkeiten der leichtesten Elemente nach dem Urknall	10
1.5	Schlüsselreaktionen in der Big Bang-Nukleosynthese	11
2.1	Koordinatensystem der Spinquantisierungsachse	19
2.2	Koordinatensystem für die primäre Streuebene	20
2.3	Koordinatensystem der Polarimeter-Streuebene	20
2.4	Meßaufbau mit einem Zwei-Detektor-System	27
2.5	Veranschaulichung der Doppelstreuung	35
3.1	Änderung der relativen Zählrate bei Änderung des Strahlflecks	39
3.2	Analysierstärken von Silizium über einen großen Energie- und Winkelbereich	41
3.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärken bei $E_p = 3.1$ MeV	41
3.4	Darstellung des Aufbaus der Polarimeter	42
3.5	Eines der beiden neu entwickelten Polarimeter	43
3.6	Im Transferpolarimeter eingesetzte PIPS-Detektoren	44
4.1	Schematischer Aufbau der Kölner Quelle polarisierter Ionen	48
4.2	Ausbeute bei der selektiven Ionisation durch Argon	49
4.3	Spannungsverhältnisse der Quelle LASCO	50
4.4	Anordnung von Streukammern und Beschleuniger	53
4.5	Die kleine Streukammer hinter der Lambshift-Quelle	54
4.6	Abfall des totalen Wirkungsquerschnitts bei niedriger Energie	56
4.7	Energieverlust in Titan	57
4.8	Energie und Wirkungsquerschnitt im TiD_2 -Target	58
4.9	Energie im Target, mit dem Wirkungsquerschnitt gewichtet	59
4.10	Analysierstärke der Reaktion $D(\vec{d}, p)^3\text{H}$ bei $E_d = 58$ keV	64

4.11	Hostaphan-Folie, angebracht vor einem Detektor	65
4.12	Spektrum nach der Primärreaktion unter Rückwärtswinkel	66
4.13	Verlauf der Polarisierung im Dezember 2004	66
4.14	Veränderung der Anzahl der Ereignisse in einem Detektor für den unpolarisierten Zustand im Dezember 2004	67
4.15	Untergrund ohne Strahl bei verschiedenen Spannungen	69
4.16	Spektrum mit Deuteronen-Strahl: hoher Untergrund durch viele Elektronen	70
4.17	Belag durch Kohlenstoff auf dem TiD ₂ -Target	72
4.18	Aufbau der verwendeten Strahlrohrkühlfalle	73
4.19	Kupferdrahtbündel der Kühlfalle um das Target	74
4.20	Messung des Teilchenstroms durch eine hohle Targetstange	75
5.1	Polarimeteraufbau in der Streukammer für eine Eichsituation	78
5.2	Sollbahn im Analysiermagneten	81
5.3	Eichspektrum des Transferpolarimeterzählers tp1lv	85
5.4	Eichspektrum des Transferpolarimeterzählers tp2lh nach Streu- ung am Silizium-Detektor SiSt 2	86
5.5	Eichspektrum des Transferpolarimeterzählers tp1rh nach Streu- ung am Silizium-Wafer SiSt 1	86
5.6	Eichspektrum aller drei Polarisationszustände des Transfer- polarimeterzählers tp1lh	87
5.7	Spektren aus dem ⁴ He-Polarimeter	88
5.8	Konturplot der Analysierstärke für die ⁴ He(\vec{p} , p) ⁴ He -Streuung	89
5.9	Effektive Analysierstärken für E _d = 58keV – Vorwärtswinkel	93
5.10	Effektive Analysierstärken für E _d = 58 keV – Rückwärtswinkel	94
5.11	Ergebnis der effektiven Analysierstärken für E _d = 58 keV in Polarimeter 2	95
5.12	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion Si(p , p)Si	97
5.13	Energieverlust des Protons im Silizium-Target	99
5.14	Streuenergie und Endenergie im Detektor für Vorwärtswinkel	99
5.15	Streuenergie und Endenergie im Detektor für Rückwärtswinkel	100
5.16	Schematische Darstellung der Peakformen	101
5.17	Anregungsfunktion der Analysierstärke – Rückwärtswinkel	102
5.18	Analysierstärke der Reaktion Si(\vec{p} , p)Si – Rückwärtswinkel	102
5.19	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion Si(p , p)Si	104
5.20	Analysierstärke der Reaktion Si(\vec{p} , p)Si – Vorwärtswinkel	105
5.21	Analysierstärke der Reaktion Si(\vec{p} , p)Si – Rückwärtswinkel	106
5.22	Ergebnisse der effektiven Analysierstärken bei E _d = 1.5 MeV – Streuwinkel $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 55^\circ$	108

5.23	Ergebnisse der effektiven Analysierstärken bei $E_d = 1.5$ MeV – Rückwärtswinkel	109
6.1	Meßaufbau in der kleinen Streukammer	112
6.2	Kontur- und Oberflächenplots des Polarisationstransferkoeffizienten $\Xi_{11}^{11}(E, \theta)$	113
6.3	Kupferhaube zur Abschirmung der Polarimetergehäuse	115
6.4	Spektrum in tp1lh: 30.5 Stunden ohne Quellenbetrieb	115
6.5	Untergrund im Transferpolarimeter durch die Sputterquelle	116
6.6	Untergrund im Transferpolarimeter durch das Duoplasmatron	117
6.7	Effekt des Channelings im Silizium-Streuer SiSt 2	118
6.8	Effekt des Channelings durch Verdrehen des Polarimeters	119
6.9	Spektrum eines einzelnen Runs nach einer halben Stunde	122
6.10	Verlauf der Polarisation nach Verwerfen von Runs	123
6.11	Spektrum nach der Doppelstreuung in Polarimeter 1 – Links	124
6.12	Spektrum nach der Doppelstreuung in Polarimeter 2 – Rechts	125
6.13	Untergrundkorrigiertes Spektrum nach der Doppelstreuung in Polarimeter 1 – Rechts	125
6.14	Untergrundkorrigiertes Spektrum nach der Doppelstreuung in Polarimeter 2 – Rechts	126
6.15	Polarisationstransferkoeffizient: Ergebnisse von beiden Polarimetern	128
6.16	Polarisationstransferkoeffizient: Gewichtet über beide Polarimeter	128
7.1	Polarisationstransferkoeffizient: experimentell von Katabuchi	134
7.2	Polarisationstransferkoeffizient: berechnet mit Coulombkraft	135
7.3	Polarisationstransferkoeffizient: berechnet ohne Coulombkraft	136
8.1	Lebensdauer von Kohlenstoff-Folien für verschiedene Elemente und Energien	144
8.2	Transmission von Deuteronen durch Kohlenstoff-Folien	144
8.3	Neutralanteile im Deuteronenstrahl für d-PPP- und Aluminium-Folien	145

Tabellenverzeichnis

1.1	Kosmologische Parameter	13
2.1	Reaktionsmatrixelemente der DD-Fusionsreaktionen	24
5.1	Eichung von Polarimeter 1 unter Vorwärtswinkel ($\theta = 55^\circ$)	90
5.2	Eichung von Polarimeter 2 unter Vorwärtswinkel ($\theta = 45^\circ$)	91
5.3	Eichung von Polarimeter 1 unter Rückwärtswinkel ($\theta = 135^\circ$)	92
5.4	Eichung von Polarimeter 2 unter Rückwärtswinkel ($\theta = 135^\circ$)	92
5.5	Kinematischer Energieverlust ΔE_k und Restenergie $E_s - \Delta E_k$ für $E_s = 3.4$ MeV	98
5.6	Resonanzen in der elastischen ($\text{Si}(p, p)\text{Si}$) und inelastischen Streuung ($\text{Si}(p, p')\text{Si}^*$) an Silizium	103
5.7	Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 45^\circ$ bei $E_d = 58$ keV	107
5.8	Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 80^\circ$ bei $E_d = 1.5$ MeV	107
5.9	Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 70^\circ$ (SiSt 1) bzw. $\theta = 100^\circ$ (SiSt 2) bei $E_d = 1.5$ MeV	108
6.1	Gesamtzahl der Ereignisse in den Polarimeterdetektoren nach der Doppelstreuung	124

Kapitel 1

Einleitung

Experimentelle Arbeiten zu Wenig-Nukleonen-Systemen tragen dazu bei, die Kenntnis der Kernkräfte zu vervollständigen. Daten von Wirkungsquerschnitten alleine reichen nicht aus, um das Verständnis von Kern-Wechselwirkungen zu verbessern. Insbesondere können sie wenig über spinabhängige Wechselwirkungen aussagen. Die spinabhängigen Wechselwirkungen sind stark und offenbaren sich hauptsächlich durch Polarisationsobservables. Aus diesem Grund wurde der Polarisationstransferkoeffizient $K_y^{y'}$ der Fusionsreaktion $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ bei einer mittleren Reaktionsenergie von $E_d = 58 \text{ keV}$ bestimmt.

Warum aber erhofft man sich gerade bei der Erforschung der D+D-Reaktionen, und damit des Vier-Nukleonen-Systems, spannende neue Erkenntnisse?

1.1 Wenig-Nukleonen-Systeme

Die exakte mikroskopische Beschreibung von Wenig-Nukleonen-Systemen stellt eines der aufregendsten Probleme der Kernphysik dar. „Mikroskopisch“ heißt: Es werden paarweise Nukleon-Nukleon (N-N)-Wechselwirkungen verwendet, die durch moderne Mesonen-Austausch-Potentiale beschrieben und durch Mehrkörper-Kräfte ergänzt werden. Die Natur der N-N-Wechselwirkung, die auch für die Bindung der Nukleonen sorgt, ist bis heute auf dieser Basis verstanden. Die Zurückführung auf die Quark-Gluon-Wechselwirkung der Quantenchromodynamik (QCD) ist aber bisher – bis auf Ansätze der chiralen Störungstheorie (χ PT) – nicht möglich. Als Übersicht bis 1998 über experimentelle Ergebnisse sowie theoretische Entwicklungen der Wenig-Nukleonen-Physik bis zu A=7-Systemen dient [Car98].

1.1.1 $A = 2$ – System

Die Beschreibung von Kernreaktionen im einfachsten, dem N-N-System gelingt mit bemerkenswert hoher Genauigkeit. Im Bereich der Nieder- und Mittelenergiephysik wird die Wechselwirkung durch den Austausch von Mesonen beschrieben. Mesonen-Austauschprozesse werden durch verschiedene Austauscheteilchen mit unterschiedlicher Reichweite hervorgerufen. Die daraus resultierenden realistischen Mesonen-Austauschpotentiale stellen für N-N-Streudaten unterhalb von $E_{kin} = 350$ MeV Präzisionspotentiale mit einem reduzierten χ^2 sehr nahe bei 1 dar. Typische Potentiale dieser Art sind z. B. CD Bonn, Argonne v18, Nijmegen I/II.

Es liegt nahe, die N-N-Wechselwirkungen auch in komplexeren Systemen zu untersuchen.

1.1.2 $A = 3$ – System

Das einfachste System mit $A > 2$, das Drei-Nukleonen-System, wird herangezogen, um die N-N-Wechselwirkungen zu testen. Mit Hilfe des Faddeev-Formalismus wird die Dynamik des 3N-Systems weitgehend beschrieben. Zur Behandlung des nichtrelativistischen, quantenmechanischen Drei-Körper-Problems gelang Faddeev eine eindeutige und mathematisch vollständige Lösung in Form eines Systems aus drei gekoppelten Integralgleichungen für die im 3N-System notwendigen drei Teilwellenfunktionen [Fad61, Fad63]. Die Wechselwirkung im 3N-System ist eine Superposition von N-N-Wechselwirkungen sowie einem Term, der eine reine 3N-Wechselwirkung enthält. Exakte Faddeev-Rechnungen gibt es u. a. von Gruppen um Glöckle [Glö96] und Witała [Wit88] in Bochum bzw. Krakau sowie Kievsky [Kie94] in Pisa.

Der Großteil der niederenergetischen Observablen im 3N-System läßt sich mit guter Genauigkeit vorhersagen, Bindungsenergien werden im 3N-System gewöhnlich zu klein wiedergegeben. Es wird angenommen, daß der Unterschied durch Drei-Körper-Kräfte (3KK) bzw. Modifikationen der N-N-Wechselwirkung in der Nähe eines dritten Nukleons begründet ist. Die Natur dieser 3KK ist noch nicht vollständig verstanden. Mit ihrer Hilfe können die Bindungsenergien von z. B. ${}^3\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ besser beschrieben werden [Nog02]. Ein Ansatz ist dabei die Zwei-Pion-Austausch Tucson-Melbourne 3KK [Coo79]. Eine modifizierte Version (TM') genügt der chiralen Symmetrie [Fri99]. Mit steigender Komplexität des Systems steigt die Bedeutung der Polarisations-effekte. Im Drei-Nukleonen-System sind diese Observable schon wesentlich größer als im N-N-System.

1.1.3 $A = 4$ – System

Die chirale Störungstheorie sagt voraus, daß Vier-Körper-Kräfte viel weniger bedeutend als Drei-Körper-Kräfte sind, welche wiederum eine Größenordnung geringer als Zwei-Nukleon-Wechselwirkungen sind. Dies kann nur durch das Studium von größeren Systemen getestet werden. Das Vier-Nukleon-System ist also der nächste Schritt. Durch Erhöhung der Zahl und Genauigkeit der Daten einerseits und die Verbesserung der Rechenmethoden andererseits bekommen 4N-Systeme steigende Bedeutung. Beides liefert wichtige neue Informationen über nukleare Wechselwirkungen durch die Untersuchung einer großen Bandbreite verschiedener und verschieden komplexer Systeme. 4N-Systeme – wie in D+D-Fusionsreaktionen – besitzen auch bei niedrigen Energien eine höhere Komplexität und eine größere Anzahl Reaktionskanäle, so daß man sie auch als „Fundgrube voller Überraschungen und Enttäuschungen“¹ bezeichnen kann. Abbildung 1.1 zeigt die Fülle der Möglichkeiten und die damit verbundene Komplexität des herausfordernden Problems [Laz04a].

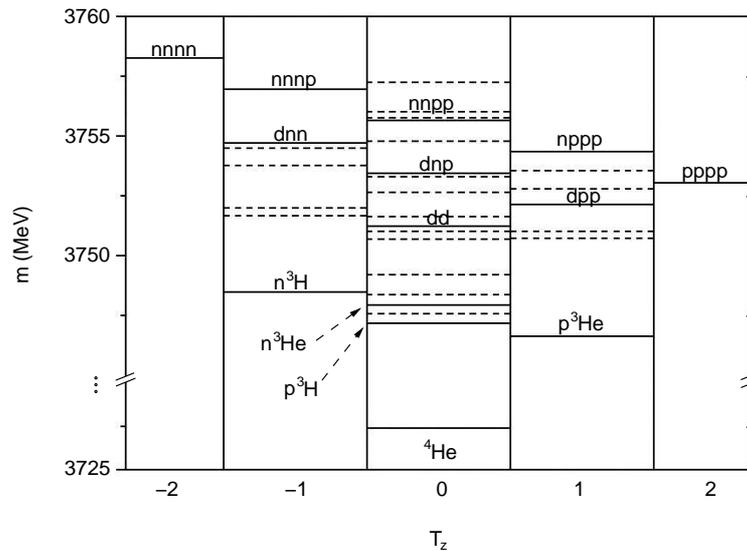


Abbildung 1.1: Schwellen- und Resonanzenergien der Vier-Nukleon-Systeme: Aufgetragen ist die (teilweise hypothetische) Masse in MeV gegen die z-Komponente des Isospins. Durchgezogene Linien markieren Teilchenschwellen, gestrichelte Linien geben instabile angeregte Zustände (Resonanzen) an [Laz04a].

¹R. Lazauskas, EFB Conference 19, Groningen 2004

Faddeev-Yakubovsky-Gleichungen ermöglichen durch eine Erweiterung auf N Teilchen eine mikroskopische Behandlung [Yak67]. Abbildung 1.2 zeigt die beiden Konfigurationen der Jakobi-Impulse im Vier-Nukleonen-System. Aufgrund der Form werden die $[3+1]$ Konfigurationen auch mit „K“ und die $[2+2]$ Konfigurationen mit „H“ bezeichnet. Die Lippmann-Schwinger-Gleichungen [Lip50] werden für die auftretenden möglichen Wechselwirkungen in 18 Kanäle zerlegt (Weitere Ausführungen zum Formalismus finden sich in [Glö83]).

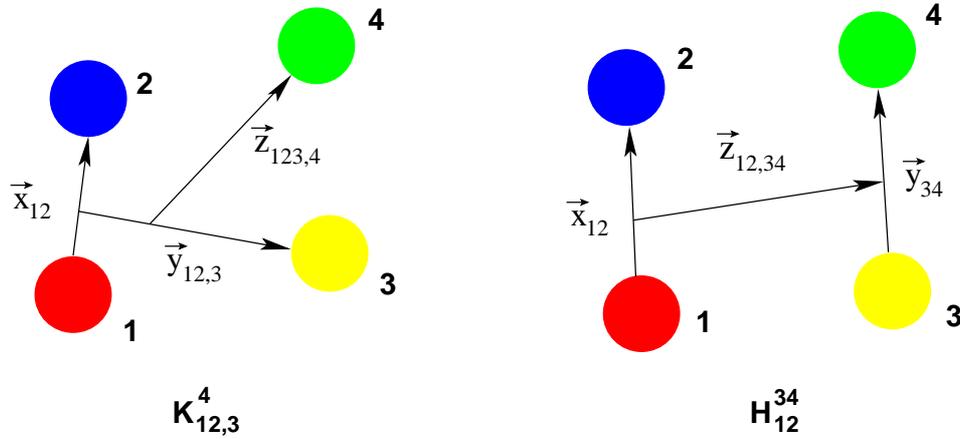


Abbildung 1.2: $[3+1]$ und $[2+2]$ Konfigurationen im Vier-Nukleonen-System

Wie im 3N-System ist das Studium von gebundenen Zuständen ein wichtiger Beitrag zum Verständnis von Drei-Körper-Kräften. Die Berechnungen weichen gegenüber den experimentellen Ergebnissen nach unten ab. Mit neuen numerischen Methoden kann z. B. das Problem des gebundenen Zustands des ${}^4\text{He}$ -Kerns von Nogga et al. mit einer Genauigkeit von wenigen Dutzend keV gelöst werden [Nog02]. Für Systeme mit $A \geq 4$ sind zur Beschreibung der Bindungsenergien ebenfalls Drei-Körper-Kräfte notwendig [Bar03].

Streuprozesse im 4N-System werden mittels der Schrödinger-Gleichung (gelöst mit der hypersphärischen Methode) von Viviani et al. [Viv04], mit Hilfe von Faddeev-Yakubovsky-Gleichungen von Fonseca [Fon98] und Carbonell [Car05] sowie von Lazauskas et al. [Laz05] neben den beiden anderen Methoden mittels AGS-Gleichungen [Alt70] berechnet.

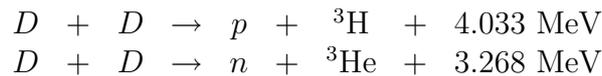
Im 4N-System zeigen sich Polarisierungseffekte wesentlich ausgeprägter als im 3N-System. Als Beispiel für die Verstärkung zum komplexeren System hin ist

das „ A_y -Puzzle“ zu nennen. Dies ist schon in der 3N-Streuung das bekannteste offene Problem bei niedrigen Energien. Die theoretischen Vorhersagen für die Vektor-Analysierstärke A_y der N- ^3He - bzw. N- ^3H -Streuung liegen deutlich unter den experimentellen Ergebnissen [Can01, Viv01, Ent02, Laz04b]. Das 4N-System bietet die Möglichkeit einer Vier-Körper-Kraft, auch wenn deren Beitrag um ca. eine Größenordnung kleiner als der einer Drei-Körper-Kraft erwartet wird (siehe z. B. [Nog02]).

Einen ausführlichen Überblick der bis 1988 am Vier-Nukleonen-System gewonnenen Erkenntnisse im Energiebereich von wenigen keV bis 50 MeV gibt [PgS88].

Deuterium-Fusionsreaktionen

Die Untersuchung der beiden Spiegelreaktionen



drängt sich in vielerlei Hinsicht auf. Nur wenige mikroskopische Beschreibungen mit der hypersphärischen Methode sowie den Faddeev-Yakubovsky-Gleichungen liegen dazu vor [Uzu97, Fon99, Gor00]. Der ^4He -Kern ist das einfachste System, in dem man Resonanzstrukturen untersuchen kann. Bei Messungen unter $\theta = 0^\circ$ läßt sich die Tensoranalysierstärke T_{20} als D/S-Wellen-Verhältnis im Triton oder ^3He -Kern [Lad04] ausdrücken.

Beispielsweise ist die Betrachtung grundlegender kernphysikalischer Probleme wie der Verletzung der Ladungssymmetrie (z. B. [Neb02]) interessant. Desweiteren wird die $D(d, p)T$ -Reaktion zur Untersuchung von Tiefenprofilen von Materialien [Joh73, Kaw02] sowie des Einflusses des „electron screening“ auf die Reaktionsraten bei sehr niedrigen Energien [Rol04] genutzt.

1.1.4 $A > 4$ – Systeme

Zur Vervollständigung sei hier der Stand der über das interessierende $A = 4$ -System hinausgehenden komplexeren Systeme mit mehr als vier Nukleonen angeführt.

Speziell in Argonne werden von der Gruppe um Pieper *Ab Initio*-Berechnungen durchgeführt. Mittels der *No Core Shell Model* (NCSM)-Methode und der *Coupled Cluster Expansion* (CCE)-Methode gelingt es, Eigenschaften von

Systemen mit Massen von $A \leq 16$ zu bestimmen [Bar03]. Wesentlich genauer sind Quanten-Monte Carlo-Rechnungen wie die *Green's Function Monte Carlo* (GFMC)-Methode. Die GFMC-Methode ist exakt in dem Sinne, daß Bindungsenergien mit einer Genauigkeit von besser als 2% berechnet werden können. Aufgrund einer rapide ansteigenden Anzahl von Parametern wie Spin oder Isospin sind akkurate Berechnungen bisher nur bis $A = 10$ möglich [Pie02]. Die Begrenzung ergibt sich allein aus der Rechenkapazität gegenwärtiger Computer. Beispielsweise benötigt die Berechnung eines einzelnen Zustandes im $A=10$ -System auf Hochleistungs-Parallelrechnern schon 10000 Prozessor-Stunden. Angeregte Zustände lassen sich bereits bis $A = 8$ berechnen [Pie04]. Zur Beschreibung der experimentellen Daten wird neben dem Ansatz eines N-N-Potentials, dem Argonne v18-Potential², in allen Berechnungen auch ein 3N-Potential benötigt. Angesetzt werden hier die Illinois-Potentiale 1-5 [Pie02].

1.2 Bedeutung des Deuteriums

Interesse an Deuterium und den Deuterium-Fusionsreaktionen besteht insbesondere im Hinblick auf die Kernfusion in Astrophysik und Energietechnik.

Mechanismen von Kernreaktionen bei sehr niedrigen Energien spielen dabei eine herausragende Rolle. Aufgrund der großen Komplexität der D+D-Reaktionen ist es nicht möglich, Übergangsamplituden direkt aus Einzelmessungen zu bestimmen. Es ist notwendig, alle verfügbaren Daten geeignet zu parametrisieren, z. B. als Streuphasen oder direkt als Übergangsmatrixelement-Kombinationen. Im letzteren Fall werden Legendre-Entwicklungskoeffizienten aller Observablen parametrisiert. Durch einen Fit an diese Koeffizienten lassen sich die Matrixelemente bestimmen. Deren Kenntnis erlaubt beliebige Vorhersagen aller möglichen Observablen, u. a. auch den Vergleich der beiden Spiegelreaktionen $D(d, p)^3\text{H}$ und $D(d, n)^3\text{He}$ und deren Wechselwirkungsradien. Weitere experimentelle Größen, gerade Zwei-Spin-Observable, erhöhen in der Analyse die Genauigkeit der Daten, die zur Bestimmung des Reaktionsmechanismus dienen.

²Der Name ergibt sich aus der Anzahl von 18 Operatoren.

... in der Astrophysik

Deuterium wurde in den ersten Momenten des Big Bang³ gebildet. Die Häufigkeit des Wasserstoff-Isotops bietet Hinweise auf die frühe Entwicklung des Universums und die Natur von kosmischer dunkler Materie. Die Big Bang-Nukleosynthese (BBN), die Entstehung der leichten Elemente im frühen Universum, ist eines der wichtigsten Standbeine des Standardmodells der Kosmologie. Die Grundlage des kosmologischen Standardmodells bildet die Allgemeine Relativitätstheorie. Friedmann und Lemaître leiteten als erste dynamische Lösungen aus Einsteins Gravitationstheorie ab. Lemaître⁴ ging von einem sehr dichten Anfangszustand des Universums aus, bei dem ein primordiales Atom explodiert [Lem31]. 1946 entwickelte Gamow eine Theorie von der Entstehung des Kosmos aus einem sehr heißen Anfangszustand, wobei er zunächst vermutete, daß alle Elemente des Periodensystems im Urknall vor 13.7 Milliarden Jahren produziert worden sein könnten [Gam46, Gam48, Alp48]. Man nimmt an, daß das Universum homogen⁵ ist und um uns eine Isotropie vorliegt, d. h. es gibt durch eine Mittelung keine Auszeichnung der Position. Einstein verwarf die zur Ermöglichung eines statischen Universums eingeführte kosmologische Konstante⁶ Λ kurz darauf selbst bei der Entdeckung der Galaxienflucht von Hubble. Aufgrund der Bedeutung von Λ zur Klärung der dunklen Energie und verschiedener Messungen erlebt die Konstante eine Renaissance. Für einen Überblick zum Kenntnisstand der Nukleosynthese und des Standardmodells können z. B. die Artikel [Rol88, Sch98, Nol00, Tyt00] sowie die darin zahlreich enthaltenen Referenzen dienen.

Die primordiale Nukleosynthese erlaubt es, indirekt die Bedingungen im frühen Universum zu studieren und so grundlegende Physik über die Grenzen eines Labors hinaus zu untersuchen. Die zweite starke Stütze für die Big Bang-Kosmologie sind Beobachtungen und Messungen der Isotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung⁷ (weitere Ausführungen am Ende des Abschnitts) und die Tatsache, daß diese sehr exakt die Form eines thermischen Spektrums aufweist. Die Strahlung ist also die eines schwarzen Körpers. Das kosmologische Standardmodell kann durch unterschiedliche Methoden für verschiedene Zeitabschnitte getestet werden: Die Nukleosynthese dient als Test für den Vorgang in den ersten drei Minuten des Universums, die kosmische Hinter-

³Der Begriff des Urknalls oder „Big Bang“ wurde von Hoyle geprägt, der als Kritiker diese Theorie unglaublich erscheinen lassen wollte.

⁴Lemaître wird deshalb gelegentlich als Vater der Urknalltheorie bezeichnet.

⁵Beschreibung durch Robertson-Walker-Metrik

⁶Einstein bezeichnete sie als die „größte Eselei seines Lebens“

⁷Für deren Entdeckung im Jahr 1965 erhielten Penzias und Wilson 1978 den Nobelpreis.

grundstrahlung prüft die Gültigkeit nach etwa 380000 Jahren. Supernovae und Gravitationslinsen dienen der Analyse bei etwa halbem Alter des Universums und die Verteilung der Galaxien gibt eine Auskunft über den gegenwärtigen Zeitpunkt.

Abbildung 1.3 verdeutlicht die Entwicklungsstufen in den einzelnen Epochen. Zu Beginn sind alle vier Grundkräfte vereint, bei der Planck-Zeit von etwa 10^{-43} s, einer Dichte von 10^{94} g cm $^{-3}$ und einer Temperatur von 10^{32} K. Während der Expansion und dem Durchlaufen einer inflationären Phase spalten sich die einzelnen Kräfte ab und Quarks werden gebildet. Nach 10^{-6} s liegt eine Temperatur von 10^{13} K vor. Quarks können nicht mehr als freie Teilchen existieren, sondern vereinigen sich zu Hadronen. Nach 10^{-4} s ist die Temperatur auf 10^{12} K gesunken. Bei dieser Temperatur ist das Verhältnis $\frac{n}{p} \sim 1$. Nach 1 s ist eine Temperatur von 10^{10} K erreicht, Elektronen werden bis auf einen kleinen Überschuß durch Positronen vernichtet. Vermutlich aus Gründen der CP-Verletzung wird Materie gegenüber Antimaterie bevorzugt. Nach 10 Sekunden, bei Temperaturen unterhalb von 10^9 K vereinigen sich Protonen und Neutronen durch Kernfusion zu ersten Atomkernen. Das Verhältnis von n und p sinkt durch Zerfall der Neutronen auf etwa $\frac{n}{p} \sim \frac{1}{6}$ ab ($T \sim 700$ keV), ist nicht mehr temperaturabhängig, und die schwache Wechselwirkung friert aus. Deuterium kann gebildet werden, das durch hochenergetische Photonen sofort wieder aufgespalten wird. Nach Abkühlung des Universums auf $T \leq 80$ keV (etwa das Maximum für die Auftragung von ^2H in Abbildung 1.4) wird effektiv Deuterium gebildet. Nach etwa 30 Minuten ist die Teilchendichte des Universums so weit gesunken, daß die primordiale Nukleosynthese stoppt.

Reeves et al. erörtern einen kosmologischen Ursprung für Deuterium [Ree73]. Außer der primordialen Bildung scheint es keine astrophysikalischen Quellen zu geben. Das war der Beginn, Deuterium als „kosmisches Baryometer“ zu nutzen. Die Menge des Deuteriums, das während der Anfangsphase des Universums gebildet wurde, ist eine empfindliche Funktion der mittleren Baryondichte. Deuterium ist sehr fragil, mit einer Bindungsenergie von nur $E_B = -2.225$ MeV der am schwächsten gebundene stabile Kern. Falls freie Neutronen und Protonen miteinander wechselwirken können, wird er durch die Reaktion $^1\text{H}(n, \gamma)\text{D}$ gebildet.

In unserer Galaxis beobachtet man Deuterium in interstellarer Materie, die noch nicht in Sternen kondensiert ist, z. B. durch Absorptionslinien in stark rotverschobenen Wasserstoffwolken. Sterne produzieren kein Deuterium, sie zerstören es nur. Deuterium kann die hohen Temperaturen im Inneren der

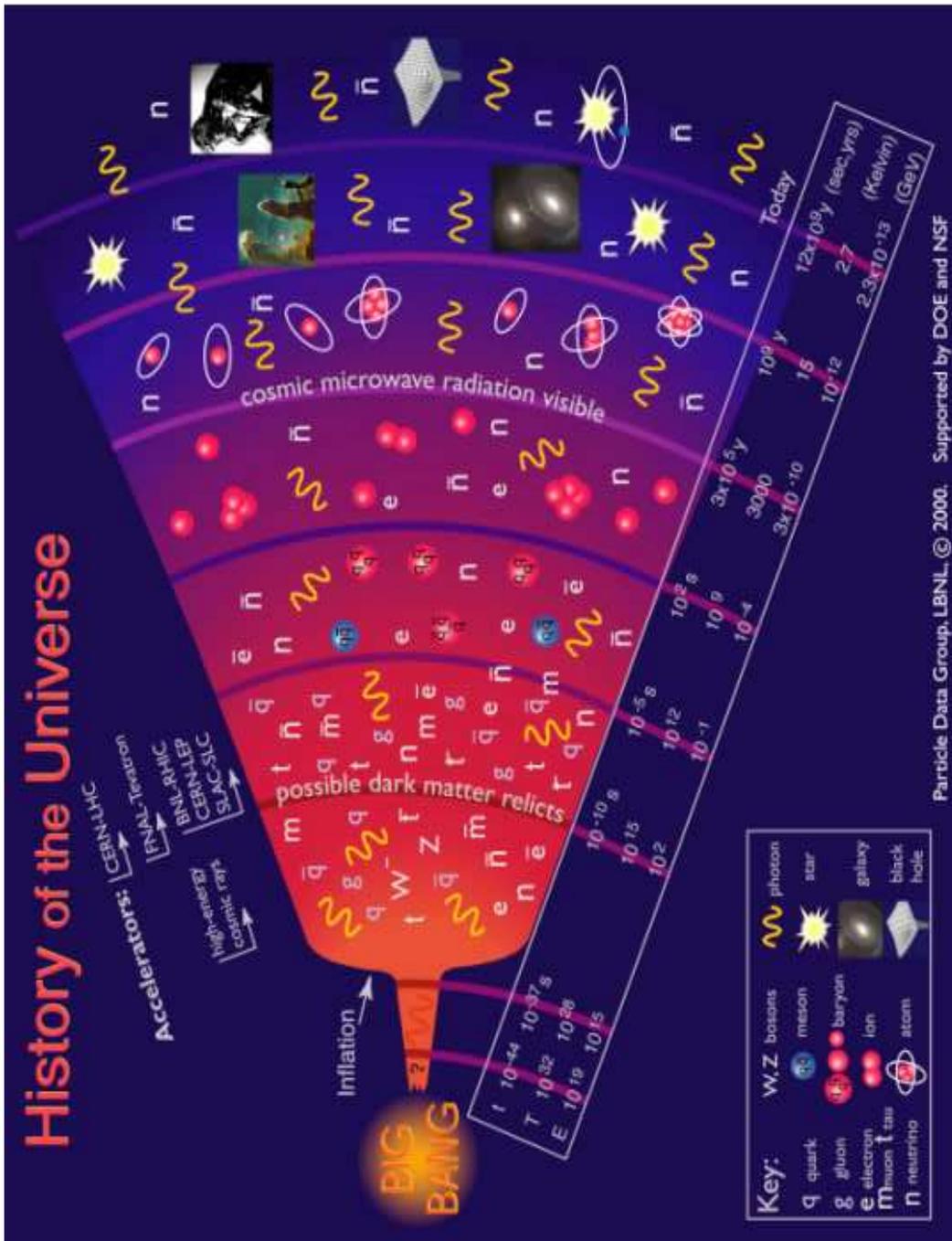


Abbildung 1.3: Zeitskala der einzelnen Epochen nach dem Urknall (von: Particle Data Group, LBNL)

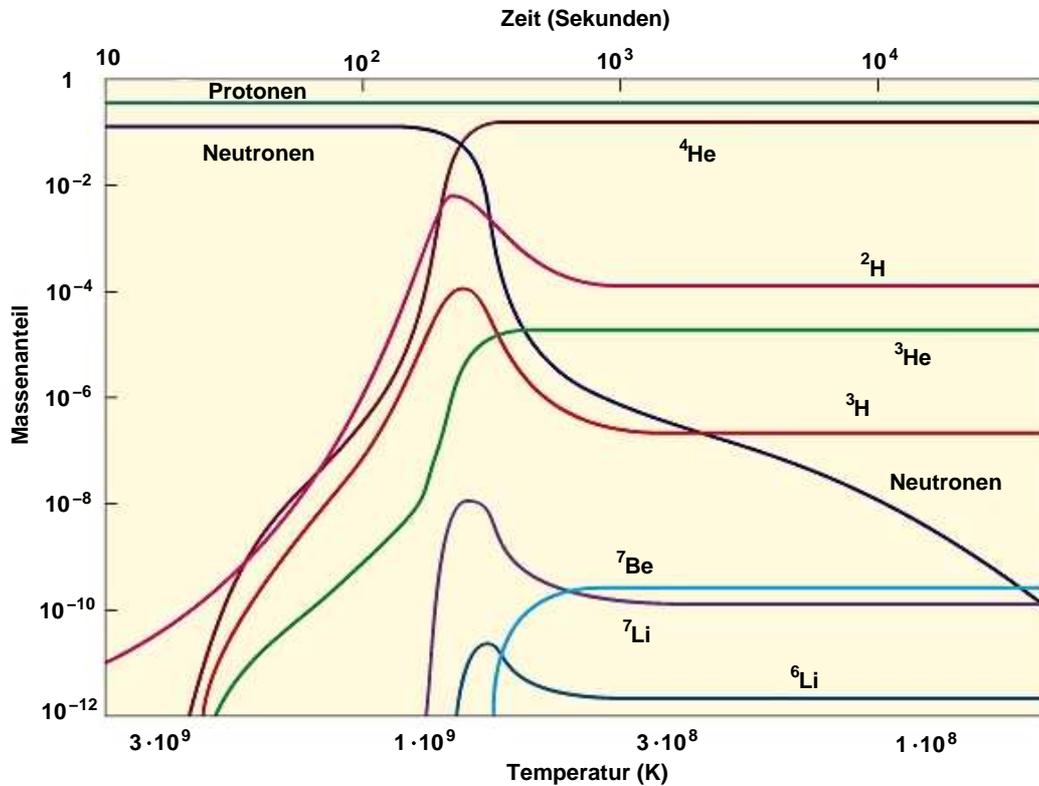


Abbildung 1.4: Häufigkeiten der leichtesten Elemente nach dem Urknall (u. a. in [Wag67])

Sterne nicht überleben, sondern verbrennt bei $T \sim 10^6$ K über die Reaktion $D(p, \gamma)^3\text{He}$. Der beobachtete Anteil an Deuterium liefert eine untere Grenze für die Big Bang-Produktion, die Summe von ^2H und ^3He eine obere Grenze für die primordiale Häufigkeit der beiden Elemente.

Die für die BBN relevanten Kernreaktionen können in zwei Gruppen eingeteilt werden: solche, die Protonen und Neutronen ineinander umwandeln, und alle anderen. Die erste Gruppe hängt vom gleichen Matrixelement ab und kann durch die mittlere Lebensdauer des Neutrons ausgedrückt werden. Die zweite Gruppe wird bestimmt durch viele verschiedene Messungen von Wirkungsquerschnitten, wobei zwölf entscheidend sind (s. Abb. 1.5).

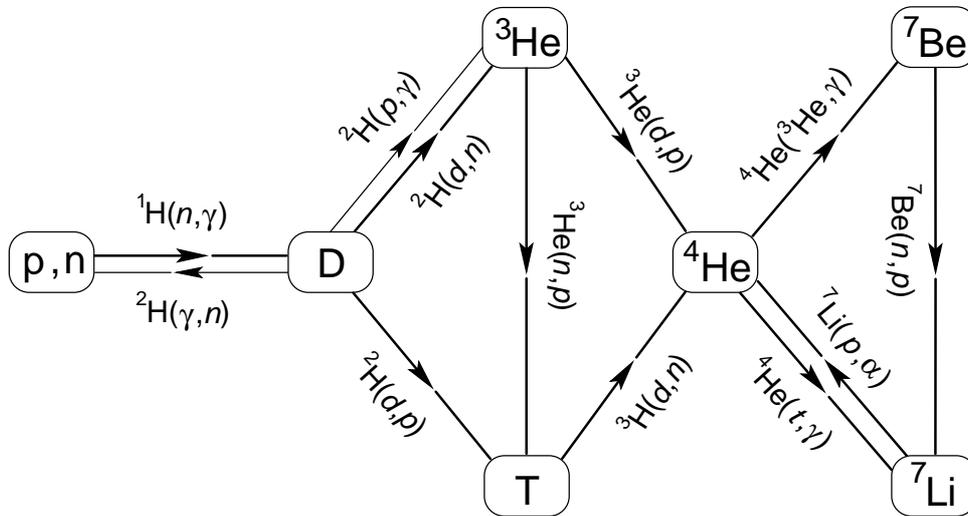


Abbildung 1.5: Schlüsselreaktionen in der Big Bang-Nukleosynthese

Oberhalb von Temperaturen von etwa 80 keV liegt ein Gleichgewicht zwischen Protonen, Neutronen und Deuterium vor⁸. Fällt die Temperatur jedoch, werden die anderen Reaktionskanäle geöffnet und schwerere Elemente gebildet. Die wichtigsten Zerstörungsreaktionen des Deuteriums sind die beiden Fusionsreaktionen $D(d,p)^3\text{H}$ und $D(d,n)^3\text{He}$. Unsicherheiten vor allem der Wirkungsquerschnitte in diesen Schlüsselreaktionen müssen reduziert werden, um so die Genauigkeiten in den theoretischen Beschreibungen der Vorkommen von Deuterium zu erhöhen. Damit gelingt ein aussagekräftigerer Vergleich mit den genaueren Beobachtungen des Deuterium-Anteils. Beispielsweise sollten zur Verbesserung der Datenlage die Wirkungsquerschnitte der beiden Spiegelreaktionen $D(d,n)^3\text{He}$ und $D(d,p)^3\text{H}$ ab 100 keV mit einem Fehler von 2.0% bzw. 1.6% gemessen werden, um den Fehler der Vorhersagen auf die Hälfte abzusenken [Nol00].

Lange Zeit war die BBN die primäre Bestimmungsmethode der Baryondichte. Wie zu Anfang erwähnt, stellt die kosmische Hintergrundstrahlung (cosmic microwave background – CMB) einen weiteren Grundpfeiler für die Standard-Kosmologie dar. Das kosmologische Standardmodell erklärt, daß Photonen, die zu einem Zeitpunkt frei wurden, als das Universum noch etwas heißer war, aufgrund der kosmologischen Expansion auch stärker rotverschoben wurden, wodurch eine höhere Temperatur genau kompensiert wird. War der Zeitraum für den Zerfall von Neutronen kurz, blieben viele Neutronen

⁸Man spricht auch von einem „Deuterium-Flaschenhals“.

übrig, um Deuterium und Helium zu bilden. War der Zeitraum lang, war ein Großteil der Neutronen bereits zerfallen, als Kerne entstehen konnten. Wie schnell das Universum expandierte, hing von der Energiedichte in der CMB ab. Daraus folgt eine enge Beziehung zwischen der Häufigkeit leichter Kerne und der Temperatur der CMB.

Die Big Bang-Nukleosynthese sagt primordiale Vorkommen der leichtesten Elemente voraus. Die Übereinstimmung von Vorhersage und Beobachtung liefert einen direkten Zugang zur Baryondichte. Durch Kombination mit Beobachtungen der Hintergrundstrahlung und damit der Kombination von Ergebnissen unterschiedlicher Epochen läßt sich eine Konsistenzprüfung der Standard-Kosmologie durchführen [Hue04].

Nach ersten Messungen des 1992 gestarteten NASA-Satelliten COsmic Background Explorer (COBE) mit einer Winkelauflösung von 7° folgte 2001 der Start von Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)⁹ (Auflösung 0.3°), um das Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung auszumessen. Ebenso wie eine Karte der Temperaturfluktuationen mit wesentlich höherer Auflösung, Empfindlichkeit und Genauigkeit als COBE wurde die Polarisation des Mikrowellen-Hintergrundes gemessen. Aus der CMB wird über die Amplituden der Peaks im Leistungsspektrum die Baryondichte bestimmt, die eine Vorhersage der Elementhäufigkeiten ermöglicht. Anschließend werden diese Vorhersagen mit Beobachtungen verglichen. Dadurch gelingen zwei unabhängige Messungen der kosmischen Baryondichte.

Die Baryondichte wird aus den WMAP-Daten mit einer Genauigkeit von 4% bestimmt (siehe Tabelle 1.1 mit den neuesten Daten) – das ist eine empfindlichere Methode als jede derzeit mögliche Bestimmung durch leichte Elemente.

So trägt WMAP signifikant zur Genauigkeit des vorhergesagten Deuterium-Vorkommens bei. Zukünftige CMB-Experimente werden Ungenauigkeiten weiter reduzieren. Dann werden kernphysikalische Unsicherheiten die theoretischen Vorhersagen völlig dominieren. Daraus werden neue Messungen des Wirkungsquerschnitts motiviert [Bos03]. Burles gibt den für die BBN relevanten Energiebereich der einzelnen Reaktionen an [Bur99].

⁹Kollaboration zwischen Princeton University und NASA's Goddard Space Flight Center. Zu Ehren von Prof. D. Wilkinson wurde MAP in WMAP umbenannt.

Größe	Symbol	Wert		
Alter des Universums (Gyr)	t_0	13.7	\pm	0.2
Gesamtdichte	Ω_{tot}	1.02	\pm	0.02
Baryondichte	$\Omega_b h^2$	0.0224	\pm	0.0009
Baryondichte/Kritische Dichte	Ω_b	0.044	\pm	0.004
Materiedichte	Ω_m	0.27	\pm	0.04
Dunkle Energie-Dichte	Ω_Λ	0.73	\pm	0.04
CMB-Temperatur (K)	T_{cmb}	2.725	\pm	0.002
CMB-Photonendichte (cm^{-3})	n_γ	410.4	\pm	0.9
Baryonen/Photonen-Verhältnis	η	$6.1 \cdot 10^{-10}$	\pm	$0.2 \cdot 10^{-10}$
Amplitude der Fluktuationen	A	0.833	\pm	0.086
Hubble-Konstante	h	0.71	\pm	0.04

Tabelle 1.1: Kosmologische Parameter, bestimmt aus den Messungen von WMAP in Kombination mit anderen Messungen [Ben03, Spe03]

Mittels der genaueren WMAP-Daten wurden neue Monte Carlo-Berechnungen durchgeführt, um die Element-Häufigkeiten zu bestimmen [Coc04]. Cyburt liefert ein neues Verfahren, um Wirkungsquerschnitte und deren Unsicherheiten zu bestimmen. Weiterhin beschreibt er, wie sich Fehler in Fusionsraten und Vorhersagen der leichten Elemente für die entscheidenden Schlüsselreaktionen fortpflanzen [Cyb04]. Normierungsfehler dominieren in vielen Fällen über statistische Unsicherheiten in den Daten. Um die Präzision von WMAP wirksam einzusetzen, wird die höchstmögliche Genauigkeit in den Beobachtungen der leichten Elemente benötigt. Abgeschätzt wird die Deuterium-Menge in stark rotverschobenen Systemen zu unter 1%. Da die einzige astrophysikalische Quelle von Deuterium der Big Bang ist, erfolgt ein direkter Test der BBN.

Der Planck-Satellit¹⁰ der europäischen Raumfahrtbehörde ESA soll im zweiten Lagrange-Punkt¹¹ des Systems Erde-Sonne ab dem Jahre 2007 eine noch genauere Durchmusterung der kosmischen Hintergrundstrahlung durchführen.

Weiterhin spielt Deuterium eine Rolle bei der Definition für den Status eines Planeten. Bei dem im Frühjahr 2004 neu entdeckten Himmelskörper „Sedna“¹² wurde der Ruf nach einer verbindlichen Definition laut. Eine obere

¹⁰umbenannt von zuvor COBRAS/SAMBA

¹¹Gleichgewichtspunkt, in dem sich Gravitationskraft und Zentrifugalkraft auf einen dritten Körper mit im Verhältnis zu den anderen beiden verschwindend kleiner Masse aufheben; Vorteil von L2: durch sonnenabgewandte Seite von irdischer Wärmestrahlung entfernt

¹²benannt nach der Meereshöttin der Eskimos

Massengrenze stellen die „Braunen Zwerge“ dar (das sind gewissermaßen verhinderte Sonnen). Ihre Masse reicht nicht aus, um im Kern eine Fusion von Wasserstoff zu Helium zu zünden wie bei einer richtigen Sonne. Die größeren unter ihnen – etwa ab der 13fachen Masse von Jupiter – schaffen es immerhin, Deuterium zu verbrennen. Planeten können das nicht. Die Trennungslinie kann man demnach entlang der Fähigkeit zum Verbrennen von Deuterium ziehen.

... in der Energietechnik

Eine technische Anwendung können die Deuterium-Reaktionen in künftigen Fusionsreaktoren finden. Die D+T-Reaktion ist mit dem größten Wirkungsquerschnitt von 5 barn bei kleinen Energien die wichtigste Fusionsreaktion. Der große Wirkungsquerschnitt entsteht vornehmlich aus dem $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ -Resonanz-Niveau von ${}^5\text{He}$ bei $E_d = 107$ keV. Die D+ ${}^3\text{He}$ -Reaktion besitzt eine $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ -Resonanz bei $E_d = 430$ keV. Der Wirkungsquerschnitt wird bei niedrigen Energien vollständig dominiert durch die $\frac{3}{2}^+$ -Resonanz. Bei einem $l=0$ -Zustand muß sich der Drehimpuls also aus den Spins von D und T zusammensetzen.

Die D+T-Reaktion verursacht jedoch aufgrund der Neutronenproduktion eine Aktivierung und Versprödung der Reaktorwände. Bei der alternativen neutronenlosen D+ ${}^3\text{He}$ -Reaktion wird die D+D-Fusion im Nebenzweig auftreten. Die Idee ist, mit polarisierten Stoßpartnern zu arbeiten [Kul82]. Einerseits ließe sich dadurch die Rate der D+ ${}^3\text{He}$ - (wie auch der D+T-)Reaktion anheben. Das statistische Gewicht für den Zustand $S = \frac{3}{2}$ ist vier, für den Zustand $S = \frac{1}{2}$ zwei. Im unpolarisierten Fall tragen nur $\frac{2}{3}$ der Stöße zur Fusion bei, also wäre eine Verstärkung der Reaktionsrate von 50% möglich. Andererseits sollten gleichzeitig die konkurrierenden D+D-Prozesse unterdrückt werden. Wenn gezeigt werden könnte, daß Übergänge der Quintett-Zustände im Eingangskanal in der $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ -Reaktion stark unterdrückt werden, dann würde ein solcher neutronenarmer Fusionsreaktor realisierbar erscheinen. Untersuchungen in Köln zeigten mit Hilfe der Übergangsmatrix-Parametrisierung allerdings, daß die Quintettbeiträge zu niedrigeren Energien hin sogar verstärkt werden [Lem89, Lem90, Lem93]. Damit erscheint das Konzept eines neutronenarmen Fusionsreaktors nicht lebensfähig [PgS92]. Messungen der Analysierstärken von Pfaff stimmen mit diesen Aussagen überein [Pfa89]. Neueste Analysen zum Unterdrückungsfaktor ergeben einen Wert von 20% [Huk05].

Spinabhängige Experimente sind notwendig, um die unterschiedlichen Partialwellen-Beiträge und somit auch die fraglichen Quintett-Zustände zu bestimm-

men. Die optimale Energie für einen $D+^3\text{He}$ -Fusionsreaktor liegt bei 50 keV, das entspricht für die $D+D$ -Reaktion einer Relativenergie von 75 keV. Da der Fusionsreaktor seinen anfänglichen Arbeitspunkt bei niedrigeren Energien erreichen wird, ist es allerdings notwendig, bei wesentlich geringeren Energien zu messen. Zum Vergleich:

$$1 \text{ keV} \equiv 11.6 \cdot 10^6 \text{ K} \quad ,$$

was etwa der Temperatur im Sonneninneren entspricht.

Noch wichtiger als die Anhebung der Reaktionsrate erscheint die Richtungskontrolle der emittierten Neutronen. Die Anisotropie der $(1 + 3 \cos^2 \theta)$ -Verteilung kann genutzt werden, um die Neutronen in Richtungen zu lenken, in denen sie weniger Schaden anrichten. Wenn die Spins in einem polarisierten Plasma transversal zum Magnetfeld zeigen, sollte der Neutronenschaden der inneren Reaktorwand um 25% reduziert werden [Mic83]. Die Richtungsanisotropie der Neutronen kann zur Überwachung der Polarisation des Plasmas genutzt werden.

1.3 Motivation dieser Arbeit

Die Hauptintention dieser Arbeit liegt darin, durch Messung von Polarisationstransferobservablen die bisherige Bestimmung aller Reaktionsmatrixelemente und damit der Übergangsamplituden der VERSCHIEDENEN Spinzustände zu verbessern. Polarisationsobservable sind häufig – anders als der Wirkungsquerschnitt – Summen von Produkten verschiedener T-Matrixelemente. Diese gehen daher linear statt quadratisch ein und wirken – auch durch die möglichen Vorzeichenwechsel – als Verstärker von kleinen Elementen der Reaktionsmatrix. Damit sind sie ein besonders gut geeignetes Hilfsmittel zur Erforschung der wichtigen Details der Reaktionsmechanismen.

Durch die Arbeit von [Imi01] wurden die Voraussetzungen geschaffen, die Datenbasis für einen Reaktionsmatrix-Fit von Geiger [Gei93, Gei95], der auf bisherigen Ergebnissen beruht, durch den Gewinn von verschiedenen neuen Datenpunkten bei kleinsten Energien zu erweitern. Mit einer so gewonnenen Übergangsmatrix läßt sich dann jede Observable der Reaktion berechnen.

Aufgrund der zuvor genannten Gesichtspunkte bezüglich der Produktion von Elementen und Energie besteht das Interesse, bei sehr niedrigen Energien Zwei-Spin-Observable zu bestimmen. Auch bei den niedrigsten Energien haben die $D+D$ -Reaktionen noch eine hohe Komplexität. Selbst bei Energien

nahe Null sind sowohl S- als auch P-Wellen notwendig. Bereits bei 50-60 keV beginnen D-Wellen zur Reaktion beizutragen, so daß schon eine Anzahl von 16 komplexen Matrixelementen in die Analyse eingeht. Unterhalb einer Reaktionsenergie von $E_d = 1.5$ MeV können die Beiträge von F-Wellen immerhin vernachlässigt werden [Gei93, Gei95]. Zwei-Spin-Observable, wie Polarisationstransferkoeffizienten, sind experimentell nur sehr schwer zugänglich. Es gibt daher bisher nur eine Messung des Koeffizienten K_y^y bei niedrigen Energien [Kat01]. Aus diesem Grunde wurde bei astrophysikalisch relevanter niedriger Energie eine Messung geplant und durchgeführt.

Zuvor war die Anzahl der durch die Theorie gegebenen Fitparameter deutlich größer als die Anzahl der experimentell bestimmten Legendrekoeffizienten, so daß eine minimale Modellannahme für die Energieabhängigkeit der Übergangsamplituden erforderlich war. Jede neue Meßgröße liefert weitere Matrixelement-Kombinationen. Die Ermittlung von bisher nicht in den Fit integrierten Daten verspricht durch eine größere Anzahl an Legendrekoeffizienten eine vollständige und verlässlichere Bestimmung von Übergangsmatrixelementen ohne Modellannahmen.

Nachfolgend wird zunächst eine Einführung in die formalen Hilfsmittel der Physik mit polarisierten Teilchen gegeben. Kapitel 3 erläutert die Komponenten der neuentwickelten Transferpolarimeter. Die Darstellung in Kapitel 4 des grundsätzlichen Aufbaus eines neuen Meßplatzes für ein Niederenergie-Experiment (ohne Tandembeschleuniger) beinhaltet zudem Überlegungen zu Reaktionsenergie und einer geeigneten Targetwahl in der Primärreaktion für eine Messung von Transferkoeffizienten. Die zu ihrer Durchführung notwendige Eichung der Transferpolarimeter wird in Kapitel 5 beschrieben. Kapitel 6 zeigt Ergebnisse aus den Messungen, vor deren Beginn störende Einflüsse – z. B. im Ionenquellenbereich oder Auswirkungen von Kristallstrukturen – eliminiert werden mußten. Abschließend wird ein Ausblick auf mögliche Erweiterungen für die Fortführung dieses Experiments gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Ein wesentlicher Teil der Kraft zwischen zwei Nukleonen ist die Spin-Bahn-Kraft. Weitere spinabhängige Kräfte sind die Spin-Spin- und die Tensorkraft. Darüberhinaus wurde für Valenz-Nukleonen in Streuexperimenten, die durch das Optische Modell beschrieben werden, eine Spin-Bahn-Wechselwirkung erkannt, die ebenfalls eine Bestätigung der Spinabhängigkeit von Kernkräften darstellt (siehe z. B. [Mad71] oder [Ohl72]). Die wichtigsten beiden Effekte dieser LS-Kraft sind zum einen die Polarisierung eines unpolarisierten Strahls durch Streuung und zum anderen die Bevorzugung einer Streurichtung bei ausgewählter Polarisationsrichtung der einlaufenden Teilchen. Die Polarisierung wird durch die entstehende Links-Rechts-Asymmetrie in einer polarisationsempfindlichen Reaktion gemessen. Durch die Wirkung der Spin-Bahn-Kraft kann die Polarisierung der Teilchen aus der Streureaktion geändert worden sein. Durch erneute Messung der Links-Rechts-Asymmetrie kann mit einer weiteren Analysatorreaktion diese Änderung, der Polarisationstransfer, nachgewiesen werden.

2.1 Beschreibung des Spins

Der Spin s eines Teilchens wird in Einheiten von \hbar gemessen und kann entlang einer festgelegten Quantisierungsachse $2s + 1$ Werte annehmen. Diese Einstellmöglichkeiten sind die Projektionen auf die Quantisierungsachse und werden wie beim Bahndrehimpuls als z -Komponente $s_z = m$ bezeichnet.

Der Gesamtdrehimpuls des Deuteriumkerns hat den Wert 1. Mit der Annahme, daß der Bahndrehimpuls im Grundzustand den Wert Null besitzt, müssen die Spins von Neutron und Proton in dieselbe Richtung zeigen.

Erhält man vollständige Informationen über alle Teilchen eines Ensembles, so liegt ein reiner Zustand vor. Einen Spezialfall eines reinen Zustandes stellt der Spinzustand eines einzelnen Teilchens dar, das immer vollständig polarisiert ist.

Bei einem gemischten Zustand, der Überlagerung von reinen Zuständen, muß man eine statistische Mittelung über ein Ensemble von Teilchen durchführen. Ein Erwartungswert ist hier der quantenmechanische Erwartungswert und zugleich ein statistischer Mittelwert über das Ensemble.

Man bildet zur Beschreibung der Polarisation den Erwartungswert von geeigneten Spinoperatoren, im Fall von Spin $\frac{1}{2}$ der Pauli-Operatoren σ_i (siehe Abschnitt 2.4.1), über alle Teilchen n . Quantenmechanisch wird dazu der Dichteoperator folgendermaßen definiert:

$$\rho = \sum_{i=1}^n p_i |\Psi^{(i)}\rangle \langle \Psi^{(i)}| \quad ,$$

mit der Wahrscheinlichkeit p_i , das Ensemble im Zustand $\Psi^{(i)}$ vorzufinden. So läßt sich der Ensemble-Mittelwert finden durch

$$p_i = \langle \sigma_i \rangle = \text{Sp}(\rho \sigma_i) \quad . \quad (2.1)$$

Die Spur ist unabhängig von der jeweiligen Darstellung.

2.2 Koordinatensysteme

Observable – wie die Dichtematrix und die im folgenden zu definierenden Größen der Polarisation, Analysierstärken, statistischen Tensoren usw. – sind abhängig davon, in welchem Koordinatensystem die Teilchenzustände beschrieben werden.

In Übereinstimmung mit der Madison-Konvention [Mad71] definiert man ein kartesisches Koordinatensystem mit folgenden Eigenschaften (siehe Abbildung 2.1): Die positive z -Achse verläuft entlang des Strahlimpulses \mathbf{k}_{in} , die y -Achse weist in Richtung des Normalenvektors \mathbf{n} :

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}}{|\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}|} \quad .$$

\mathbf{k}_{out} ist der Impuls des gestreuten Teilchens. Die x -Achse vervollständigt dann ein rechtshändiges Koordinatensystem.

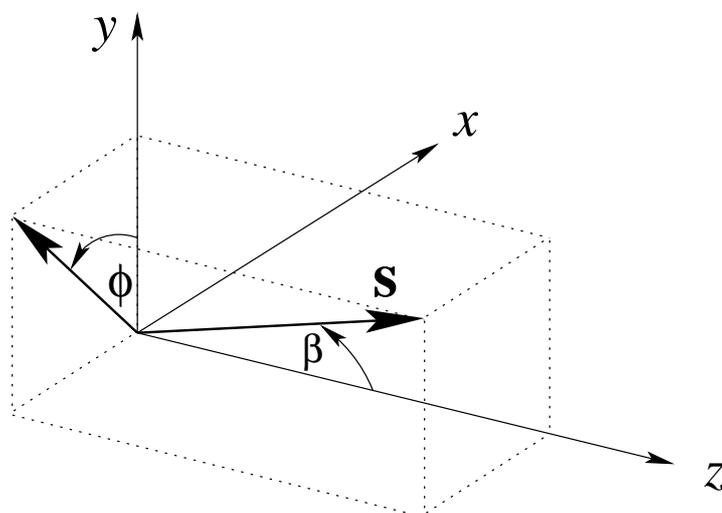


Abbildung 2.1: Koordinatensystem der Spinquantisierungsachse

Der Einheitsvektor, der entlang der Quantisierungsachse zeigt, wird mit \mathbf{s} bezeichnet. Seine Richtung wird durch die Winkel β und ϕ definiert. Der Winkel zwischen der Quantisierungsachse und der Strahlrichtung wird durch β angegeben, während ϕ den Winkel zwischen der Projektion von \mathbf{s} in die x - y -Ebene und der y -Achse mißt. Der Impulsvektor von gestreuten Teilchen liegt immer in der x - z -Halbebene mit positivem x .

Im Fall einer Doppelstreuung unterscheidet man zwei Situationen, indem man für die primäre Streuebene (Abb. 2.2) und das Polarimetersystem (Abb. 2.3) unterschiedliche Koordinatensysteme zu Grunde legt.

Dabei seien ρ_{in} und ρ_{out} die Dichtematrizen der ein- und auslaufenden Teilchenstrahlen. Indem man sich wieder an die Madison-Konvention hält, beziehen sie sich auf ein rechtshändiges Koordinatensystem mit den Achsen x, y, z und x', y', z' . Die positive z -Achse (bzw. z' -Achse) zeigt in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k}_{in} (bzw. \mathbf{k}_{out}), die positive $y = y'$ -Achse ist definiert in Richtung $\mathbf{k}_{in} \times \mathbf{k}_{out}$. Diese Festlegung der Koordinatensysteme bewirkt, daß das gestrichelte Koordinatensystem durch eine Drehung um den Streuwinkel θ nach links aus dem Koordinatensystem vor der Streuung hervorgeht. Bei Rechtsstreuungen im Labor dreht sich die Streunormale um 180° und man erhält bezüglich des definierten Koordinatensystems wieder eine Linksstreuung.

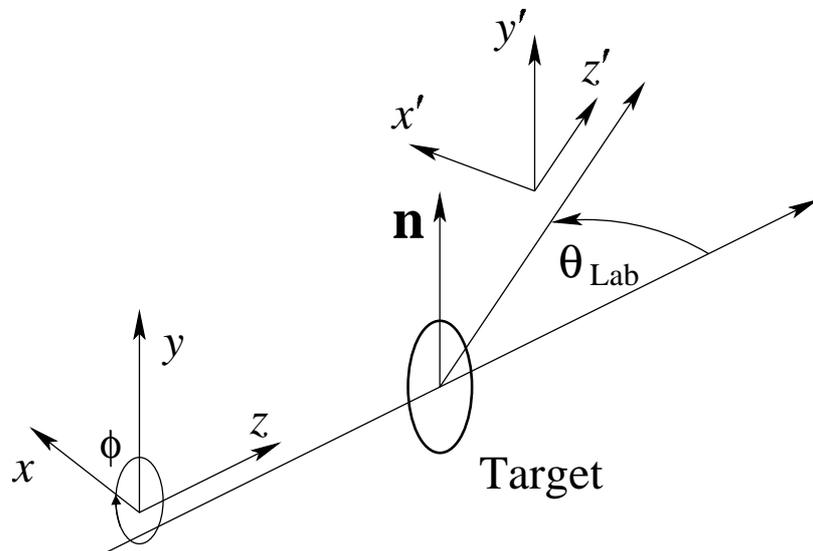


Abbildung 2.2: Koordinatensystem für die primäre Streuebene

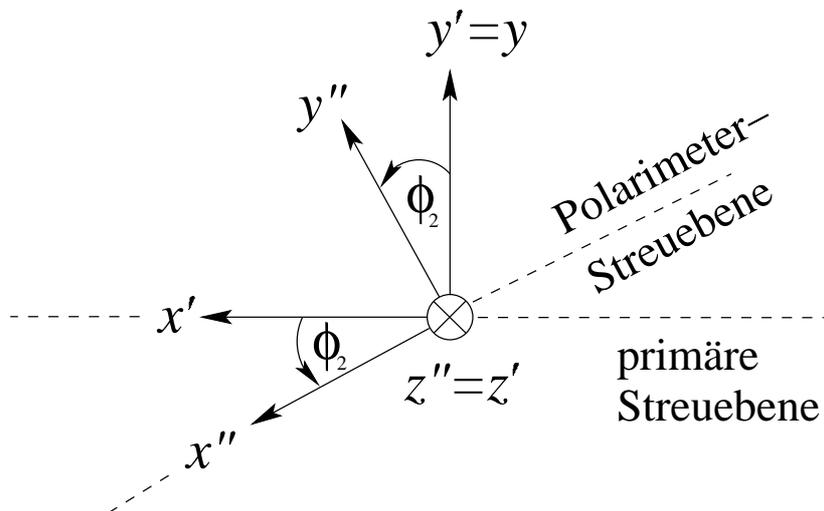


Abbildung 2.3: Koordinatensystem der Polarimeter-Streuebene

Die Polarimeter-Reaktion beschreibt man entsprechend der Madison-Konvention mit einem doppelt gestrichenen Koordinatensystem (x'', y'', z'') , das durch Drehung um ϕ_2 um die z' -Achse hervorgeht. So verläuft die $z'' = z'$ -Achse entlang des Teilchenimpulses \mathbf{k}_{out} des Ejektils, das auf das Polarimeter-target trifft. Die y'' -Achse ist die Normale auf der Polarimeter-Streuebene und zeigt bei Linksstreuung nach oben.

2.3 Übergangsamplituden

Zur Beschreibung von Polarisationsobservablen einer Reaktion $A(\vec{a}, \vec{b})B$ dienen die Dichteoperatoren ρ_a (für den Primärstrahl mit Spin s_a) und ρ_b (für den gestreuten Anteil mit Spin s_b). Die Transfermatrix M transformiert die Eingangsdichtematrix in die Ausgangsdichtematrix:

$$\rho_b = \frac{M \rho_a M^\dagger}{\text{Sp}(M \rho_a M^\dagger)} \quad . \quad (2.2)$$

Die Division durch die Spur des Produktes dient zur Normierung. M ist eine elementare Schnittstelle zwischen Theorie und Experiment. Physikalisch interpretiert man die Elemente der Übergangsmatrix M als Wahrscheinlichkeitsamplituden für den Übergang eines Unterzustandes des Eingangskanals in einen anderen des Ausgangskanals.

Die einlaufenden ebenen Wellen werden als kohärente Überlagerung von sphärischen Wellen angesehen:

$$\Psi_{in}(r) = e^{ikz} = \sum_l (2l+1) i^l u_l(kr) P_l(\cos \theta)$$

$$\text{mit } u_l(kr) \rightarrow (2ikr)^{-1} [e^{(ikr - il\frac{\pi}{2})} - e^{(-ikr + il\frac{\pi}{2})}] \quad \text{für } kr \gg l \quad .$$

Diese sphärischen Wellen nennt man Partialwellen, jede ist charakterisiert durch eine Bahndrehimpuls-Quantenzahl l .

Ihre Amplitude ist gewöhnlich nicht isotrop, sondern hat eine durch die Legendre-Polynome $P_l(\cos \theta)$ gegebene Winkelverteilung. Im Drehimpulsformalismus wird $P_l(\cos \theta)$ in Termen der normierten Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\theta, \phi)$ geschrieben als

$$P_l(\cos \theta) = [(4\pi)(2l+1)^{-1}]^{\frac{1}{2}} Y_{l0}(\theta) \quad .$$

Alle Observablen lassen sich nach Legendre-Polynomen oder assoziierten Legendre-Funktionen entwickeln, z. B.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=0}^m a_l P_l(\cos \theta) \quad . \quad (2.3)$$

Der erste Koeffizient (a_0) stellt in diesem Fall bis auf einen Geometriefaktor den totalen Wirkungsquerschnitt dar.

Bei sehr niedrigen Energien tragen üblicherweise nur S-Wellen ($l=0$) zur Reaktion bei. Eine Besonderheit stellen die D+D-Reaktionen dar: Zur Beschreibung der Meßergebnisse müssen zusätzlich P- und D-Wellen berücksichtigt werden. Der Reaktionsablauf kann aufgeteilt werden. Zunächst müssen die Deuteronen bei einem effektiven Potential

$$V_{\text{eff}} = V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} - \frac{C}{r}$$

außerhalb des Kerns die Coulomb- und (für $l > 0$) die Zentrifugalbarriere durchtunneln. Im Anschluß folgt eine Wechselwirkung mit einem Potential kurzer Reichweite von $r_0 \approx 7$ fm, innerhalb derer der Übergang als energieunabhängig angenommen wird. Die Energieabhängigkeit eines einzelnen Übergangselementes sei allein durch den Durchdringungsfaktor der Coulombbarriere im Eingangskanal bestimmt. Diese Annahme basiert auch auf der Abwesenheit von Resonanzen im untersuchten sehr kleinen Energie-Intervall. Die Barriere im Ausgangskanal hat praktisch keinen Einfluß auf die Energieabhängigkeit aufgrund des hohen Q-Wertes der Reaktion [Ady69]. Daher werden die Übergangsamplituden $T_{\beta\alpha}$ durch Coulomb-Penetrabilitätsfunktionen beschrieben, multipliziert mit energieunabhängigen „reduzierten“ Amplituden. Formal spaltet man eine Penetrabilitätsfunktion $C_{l\alpha}(E, r_0)$ ab, so daß nur noch ein Faktor von „inneren“ konstanten Übergangswahrscheinlichkeiten $\tilde{T}_{\beta\alpha}$ verbleibt:

$$T_{\beta\alpha} = C_{l\alpha}(E, r_0) \tilde{T}_{\beta\alpha}$$

Diese nähert man durch einen Fit an experimentelle Ergebnisse an. Zur expliziten Form der Penetrabilitätsfunktionen siehe [Lem93] oder [Bla59].

Wenn das Kernpotential für Abstände $r > r_0$ vernachlässigbar ist, tragen klassisch nur Partialwellen mit $l \leq kr_0$ bei. Besonders bei niedrigen Energien ist die Partialwellen-Entwicklung in der Praxis sinnvoll. Bei einer geringen Anzahl von Partialwellen wird die Entwicklung abgebrochen, und man erhält direkte Informationen über die beteiligten Drehimpulse.

Die Legendrekoeffizienten der Partialwellen-Entwicklung sind die bestimmenden Größen der Matrixelemente. Die Observablen \mathcal{O} sind bilineare Funktionen der Übergangsamplituden:

$$\mathcal{O}(E, \theta) \sim \sum_{i,j,l} b_{i,j} \left\{ \begin{array}{c} Re \\ Im \end{array} \right\} (T_i T_j^*) P_l^m(\cos \theta) \quad . \quad (2.4)$$

Ihre Entwicklungskoeffizienten enthalten (als Summen von Produkten einzelner Matrixelemente) die gesamte Information über die Reaktionsmatrix und damit über das physikalische Geschehen, so daß die Bestimmung dieser Koeffizienten – insbesondere aber ihrer Energieabhängigkeit – entscheidende Aufschlüsse über die Reaktion gibt. Nach den Gleichungen 2.3 und 2.4 haben sie die Gestalt

$$a_l(E) \sim \sum_{i,j} b_{i,j} \left\{ \begin{array}{c} Re \\ Im \end{array} \right\} (T_i T_j^*) \quad .$$

Durch einen Fit der Entwicklungskoeffizienten $a_l(E)$ an experimentelle Daten erhält man „innere“ Übergangsamplituden, die – multipliziert mit den numerisch berechneten Penetrabilitätsfunktionen – einen Satz von Matrixelementen ergeben.

Zur Beschreibung der Spinkopplung dient der Formalismus der Racah-Algebra. Es ist üblich, eine „Kanalspin“-Darstellung einzuführen, bei der die Kernspins im Ein- und Ausgangskanal zu einem effektiven Kanalspin koppeln [Wel63]. Für die Reaktion $A(a, b)B$ mit Eingangskanal α und Ausgangskanal β ergeben sich $\vec{S}_\alpha = \vec{I}_A + \vec{I}_a$ sowie $\vec{S}_\beta = \vec{I}_B + \vec{I}_b$. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J}

$$\vec{l}_\alpha + \vec{S}_\alpha = \vec{J} = \vec{l}_\beta + \vec{S}_\beta$$

und die Gesamtparität π (mit den intrinsischen Paritäten π_i des Kerns i)

$$\pi = \pi_a \pi_A (-1)^{l_\alpha} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_\beta} \quad (2.5)$$

sind Erhaltungsgrößen.

In der Entwicklung nach dem Drehimpuls der Relativbewegung lassen sich die Matrixelemente formal schreiben als

$$T_{\beta\alpha} = \langle {}^{2S_\alpha+1}l_{\alpha J} | J^\pi | {}^{2S_\beta+1}l_{\beta J} \rangle \quad .$$

Aufgrund der identischen Teilchen im Eingangskanal erfolgt eine Symmetrisierung der Bosonenwellenfunktion und damit der Übergangsamplituden

$$T_{\beta M_B M_b, \alpha M_A M_a}^{(\text{sym})}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = T_{\beta M_B M_b, \alpha M_A M_a}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) + (-1)^{2I_a} T_{\beta M_B M_b, \alpha M_a M_A}(\vec{k}_\beta, -\vec{k}_\alpha),$$

wobei M_i die z -Komponenten der Spins darstellen. Die Symmetrie der Zustände wird beim Austausch von zwei Teilchen bestimmt durch die Clebsch-Gordan-Koeffizienten¹, die eine große Anzahl an Symmetrierelationen bei Permutation der Argumente aufweisen. Eine Änderung des Vorzeichens der z -Komponente ist dem Invertieren der Richtung der z -Achse äquivalent. So führt der Austausch der z -Komponente lediglich zu einem Phasenfaktor

$$\langle I_a I_a M_A M_a | S_\alpha M_S \rangle = (-1)^{S_\alpha - 2I_\alpha} \langle I_a I_a M_a M_A | S_\alpha M_S \rangle$$

Eine weitere Phase $(-1)^{l_\alpha}$ resultiert in den Kugelflächenfunktionen $Y_{l_\alpha}^{m_\alpha}(\vec{k}_\alpha)$ durch Umdrehen von \vec{k}_α in $-\vec{k}_\alpha$. Dieser Symmetrisierung entspricht das Einfügen eines Faktors $[1 + (-1)^{l_\alpha + S_\alpha}]$ in den Termen der Partialwellenentwicklung.

Die Paritätserhaltung verlangt, daß nur Kombinationen von Partialwellen beitragen, die die Gleichung 2.5 erfüllen. Daraus folgen die Auswahlregeln:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_\alpha \text{ gerade} \\ l_\alpha \text{ gerade} \\ l_\beta \text{ gerade} \\ S_\beta = 0, 1 \end{array} \right\} \quad \text{oder} \quad \left\{ \begin{array}{l} S_\alpha \text{ ungerade} \\ l_\alpha \text{ ungerade} \\ l_\beta \text{ ungerade} \\ S_\beta = 0, 1 \end{array} \right\}$$

Die möglichen verbleibenden Kombinationen führen nach der Reduzierung von ursprünglich 108 offenen Kanälen zu den in Tabelle 2.1 aufgelisteten 16 Übergangsamplituden.

$T_1 = \alpha_0 = \langle {}^1S_0 0^+ {}^1S_0 \rangle$	$T_9 = \gamma_1 = \langle {}^5S_2 2^+ {}^1D_2 \rangle$
$T_2 = \alpha_{10} = \langle {}^3P_0 0^- {}^3P_0 \rangle$	$T_{10} = \gamma_2 = \langle {}^5D_0 0^+ {}^1S_0 \rangle$
$T_3 = \beta_{11} = \langle {}^3P_1 1^- {}^1P_1 \rangle$	$T_{11} = \gamma_3 = \langle {}^5D_2 2^+ {}^1D_2 \rangle$
$T_4 = \alpha_{11} = \langle {}^3P_1 1^- {}^3P_1 \rangle$	$T_{12} = \delta_1 = \langle {}^5S_2 2^+ {}^3D_2 \rangle$
$T_5 = \alpha_{12} = \langle {}^3P_2 2^- {}^3P_2 \rangle$	$T_{13} = \delta_2 = \langle {}^5D_1 1^+ {}^3S_1 \rangle$
$T_6 = \alpha_2 = \langle {}^1D_2 2^+ {}^1D_2 \rangle$	$T_{14} = \delta_3 = \langle {}^5D_1 1^+ {}^3D_1 \rangle$
$T_7 = \beta_2 = \langle {}^1D_2 2^+ {}^3D_2 \rangle$	$T_{15} = \delta_4 = \langle {}^5D_3 3^+ {}^3D_3 \rangle$
$T_8 = \alpha_3 = \langle {}^3P_2 2^- {}^3F_2 \rangle$	$T_{16} = \delta_5 = \langle {}^5D_2 2^+ {}^3D_2 \rangle$

Tabelle 2.1: Reaktionsmatrixelemente der D+D-Fusionsreaktionen

Die von Beiduk et al. [Bei50] eingeführte Kurz-Schreibweise bezeichnet Übergänge ohne Spinflip mit α , Singulett-Triplett- bzw. Triplett-Singulett-Übergänge mit β , Quintett-Singulett- mit γ sowie Quintett-Triplett-Übergänge mit δ .

¹auch Vektor-Additionskoeffizienten genannt

2.4 Polarisation

Die Beziehung zwischen experimentell beobachtbaren Observablen und der Reaktionsmatrix T in Zweiteilchenreaktionen wurde von Welton ausführlich abgeleitet und dargestellt [Wel63]. Eine Erweiterung auf die Coulomb-Streuung erfolgte durch Heiss [Hei72], indem die Streuung am Monopolanteil der Coulombkraft, der für die Konvergenzschwierigkeiten der Amplitude verantwortlich ist, explizit herausgezogen wurde. Vorteilhaft läßt sich die Partialwellenentwicklung des Kernstreuanteils bei Konvergenz schon bei kleinem l abbrechen.

Der Formalismus von Welton bzw. Heiss erlaubt, beliebige Tensormomente (Entwicklungskoeffizienten nach sphärischen Tensoren) im Ausgangskanal als Funktion von Tensormomenten in einem beliebigen Eingangskanal zu bestimmen. Zunächst folgt eine Darstellung durch kartesische Spin-Operatoren.

2.4.1 Spin $\frac{1}{2}$ (Proton)

Für ein Ensemble von Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen definiert man den Spinoperator

$$S = \frac{\hbar}{2} \sigma \quad ,$$

der im allgemeinen die Relation

$$S_i S_j - S_j S_i = i S_k$$

erfüllen muß.

Wie anfangs schon erwähnt, definiert man die Polarisation als Ensemble-Mittelwert eines Spinoperators. Der Zustand der Polarisation wird durch die üblichen Pauli-Matrizen gekennzeichnet:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Diese sind linear unabhängig und bilden eine Basis. Damit kann jeder beliebige Spinoperator nach ihnen entwickelt werden.

Als Überlagerung zweier definierter reiner Zustände mit den Besetzungszahlen N^\uparrow und N^\downarrow läßt sich eine Dichtematrix für einen partiell polarisierten Strahl angeben:

$$\rho = N^\uparrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + N^\downarrow \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N^\uparrow & 0 \\ 0 & N^\downarrow \end{pmatrix} .$$

Bildet man nun wieder den Erwartungswert eines Spinoperators, so erhält man p_z^* als die Projektion der Polarisation auf die Quantisierungs-, in der Regel die z -Achse:

$$\begin{aligned} |\vec{p}| &:= p_z^* = \langle S_z \rangle = \frac{\text{Sp}(\rho S_z)}{\text{Sp}(\rho)} \\ &= \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} . \end{aligned}$$

Die Werte der Polarisation können in dem Bereich $1 \geq p_z^* \geq -1$ variieren².

2.4.2 Polarisationsmessung

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades ist zunächst die Definition einer weiteren Observablen erforderlich:

Die **Analysierstärke** A_i , bzw. für den Fall Spin 1 A_{ij} mit $i, j \in \{x, y, z\}$, beschreibt den Einfluß der Spin-Ausrichtung der einfallenden Teilchen auf den differentiellen Streuquerschnitt einer Reaktion. Der Name ist verständlich: Je größer die Analysierstärke, desto besser ist die Reaktion geeignet, eine vorhandene Polarisation zu „analysieren“.

Der Wirkungsquerschnitt für einen polarisierten Spin $\frac{1}{2}$ -Strahl kann geschrieben werden als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + p_x A_x + p_y A_y + p_z A_z) .$$

Aus Gründen der Paritätserhaltung in Kernreaktionen verschwinden – bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems – die Terme mit x - und z -Komponenten. Nur die Komponente senkrecht zur Streuebene ist invariant unter der Paritätstransformation.

²Im folgenden wird „*“ zur Kennzeichnung des Maximalwertes weggelassen, um Verwechslungen mit dem unpolarisierten Zustand zu vermeiden.

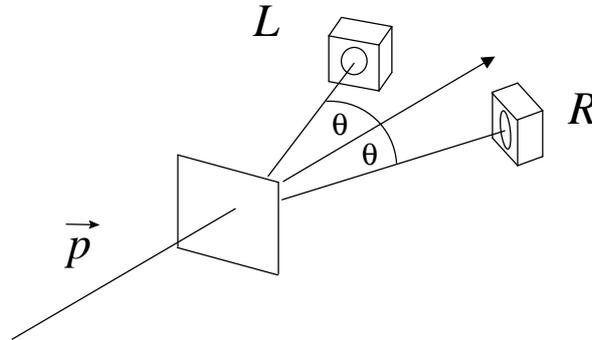


Abbildung 2.4: Meßaufbau mit einem Zwei-Detektor-System: Der einlaufende Protonenstrahl (Polarisation wird seit der Madison-Konvention [Mad71] durch einen Pfeil dargestellt) trifft auf ein Target, die Ejektile werden unter dem Winkel θ in den Detektoren links bzw. rechts nachgewiesen

Einen typischen Meßaufbau mit einem Zwei-Detektor-System zeigt Abbildung 2.4. Der Detektor links bzw. rechts von der Strahlachse mißt dann die durch folgende Gleichungen bestimmte Anzahl an Teilchen

$$\begin{aligned} L &= n N_A \Delta\Omega_L E \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \cdot (1 + p_y A_y) \\ R &= n N_A \Delta\Omega_R E \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \cdot (1 - p_y A_y) \quad , \end{aligned}$$

mit

L	$\hat{=}$	Zahl der im linken Detektor registrierten Teilchen
R	$\hat{=}$	Zahl der im rechten Detektor registrierten Teilchen
n	$\hat{=}$	Zahl der einlaufenden Teilchen
N_A	$\hat{=}$	Zahl der Targetkerne pro Fläche
$\Delta\Omega_i$	$\hat{=}$	Raumwinkelöffnung des Detektors
E	$\hat{=}$	Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors
σ_0	$\hat{=}$	Wirkungsquerschnitt der unpolarisierten Streuung

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation gibt es bei der Messung der drei Polarisationszustände (unpolarisiert *, „up“ \uparrow , „down“ \downarrow) zwei Möglichkeiten: Einerseits kann die „Links-Rechts-Asymmetrie“ ε bei gleichem Streuwinkel links wie rechts aus einem Verhältnis von zwei polarisierten Runs gebildet werden durch

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{L^\uparrow \cdot R^\downarrow}{L^\downarrow \cdot R^\uparrow}} \quad . \quad (2.6)$$

Bei dieser Quotientenbildung entfallen die im allgemeinen nötigen Annahmen, daß sich Raumwinkel und Effizienzen in beiden Runs entsprechen (z. B. nicht von der Zeit abhängen). Durch die Meßmethode mit zwei Detektoren und zwei Spinstellungen wird ein Großteil der systematischen Fehler ausgeschaltet [Ohl73, Sal73]. Für den Wert der Vektorpolarisation folgt:

$$p_y = \frac{1}{A_y} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \quad . \quad (2.7)$$

Andererseits läßt sich die Asymmetrie aus den Zählratenverhältnissen eines polarisierten zu einem unpolarisierten Run ermitteln:

$$\varepsilon = \frac{L_{pol} \cdot R_{unpol}}{L_{unpol} \cdot R_{pol}} \quad . \quad (2.8)$$

Der Nachteil dieser Methode besteht in einem um den Faktor $\sqrt{2}$ größeren Fehler. Deshalb ist eine längere Meßzeit für den Erhalt einer vergleichbaren statistischen Genauigkeit nötig [Sal73].

2.4.3 Spin 1 (Deuteron)

Deuteronen sind Spin 1-Teilchen. Ihr Spinzustand kann daher drei Einstellungen bezüglich einer Quantisierungsachse haben (\uparrow , \downarrow und 0).

Durch

$$S_{jk} = \frac{3}{2}(S_j S_k + S_k S_j) - 2\delta_{jk} \mathbf{1}_3 \quad j, k \in \{x, y, z\}$$

wird ein kartesischer Spintensor \mathbf{S} zweiter Stufe definiert. Dieser ist hier neben den Tensoren erster Stufe notwendig.

Entsprechend den Pauli-Matrizen bei Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen erhält man folgende Spinoperatoren:

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ S_y &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \\ S_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Für die Tensorpolarisation entlang einer Quantisierungsachse definiert man

$$p_{zz} = \frac{N^\uparrow + N^\downarrow - 2N^0}{N^\uparrow + N^\downarrow + N^0} .$$

Sind alle drei möglichen Zustände zu gleichen Anteilen besetzt, ist der Strahl unpolarisiert und es gilt $p_{zz} = 0$. Bei der Besetzungswahrscheinlichkeit, alle Teilchen im Zustand N^\uparrow oder N^\downarrow vorzufinden, erhält man $p_{zz} = 1$.

Reine Polarisation vom Rang 2 ($p_z = 0$) weist Werte von $1 \geq p_{zz} \geq -2$ auf, dagegen kann ein Strahl mit reiner Rang 1-Polarisation ($p_{zz} = 0$) nur die Polarisationswerte $\frac{2}{3} \geq p_z \geq -\frac{2}{3}$ liefern. Konkret hat ein Deuteronenstrahl der Ionenquelle LASCO mit dem Sona-Verfahren (siehe Abschnitt 4.1) bei reiner Vektorpolarisation somit einen Maximalwert von $p_z = \pm \frac{2}{3}$. Diese Größe stellt einen Idealwert dar, da sie in der Praxis durch einen unpolarisierten Anteil im Strahl vermindert wird.

Der durch Spin 1-Teilchen induzierte Wirkungsquerschnitt ermittelt sich aus

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left(1 + \frac{3}{2} \sum_{i=1}^3 p_i A_i + \frac{1}{3} \sum_{i,j=1}^3 p_{ij} A_{ij}\right) .$$

Der vollständige Polarisationszustand eines Deuteronenstrahls muß im allgemeinen durch neun Parameter beschrieben werden. Da die Tensorkomponenten der Analysierstärke A_{xx} , A_{yy} und A_{zz} die Gleichung $A_{xx} + A_{yy} + A_{zz} = 0$ erfüllen und somit nicht gleichzeitig linear unabhängig sind, faßt man zwei der drei Terme über

$$\frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz} = \frac{1}{6} (p_{xx} - p_{yy})(A_{xx} - A_{yy}) + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}$$

zusammen. In einer Kurz-Schreibweise setzt man $A_{xx} - A_{yy} \equiv A_{xx-yy}$.

Aufgrund der Paritätserhaltung reduziert sich die Zahl der Observablen weiter, und in der Formel für den Wirkungsquerschnitt einer durch Deuteronen (oder allgemein Spin 1-Teilchen) induzierten Reaktion erscheinen damit nur noch vier Größen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left(1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{6} p_{xx-yy} A_{xx-yy} + \frac{1}{2} p_{zz} A_{zz}\right) .$$

2.5 Streuobservable

Polarisationsobservable können auf zwei Arten dargestellt werden: in kartesischen und sphärischen Koordinaten.

Die Entwicklung nach kartesischen Koordinaten liefert eine gute Anschauung, zeigt jedoch auch Schwierigkeiten bei der theoretischen Betrachtung, da bei Drehungen Komponenten aus Tensor- und Vektorpolarisation gemischt werden können.

Durch die Darstellung mit sphärischen Koordinaten nimmt der allgemeine Formalismus eine einfache Form in der Gestalt von irreduziblen sphärischen Tensoren an. Unter Rotationen des Koordinatensystems erfolgt die Transformation wie die der Kugelflächenfunktionen nach einer irreduziblen Darstellung der Drehgruppe. Kartesische Tensoren sind dagegen reduzibel, d. h. sie lassen sich in Tensoren zerlegen, die sich unter Drehungen verschieden verhalten.

2.5.1 Ein-Spin-Observable

Analysierstärken (siehe Abschnitt 2.4.2) sind Ein-Spin-Observable, das heißt, daß zu ihrer Bestimmung die Messung mindestens einer Polarisation entweder im Eingangs- oder im Ausgangskanal erforderlich ist.

Im Gegensatz zu Messungen von unpolarisierten Wirkungsquerschnitten, den Null-Spin-Observablen, haben die Untersuchungen von Ein-Spin-Polarisationsobservablen den Vorteil, daß sie durch Verhältnisse von Detektorzählraten bestimmt werden können, ohne daß dabei das Wissen um Targetdicke, Detektor-Raumwinkel oder Effizienzen benötigt wird.

2.5.2 Zwei-Spin-Observable

Zu den Zwei-Spin-Observablen gehören die Spinkorrelationskoeffizienten $C_{i,j}$ und die Polarisationstransferparameter $K_i^{j'}$. Im Gegensatz zu den Analysierstärken müssen hier mindestens zwei Polarisationen gemessen werden.

Die sphärische Darstellung liefert nun folgende Gestalt der Observablen: Der Tensoroperator wird beschrieben durch τ_{kq} . Aus seinem Erwartungswert ergeben sich die Spin-Tensormomente (nach einem Konzept von [Fan53]; im Anhang A wird der Zusammenhang zwischen kartesischen und sphärischen Tensormomenten dargelegt.). Ähnlich wie im kartesischen Fall (Gleichung 2.1)

spezifizieren die Tensormomente in der sphärischen Darstellung die Polarisation durch:

$$t_{kq} = \text{Sp}(\tau_{kq} \rho) \quad .$$

Andererseits erhält man die Dichtematrix aus

$$\rho = \frac{1}{2s_i + 1} \sum_{kq} \tau_{kq}^\dagger t_{kq} \quad .$$

Die Indizierung k gibt den Rang des Tensors an, der mit dem Teilchenspin s maximal den Rang $2s$ annehmen kann. Der Index q durchläuft – üblich für alle Tensoren – den Wertebereich $-k \leq q \leq k$. Die Tensormomente $t_{k'q'}$ der Ejektile lassen sich mit Hilfe von Gleichung 2.2 folgendermaßen formulieren:

$$\begin{aligned} t_{k'q'}^{(b)} &= \text{Sp}(\tau_{k'q'} \rho_b) &= \text{Sp}(\tau_{k'q'}) \frac{\text{M} \rho_a \text{M}^\dagger}{\text{Sp}(\text{M} \rho_a \text{M}^\dagger)} \\ &= \frac{\sum_{kq} t_{kq}^{(a)} \text{Sp}(\tau_{k'q'} \text{M} \tau_{kq}^\dagger \text{M}^\dagger)}{\sum_{kq} t_{kq}^{(a)} \text{Sp}(\text{M} \tau_{kq}^\dagger \text{M}^\dagger)} &= \frac{\sum_{kq} t_{kq}^{(a)} T_{kq}^{k'q'*}}{\sum_{kq} t_{kq}^{(a)} T_{kq}^*} \end{aligned}$$

Die sphärischen Polarisationsobservablen werden damit definiert als

$$T_{kq}^{k'q'} = \frac{\text{Sp}(\tau_{k'q'}^\dagger \text{M} \tau_{kq} \text{M}^\dagger)}{\text{Sp}(\text{M} \text{M}^\dagger)} \quad .$$

Null-Spin- bis Zwei-Spin-Streuobservable werden mit dieser Definition erfaßt:

Wenn der Rang $k = 0$ ist, erhält man die durch einen unpolarisiert einlaufenden Teilchenstrahl induzierten Polarisierungen $T_{00}^{k'q'} = T^{k'q'}$ der Ejektile.

Für $k' = 0$ und damit auch $q' = 0$ ergibt sich ein Tensor nullter Stufe, also eine Intensität. Man erhält damit die bekannte Definition der Analysierstärken: $T_{kq}^{00} = T_{kq}$.

$T_{kq}^{k'q'}$ mit $k, k' \neq 0$ stellen (im hier zu betrachtenden Fall $A(\vec{b}, \vec{c})D$) die Polarisationstransferkoeffizienten dar.

In paritätserhaltenden Reaktionen sind die Observablen $T_{kq}^{k'q'}$ reell, wenn die Summe $k + k'$ gerade ist, und imaginär, wenn $k + k'$ einen ungeraden Wert liefert.

2.6 Polarisationstransfer

Die Polarisation von zwei Teilchen läßt sich in verschiedenen Konfigurationen simultan bestimmen:

$$\begin{array}{ll}
 \text{I} & \vec{A}(\vec{b}, c)D \\
 \text{II} & A(b, \vec{c})\vec{D} \\
 \text{III} & A(\vec{b}, \vec{c})D \\
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{I} \\ \text{II} \\ \text{III} \end{array}} \right\} \text{Spinkorrelation}
 \qquad
 \begin{array}{ll}
 \text{IV} & \vec{A}(b, \vec{c})D \\
 & \vec{A}(b, c)\vec{D} \\
 & A(\vec{b}, c)\vec{D} \\
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{IV} \\ \\ \end{array}} \right\} \text{Spintransfer}$$

Wenn sich beide Teilchen mit bekannter Polarisation im Eingangskanal (Fall I) bzw. beide im Ausgangskanal (Fall II) befinden, handelt es sich um Spinkorrelationsexperimente. Ist dagegen ein polarisiertes Teilchen im Eingangskanal und das andere spinbehaftete Teilchen im Ausgangskanal (der in dieser Arbeit vorliegende Fall III), so spricht man von Polarisationstransfer. Neben den genannten Möglichkeiten gibt es (Fall IV) noch die des Transfers unter Beteiligung der Kerne A und D .

Die Bestimmung der Transferkoeffizienten beruht auf der Polarisationsmessung an den Ejektilen. Im Falle von jeweils ein- und auslaufender Vektorpolarisation hat man es insgesamt mit neun verschiedenen Vektor-Vektor-Spintransferparametern mit den kartesischen Bezeichnungen

$$K_x^{x'}, K_x^{y'}, K_x^{z'}, K_y^{x'}, K_y^{y'}, K_y^{z'}, K_z^{x'}, K_z^{y'}, K_z^{z'}$$

zu tun.

Die tiefgestellten Größen bezeichnen die Polarisation des einlaufenden Strahls, die hochgestellten, gestrichenen Größen beziehen sich auf die gemessene Polarisation im Koordinatensystem des auslaufenden Teilchens.

Wegen der Paritätserhaltung (siehe auch Abschnitt 2.4.2) verschwinden einige der Spintransferparameter, so daß nur

$$K_y^{y'}, K_x^{x'}, K_z^{z'}, K_z^{z'} \text{ und } K_x^{z'}$$

verbleiben. Zwei von ihnen ($K_z^{z'}$ und $K_x^{z'}$) können nicht einfach gemessen werden, da sie eine Messung der longitudinalen Polarisationskomponente $p_{z'}$ erfordern. Auf die Größe $p_{z'}$ ist die Polarisimeterstreuung nicht empfindlich.

Ebenso beschränkt die Paritätserhaltung die Anzahl der Tensor-Vektor-Polarisationskoeffizienten (in kartesischer Darstellung $K_{ij}^{k'}$) auf

$$K_{xy}^{x'}, K_{yz}^{x'}, K_{xz}^{y'}, K_{xx-yy}^{y'}, K_{zz}^{y'}, K_{xy}^{z'}, K_{yz}^{z'} .$$

Auch hier gilt, daß die longitudinale Polarisation nur schwierig meßbar ist.

Für die einzelnen Polarisationskomponenten p_i des gestreuten Strahls und den Wirkungsquerschnitt I gelten die Beziehungen [Ohl72]:

$$I(\theta, \phi) = I_0(\theta) \left(1 + \frac{3}{2} \Sigma_j p_j A_j(\theta) + \frac{1}{3} \Sigma_{j,k} p_{jk} A_{jk} \right) \quad (2.9)$$

$$p_{i'} I(\theta, \phi) = I_0(\theta) \left(P_{i'}(\theta) + \frac{3}{2} \Sigma_j p_j K_j^{i'} + \frac{1}{3} \Sigma_{j,k} p_{jk} K_{jk}^{i'} \right) \quad (2.10)$$

Für die Polarisationskomponenten nach der Streuung führen die Erhaltungssätze zu:

$$p_{x'} = \frac{\frac{3}{2} p_x K_x^{x'} + \frac{3}{2} p_z K_z^{x'} + \frac{2}{3} p_{xy} K_{xy}^{x'} + \frac{2}{3} p_{yz} K_{yz}^{x'}}{1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz}} \quad (2.11)$$

$$p_{y'} = \frac{P^{y'} + \frac{3}{2} p_y K_y^{y'} + \frac{2}{3} p_{xz} K_{xz}^{y'} + \frac{1}{3} p_{xx} K_{xx}^{y'} + \frac{1}{3} p_{yy} K_{yy}^{y'} + \frac{1}{3} p_{zz} K_{zz}^{y'}}{1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz}} \quad (2.12)$$

$$p_{z'} = \frac{\frac{3}{2} p_x K_x^{z'} + \frac{3}{2} p_z K_z^{z'} + \frac{2}{3} p_{xy} K_{xy}^{z'} + \frac{2}{3} p_{yz} K_{yz}^{z'}}{1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{2}{3} p_{xz} A_{xz} + \frac{1}{3} p_{xx} A_{xx} + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy} + \frac{1}{3} p_{zz} A_{zz}} \quad (2.13)$$

Im Fall von transversaler Polarisation entlang der y -Achse (mit verschwindenden $p_{x'}$ und $p_{z'}$) vereinfachen sich die obigen Gleichungen mit ihren achtzehn unabhängigen Parametern zu:

$$p_{y'} = \frac{P^{y'} + \frac{3}{2} p_y K_y^{y'} + \frac{1}{3} p_{yy} K_{yy}^{y'}}{1 + \frac{3}{2} p_y A_y + \frac{1}{3} p_{yy} A_{yy}} \quad (2.14)$$

Dabei ist Gleichung 2.12 (bzw. 2.14) im Fall der rein vektorpolarisierten Projektilen besonders interessant, da zur Bestimmung von $K_y^{y'}$ alleine die Polarisationszustände bezüglich einer Achse zu messen sind. Die Bestimmung von $K_y^{y'}$ hängt nur von der y -Komponente der einlaufenden Strahlpolarisation ab, so daß eine präzise Ausrichtung der Strahlpolarisation nicht notwendig ist. Indem man die Polarisierungen p_y , $p_{y'}$ und $P^{y'}$ (die Polarisation der Ejektile bei unpolarisiert einlaufenden Teilchen) experimentell ermittelt, erhält man aus

$$K_y^{y'} = \frac{p_{y'} \cdot (1 + \frac{3}{2} p_y A_y) - P^{y'}}{\frac{3}{2} p_y} \quad (2.15)$$

den Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{y'}$.

2.7 Doppelstreuung

Eine schematische Darstellung der Doppelstreuung für die $D(\vec{d}, \vec{p})T$ -Reaktion zeigt Abbildung 2.5. Beim Zusammenstoß eines beschleunigten Deuterons mit einem Deuteriumkern entstehen als Reaktionsprodukte ein Proton und ein Triton. Das Proton fliegt unter dem Primärwinkel θ_p in das Polarimeter, um dort ein zweites Mal – elastisch z. B. an einem Silizium-Atomkern – zu streuen. Dieses doppeltgestreute Proton kann zur Identifizierung mit dem gleichzeitig entstandenen Triton in Koinzidenz – unter einem aus kinematischen Bedingungen festgelegten Winkel θ_T – gemessen werden.

Die Q-Werte der Fusionsreaktion $D(d, p)T$ und ihrer Spiegelreaktion belaufen sich auf [Ash59]:

$$\begin{aligned} D(d, p)^3\text{H} & : 4.033 \text{ MeV} \\ D(d, n)^3\text{He} & : 3.268 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Diese Werte entsprechen folgender Energieverteilung auf die entstehenden Produkte – bezogen auf deren Massen:

$$\begin{aligned} \text{Protonen} & : 3.023 \text{ MeV} \\ \text{Neutronen} & : 2.449 \text{ MeV} \\ \text{Tritium} & : 1.010 \text{ MeV} \\ \text{Helium} & : 0.819 \text{ MeV} \end{aligned}$$

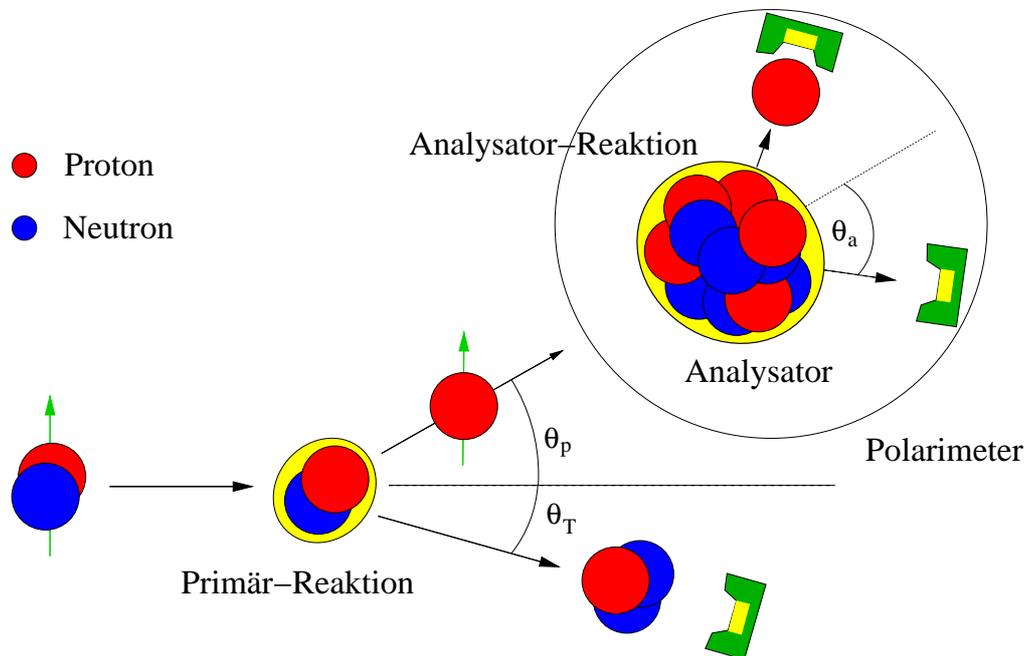


Abbildung 2.5: Veranschaulichung der Doppelstreuung: Die aus der Fusionsreaktion entstehenden Protonen treten unter dem Primärwinkel θ_p in das Polarimeter ein, um nach der Analysator-Reaktion unter dem Winkel θ_a detektiert zu werden.

Kapitel 3

Das Transfer-Polarimeter

Der Aufbau von zwei zuvor eingesetzten Polarimetern zur Messung von Polarisationstransferkoeffizienten (siehe [Imi01]) beruhte auf Simulationen von Händel [Hän96], die das Ziel verfolgten, die optimalen geometrischen Parameter des Polarimeters für einen möglichst hohen Gütefaktor zu finden. Die Effizienz des Polarimeters gab Händel zu $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-4}$ an, dagegen wurde im Experiment eine Effizienz von $\varepsilon = 3.8 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. Nachdem aus praktischen Gründen Änderungen im Vergleich zu diesen Annahmen und Werten, die in die Simulation eingingen, vorgenommen werden mußten, war eine Abweichung von der berechneten Effizienz wahrscheinlich. Sie sollte jedoch keinen Unterschied zwischen Theorie und Experiment von fast zwei Größenordnungen ausmachen.

Aus diesem Grunde wurde unabhängig von Händels Vorgaben der Bau von neuen, optimierten Polarimetern geplant.

3.1 Aufbau eines Polarimeters

Die Bestimmung von Polarisationstransferkoeffizienten beruht auf der Messung der Vektor- bzw. Tensorpolarisation der auslaufenden Kerne einer Reaktion, der Ejektile. Im Fall der Fusionsreaktion ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p}){}^3\text{H}$ ist daher die Untersuchung der Vektorpolarisation der entstehenden Protonen erforderlich.

Energie- und damit winkelabhängig kommen unter Berücksichtigung des Energieverlustes, mit dem die Ejektile nach der zweiten Streureaktion detektiert werden, unterschiedliche Analysatorreaktionen in Frage. Für die Untersuchung der Polarisation wird die notwendige Meßzeit bei einem bestimmten statistischen Fehler durch den Gütefaktor („figure of merit“) gegeben.

Berücksichtigt man neben den Ereignissen L im linken Detektor und den Ereignissen R im rechten Detektor (s. Abb. 2.4) die durch den Untergrund verursachten Anteile U_L und U_R mit einer Asymmetrie ε_U [Fro71] (die gesamte Teilchenzahl im Detektor beträgt damit $T_L = L + U_L$ bzw. $T_R = R + U_R$), so erhält man den statistischen Fehler der Polarisation zu

$$\Delta p = \frac{1}{A\sqrt{L+R}} \left[(1-\varepsilon)^2 + \frac{2(U_L+U_R)}{L+R}(1+\varepsilon^2-2\varepsilon\varepsilon_U) \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (3.1)$$

Die „figure of merit“ ist hier definiert als invers proportional zu Δp , also proportional zur Analysierstärke A . Im Grenzfall eines hohen Untergrundes ist der Gütefaktor F der Polarisationsmessung proportional zu

$$A \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 .$$

Wenn der Untergrund – verglichen mit der Anzahl $(L+R)$ – vernachlässigbar ist, gilt

$$F \sim A^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 .$$

Somit besteht die wichtigste Anforderung an die Analysatorreaktion darin, hohe Wirkungsquerschnitte, vor allen Dingen aber auch große Analysierstärken aufzuweisen.

Für eine hohe Analysierstärke spricht neben der statistischen Genauigkeit ein weiteres Argument, und zwar das des geringen Einflusses von Geometriefehlern (siehe Abbildung 3.1). Durch eine Lageveränderung des Strahlflecks auf dem Target wird eine zusätzliche Asymmetrie vorgetäuscht, die bei kleiner Analysierstärke einen großen Fehler Δp in der Polarisationsmessung verursacht. Bei hoher Analysierstärke bleibt Δp relativ klein. Eine solche Lageänderung um d auf der Targetebene bewirkt in einem Zähler unter dem Winkel θ und dem Abstand l eine relative Zählratenänderung von

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{(l+d \sin \theta)^2 - l^2}{l^2} .$$

Die dadurch vorgetäuschte Asymmetrie ist

$$\Delta \varepsilon = \frac{(N + \Delta N) - (N - \Delta N)}{(N + \Delta N) + (N - \Delta N)} = \frac{2\Delta N}{2N} = \frac{\Delta N}{N} .$$

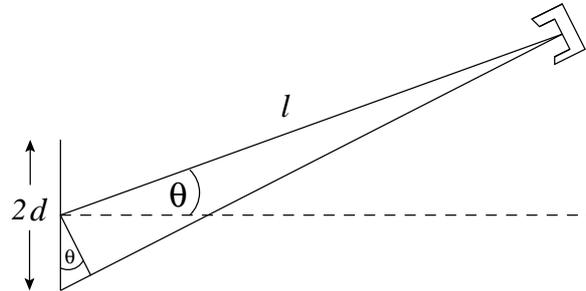


Abbildung 3.1: Änderung der relativen Zählrate bei Veränderung des Strahlflecks

Die tatsächliche Strahlpolarisation wird um

$$\Delta p = \Delta \varepsilon \frac{1}{|A|}$$

verfälscht. Eventuelle Geometriefehler lassen sich aber fast vollständig vermeiden, wenn man die Asymmetrien paarweiser Zähler (wie in Abb. 2.4) mittelt.

Die Auswahl unter den geeignetsten Analysatoren im Energiebereich der Projektile von 4 bis 13 MeV besteht zwischen der elastischen Streuung an ^4He und ^{12}C , jeweils mit großen Analysierstärken bei einigen Streuwinkeln. Andere Prozesse mit schwereren Targets, seien es elastische Streuungen oder Kernreaktionen, führen bei einem gegebenen Energieverlust ΔE im Target durch größere Aufstreuungen zu geringeren Zählraten: Bei vergleichbarem Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion steigt der Wirkungsquerschnitt des atomaren Abbremsvorgangs in etwa mit der Atomzahl an.

Die zuvor genutzten Polarimetergehäuse wurden unter Verwendung der beiden Polarisationsanalysatoren ^4He und ^{12}C von Sydow [Syd92, Syd93, Syd94] zur Bestimmung der Proton-Proton-Transferkoeffizienten $K_y^{y'}$ und $K_z^{x'}$ der Reaktion $D(\vec{p}, \vec{p})D$ entwickelt.

Unterhalb einer Energie von etwa 3 MeV eignet sich Silizium zur Verwendung als Analysator [Spe81]. Die Analysierstärke von Silizium ist zwar geringer als die von ^{12}C oder ^4He , dennoch gibt es aufgrund der Höhe des Wirkungsquerschnitts für bestimmte Winkelbereiche Werte für die „figure of merit“, die genügend groß für ein Doppelstreu-Experiment sind.

Das größte Problem bei zur Messung von Polarisationstransferkoeffizienten nötigen Doppel- oder Dreifachstreuungen sind die niedrigen Zählraten (siehe auch Abschnitt 4.3). Zur Sicherstellung einer genügend großen Anzahl von Targetkernen wurden die Polarimeter von Sydow für ein – bezüglich der Maße in der Streukammer – maximal großes Gasvolumen konzipiert. Mit Silizium als Analysator war diese Bedingung nicht mehr relevant, so daß neue Polarimeter wesentlich kompakter gestaltet werden konnten.

Um in den Detektoren links wie rechts nicht wie zuvor die Symmetrie zu brechen (Target unter 60° zum Strahl, Detektoren jeweils unter Winkeln von $\theta = 90^\circ$ eingebaut) [Imi01], sondern gleiche Spektrenformen zu erhalten, sollte das Target senkrecht zum Strahl gestellt werden. Zwei Streuungen sollten zugleich meßbar sein, eine unter Vorwärts- sowie eine unter Rückwärtswinkel, so daß vier Detektoren pro Polarimeter notwendig sind (s. Abb. 3.4). Die Messung der Links-Rechts-Asymmetrie der in das Polarimeter einlaufenden Protonen geschieht dann mittels Vergleich der Ereignisse von zwei Polarisationszuständen des in der Primärreaktion einlaufenden Deuteronenstrahls.

Eine optimale Zählerbestückung des Polarimeters erfordert genaue Kenntnis der Analysierstärke von Silizium, für deren Größe in der Literatur allerdings nur wenige Daten bekannt sind [Fro71, Mar73, Bec94]. Abbildung 3.2 zeigt über einen großen Energie- und Winkelbereich eine teils stark ausgeprägte Resonanzstruktur in den Analysierstärken.

Der Verlauf der Meßdaten von differentiellem Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke bei einer Energie von $E_p = 3.1$ MeV in Abbildung 3.3 beruht auf einer Datenbasis von Becker [Bec94], der die elastische Streuung $\text{Si}(p, p)\text{Si}$ in einem Winkelbereich von $\theta = 30^\circ$ bis $\theta = 145^\circ$ und einem Energiebereich der Protonen von $E_p = 1.690$ MeV bis $E_p = 3.676$ MeV vermessen hat.

Bei kleineren Vorwärtswinkeln steigt der Wirkungsquerschnitt sehr steil an, so daß schon kleine Winkelschwankungen unter Umständen große Änderungen in der Asymmetrie verursachen können. Da die Analysierstärke quadratisch eingeht, ist ein Streuwinkel optimal, bei dem im erforderlichen Energiebereich alle Analysierstärken vom Betrag her möglichst groß sind und zusätzlich nur wenig schwanken.

Nach Vergleich mit Werten von Martin [Mar73] und Becker fiel die Wahl auf Streuwinkel von $\theta = 55^\circ$ und $\theta = 135^\circ$. Das Produkt aus dem Quadrat der Analysierstärke und dem Wirkungsquerschnitt beträgt in den beiden Fällen bei einer Energie von $E_d = 3.10$ MeV nach den Daten von Becker $78 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ sowie $13 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$.

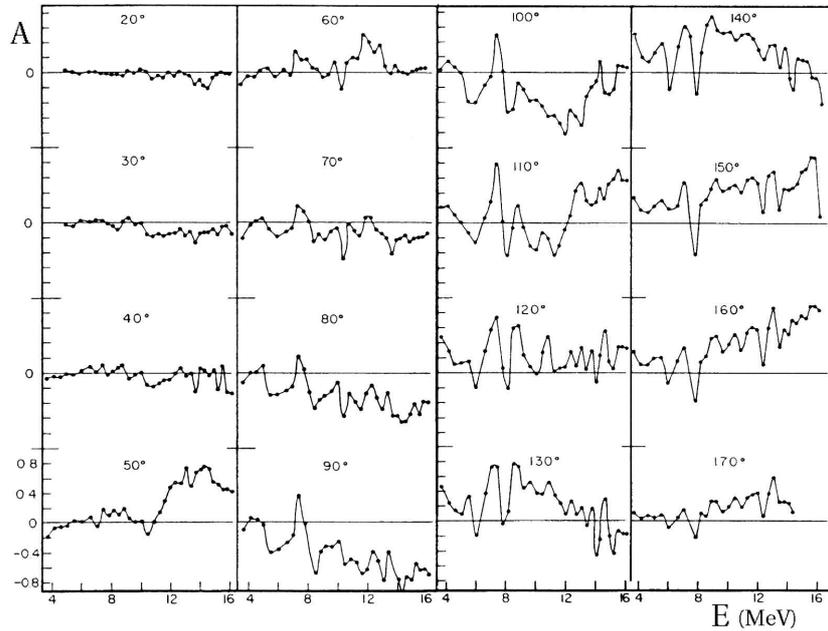


Abbildung 3.2: Analysierstärken von Silizium über einen großen Energie- und Winkelbereich [Mar73]

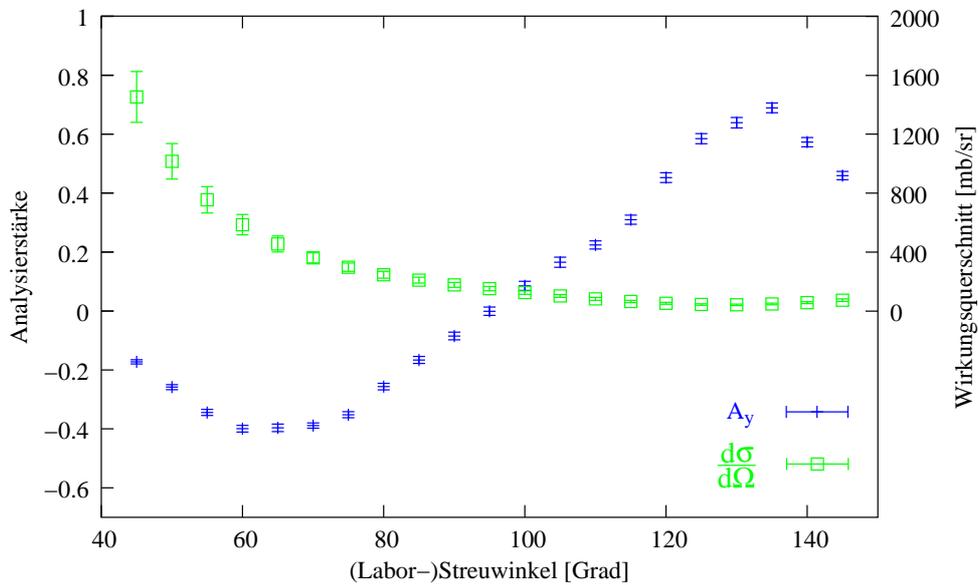


Abbildung 3.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärken bei $E_p = 3.1$ MeV zur Optimierung der „figure of merit“ [Bec94]

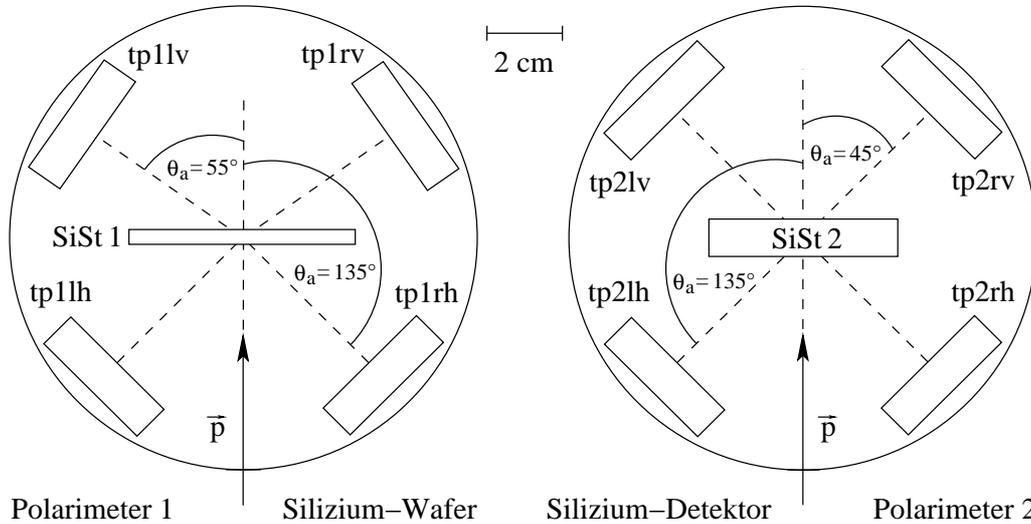


Abbildung 3.4: Darstellung der Polarimeter mit den Bezeichnungen für Detektoren und Winkel

Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau der beiden Polarimeter. Mit einem Außendurchmesser von 124 mm ist ein Polarimeter damit auch für Aufbauten in kleineren Meßwürfeln oder Streukammern bestens geeignet. θ_a bezeichnet den Streuwinkel in der Analysatorreaktion. Durch die Möglichkeit, die Detektoren auf Kreisbögen fahrbar zu positionieren, ist die Winkeleinstellung sehr flexibel und genau möglich.

Die Bezeichnung der Detektoren setzt sich folgendermaßen zusammen:

- tp : Transferpolarimeter
- 1, 2 : Nummer des Polarimeters
- l, r : linke bzw. rechte Seite
- v, h : vorne bzw. hinten

Eines der beiden Polarimeter zeigt Abbildung 3.5. Der Silizium-Wafer in Polarimeter 1 (SiSt 1) spiegelt die Rückseite des Zählers tp1lh.

3.2 Silizium-Targets

Als Target in der zweiten Reaktion der Doppelstreuung kommt in Polarimeter 1 ein $(25 \pm 3) \mu\text{m}$ Silizium-Wafer¹ (Kristallebene: $\langle 100 \rangle$, Durchmesser:

¹Virginia Semiconductor, Fredericksburg

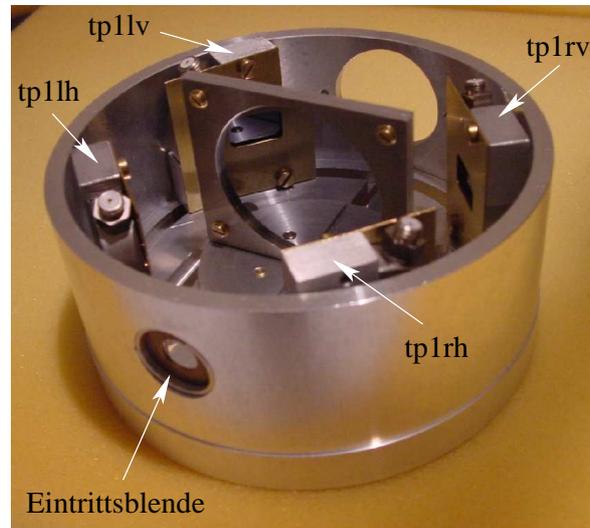


Abbildung 3.5: Eines der beiden neu entwickelten Polarimeter mit der Möglichkeit, zwei Situationen simultan zu messen

50 mm) zum Einsatz. Durch eine hohe Dichte im Polarisationsanalysator-target erhält man – neben einer besseren Güte, die die Effizienz des Polarimeters beinhaltet – zusätzlich eine höhere Zählrate. Mit einer Flächendichte von $\rho_F = 5.8 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ kommt es aufgrund von verstärkten Energieverlusten aber auch zu einem größeren Energiestragling, was zu einer Verschmierung der energieabhängigen Analysierstärken führt.

Da die vorhandenen Silizium-Wafer zugleich die dünnsten erhältlichen waren, wurde das zweite Polarimeter mit einem $18 \mu\text{m}$ dicken Silizium-Detektor² (SiSt 2) als Target bestückt.

Für ein Optimum zwischen hoher Zählrate und geringer Winkel- und Energie-Verschmierung der einlaufenden Protonen wurde eine Öffnung der Eintrittsblende mit einem Durchmesser von 9 mm gewählt. Aufgrund der Aufstreuung des Strahls nach der ersten Reaktion bedingt eine große Blende ein großflächiges Analysator-target. Vor Polarimeter 2 wurde wegen der kleineren aktiven Fläche und des Kleberandes des Detektors SiSt 2 eine etwas kleinere Blende mit einem Durchmesser der Öffnung von 8.6 mm eingesetzt.

²ED-095-300-25, ORTEC – freundlicherweise vom FZ Jülich zur Verfügung gestellt

Aufgrund der Gehäusestärke des SiSt 2 von 9.5 mm werden Winkelbereiche verdeckt, so daß die Detektoren in Polarimeter 2 statt unter dem als ideal bestimmten Winkel von $\theta = 55^\circ$ unter $\theta = 45^\circ$ positioniert werden müssen.

3.3 Detektoren

Zur Auswahl stehen sowohl Szintillationszähler als auch Silizium-Halbleiterzähler. Szintillationszähler können zwar bezüglich der aktiven Flächen in großen Abmessungen hergestellt werden, beanspruchen allerdings viel Platz, da zusätzlich Lichtleiter und Photomultiplier benötigt werden. Aufgrund eines möglichst kompakten Aufbaus, vor allem aber auch wegen einer geringeren Empfindlichkeit auf γ -Strahlen und Neutronen – entscheidend gerade bei geringen Abständen zum Target – fiel die Wahl auf Halbleiterzähler.

Zum Einsatz kamen ionenimplantierte PIPS-Detektoren³ (Passivated Implanted Planar Silicon Detectors). Abbildung 3.6 zeigt solche Detektoren sowohl von der Vorder- als auch von der Rückseite.



Abbildung 3.6: Im Transferpolarimeter eingesetzte PIPS-Detektoren – Vorderseite (links) und Rückseite (rechts); Außendurchmesser: 34.8 mm

³FD-450-24-300 RM, Canberra Eurisys

Gegenüber herkömmlichen Oberflächensperrschicht-Detektoren weisen PIPS-Detektoren eine Reihe von Vorteilen auf: Die ionenimplantierten Eintrittsfenster können wesentlich dünner hergestellt werden und führen wegen des verringerten Stragglings zu einer deutlich besseren Auflösung. Es ist kein Kleberand mehr sichtbar, und durch einen sehr niedrigen Leckstrom wird ein geringes elektronisches Rauschen erreicht. Schließlich ist es möglich, die Oberflächen ohne Einsatz von Spezialgeräten selbst zu reinigen. Für einen kompakten Aufbau wurde aufgrund des geringeren Platzbedarfs ein seitlicher Anschluß gewählt.

Mit Dicken von $300\ \mu\text{m}$ lassen sich Protonen mit Energien bis zu 6 MeV vollständig stoppen. Die Zähler weisen aktive Flächen von $450\ \text{mm}^2$ auf, um für ein Optimum zwischen Zählrate und Winkelauflösung den Öffnungswinkel der Blenden flexibel vergrößern zu können. Wie bei der Eintrittsblende entsteht durch große Raumwinkel eine Mittelung von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke über weite Winkelbereiche. Zur Begrenzung dieser Mittelung wurden mit einem Protonenstrahl bei 3.1 MeV die Auswirkungen verschiedener Blendengrößen auf die Peakbreite untersucht. Als Kompromiß zwischen möglichst großen Blendenöffnungen für eine große Ereignisrate und der Güte der Spektrenform wurden schließlich Blenden mit den Maßen $16\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$ eingesetzt.

Kapitel 4

Das Transfer-Experiment

Nach der Beschreibung des Polarimeters wird im folgenden Kapitel zunächst auf die Polarisierungserzeugung am Beispiel der Kölner Quelle LASCO eingegangen. Einer Schilderung des experimentellen Aufbaus schließen sich Überlegungen zu Reaktionsenergie sowie speziellen Anforderungen an die Targets und die Konstruktion der Targetleiter an. Schließlich wird die Bestimmung der Strahlpolarisation der Deuteronen bei niedriger Energie diskutiert.

4.1 Erzeugung des polarisierten Strahls

Den polarisierten Teilchenstrahl liefert die bei der GfK¹ Karlsruhe entwickelte und den Kölner Erfordernissen angepasste Lambshift-Quelle polarisierter Ionen LASCO (LAMBshift Source COlogne) [Bec78]. Zur Bestimmung der Polarisierungstransferkoeffizienten werden Deuteronen, für die Eichung der Polarimeter Protonen benötigt. Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau der einzelnen Elemente.

Bei dem Lambshift-Prinzip wird die hohe Lebensdauer des metastabilen $2S_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes im Wasserstoff und dessen Isotopen ausgenutzt. Der Primärionenstrahl wird aus einem Hochfrequenzplasma als Ionenstrahl extrahiert und geht nach Abbremsung – für H^+ auf etwa 0.5 keV, für D^+ auf 1 keV – durch Ladungsaustausch an Cäsium über in einen Strahl neutraler Atome [Don64], der zu ca. 10-15% aus metastabilen $H(2S_{\frac{1}{2}})$ -Atomen besteht. Zur Erzeugung polarisierter Wasserstoffkerne wird ein selektiver Quenchprozeß verwendet. Beim Sona-Verfahren [Son67] dient der erste von zwei Magneten als Quenchmagnet, die Sona-Anordnung insgesamt bewirkt den nicht-adiabatischen Wechsel der Magnetfeldrichtung mit einem Nulldurchgang dazwischen, d. h. die Richtungs-

¹jetzt FZ

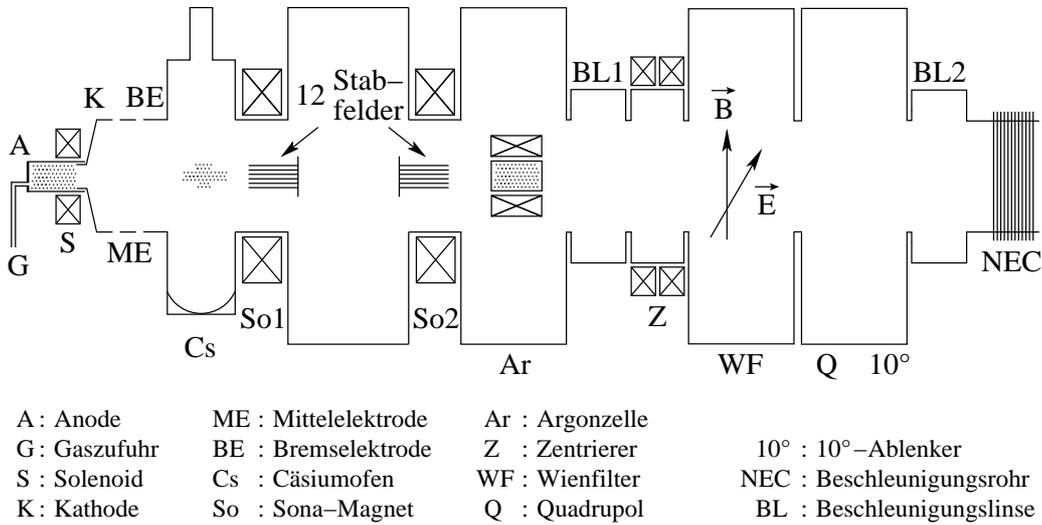
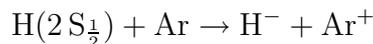


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Kölner Quelle polarisierter Ionen

umkehr erfolgt in einem magnetischen Nullfeld. Zwölf kreisförmig parallel zum Strahl angeordnete Elektroden erzeugen ein elektrisches Feld. Aufgrund des Stark-Effekts werden die energetisch entarteten Anteile des $2S_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes mit denen des $2P_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes gemischt und über diesen aufgrund der geringen Lebensdauer entvölkert. Nach Verlassen der Sona-Region durchläuft der Strahl den Bereich des aus dem zweiten Sona-Feld und dem Streufeld der Argonzelle gebildeten Magnetfeldes.

Die selektive Ionisation der metastabilen $H(2S_{\frac{1}{2}})$ -Atome gegenüber den nicht-polarisierten Grundzustandsatomen geschieht durch Ladungsaustausch



im longitudinalen Magnetfeld. Selektiv bedeutet, daß das Verhältnis von polarisierten angeregten Atomen relativ zum Grundzustand für diesen Umladeprozess sehr groß ist. Bei kleinen Energien im keV-Bereich zeichnet sich hierbei besonders Argon aus (s. Abb. 4.2) [Don65, Rou77].

Erst nach der Argonzelle, deren Gasdruck (wie auch andere Parameter) die Güte $P^2 \cdot I$ der Quelle beeinflusst (entscheidend ist also die Maximierung des Produktes von Polarisation P und Strahlintensität I), bietet sich die Möglichkeit, mit Hilfe einer Beschleunigungslinie den Strahl ionenoptisch zu beeinflussen und mit den folgenden Führungselementen den Strahl zu fokussieren. Mittels eines Wienfilters ist es an der Quelle möglich, den Polarisations-

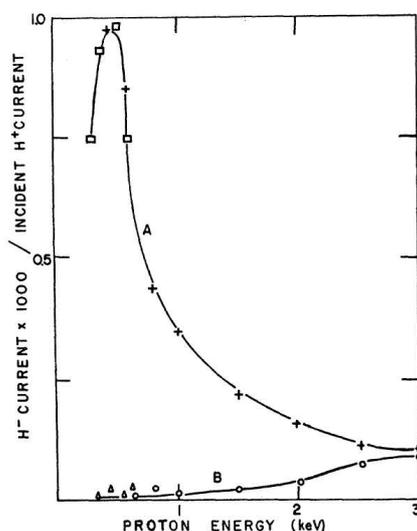


Abbildung 4.2: Ausbeute bei der selektiven Ionisation durch Argon für metastabile H^- -Atome (Kurve A) bzw. nach Quenchen der metastabilen H^- -Atome in den Grundzustand (Kurve B). Die durch Quadrate und Dreiecke markierten Datenpunkte wurden mit Deuteronen gewonnen und bei halber Energie aufgetragen. [Don65]

vektor über die Spinwinkel β und ϕ (siehe Abschnitt 2.2) auf jede beliebige Raumrichtung einzustellen. Abhängig von den Magnetfeldern der beiden Sona-Magnete können rein vektor- bzw. rein tensorpolarisierte Deuteronenstrahlen erzeugt werden.

Für die vorliegende Arbeit wurden zur Messung des Vektor-Vektor-Koeffizienten $K_y^{y'}$ rein vektorpolarisierte Deuteronen produziert. Dazu genügt ein Sona-Übergang. Die Zuführung zu den Stäben des zweiten 12-Stabfeldes ist dabei mit einer Buchse abgeschlossen, bei der alle Kontakte miteinander und mit Masse verbunden sind. Der erste Sona-Magnet wird mit 575 G betrieben. Bei dieser Feldstärke kreuzen sich die Energieeigenwerte der Komponenten β des $2S_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes und e des $2P_{\frac{1}{2}}$ -Zustandes (Zeeman-Komponenten nach der historischen Nomenklatur von Lamb und Retherford [Lam50]), die Übergangswahrscheinlichkeit ist maximal. Am zweiten Sona-Magnet wird mit 250 G etwa das halbe Magnetfeld angelegt. Die Ionisation geschieht im starken Feld, das bedeutet, daß die Feldstärke des von außen angelegten Magnetfeldes der Argonzelle wesentlich größer sein muß als die Feldstärke des „kritischen Magnetfeldes“. Dieses bezeichnet den Übergang von der Schwachfeld- zur Starkfeldsituation. Für den $2S_{\frac{1}{2}}$ -Zustand liegt das kritische Magnetfeld bei

$B_{\text{krit}} = 14.6 \text{ G}$ [Son67], so daß der Betrieb bei $B = 180 \text{ G}$ das notwendige starke Feld gewährleistet.

Theoretisch sind Polarisationswerte für Protonen von $p_z(\text{p}) = -1$ und für Deuteronen von $p_z(\text{d}) = -\frac{2}{3}$ zu erwarten. In der Praxis lassen sich 70% - 80% davon erreichen. Höhere Werte sind nur möglich mit einem großen Verlust an Intensität. Gute Werte für die Polarisation der Quelle LASCO sind für Protonen 0.8, für vektorpolarisierte Deuteronen 0.5.

Für das Niederenergie-Experiment hinter der Ionenquelle sind vor allem die Beschleunigungselemente von Interesse, da sie auch die Einschubenergie definieren. Abbildung 4.3 verdeutlicht die Verhältnisse der einzelnen Spannungen.

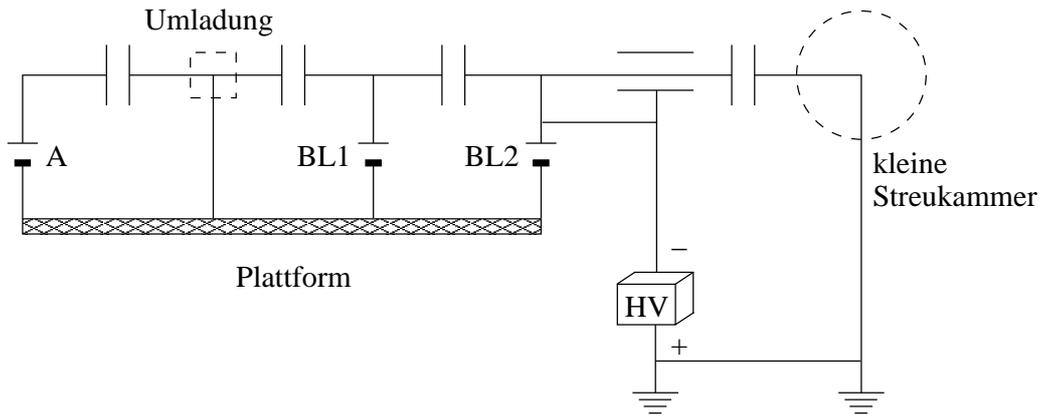


Abbildung 4.3: Spannungsverhältnisse der Quelle LASCO

Da das Strahlrohr vor dem Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger auf Erdpotential liegt, ist die Quelle komplett auf einer Plattform montiert. Diese wird über ein Hochspannungsnetzgerät (HV) und über eine zusätzliche Spannung der zweiten Beschleunigungslinse (BL2) auf eine negative Vorspannung von $HV + BL2$ gebracht. Die positiv gegen Erde gepolte Anodenspannung (A) von 975 V für die Deuteronen (475 V für Protonen) bestimmt die Energie der Ionen vor der Umladung in der Cäsiumzelle und muß somit bei der Berechnung der Endenergie berücksichtigt werden. Die erste Beschleunigungslinse (BL1) trägt zur Energie der Protonen bzw. der im Transferexperiment verwendeten Deuteronen nicht bei. Daraus folgt für die Einschubenergie

$$E_d = e \cdot (A + HV + BL2) \quad . \quad (4.1)$$

Gegen das zum Meßaufbau und zum Tandembeschleuniger führende Strahlrohr sind die Quelle und ihre Plattform um 10° gedreht. Ein rein elektrostatisch wirkender 10° -Ablenker besorgt die notwendige Richtungsänderung des Strahls.

Der extrahierte Teilchenstrahl wird in den FN Tandembeschleuniger² eingeschossen, der auf dem Prinzip des von Van de Graaff entwickelten Bandgenerators beruht [VdG33]. Zwischen zwei hintereinander liegenden elektrostatischen Beschleunigungsstrecken umgekehrter Polarität wird der Mittelpunkt (das „Terminal“) von einem Van de Graaff-Generator auf positiver Hochspannung gehalten. Das Beschleunigungsrohr besteht aus tellerförmigen Elektroden, die wechselnde Neigungswinkel gegen die Strahlachse haben („inclined field“), um Sekundärelektronen nach kurzen Beschleunigungswegen aus dem Strahl zu lenken, während der Ionenstrahl eine oszillierende Bahn durchläuft. Mit diesem Prinzip lassen sich sowohl Reduzierungen von Energie und Intensität der Röntgenstrahlung als auch der Konditionierungszeit erzielen [VdG62, Pur65].

Das Abstreifen der Elektronen von den negativen Ionen im Terminal ist für Protonen und Deuteronen ein zweistufiger Prozeß. Die Verwendung eines Strippergases führt im Gegensatz zu einer Stripperfolie zu einer Erniedrigung der Polarisierung aufgrund der Tatsache, daß die Teilchen eine längere Zeit im neutralen Zustand verweilen und somit dem Einfluß der Hyperfeinstrukturwechselwirkung ausgesetzt sind. Die Polarisierung beträgt nach Durchgang einer Stripperfolie etwa 98% ($\pm 2\%$) der Strahlpolarisation bei der Injektion in den Beschleuniger, so daß der Einsatz von Folien ratsam ist [Grü64, Hae65].

4.2 Aufbau des Experiments

Da der in Abschnitt 1.3 bereits erwähnte Fit von Geiger Energien bis zu $E_d = 1.5$ MeV beinhaltet [Gei93, Gei95], wurde in Vorarbeiten bei dieser Energie ein Experiment am Tandembeschleuniger durchgeführt [Imi01]. In diesem wurde gezeigt, daß die Messung von Polarisationstransferkoeffizienten der $D(\vec{d}, \vec{p})T$ -Reaktion bei niedrigen Energien möglich ist.

Mit dem neuen, im folgenden beschriebenen experimentellen Aufbau sollte der bis dahin vorhandene Datensatz von Polarisationsobservablen durch Transfer-

²Seriennummerierung der Beschleunigerentwicklungen der Firma High Voltage Engineering (HVEC): FN ist eine Maschine mit ursprünglich 7.5 MV Terminalspannung

koeffizienten zu sehr kleinen Energien hin erweitert werden. Der entscheidende Vorteil gegenüber [Imi01] war die Möglichkeit der Nutzung eines unabhängigen Analysators [Klo01]: Nunmehr konnte parallel zu anderen Experimenten mit den weiteren in Köln vorhandenen Ionenquellen – einer Sputterquelle oder einem Duoplasmatron – die Datenaufnahme erfolgen. Durch dieses Vorgehen sollte man eine Statistik erhalten, die bei den geringen Zählraten erst nach mehreren Monaten zu erzielen ist, ohne daß dabei zugleich Meßzeit am – von mehreren Arbeitsgruppen genutzten – Beschleuniger beansprucht wird.

Damit mußte ein neuer Meßplatz eingerichtet werden, und zwar im Quellenbereich in der Beschleunigerhalle. Für eine nötige Kalibration der Transferpolarimeter wurde bei hohen Energien mit dem Beschleuniger weiterhin ein Aufbau in der ORTEC 2800 Streukammer („große Streukammer“) in der Strahlrohrhalle erforderlich. Abbildung 4.4 gibt eine Übersicht über die Anordnung der beiden Streukammern vor und hinter dem Tandembeschleuniger.

Nach dem Theorem von Liouville führt eine longitudinale Vergrößerung des Phasenraumvolumens (Strahlbeschleunigung) zu einer transversalen Verkleinerung (der Strahl wird schmaler und/oder weniger divergent) (mehr in [Imi01]). Somit kann bei kleiner Divergenz der Strahldurchmesser bei niedrigen Energien sehr groß werden. Nach ionenoptischen Berechnungen mit dem Fortran-Programm PIQTRA (Polarisierte Ionen Quelle TRANsport) [Lat74] sollte es allerdings zwischen der Quelle polarisierter Ionen und dem Duoplasmatron einen Crossover im möglichen Einsatzbereich einer Streukammer geben, die entsprechend plazierte wurde.

Abbildung 4.5 zeigt, nach dem im September 2002 erfolgten Einbau, die ORTEC 600 Streukammer („kleine Streukammer“) zwischen der Lambshift-Quelle und dem Duoplasmatron.

Für den Einbau der kleinen Streukammer mußte eine Einzellinse versetzt und als Folge eine Vakuumpumpe entfernt werden. Um dennoch ein gutes Hochvakuum zu gewährleisten, wurde auf den Kammerdeckel eine Turbopumpe mit einem Saugvermögen von 360 l/s aufgesetzt. Eine statische Targetleiter, auf der neben mehreren Targets auch ein Lochquarz Platz findet, wurde von unten in die Streukammer eingebracht. Mit dem Lochquarz wurden Lage und Fokussierung des Strahls mit Hilfe einer Kamera durch ein Plexiglasfenster optisch kontrolliert. Der hinter der Streukammer im Normalbetrieb gemessene Druck von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar wurde durch eine Kühlfalle (Ausfrieren der Restgase) auf bis zu $8 \cdot 10^{-7}$ mbar verbessert (siehe Abschnitt 4.8).

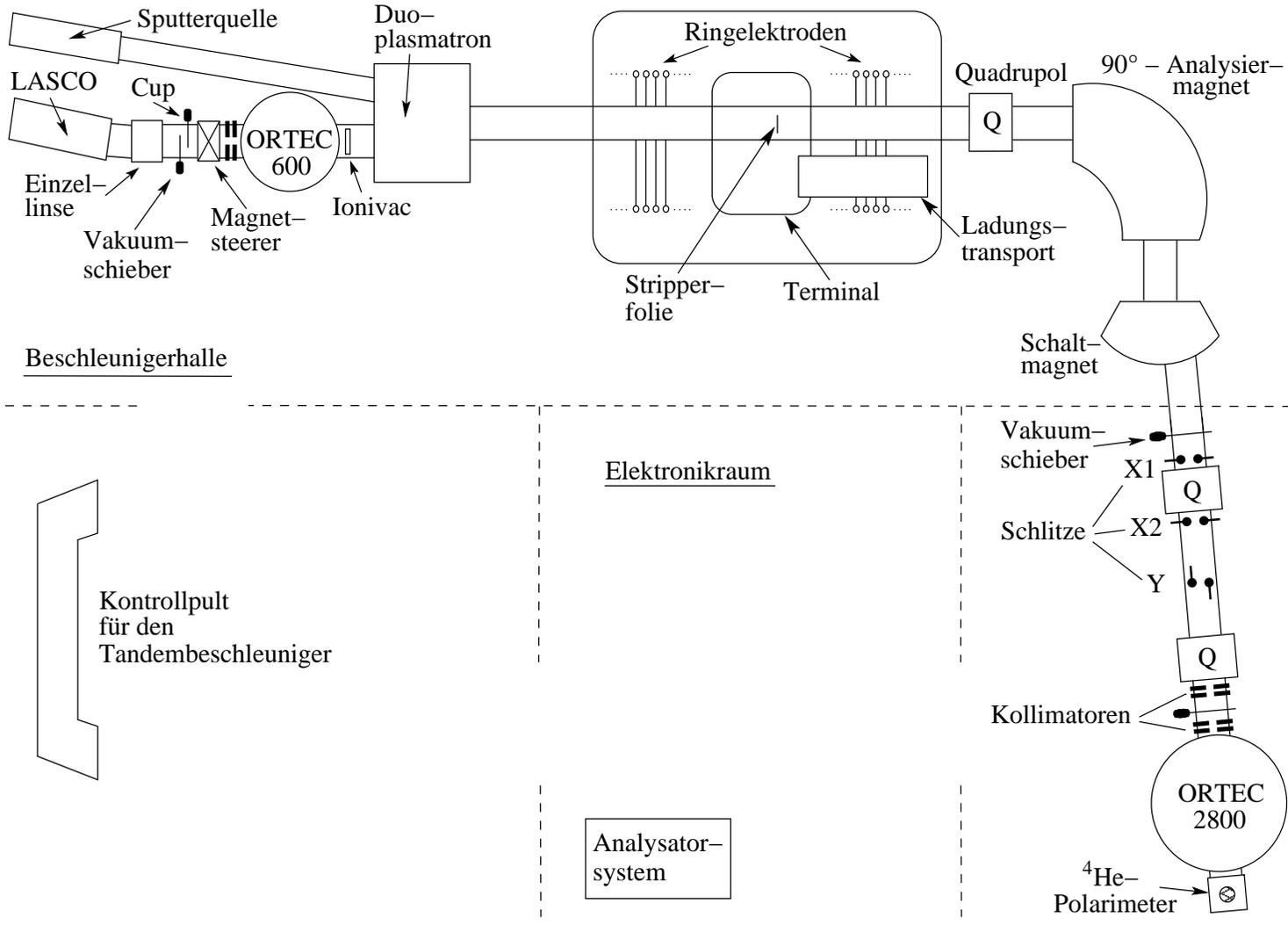


Abbildung 4.4: Übersicht über den Aufbau der verschiedenen am Experiment beteiligten Komponenten von der Quelle LASCO bis zur großen Streukammer



Abbildung 4.5: Die kleine Streukammer zwischen der Lambshift-Quelle und dem Duoplasmatron (verdeckt im Hintergrund die Sputterquelle), mit angeflanschem LN₂-Dewar zur Kühlung der Ölfalle

Vor der Kammer befinden sich ein kleiner Cup in einem Schieber sowie ein Kollimator (s. Abb. 4.4), die zur Fokussierung genutzt wurden.

4.3 Zählraten

Ein grundlegendes Problem von Transfer-Experimenten besteht darin, daß man in der zur Analyse dienenden zweiten Reaktion nur geringe Zählraten erhält. Zu Zeiten der ersten Experimente mit polarisierten Teilchenstrahlen war eine vorgeschaltete weitere Streureaktion zur Polarisationserzeugung notwendig. Die Ereignisrate einer solchen Dreifachstreuung ließ keine derart anspruchsvolle Messung von Transferkoeffizienten zu. Ein Nachteil war, daß der polarisierte Strahl ein starkes Energie- und Winkelstragging aufwies. Außerdem variierte die Polarisation mit der Energie. Erst die Entwicklung von Quellen polarisierter Ionen (einen Überblick über den Stand bis 1967 liefert Haeberli [Hae67]) machte es überhaupt möglich, Mehr-Spin-Observable zu messen.

Die Anzahl der Ereignisse ist neben der Anzahl der Stoßpartner aus einlaufenden Teilchen und Targetkernen abhängig vom Wirkungsquerschnitt der Reaktion. Nur ein geringer Anteil der Projektile kann – bezüglich der gewünschten Reaktion – mit dem Target in Wechselwirkung treten. Dieser Bruchteil der Reaktionsprodukte – im speziellen Fall der Protonen – wird aber noch nicht direkt detektiert, vielmehr soll in dem Transferpolarimeter eine elastische Streuung an Silizium erfolgen. Abhängig vom Wirkungsquerschnitt gelangt davon wiederum nur ein kleiner Anteil zum Nachweis.

Bei diesem Niederenergie-Experiment wirkt sich zusätzlich ein mit abnehmender Energie extrem abfallender Wirkungsquerschnitt negativ aus. Abbildung 4.6 zeigt den durch die Coulombbarrieren-Durchdringung bedingten steilen Verlauf.

4.4 Mittlere Reaktionsenergie

Wie in Abschnitt 4.1 erläutert, läßt sich mit Gleichung 4.1 die Einschußenergie der Deuteronen in die kleine Streukammer berechnen. Eine Begrenzung stellt jedoch der Trenntransformator der Ionenquelle dar, dessen Isolationsfähigkeit auf eine Spannung von 80 kV begrenzt ist. Damit können ohne größere Umbauten (siehe Diskussion in Abschnitt 8.1) nur Energien bis zu 80 keV genutzt werden.

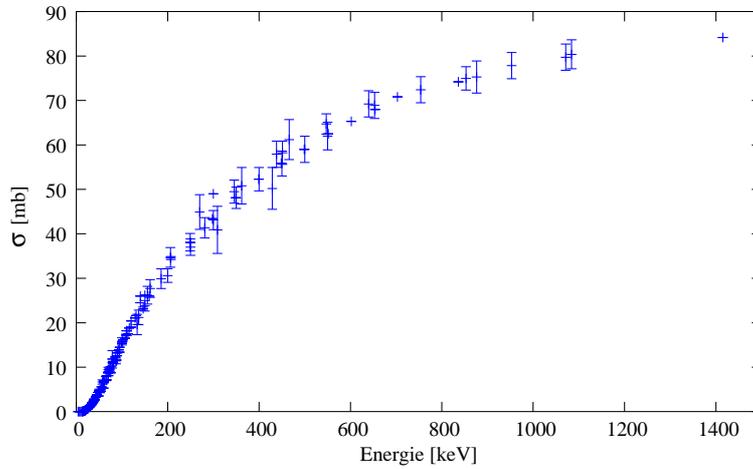


Abbildung 4.6: Experimentelle Daten des totalen Wirkungsquerschnitts in dem Bereich, der für den Reaktionsmatrixfit relevant ist (Grundlage: verschiedene Meßreihen, zuvor bereinigt – siehe dazu folgenden Abschnitt)

Um jede Messung bei gleicher Energie durchzuführen, wurde die zweite Beschleunigungslinse auf einen festen Spannungswert eingestellt und konnte daher nicht zur Fokussierung eingesetzt werden. Die gewählte Einschußenergie von 78 keV ergibt sich aus der Addition der einzelnen Spannungen. Da die Deuteronen beim Durchgang durch das – für eine ausreichende Anzahl von Reaktionskernen nötige – relativ dicke Target einen deutlichen Energieverlust erleiden, ist die Reaktionsenergie wesentlich geringer. Die Energiedeposition bei niedrigen Einschußenergien, aber zugleich hohen Strömen ist beträchtlich. Bei höheren Energien macht sich die Deposition nicht so stark bemerkbar, da zum einen der relative Energieverlust geringer, zum anderen der Reaktionsquerschnitt nicht so stark energieabhängig ist. Mit der Beziehung

$$\left. \frac{dE}{dx}(\text{Deuteron}) \right|_E = \left. \frac{dE}{dx}(\text{Proton}) \right|_{\frac{1}{2}E}$$

folgt aus Abbildung 4.7 sofort³, daß der maximale Energieverlust für Deuteronen bei etwa 200 keV liegt. Notwendigerweise muß – angepaßt an die Targetdicke – die mittlere Reaktionsenergie berechnet werden.

³Ziegler, Biersack: The Stopping and Range of Ions in Matter, www.srim.org

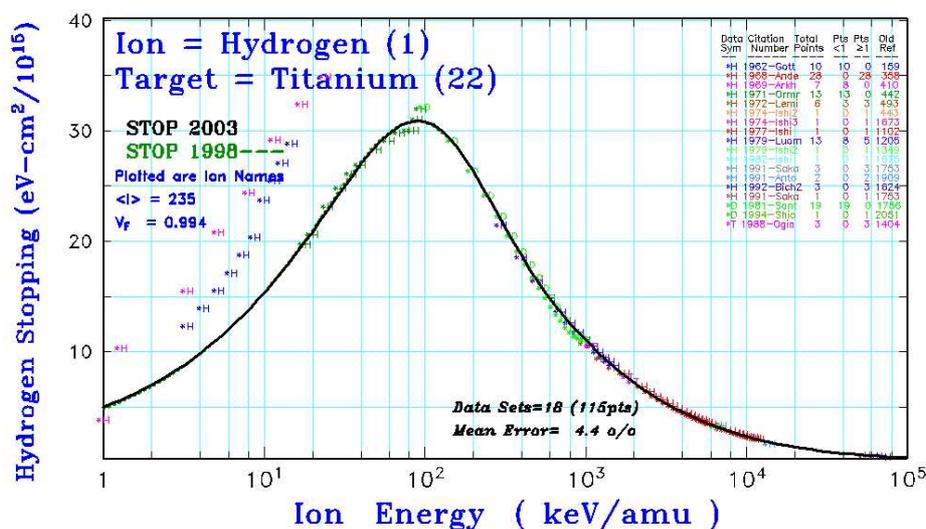


Abbildung 4.7: Energieverlust im Target, hier beispielhaft in Titan

Zur Berechnung der mittleren Reaktionsenergie:

Auch in einer möglichst dünn gewalzten Titan-Folie (nähere Ausführungen dazu im nächsten Abschnitt), die nach Deuterierung zum Einsatz kommen soll, werden die niederenergetisch einlaufenden Deuteronen vollständig gestoppt. Demzufolge findet die Reaktion in einem breiten Energiespektrum statt. Diese Verschmierung ist nicht vernachlässigbar, so daß der Energieverlust der Projektile durch die einzelnen Schichten berücksichtigt werden muß: Da der totale Wirkungsquerschnitt energieabhängig ist und die Energie der Deuteronen mit der Schichtdicke stetig abnimmt, ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine Reaktion in einer bestimmten Schichtdicke d und damit bei einer bestimmten Energie $E(d)$ stattfindet, durch den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E(d))$ gegeben. Jede der in den Targetschichten auftretenden Energien muß folgerichtig mit dem totalen Wirkungsquerschnitt gewichtet werden.

Damit gilt:

$$E_{\text{mittel}} = \frac{\int_0^d \sigma_{\text{tot}}(E(x)) \cdot E(x) dx}{\int_0^d \sigma_{\text{tot}}(E(x)) dx} \quad (4.2)$$

mit

$$E(x) = E_0 - \int_0^x \left(\frac{dE}{dx'} \right) dx' \quad ,$$

wobei E_0 die Einschußenergie und d die Schichtdicke sind.

Die mathematisch exakte Formel läßt sich mit Hilfe einer Trapeznäherung diskretisieren, um schließlich die Reaktionsenergie zu berechnen:

$$E_{\text{mittel}} = \frac{\sum_{n=1}^{266} (\sigma(E(x_n)) \cdot E(x_n) + \sigma(E(x_{n-1})) \cdot E(x_{n-1}))}{\sum_{n=1}^{266} (\sigma(E(x_n)) + \sigma(E(x_{n-1})))} . \quad (4.3)$$

Dabei ist n eine Variable zur Durchnummerierung der einzelnen Schichten und $x_n = n \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$.

Für TiD_2 als Targetmaterial ergeben sich damit folgende Graphiken: Die Auftragung in Abb. 4.8 zeigt zum einen die Energie (durchgezogene Linie) der Deuteronen und zum anderen den von dieser Energie abhängigen totalen Wirkungsquerschnitt (gestrichelt) gegen die Eindringtiefen ins Target bei einer Einschußenergie von 78 keV. Abbildung 4.9 veranschaulicht die einzelnen Terme, die in der Berechnung in den Gleichungen 4.2 bzw. 4.3 in Zähler und Nenner stehen.

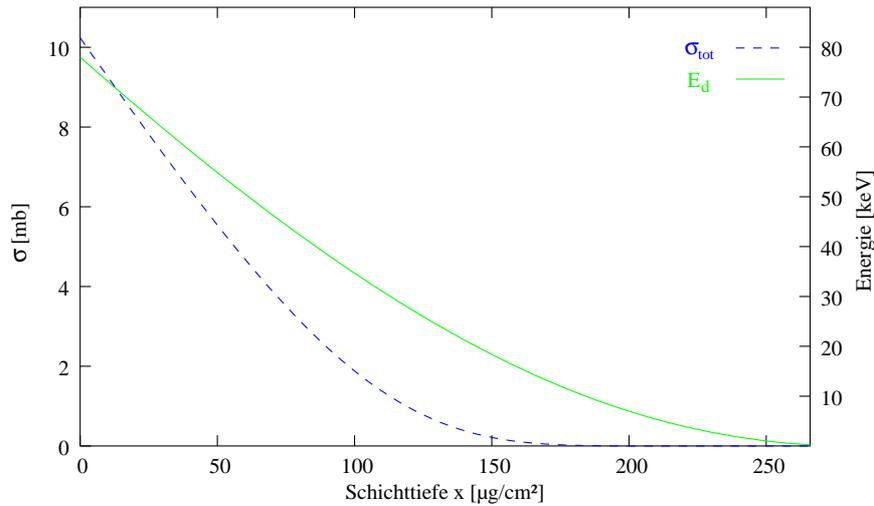


Abbildung 4.8: Aufgetragen sind die Energie E_d der mit 78 keV einlaufenden Deuteronen (durchgezogen) sowie der totale Wirkungsquerschnitt (gestrichelt) als Funktion der Schichttiefe x im TiD_2 -Target.

Als Datengrundlage für die totalen Wirkungsquerschnitte wurde ein Fit aus verschiedenen Meßreihen verwendet. Da einige der Datenpunkte Resultate lieferten, die signifikant vom Welt Datensatz abweichen, wurden allerdings nicht alle erhältlichen Werte für die energieabhängige Auftragung des Wirkungsquerschnitts (in Abbildung 4.6) eingesetzt.

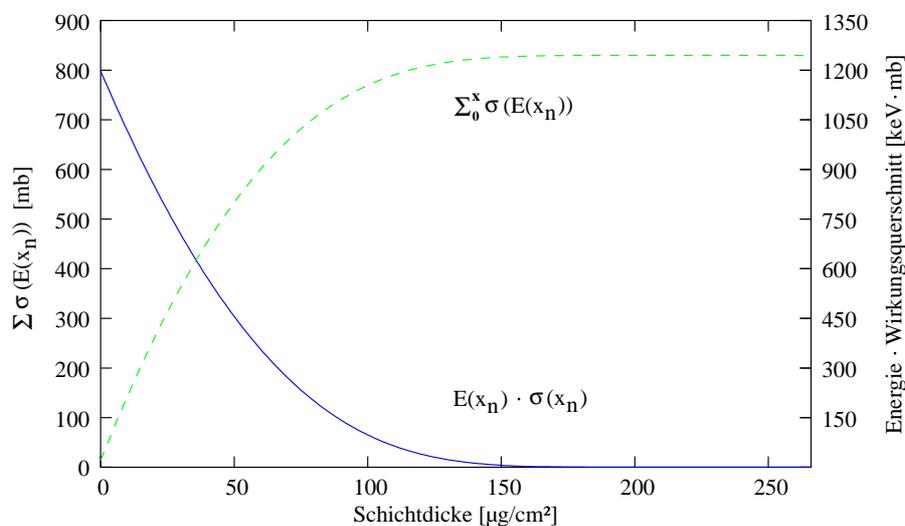


Abbildung 4.9: Bestandteile, die in die Berechnung der mittleren Reaktionsenergie nach Gleichung 4.2 einfließen: Aufgetragen sind das Produkt aus Energie und totalem Wirkungsquerschnitt gegen die jeweilige Schichttiefe (durchgezogene Linie) bzw. der gesamte Wirkungsquerschnitt bis zu der angegebenen Schichtdicke (gestrichelt).

Aus diesen Berechnungen ergibt sich schließlich eine mittlere Reaktionsenergie für das Polarisations-transfer-Experiment von $E_d = 58$ keV.

4.5 Wahl der Targets

Die zuvor für die Reaktionsenergie dargestellten Überlegungen gelten exakt allerdings nur für ein stabiles Target in der Primärreaktion. Dabei treten Prozesse des Deuterium-Abdampfens und des Kohlenstoff-Aufbaus (siehe dazu Abschnitt 4.8) auf.

Wie zuvor beschrieben, benötigt man eine möglichst hohe Targetdichte in Bezug auf den Deuteriumgehalt. Für die Auswahl eines geeigneten Materials stehen etliche Verbindungen zur Verfügung, bei deren Einsatz sich teilweise Schwierigkeiten offenbaren, die bereits in [Imi01] beschrieben wurden.

Mittels eines neu angefertigten Deckels besteht zusätzlich die Möglichkeit, einen Targetarm von oben in die Streukammer einzuführen. Neben der Variante einer pendelnden Auf- und Abbewegung eines langen Targetrahmens

kann ein rotierendes Target verwendet werden. Durch die Rotation wird eine geringere lokale Leistung im Target deponiert. Mit den Dimensionen des vorhandenen Targetarms ist eine Messung entweder nur unter Vorwärts- oder nur unter Rückwärtswinkeln möglich. Einzig der Verzicht auf eine hohe Analyserstärke (siehe Abschnitt 4.6) würde eine zeitgleiche Datenaufnahme sowohl vor als auch hinter dem Target erlauben, was natürlich dem Ziel von optimalen physikalischen Parametern widerspricht. Folglich wurde die beste Lösung für ein stabiles, statisch einzusetzendes Target gesucht.

4.5.1 Deutertes Polyparaphenylen (d-PPP)

Auf der Suche nach einem Material, in dem das Deuterium als integrierter Bestandteil eines organischen, sehr stabilen Moleküls vorliegt, entdeckten Cuypers et al. Polyparaphenylen ($((C_6D_4)_n)$), ein aus aromatischen Gruppen aufgebautes Polymer [Cuy69]. Gerade bei den hohen Energieverlusten bei niedrigen Reaktionsenergien zeichnet es sich gegenüber den üblicherweise zum Einsatz kommenden Targets aus Polyethylen ($((CD_2)_n)$) durch eine hohe thermische Leitfähigkeit aus (zum Herstellungsverfahren beider Materialien siehe [Imi01]).

In einem Niederenergie-Experiment direkt hinter der Ionenquelle können deutlich höhere Strahlströme genutzt werden als bei einem Experiment mit dem Teilchenbeschleuniger. Daraus folgen sofort höhere Temperaturen im Target. In Frage kommen damit nur anorganische Stoffe, da die organischen sich spätestens ab einer Temperatur von 400°C zersetzen [Frö02].

4.5.2 Lithiumdeuterid

Eine weitere Möglichkeit für ein unter Strahlbeschuss resistentes deutertes Feststofftarget besteht in der Wahl von Lithiumdeuterid. Hier ist ein Wasserstoffgehalt von bis zu 12.68% möglich [Rit89]. LiD zählt zu den ionischen Hydriden, die exotherm aus stark elektropositiven Alkalimetallen gebildet werden. Alkalimetall-Deuteride sind ziemlich belastbar, aber die Verarbeitung gestaltet sich höchst diffizil unter der gestellten Anforderung, keine weiteren Stoffe als Reaktionspartner zuzulassen, um zusätzliche Störreaktionen neben der eigentlich interessierenden Reaktion am Deuterium zu vermeiden. Lithium oxidiert innerhalb weniger Sekunden in Luft und ist zudem sehr reaktiv und entzündbar bei Kontakt mit Wasser. Kommen Alkalimetall-Deuteride mit Protonenquellen wie Wasser oder Alkohol zusammen, entwickelt sich molekularer Wasserstoff. Es muß also unter sehr trockenem Schutzgas, z. B. in einer Handschuhbox, gearbeitet werden. Damit kommt die Standardmethode

zur Herstellung von Targetfolien, ein Material auf eine Glasplatte aufzudampfen und in einem Wasserbad abzulösen, nicht in Frage. Über 180° reagiert Lithium mit Silikaten, so daß die Aufbauten bei der Herstellung nicht aus Glas, Porzellan, Silikaten oder emaillierten Materialien sein dürfen.

Aufgrund der Strahlungsresistenz, des hohen Deuteriumgehaltes und einer deutlich größeren Polarisierbarkeit gegenüber Butanol oder Ammoniak wurde LiD als geeignetes polarisiertes Neutronen-Target erkannt [Abr80, Bü199, Suf02]. Da keine freien Neutronen in Materie existieren, nutzt man Zusammensetzungen von Kernen, bei denen die Bindungsenergien klein sind. Dieser Fall liegt gerade bei Deuteronen und ^6Li vor. Verwendung findet LiD weiterhin zur Untersuchung der Deuteronen-Spin-Strukturfunktion [Guz01].

Für den Einsatz in der Messung von Transferkoeffizienten gilt es, einige Nebenbedingungen (wie eine geringe Targetdicke sowie keine Fremdreaktionen) zu erfüllen. Eine Idee zur Verarbeitung des Materials ist, das grobkörnige LiD in einer Handschuhbox zwischen zwei Aluminium-Schichten einzuschließen. Eine endgültige Verwendung erfordert aber weitere Forschungen.

4.5.3 Deuteriertes Titan

Betrachtet man die Wärmeleitung im Vergleich zu den Plastikfolien, so bieten sich Übergangsmetalle und deren Legierungen an, die bei erhöhten Temperaturen mit Wasserstoff reagieren und Hydride bilden. Diese binären Hydride haben metallischen Charakter und sind – ähnlich wie das Metall selbst – chemisch resistent. Eine der interessantesten Eigenschaften von Metallhydriden ist die extrem hohe Dichte von Wasserstoff. Metalle mit einer hohen Affinität für Wasserstoff sind Titan, Tantal oder Zirkon. Schon früh wurden diese Metalle für den Einsatz als Tritium-Targets untersucht mit dem Ziel, über die $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion intensive Neutronenstrahlen von 14.5 MeV zu produzieren. Zunächst verwendete man Zirkon (z. B. [Gra49, Lil51, Pet67]), etwas später dann Titan [Sco59, Gun60, PgS67]. Der Vorteil von Titan gegenüber Zirkon besteht – besonders für die vorliegende Arbeit – in der geringeren Gesamt-Massendichte, so daß der Anteil an Deuterium bei gleicher Targetdicke größer ist.

Zur Herstellung von deuteriumhaltigen Titan-Targets werden zunächst Titan-Folien gewalzt auf etwa $0.3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ Dicke; Deuteronen mit einer Energie von $E_d = 58 \text{ keV}$ werden bei weniger als der Hälfte gestoppt. Aufgeklebt auf Targetrahmen werden die Folien in einer Gasatmosphäre erhitzt. Für eine hohe Aufnahme von Deuterium ist ein besonders gutes Vakuum wichtig. Die

exotherme Absorption beginnt bei Temperaturen über 200 °C, verläuft sehr schnell bei 400-500 °C, und die Hydridbildung wird schließlich vervollständigt während einer Phase der Abkühlung [Rit89]. Es konnte ein sehr hohes Verhältnis von Deuterium zu Titan erzielt werden, und zwar bis zu einem Massenanteil des Deuteriums von 10% [Zel04]. Gemessen an dem stöchiometrischen Verhältnis – in den Anfängen der Herstellungen noch 1:1, später 1.56:1 [Bru94] – wurde eine hervorragende Verbesserung erreicht.

Bemerkenswert ist die hohe Festigkeit bei einer relativ geringen Dichte. Oberhalb einer Temperatur von 400 °C lassen die Festigkeitseigenschaften aber schnell nach. Hochreines Titan ist duktil. Wechselwirkungen zwischen Metall- und Wasserstoffatomen können das mechanische Verhalten entscheidend beeinflussen und zu einer Vielzahl von Schädigungen führen, deren Ursachen und Mechanismen häufig unter dem Begriff Wasserstoffversprödung zusammengefaßt werden. Bei höheren Temperaturen versprödet Titan durch Aufnahme von Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff sehr schnell und die Duktilität nimmt ab. Absorbierter Wasserstoff kann im Metall als interstitiell (auf Zwischengitterplätzen) gelöst auftreten und dadurch mit dem übrigen Gitter einen Einlagerungsmischkristall bilden. In dieser Form kann der Wasserstoff, der dann als H⁺-Ion vorliegt, aufgrund seiner hohen Beweglichkeit hervorragend diffundieren.

Durch das Walzen der Folien können durch Versetzungsmechanismen Wasserstoff-Fallen, also energetisch günstigere Positionen für den absorbierten Wasserstoff als die Zwischengitterplätze wie z. B. Leerstellen oder Mikrorisse, entstehen. Die Auswirkungen einer Versprödung auf die glatte Titan-Folie werden nach dem Beladen von Wasserstoff deutlich sichtbar (siehe dazu Abbildung 4.17 auf Seite 72).

Wird das deuterierte Target durch Strahlbeschuß zu heiß, erzielt man den umgekehrten Herstellungsprozeß, so daß Deuterium ausdampft. Als Beispiel ergibt sich für auf 78 keV beschleunigte Deuteronen bei einem Targetradius von 5 mm einer Titan-Folie der Stärke $0.3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ – fokussiert auf einen Radius von 1.5 mm – im Strahlfleck bei einem Strahlstrom von 600 nA schon eine Temperatur von 1140 °C. Außerdem besitzt Titan im Vakuum bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar eine Verdampfungstemperatur von 1220 °C, beim Schmelzpunkt von 1668 °C ist die Dissoziation vollständig erfolgt. Aus diesem Grunde wurden während der Messung die unpolarisierten Strahlströme auf 600 nA begrenzt (siehe auch Abschnitt 6.1.2).

4.6 Einzel-Detektoren in doppelter Funktion

Die Bestimmung der Strahlpolarisation stellt den ersten Schritt der Auswertung dar. Bei einer Datenaufnahme über mehrere Monate parallel zu Experimenten anderer Gruppen sollte mindestens einmal pro Woche eine Polarisationsmessung mit dem Tandembeschleuniger durchgeführt werden. Nach Überlegungen von Haeberli [Hae65] und Polke [Pol87] bezüglich polarisationsverändernder Einflüsse dürften durch die verschiedenen Strahlführungselemente beim Transport keine wesentlichen Depolarisationseffekte auftreten. Während der Transfermessung sollte die Polarisation der Deuteronen möglichst nahe zum Experiment, d. h. möglichst noch in der kleinen Streukammer, bestimmt werden. Ideal ist eine zeitgleiche Messung während jedes Runs. Mit der Möglichkeit, diese Bestimmung direkt am Experiment durchführen zu können, erzielt man eine höhere Genauigkeit für die einzelnen Runs.

Tensormomente ungeraden Ranges (beispielsweise Ein-Spin-Observable wie die Vektoranalysierstärke) verschwinden, wenn zur Reaktion nur ein einziges Matrixelement beiträgt [Wel63]. Die Vektoranalysierstärken kommen nur durch Interferenz mit mindestens P-Wellen zustande. Da Reaktionen bei niedrigen Energien durch S-Wellen dominiert werden, ist A_y i. a. sehr klein. Eine Ausnahme stellen die beiden Fusionsreaktionen $D(d, p)^3\text{H}$ und $D(d, n)^3\text{He}$ dar. Sie weisen den großen Vorteil auf, daß selbst bei Laborenergien unterhalb von 30 keV die Vektoranalysierstärke noch einen Wert von etwa 0.2 aufweist.

Für die Messung des Vektor-Vektor-Transferkoeffizienten $K_y^{y'}$ werden vektorpolarisierte Deuteronen erzeugt und zum Target beschleunigt. Damit gelten für die Polarisationsbestimmung bis auf einen zusätzlichen Faktor $\frac{2}{3}$ die gleichen Beziehungen wie für Protonen (siehe Abschnitt 5.3 zur Kalibration der Polarimeter). Es genügen also zwei Detektoren zur Untersuchung der Links-Rechts-Asymmetrie, die in die kleine Streukammer zusätzlich zu den beiden Transferpolarimetern eingebaut werden. So ist es möglich, simultan zu jedem Run die Polarisation zu bestimmen und sofort auf eventuell auftretende Veränderungen zu reagieren.

Bei einer mittleren Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV liegt das Maximum der Analysierstärke etwa bei 107° (Abb. 4.10, berechnet mit TUFXDD auf der Grundlage von Daten, siehe Anhang C). Unter Berücksichtigung der räumlichen Gegebenheiten in der Streukammer wurden die beiden Detektoren unter 115° positioniert. Der Wert der Analysierstärke beträgt hier $A_y = 0.204$.

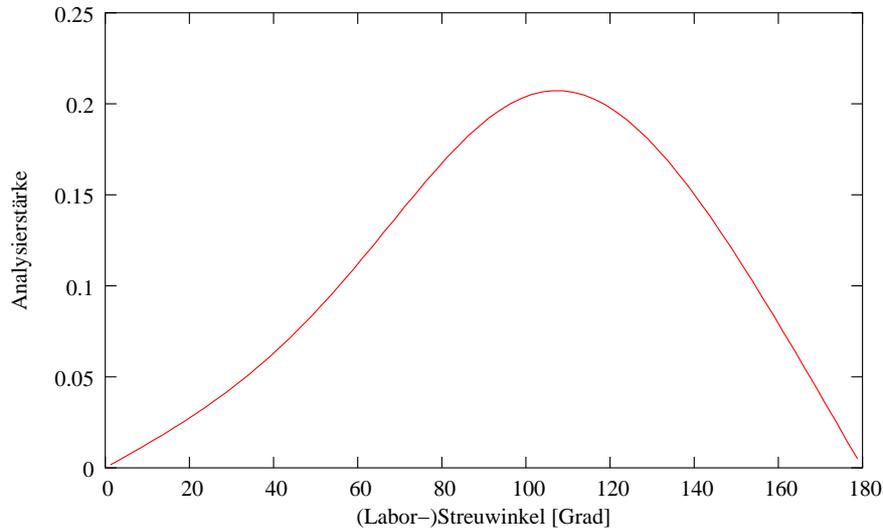


Abbildung 4.10: Analysierstärke der Reaktion $D(\vec{d}, p)^3\text{H}$ bei $E_d = 58 \text{ keV}$

Während der Fusionsreaktion entstehen neben einer sehr hohen Anzahl von elastisch gestreuten Deuteronen in der Rückwärtsstreuung auch Elektronen, die zum Teil beim Erzeugungs- und Ionisationsprozeß an der Quelle produziert und mitbeschleunigt, aber auch aus dem Target selbst herausgeschlagen werden können. Um die Detektoren vor Zerstörung aufgrund dieser großen Teilchenzahl zu schützen, war es notwendig, eine dünne Folie vor den Detektoren anzubringen.

Für die Ermittlung einer geeigneten Dicke, die einerseits diese unerwünschten zusätzlichen Ereignisse weitgehend abhalten, andererseits aber auch die Verschmierung von Energie und Winkel berücksichtigen sollte, wurden Tests mit verschiedenen Folien angestellt. In Stärken von $0.9 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$ lagen Aluminiumfolien sowie spezielle, auf Rahmen aufgezogene Hostaphan-Folien⁴ von $1 \mu\text{m}$ (s. a. [Pol87]) vor. Da bei den zweifach positiv geladenen ^3He -Ionen aus der $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion die bremsende elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Ion und Folienelektron stärker als bei den Tritonen aus der $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion ist, werden sie von den ^3H -Ionen nach Durchtritt durch die Folie unterschiedlich stark getrennt. Aufgrund der zu starken Verschmierung scheidet die Folie von $5 \mu\text{m}$ in der Betrachtung aus. Da die Handhabung der sehr dünnen Aluminiumfolie von nur $0.9 \mu\text{m}$ unter der Bedingung ei-

⁴Folie aus Polyethylenterephthalat (PET) – weitere neun Namen wie Mylar sind gebräuchlich

ner gleichmäßig glatten Fläche erschwert ist, fiel schließlich die Wahl auf die Hostaphan-Folien für einen Einsatz vor den beiden Polarisationsdetektoren (s. Abb. 4.11).

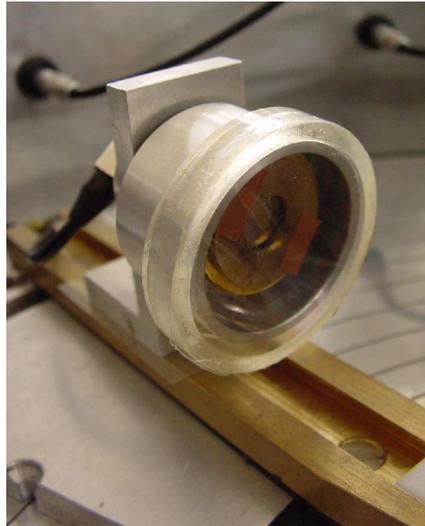


Abbildung 4.11: Zum Schutz vor Elektronen und elastisch gestreuten Deuteronen werden vor den Detektoren Hostaphan-Folien angebracht.

Abbildung 4.12 zeigt ein typisches Spektrum in einem Detektor unter einem Streuwinkel von $\theta = 115^\circ$, wobei nur die Protonenpeaks zur Auswertung der Polarisation herangezogen werden. Da die Deuteronen vektorpolarisiert sind, genügt jeweils ein Vergleich der Inhalte von zwei aufeinanderfolgenden Runs mit unterschiedlichen Polarisationszuständen. Aufgetragen sind in Abbildung 4.13 diese Daten gegen die Run-Nummern über den Zeitraum eines Monats.

Ein Strahl, der durch Veränderungen an Fokussier-Elementen nicht parallel zur Achse des Magnetfeldes im Argon-Umladekanal verläuft, könnte eine Erklärung für einen kleinen systematischen Unterschied zwischen den beiden Polarisationsrichtungen „up“ und „down“ und einer damit verbundenen Verschiebung der Strahllage auf dem Target liefern. Um die daraus resultierenden Abweichungen in der Polarisationsbestimmung nicht mit in die Auswertung einfließen zu lassen, wurde zur Verwendung von zuverlässigen Daten ein Ausschnitt gewählt (in Abbildung 4.13 markiert). So wurde bei einem gemessenen mittleren Wert von 0.47 (theoretisch möglich ist ein Absolutwert von $\frac{2}{3}$)

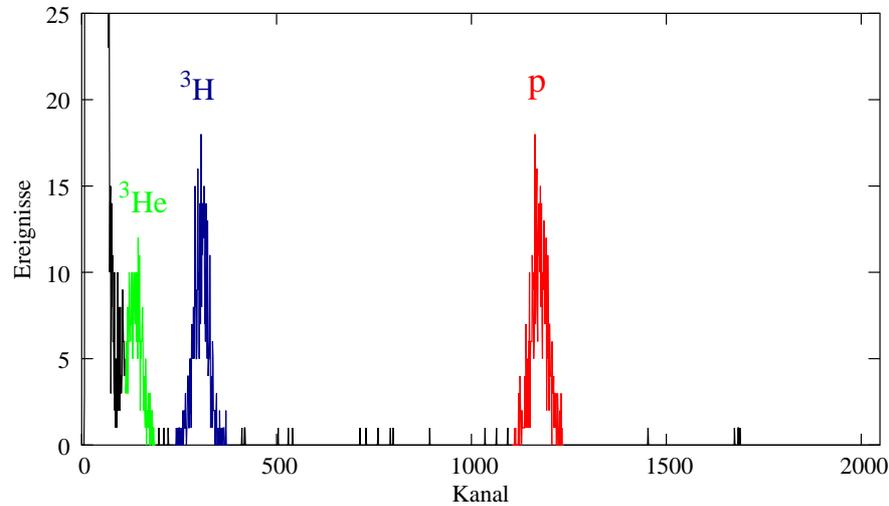


Abbildung 4.12: Spektrum nach der Primärreaktion (Singles-Spektrum) bei einer mittleren Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV unter einem Streuwinkel von $\theta = 115^\circ$

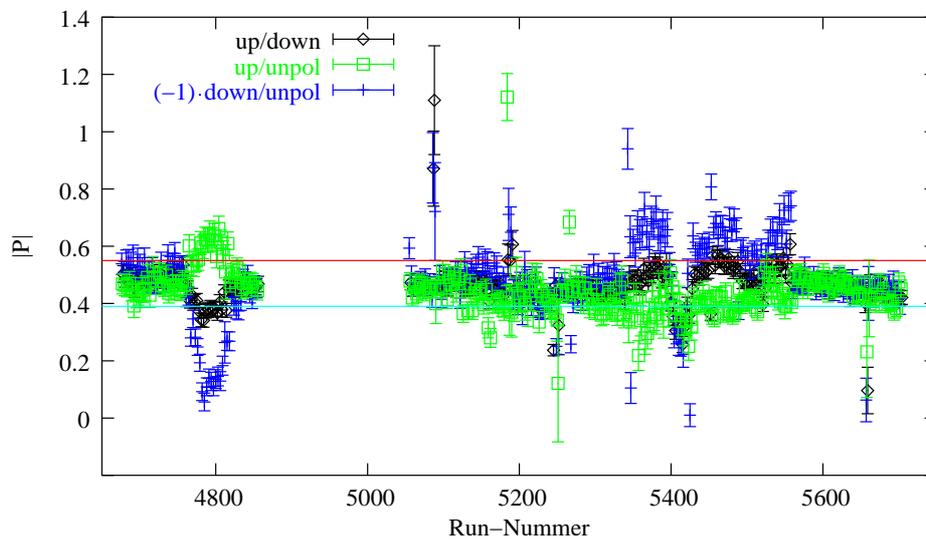


Abbildung 4.13: Verlauf der Polarisation im Dezember 2004: Aufgetragen sind die durch Vergleich von zwei aufeinanderfolgenden Runs erhaltenen Werte gegen die Run-Nummer. Die Unterbrechung resultiert aus der zwischenzeitlichen Kalibration

durch die jeweiligen Fehler ein symmetrischer Bereich nach oben und unten festgesetzt, der diesen Mittelwert um nicht mehr als bis zu 2σ übersteigt.

4.6.1 Überwachung der Targetdicke

Die beiden Einzel-Detektoren fungieren gleichzeitig als Strommonitor. So gibt jeder Detektor direkt Veränderungen der Strahlintensität wieder. Als Beispiel zeigt die Abbildung 4.14 den Verlauf für einen Polarisationszustand in einem Detektor über den gleichen Zeitraum wie in Abbildung 4.13.

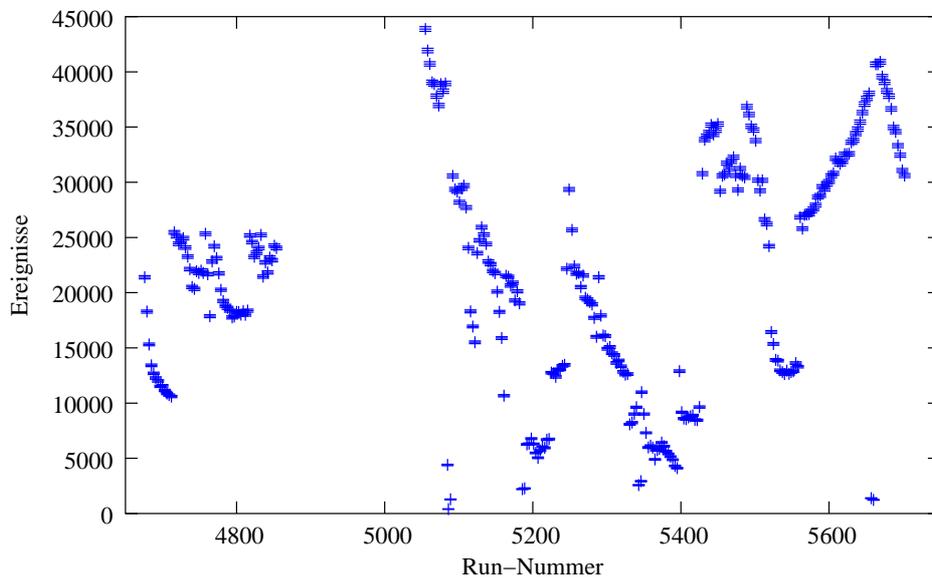


Abbildung 4.14: Veränderung der Anzahl der Ereignisse in einem Detektor für den unpolarisierten Zustand im Dezember 2004

Da der Gehalt des Deuteriums in der Titan-Folie durch die eingeführte und zeitweise benötigte Strombegrenzung nicht in dem Maße ausdampfen kann wie etwa in einem deuterierten Polyethylentarget $((\text{CD}_2)_n)$, beschreibt dieser Verlauf annähernd die Abnahme des einlaufenden Stroms auf dem Target. Die Sprünge im Verlauf sind z. B. erklärbar durch eine nötige Umfokussierung zur Einstellung eines anderen Arbeitspunktes (erforderlich beispielsweise einen Tag nach dem Starten der Quelle), deutliche Änderungen von Quellenparametern, die nicht ferngesteuert werden können, wie Gaszufuhr am Palladium-Ventil, Menge des Argon-Gases oder auch Position eines Hilfsmagneten am Quellenkopf.

Ein Stromintegrator dient zur Kontrolle, ob die Abnahme der Ereignisse von einer Abnahme des Strahlstroms oder des Deuteriumgehalts herrührt. Für die Berechnung der Targetflächendichte des Deuteriums gilt

$$n_T^d = \frac{\dot{N}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \dot{n}_d} \quad , \quad (4.4)$$

wobei

n_T^d	$\hat{=}$	Targetflächendichte
\dot{N}	$\hat{=}$	Monitorzählrate
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\hat{=}$	Wirkungsquerschnitt der D(<i>d</i> , <i>p</i>)T-Reaktion
$\Delta\Omega$	$\hat{=}$	Raumwinkelelement des Monitorzählers
\dot{n}_d	$\hat{=}$	Deuteronenstrom

Dabei gilt bei einer Energie von $E_d = 58$ keV für die D(*d*, *p*)T-Reaktion unter einem Winkel von $\theta = 115^\circ$ ein differentieller Wirkungsquerschnitt von $(0.465 \pm 0.050) \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ (berechnet mit TUFXDD).

4.7 Untergrund in den Singles-Spektren

Zum Einschub in den Tandembeschleuniger muß aus den Ionenquellen ein negativ geladener Strahl bereitgestellt werden. Daher sind die Ladungsaustauschreaktionen an Cäsium und Argon auf der Lambshift-Quelle so gewählt, daß der polarisierte Strahl negativ geladen ist⁵. Nach den ersten Vor-Experimenten mit unpolarisiertem positivem Strahl zur Überprüfung der einzelnen Komponenten (wie den Zweigen der Elektronik sowie der simultanen Messung des Strahlstroms) und zur Aufnahme von sauberen Singles-Spektren zeigte sich bei der Umstellung auf negative Ionen ein sehr starker Untergrund in den beiden Singles-Detektoren.

Mit dem Einsatz eines Kollimators direkt vor der Streukammer ließ sich dieses Problem nicht befriedigend lösen, da durch das Beschneiden des Strahls nur der Strahlstrom verringert wurde.

Je höher die Energie der Deuteronen eingestellt war – untersucht wurden die Auswirkungen bis zu den maximal nutzbaren 80 keV –, desto stärker machte sich der störende Einfluß bemerkbar. Bei früheren Experimenten an dieser

⁵Ein nicht vorgesehener Umladeprozess mit Hilfe von Jod anstelle von Argon führt zu einem positiven Strahl [Knu70].

Stelle mit Einschußenergien um 34 keV war dieser nicht in solchem Maße aufgetreten (siehe z. B. [Pol87, Swi90, Bec91, Ran91, Bec92]). Zum Vergleich dienen die Spektren in Abbildung 4.15, die bei Quellenbetrieb ohne Strahl innerhalb von fünf Minuten aufgenommen wurden. Das Hochspannungsnetzgerät HV (siehe Abschnitt 4.1) war dabei auf 60 kV bzw. 34 kV eingestellt.

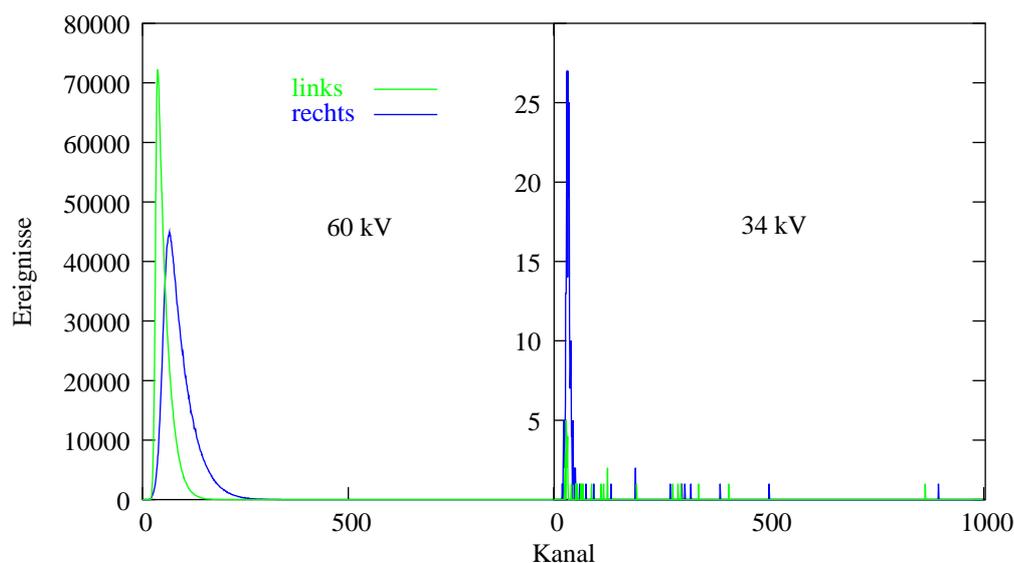


Abbildung 4.15: Vergleich des Untergrundes ohne Strahl bei 60 kV bzw. 34 kV am Hochspannungsnetzgerät (mit BL2 und Anode summiert sich die Spannung zu 68.7 kV bzw. 42.7 kV)

Hufeisenmagnete direkt vor dem Eingang der Polarimeter zur Ablenkung von Elektronen haben keine merkbare Verbesserung herbeigeführt. Erst der Einsatz von Magneten auf dem Rohr der zweiten Beschleunigungslinse führte zum gewünschten Erfolg. Da sich der hohe niederenergetische Untergrund ebenfalls durch die Magnetsteuerer vor der Streukammer beseitigen läßt, ist die Ursache in Elektronen zu sehen, die bei Erzeugungs- und Ionisationsprozessen an der Quelle entstehen. Begründet wird dies durch die stärkere Beschleunigung bei höherer Spannung sowie durch den fokussierenden Effekt mit größerer Spannung an der zweiten Beschleunigungslinse.

Zur Lösung des Problems wird also der Strahl vor dem Start der Doppelstreuung mit den Magnetsteuerern vor der Streukammer angehoben, um ihn dann ohne die Elektronen mit den anderen Fokussier-Elementen, vor allem mit dem elektrischen Feld des Wienfilters, wieder abzusenken.

In Abbildung 4.16 erkennt man deutlich den durch zahlreiche von der Quelle mitbeschleunigte Elektronen verursachten Untergrund in den Detektoren. Im Gegensatz zu Abbildung 4.15 ist das Spektrum mit Strahl aufgenommen.

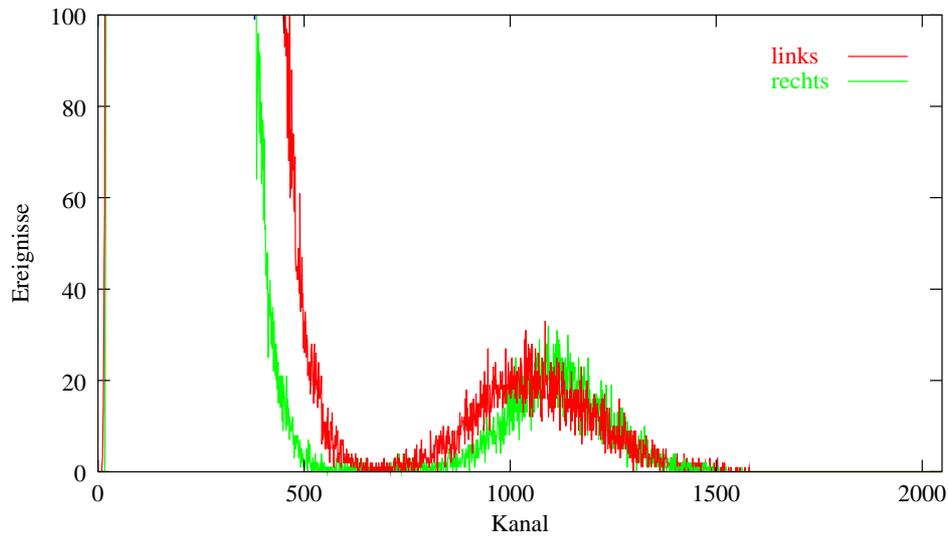


Abbildung 4.16: Spektrum mit Deuteronen-Strahl: hoher Untergrund durch viele Elektronen

Der Untergrund führt zu einer hohen Totzeit, der Protonenpeak wird stark verbreitert. Die Peaks der ^3H - und ^3He -Kerne verschwinden völlig. Durch Korrektur mit nur zwei Elementen, dem Wienfilter und den Magnet-Steerern, läßt sich wieder ein vergleichbares Spektrum zu dem in Abbildung 4.12 erhalten.

4.8 Kühlfalle für das Target

Neben der Abnahme des Deuteriumgehalts in den Targets (besonders bei Verbindungen mit Kohlenstoff) gibt es einen weiteren Effekt bei der Betrachtung der Targetdicke. Bereits nach kurzer Zeit bildet sich eine Kohlenstoffschicht auf der Targetoberfläche. Wenn der Strahl das Target trifft, erhält man bei konstanter Strahlintensität an der Stelle des Strahlflecks ein zeitlich lineares Aufwachsen von Kohlenstoffschichten. Der Mechanismus, der zu diesem Kohlenstoffaufbau unter Strahleinwirkung führt, beruht mit hoher Wahrscheinlichkeit darauf, daß die sich im Restgas befindenden Kohlenwasserstoffe (z. B. Pumpenöl) durch vom Target emittierte Sekundärelektronen dissoziiert werden. Letztere werden durch Stoßprozesse in den Oberflächenlagen erzeugt.

Dadurch entstehen freie Kohlenstoffradikale, die zu langen Molekülketten polymerisieren und aufgrund des niedrigen Dampfdrucks im Bereich des Strahlflecks kondensieren. Ein einfaches Modell für diese Polymerisation in einer adsorbierten Schicht wird in [Möl81] vorgestellt. Eine weitere Hypothese der Dissoziation liegt in thermischem Aufspalten, was durch die Befunde erhärtet wird, daß die besten Wärmeleiter eine größere Kohlenstoffschicht aufbauen.

Gerade bei Experimenten mit sehr niedriger Einschußenergie, also dem Bereich, der alleine mit der Quelle ohne Tandembeschleuniger zugänglich ist, hat diese Schicht aufgrund des hohen Energieverlustes der Projektile einen großen Einfluß bei der Betrachtung der mittleren Reaktionsenergie. Da der Wirkungsquerschnitt in diesen Energiebereichen steil abfällt (siehe Abschnitt 4.3), führt dies gleichzeitig zu einem starken Abfall der Zählraten. Abgesehen von einer undefinierten Reaktionsenergie für die Bestimmung von Observablen durch die Veränderung der Targetdicke über eine längere Meßzeit ist speziell bei der Untersuchung einer Doppelstreuung mit naturgemäß geringen Zählraten eine Einbuße an Statistik nicht akzeptabel.

In Abhängigkeit von der Strahlintensität steigt der Kohlenstoffaufbau zunächst steil an bis zu einem Maximum von $8 \text{ ng cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Mit Erhöhung der Targettemperatur wird die Anzahl der ausgelösten Elektronen geringer, da durch eine Zunahme der Vibration der Atome die mittlere freie Weglänge zwischen inelastischen Stößen abnimmt. Wesentlich flacher fällt der Aufbau bis auf Null ab, im Fall von [Blo84] bei etwa 100°C und Intensitäten von 1100 nA mm^{-2} . Solch hohe polarisierte Ströme sind zwar mit der Kölner Quelle nicht erzielbar, allerdings ergeben sich auch im Vergleich zu dem in der Literatur verwendeten Nickel bei Einsatz von deuterierten Titan-Folien besondere Bedingungen an die Höhe des Strahlstromes hinsichtlich der Targettemperaturen (siehe Abschnitt 6.1).

Ein erster Schritt hin zu einer kohlenstoffarmen Targetumgebung ist ein möglichst gutes Vakuum. Dazu dient die Montage einer Turbopumpe direkt auf der Streukammer (siehe Abschnitt 4.2). Im Ultrahochvakuumbereich bei Drücken von 10^{-8} mbar kann sogar eine Umgebung frei von Kohlenwasserstoffen erzielt werden [Möl81]. Ohne verbessernde Maßnahmen läßt sich am Niederenergie-Experiment allerdings nur ein Druck von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar erreichen.

Eine weitere erhebliche Reduzierung an Kohlenwasserstoffen kann durch den Einsatz einer Kühlfalle erzielt werden. So erhielt [Qua69] in Untersuchungen mit einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Halterung direkt um das Target eine deutliche Verbesserung. Im Vergleich zu einer mit flüssigem Stickstoff

gekühlten Öldiffusionspumpe und einem Druck von 10^{-6} mbar war eine um einen Faktor 5 reduzierte Schicht Kohlenstoff auf dem Target, ganz ohne Kühlung bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-4}$ mbar sogar eine um einen Faktor 8.5. Abbildung 4.17 zeigt deutlich einen dunklen Belag auf einem TiD_2 -Target, der eine Kühlfalle um das Target zwingend notwendig macht.



Abbildung 4.17: Belag durch Kohlenstoff auf dem TiD_2 -Target

Grundsätzlich wird ein zu kühlender Körper mit Hilfe eines geeigneten Kühlmittels, z. B. flüssigem Stickstoff oder flüssigem Helium, soweit abgekühlt, daß an der kalten Oberfläche Gase kondensieren. Abhängig von der Ausführung des Kühlkörpers kann durch diese Kryowirkung das Vakuum entschieden verbessert werden.

Wenn, wie im vorliegenden Experiment, Kohlenstoffaufbau auf einem Target vermieden werden muß, so ist eine Konstruktion des Kühlkörpers dergestalt notwendig, daß das Target von genügend kühlen Flächen umgeben ist. Wegen dieser Forderung erweist sich die Realisierung aufgrund des durch die beiden nah um das Target aufgestellten Transferpolarimeter und der zwei zusätzlichen Detektoren zur Polarisationsbestimmung begrenzten Raumes mittels eines flexiblen, individuell anpaßbaren Kühlkörpers als geeignet.

Um einen solchen Körper von außen mit flüssigem Stickstoff zu kühlen, gibt es die Möglichkeit einer seitlichen Durchführung in die Streukammer, ohne größere Veränderungen an dieser vorzunehmen. Abbildung 4.5 in Abschnitt 4.2 zeigt vor der Streukammer den Dewar, der auf eine Strahlrohrkühlfalle geschraubt wurde. Den Aufbau dieser Kühlfalle, die an die Streukammer geflanscht wurde, vermittelt die Skizze in Abbildung 4.18.

Ein Bündel Kupferdrähte wurde in ein in diese Stickstoff-Zuleitung eingeführtes Kupferrohr eingesetzt. Dieses Bündel wurde am gegenüberliegenden Ende

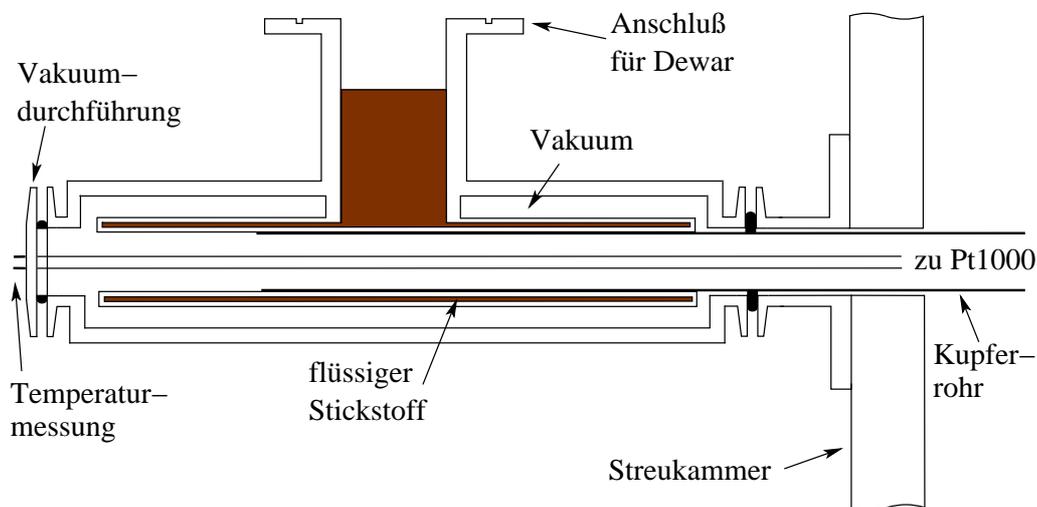


Abbildung 4.18: Aufbau der verwendeten Strahlrohrkühlfalle

geviertelt – ähnlich zwei Hummerscheren – und unter Berücksichtigung der durch die Strahlwege gestellten Bedingungen um das Target positioniert (siehe Abbildung 4.19). Die einlaufenden Deuteronen müssen auf das Target treffen und unter Rückwärtswinkeln links und rechts in die Monitor-Detektoren gelangen, die auslaufenden Protonen müssen unter Vorwärtswinkeln in die Polarimeter eintreten können.

Mit einem Thermoelement Pt1000 konnte über eine Vakuumdurchführung am Ende der Strahlrohrkühlfalle die Temperatur kontrolliert werden (s. Abb. 4.18 und 4.19). In einem Abstand von 3 cm zum Target sank diese Temperatur bis auf -110°C ab. Der Verlauf des Temperaturabfalls wurde vor den ersten Messungen zur Datenaufnahme über eine Meßkarte aufgezeichnet. Nach etwa einer Stunde sank bei zuvor warmem Dewar durch das zunächst erfolgende Einkühlen die Temperatur auf etwa -80°C . Bei vollständiger Füllung stieg die Temperatur erst nach 30 Stunden langsam an.

4.9 Messung des Strahlstroms

Bei einer Messung mit tensorpolarisierten Deuteronen ist eine Strahlstromintegration notwendig. Man benötigt allerdings nicht die absolute Größe, da Informationen über das Verhältnis der Strahlladung zwischen polarisiertem und unpolarisiertem Zustand ausreichen. Im Fall von rein vektorpolarisierten

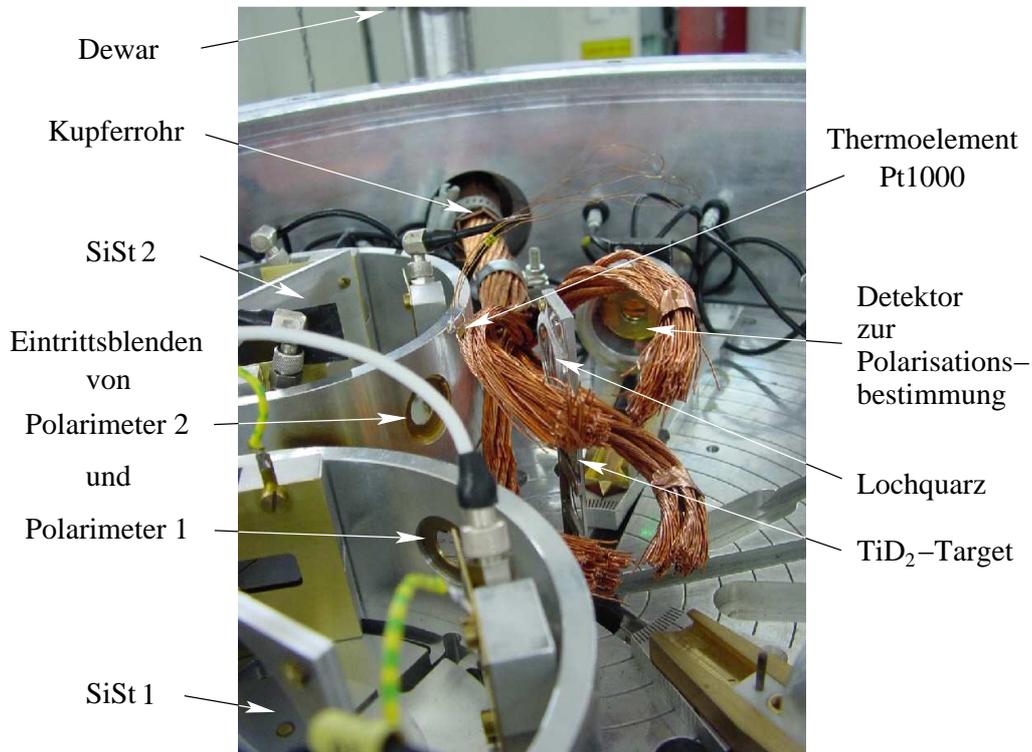


Abbildung 4.19: Kupferdrahtbündel der Kühlfalle um das Target

Projektilen ist keine Strahlstromnormierung erforderlich, man benötigt hierbei nur Verhältnisse von den Ereignissen in linkem und rechtem Detektor.

Um den Strahl optimiert auf das Target zu fokussieren und den Strom während der Datenaufnahme zu kontrollieren, erweist sich die Messung des Strahlstroms jedoch als nützlich. Dazu stehen verschiedene Möglichkeiten zur Auswahl:

Üblicherweise wird der Strom, wenn Teilchen den Tandembeschleuniger nach Abstreifen der Elektronen positiv geladen verlassen, in einem Cup hinter dem Target bestimmt. Jedes Projektil besitzt eine gut definierte und unveränderliche Ladung. Im vorliegenden Niederenergie-Experiment zwischen Ionenquelle und Beschleuniger sind die Deuterium-Ionen dagegen negativ geladen. Nach dem Durchgang des Deuteronenstrahls durch eine Targetfolie [Pfa89] oder ein Gas [Ady74] resultieren Umladeeffekte durch Abstreifen von ein oder zwei Elektronen in einer erheblichen Neutralisation. Dieser Neutralanteil geht für einen Nachweis im Faraday-Cup verloren. Eine Absolutbestimmung des Tar-

getstroms ist dadurch nicht möglich, aber eine Relativmessung kann, z. B. in einem Transmissions-Faraday-Cup [Pfa89], gelingen.

Da die Deuteronen vollständig im TiD_2 -Target gestoppt werden, geschieht die Strommessung direkt am Target. Herausgeschlagene Sekundärelektronen verfälschen die Strommessung durch ein Abfließen von elektrischer Ladung, so daß eine Gegenspannung angelegt werden muß. Nur die äußeren vier Elektronen im Titan sind chemisch relevant, so daß die vierte Ionisierungsenergie von 43 eV die Größenordnung für diese nötige Gegenspannung vorgibt. Zur Vermeidung von Kriechströmen zwischen Targetleiter und Targetstange dient eine hohle Targetstange aus Edelstahl, die von der Streukammer und der Targetleiter elektrisch isoliert ist (siehe Abbildung 4.20).

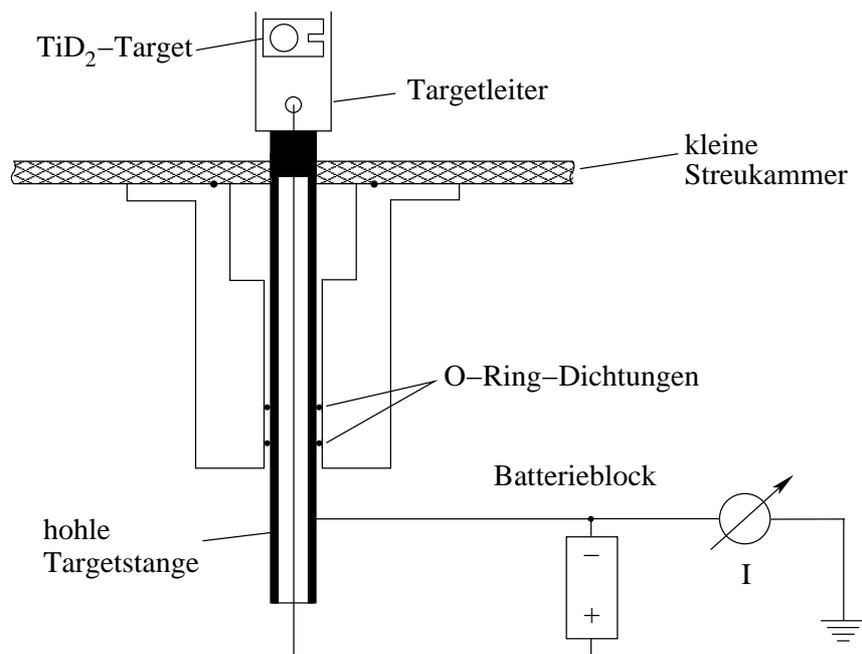


Abbildung 4.20: Messung des Teilchenstroms durch eine hohle Targetstange

Sie enthält einen isolierten Kupferdraht, der den Targetrahmen und den Pluspol eines Batterieblocks verbindet. Eine Verbindung von Minuspol und Targetstange mit einem Stromintegrator oder alternativ einem Strommeßgerät legt die Targetstange auf Erdpotential und sorgt dafür, daß Kriechströme nicht über das empfindliche Meßgerät abfließen.

Kapitel 5

Eichung der Transferpolarimeter

Vor einem Einsatz der beiden Polarimeter ist zunächst eine Eichmessung notwendig. Nach einer ausführlichen Erläuterung der Vorgehensweise folgen Ergebnisse für die effektiven Analysierstärken sowie eine qualitative Analyse der Spektren.

Wie aus Gleichung 2.7 (Kapitel 2.4.2) ersichtlich, läßt sich bei Kenntnis der jeweils anderen Größe entweder Polarisierung oder Analysierstärke bestimmen. Um ein Polarimeter im Experiment, in diesem speziellen Fall in der Doppelstreuung zur Messung der Protonenpolarisation, einsetzen zu können, müssen zunächst die Analysierstärken bei bekannter Polarisierung bestimmt werden.

5.1 Vorgehensweise

Diese Observablen werden für die nach der Primärreaktion auftretenden Energien der Reaktionsprodukte, hier der Protonen, ermittelt. Die erhaltenen Größen gelten hierbei exakt nur für einen speziellen Aufbau innerhalb der Polarimeter. Das Austauschen eines Detektors oder minimale Änderungen an der Targetposition bedingen eine neue Meßreihe.

Der hohe Q -Wert der Fusionsreaktion $D(d,p)T$ von 4.033 MeV im Niederenergie-Experiment erfordert für eine Kalibrierung Energien, wie sie nur mit Hilfe des Tandembeschleunigers zu erzielen sind. Die beiden Transferpolarimeter wurden daher nacheinander in der großen Streukammer geeicht. Als vorteilhaft hat sich hierbei die Größe der neuentwickelten Polarimeter erwiesen. Im Gegensatz zu den alten Gehäusen, die für andere Messungen mit spe-

ziellen Anforderungen eingesetzt wurden [Syd92, Syd94], ist es nun möglich, beide Polarimeter gleichzeitig in die Streukammer einzubauen, ohne daß der Strahl durch das zweite Polarimeter ausgeblendet wird. Mit Hilfe eines aus dem Elektronikraum ansteuerbaren Drehtellers lassen sich die Polarimeter auf die jeweils nötigen Positionen fahren. Somit ist kein Umbau einschließlich der Wartephase für ein geeignetes Vakuum nötig.

Verschiedene Verfahren hatten ergeben, daß die Winkelaufweitung des Protonenstrahls, die durch den Beschuß des Deuteriumtargets mit den polarisierten Deuteronen in der Primärreaktion an dieser Stelle entsteht, in der Eichung durch die Vielfachstreuung in einer in der Kammermitte auf der Targetleiter angebrachten Folie am geeignetsten simuliert wird (s. Abb. 5.1) [Imi01].

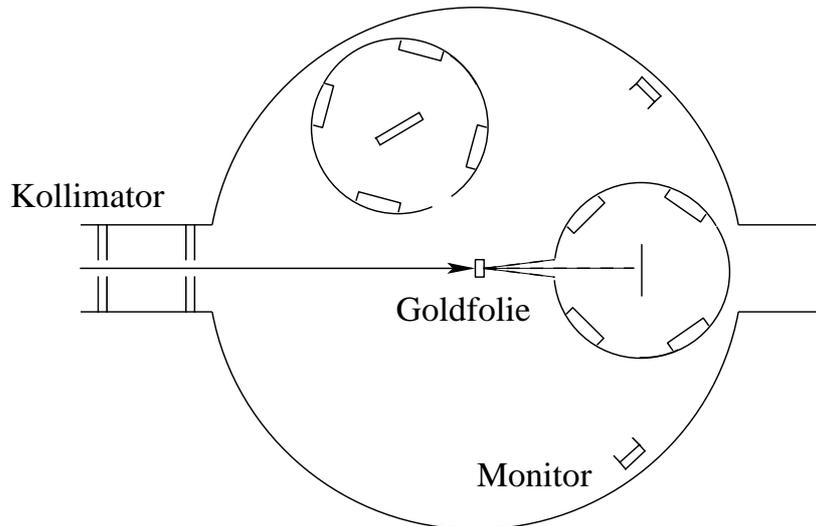


Abbildung 5.1: Anordnung in der großen Streukammer zur Eichung eines Polarimeters

Mit einem auf einen Lochquarz fokussierten Strahlfleck von etwa 2 mm traten fokussierungsabhängige Strahlschwankungen auf. Um diese zu vermeiden, wurden die gesamten Messungen während der Kalibrierung mit einer strahlbegrenzenden Tantal-Blende vor der aufstreuenden Folie mit einem Durchmesser von nur 1 mm durchgeführt.

Das Folienmaterial muß ein genügend großes Stragging ermöglichen, um den Öffnungswinkel des Polarimeters vollständig abzudecken. Diese Forderung erfüllt am besten ein schwerer Kern wie Gold. Eine Titan-Folie kommt zwar

im Doppelstreu-Experiment zum Einsatz, ist für die Eichung als relativ leichter Kern mit einer Ladungszahl von nur $Z = 22$ jedoch ungeeignet. Zusätzlich zum nötigen Winkel-Stragglung führt diese Wahl zu einem größeren Energie-Stragglung, woraus folgt, daß die in der Eichung gewonnenen Spektren breitere Peaks aufweisen als die in der nachfolgenden Messung des Polarisationsstransfers (siehe Kapitel 6.2). Als Erklärung dienen für einen Vergleich bei einer Energie von $E_p = 3.25$ MeV die Angaben der stopping power von Titan mit $-\frac{dE}{dx} = 67.11 \frac{\text{keV}}{\text{mg cm}^{-2}}$ [And68] sowie von Gold mit $\epsilon = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = 12.45 \cdot 10^{-15} \frac{\text{eV}}{\text{Atome cm}^{-2}}$ [Gor67] (wobei N die Anzahl der Atome pro cm^3 sind), das entspricht $-\frac{dE}{dx} = 38.07 \frac{\text{keV}}{\text{mg cm}^{-2}}$.

Desweiteren ist durch die Wahl eines schweren Kerns zur Aufstreuung gewährleistet, daß bei einer Einschußenergie der Protonen von 3 bis 4 MeV die Coulombschwelle nicht überschritten wird. Oberhalb dieser Schwelle läßt sich Rutherfordstreuung in Interferenz mit Kernstreuung beobachten (z. B. Diffraktionsstrukturen im differentiellen Wirkungsquerschnitt), die den Grad der Polarisation verändern können. Die Bestimmung der Strahlpolarisation erfolgt zwischen den einzelnen Eichmessungen der Polarimeter ohne Aufweitung durch eine Folie. Durch die unterschiedliche Meßmethode wäre eine zuverlässige Bestimmung nicht mehr gewährleistet. Im Fall der Wechselwirkung eines Protonenstrahls mit Gold liegt die Coulombschwelle bei $E = 11.6$ MeV.

Der Bereich der notwendigen Einschußenergie der Protonen in der Eichmessung ist abhängig von dem Streuwinkel, unter dem das Polarimeter in der Messung der Transferkoeffizienten eingesetzt wird. Für Experimente bei niedrigen Energien ohne Tandembeschleuniger sind Reaktionsenergien zwischen $E_d = 40$ keV und $E_d = 70$ keV erzielbar, eine Energieänderung ist gleichbedeutend mit einer Änderung des Streuwinkels. Die nichtrelativistische Beziehung zwischen beiden Größen läßt sich mit Hilfe der Zwei-Teilchen-Kinematik für eine Reaktion $1(2,3)4$ leicht ermitteln [Bal63]:

$$\cos \theta_3 = \frac{(m_3 + m_4) T_3 - (m_4 - m_3) T_2 - m_4 Q}{2 \sqrt{m_3 T_3 m_2 T_2}} ,$$

wobei Q den Q-Wert, m die Massen und T die kinetischen Energien der Teilchen bezeichnen. Für einen mittleren Winkel von $\theta = 45^\circ$, unter dem das Polarimeter aufgestellt wird, und den durch die Eintrittsblende definierten Öffnungswinkel lassen sich die Protonen-Energien ermitteln. Sie resultieren aus der sich – unter Berücksichtigung von stopping-Effekten im Titan-Target – ergebenden mittleren Reaktionsenergie. Bei einem Gesamtöffnungswinkel von $\theta = 11.4^\circ$ beläuft sich der Energiebereich der in das Polarimeter einlaufenden

Protonen auf $3.18 \leq E_p \leq 3.31$ MeV, in dem auch die Eichung durchzuführen ist.

Da die Teilchen in der Eichung durch Reaktionen im Goldfolienmaterial einen Energieverlust erleiden, muß dieser durch eine höhere Einschußenergie ausgeglichen werden. Die Ermittlung dieser Energiekorrekturen erfolgt mit Hilfe des Programms STOP [Syd92], das im Rahmen dieser Arbeit vom Betriebssystem VMS auf UNIX und LINUX portiert wurde. Es errechnet seine Ergebnisse anhand eines Polynomfits des Energieverlustes $-\frac{dE}{dx}$ für Projektile mit $Z=1$ und $Z=2$. Die Daten und Entwicklungskoeffizienten beruhen auf [And77]. Verwendung fand eine Goldfolie von $2.6 \mu\text{m}$, das entspricht bei obigen Energien einem Energieverlust von etwa 180 keV. Die gewählte Dicke bewirkt ein Energiestraggling von 37.8 keV und ein Winkel-Straggling von $\Delta\theta = 4.7^\circ$.

Damit die Energieverschmierung über einen großen Öffnungswinkel berücksichtigt wird, muß ein den Streuwinkeln entsprechender Energiebereich in äquidistanten Abständen bis über den Randbereich der Blende hinaus vermessen werden. Für eine Polarisationsstransfermessung bei $E_d = 1.5$ MeV (siehe Abschnitt 5.5 und [Imi01]) genügt eine Unterteilung in Schritten von 50 keV, entsprechend einer Winkeländerung von etwa 1.8° . Bei niedriger Reaktionsenergie (Experiment ohne Tandembeschleuniger) liegt eine abweichende Situation vor. Die Kinematik liefert bei der Umrechnung von Protonen-Energien in die zugehörigen Streuwinkel für eine Energiedifferenz von 50 keV eine Winkeldifferenz von 13° . Somit führt dies selbst bei großem Öffnungswinkel des Polarimeters nur zu jeweils einem Meßpunkt an beiden Rändern der Eintrittsblende.

Aus diesem Grunde müssen geringere Energieschritte gewählt werden. Wie klein sind aber die energetischen Abstände wählbar?

Die Stabilität des Tandembeschleunigers beträgt etwa 3 keV. So ist es ausreichend, die Datenpunkte zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke für das Niederenergie-Experiment mit Einschußenergien in 10 keV-Abständen aufzunehmen. Dies entspricht umgerechnet in der Doppelstreuung Winkeldifferenzen von 2.5° bis 3.5° , je nach Reaktionsenergie.

Die Energiefixierung des Teilchenstrahls geschieht durch die Ablenkung des Strahls nach Durchlaufen der Beschleunigerstrecke um 90° im Feld des Analysiermagneten. Die Stabilisierung der Beschleunigungsspannung erfolgt durch einen Regelkreis, der den durch die Analysierschlitze (Bildschlitze) ausgeblendeten Strahlanteil symmetrisiert. Für die Teilchen auf der Sollbahn, die sowohl durch die Objekt- als auch die Bildschlitze führt, gilt

$$K \cdot B^2 = \frac{m \cdot E}{q^2} \cdot \left(1 + \frac{E}{2mc^2} \right),$$

wobei E die Strahlenergie, B das Magnetfeld und m bzw. q Masse bzw. Ladung des Teilchens sind. K ist eine apparative Konstante, die in einer Eichung des Tandembeschleunigers bestimmt wurde (mit einer Schrittweite der Anregungsfunktionen von nur etwa 1 keV [Mel83, Nyg88]).

Die Schlitze (vor allem die Objektslitze) müssen dabei etwas zugefahren werden, da sonst Bahnen, die zu unterschiedlichen Energien gehören, durch beide Schlitzpaare führen (siehe Abbildung 5.2). Bedingt durch die offenen Schlitze wäre das Analysiersystem nur noch schlecht energiedefinierend. Welchen Einfluß die Öffnung der Analysierschlitze auf die Energieunschärfe des Strahls für den 90°-Magneten hat, läßt sich durch Abbildung 5.2 abschätzen.

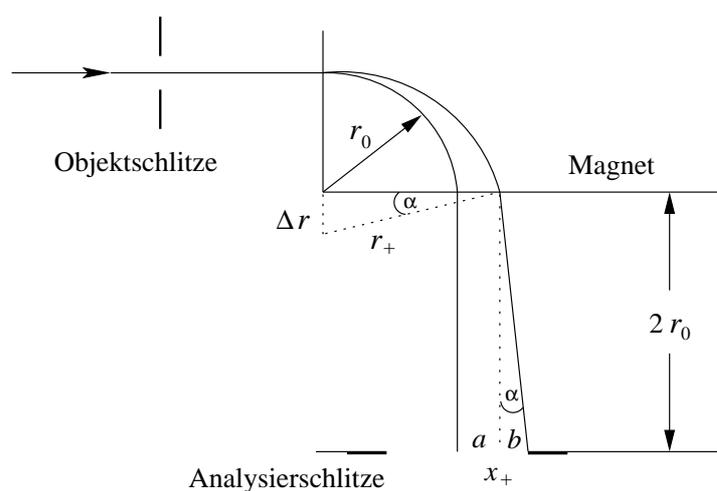


Abbildung 5.2: Strahlverlauf und Energieunschärfe für den 90°-Analysiermagneten

Im Magneten beschreibt der Weg des Sollstrahls eine Bahnkurve mit dem Radius r_0 . Ein Randstrahl mit einer höheren Energie als der Sollstrahl passiert noch auf einer Bahnkurve mit Radius r_+ die Schlitze. Welcher Energieabweichung entspricht diese Bahnkurve?

Kennt man die kinetische Energie der Teilchen (sie ergibt sich unter Vernachlässigung relativistischer Effekte aus der benutzten Beschleunigungsspannung U als $\frac{1}{2} m v^2 = eU$), so folgt $v = \sqrt{2Ue/m}$ und unter Be-

rücksichtigung der Lorentz-Kraft für den Radius der Kreisbahn

$$r = \frac{\sqrt{2U m/e}}{B} . \quad (5.1)$$

Der Kölner Analysiermagnet weist einen Radius von $r_0 = 1016$ mm auf.

Nach Abbildung 5.2 gelten folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= \frac{\Delta r}{r_+} = \frac{r_+ - r_0}{r_+} &\implies \alpha &= \arcsin \left(\frac{r_+ - r_0}{r_+} \right) \\ \cos \alpha &= \frac{r_0 + a}{r_+} &\implies a &= r_+ \cos \alpha - r_0 \\ \tan \alpha &= \frac{b}{2 r_0} &\implies b &= 2 r_0 \tan \alpha \quad , \end{aligned}$$

analog für Bahnkurven mit kleinerer Energie und Radius r_- .

Eine Energieunschärfe von ± 5 keV bei auf $E_p = 3.4$ MeV beschleunigten Protonen für die Eichung der Polarimeter erhält man demnach mit Hilfe von Gleichung 5.1 bei einer Gesamtbreite der Schlitzöffnung von

$$x = x_+ + x_- = (a_+ + b_+) + (a_- + b_-) = 4.5 \text{ mm} \quad ,$$

für eine Unschärfe von ± 1.5 keV dürfen die Schlitze nur 1.3 mm geöffnet sein. Diese Einstellung ist natürlich abhängig von der Energie der Projektile. Zum Vergleich wird eine Energieunschärfe von ± 5 keV bei Protonenstrahlen von $E_p = 19$ MeV schon bei 0.8 mm erreicht. Eine relativistische Behandlung mit einem Faktor $\gamma = 1.0036$ bringt bei der niedrigen Energie und der genannten Genauigkeit keinen Unterschied der Angabe.

Da die Schlitze wegen der Strombegrenzung sehr eng (die seitlichen Analysierschlitze zum Großteil jeweils zwischen 0.3 und 0.7 mm) eingestellt wurden, ist eine gute Energiedefinition, und zwar $\Delta E < \pm 1.5$ keV, sichergestellt.

Es erwies sich als notwendig, eine Konditionierung des Analysiermagneten vor den einzelnen Eichmessungen der Transferpolarimeter durchzuführen. Man fährt den Spulenstrom des Magneten auf seinen Maximalwert, hält ihn dort für etwa eine Minute, fährt ihn wieder auf Null und hält ihn dort auch wieder für etwa eine Minute. Durch diese Prozedur werden Inhomogenitäten in der Domänenverteilung des Eisenkerns abgebaut. Um nicht auf den anderen Ast der Hystereseschleife zu gelangen, darf der Magnet nur unidirektional

zur Aufnahme einer Anregungsfunktion gefahren werden. In einer früheren Meßreihe wurde dieses Verfahren nicht angewendet. Durch das Anfahren des Sollwertes für den Analysiermagneten einmal von niedrigen, später zur Kontrolle dieses Meßpunktes von hohen Werten, zeigte sich in der Bestimmung der Analysierstärke eines Transferpolarimeters in der Nähe einer Resonanz ein deutlicher Unterschied [Imi01].

Jeweils ein Polarimeter wird für die Eichung unter $\theta = 0^\circ$ in den Strahlengang gefahren. Da die Protonen direkt in das Polarimeter eingeschossen werden, muß der Strahlstrom auf wenige pA begrenzt werden. Aufgrund der hohen Effizienz lassen sich damit dennoch Zählraten in der Größenordnung einiger kHz in den Detektoren erreichen.

Nach der Fokussierung wurden die Analysierschlitze am Tandem zur Reduzierung der Intensität geschlossen. Bei sehr hohen Strömen aus der Ionenquelle mußten zusätzlich die Niederenergieschlitze vollständig zugefahren, eventuell sogar der Strahl mit der ersten Einzellinse vor dem Beschleuniger defokussiert werden. Nach dem Einfahren der Polarimeter in den Strahlengang läßt sich der Strahlstrom nicht mehr mit den Meßgeräten erfassen, denn zusätzlich werden die Protonen nach Durchgang durch die Siliziumscheibe weit aufgestreut. Aus diesem Grunde wurde auf die Signale am Ausgang des Hauptverstärkers hinsichtlich zu großer Zählraten und damit zu starker pile up-Effekte geachtet.

Für die Detektoren in den Transferpolarimetern wurde die Verstärkung am Hauptverstärker (16-fach Hauptverstärker vom Typ CAEN N568 mit einem maximalen Verstärkungsfaktor von 480) für jeden einem Detektor zugehörigen Vorverstärker während des Strahlbetriebs angepaßt auf eine Signalhöhe von 8 V. Eine Shaping-Zeit von $1 \mu\text{s}$ erwies sich als bestmöglich¹.

Da die Vorverstärker unterschiedliche Verstärkungsfaktoren aufweisen (u. a. aufgrund verschiedener Umbaumaßnahmen, s. Kapitel 6.1.5), ist es zwingend notwendig, während Kalibration in großer und Doppelstreuung in kleiner Streukammer für jeden Detektor dieselben Vorverstärker mit den identischen Einstellungen für Pole Zero und den Verstärkungsgrad zu verwenden. Die geeignete Kombination wurde mit hoher Statistik abgestimmt mit Protonen von $E_p = 3.2 \text{ MeV}$. Der Einsatz einer α -Mischquelle ermöglicht in dem Aufbau zur Doppelstreuung nur eine grobe Einstellung bei Energien über 5 MeV.

¹Wählbar sind nur die Einstellungen: $0.2 \mu\text{s}$, $1 \mu\text{s}$, $3 \mu\text{s}$ und $6 \mu\text{s}$; damit ist der von Canberra Eurisys und ORTEC angegebene Richtwert einer Shaping-Zeit von $0.5 \mu\text{s}$ für Oberflächensperrschichtdetektoren aus Silizium wie im vorliegenden Fall nicht erreichbar.

Mit der Stellung des Polarimeters im Strahlengang ist – zum einen wegen der Aufweitung durch die Silizium-Schicht, zum anderen wegen des geringen Strahlstroms von wenigen pA – keine Stromintegration möglich², daher wurden Meßruns zeitintegriert aufgenommen. Aufgrund der Effizienz der Polarimeter reichte die Statistik aus, um Zeitintervalle von 10 Minuten zu wählen. Durch die Streuung an der Goldfolie konnte über Monitorzähler unter $\theta = 30^\circ$ und $\theta = 60^\circ$ die Stabilität des Strahls kontrolliert werden.

Ein Meßzyklus von polarisierten („up“ \uparrow und „down“ \downarrow) und unpolarisierten (*) Runs wurde gewählt mit der Abfolge: * $\uparrow \downarrow \downarrow \uparrow$ * $\downarrow \uparrow$. Auf diese Weise werden Effekte durch mögliche systematische Abweichungen in der Strahlpolarisation herausgemittelt. Obwohl die Quotientenbildung von zwei polarisierten Runs nach Abschnitt 2.4.2 mit einem geringeren Fehler behaftet ist als der Bezug auf einen unpolarisierten Run, wurden ebenfalls Daten unpolarisiert aufgenommen. So konnten eine Abweichung von Eins im Verhältnis der Ereignisse von linkem zu rechtem Detektor kontrolliert und ein Korrekturfaktor bestimmt werden (s. auch Abschnitt 6.1.4). Die Wahl des entgegengesetzten Polarisationszustandes nach einem unpolarisierten Run zu demjenigen davor soll verhindern, daß eventuelle Strahllageänderungen – hervorgerufen durch Polarisationsumschaltung auf der Ionenquelle – Einfluß zeigen.

5.2 Energiespektren

Nach Kapitel 3.1 gibt es zwei unterschiedliche Situationen für jedes Polarimeter, und zwar Streuung unter Vorwärts- bzw. unter Rückwärtswinkeln. So sind unterschiedliche Formen der Spektren der gestreuten Protonen zu erwarten.

In den Transferpolarimeterzählern wurden unter einem mittleren Winkel von $\theta = 55^\circ$ Spektren wie in Abbildung 5.3 aufgenommen. Bei der Wahl der linken Integrationsgrenze wurde in der Auswertung ein Test ihres Einflusses auf die Bestimmung des Grades der Polarisation bzw. auf die Empfindlichkeit der Analysierstärke durchgeführt. Bei einer festen rechten Grenze, die durch den verschwindenden Untergrund klar gegeben ist, wurden die Peakhalte bei unterschiedlichen linken Grenzen für die Meßruns einer Strahlenergie kontinuierlich aufsummiert. Die so berechneten Analysierstärken ergaben nur eine Änderung innerhalb des statistischen Fehlers. Aus Konsistenzgründen wurden die Spektren für eine Einschußenergie verglichen und an einem signifikanten

²für die vektorpolarisierten Protonen allerdings nach Gleichung 2.7 auch nicht nötig

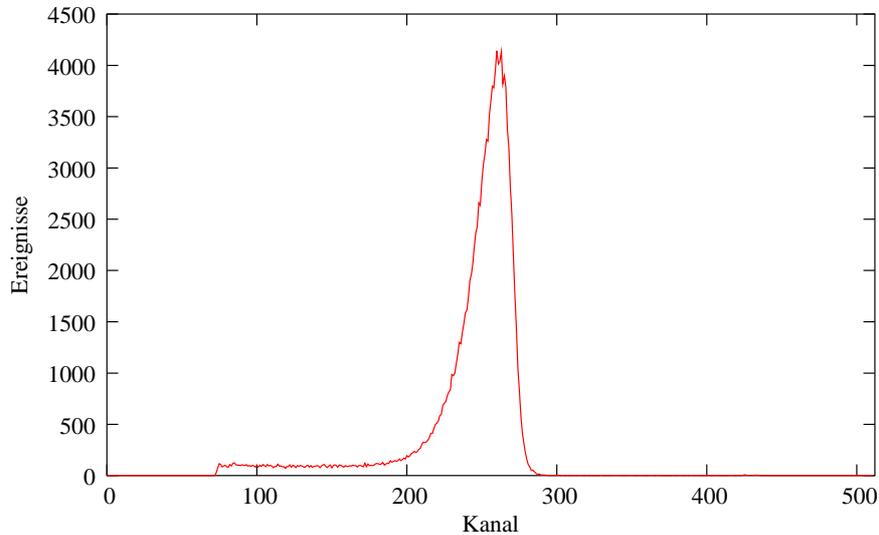


Abbildung 5.3: Eichspektrum des Zählers tp1lv in Polarimeter 1 unter Vorwärtswinkel bei einer Energie, die einem Primär-Streuwinkel von $\theta_p = 44.1^\circ$ entspricht

Punkt nahe der Stelle begrenzt, an dem sich der Peak von einem Untergrundfit abhebt. Erleichtert wurde dies durch eine logarithmische Auftragung.

Die Auswertung der Spektren wurde mit dem Programm Tv durchgeführt, das im Institut für Kernphysik entwickelt worden ist [The94]. Bei dem Versuch, den Untergrund mit einer Stufenfunktion anzupassen, stellte sich allerdings eine Schwäche im Programm heraus: Die Fitparameter wurden nach dem Setzen der Untergrundmarken festgehalten, und auch nach Verschieben der Stufenhöhe wurde immer der gleiche Integrationswert erzielt. Folglich wurde ein Polynom dritten Grades angepaßt.

Abbildung 5.4 zeigt ein Spektrum des Detektors tp2lh unter $\theta = 135^\circ$ im zweiten Polarimeter nach der Streuung an dem $18 \mu\text{m}$ -Detektor. Nach Rückwärtsstreuung an dem Silizium-Wafer ergibt sich trotz gleichen mittleren Streuwinkels im Polarimeter 1 in Abbildung 5.5 ein anderes Bild. Eine Erklärung für die unterschiedliche Form der Spektren in beiden Polarimetern liegt in der unterschiedlichen Dicke des Siliziums. Der zugehörige größere Energieverlust im Silizium-Wafer führt zu einer wesentlich breiteren Verteilung. So beträgt der Verlust im $18 \mu\text{m}$ dicken Detektor (Polarimeter 2) bei einer Einschubenergie von 3.2 MeV $\Delta E = 355 \text{ keV}$, im $25 \mu\text{m}$ dicken Wafer (Polarimeter 1) dagegen $\Delta E = 500 \text{ keV}$.

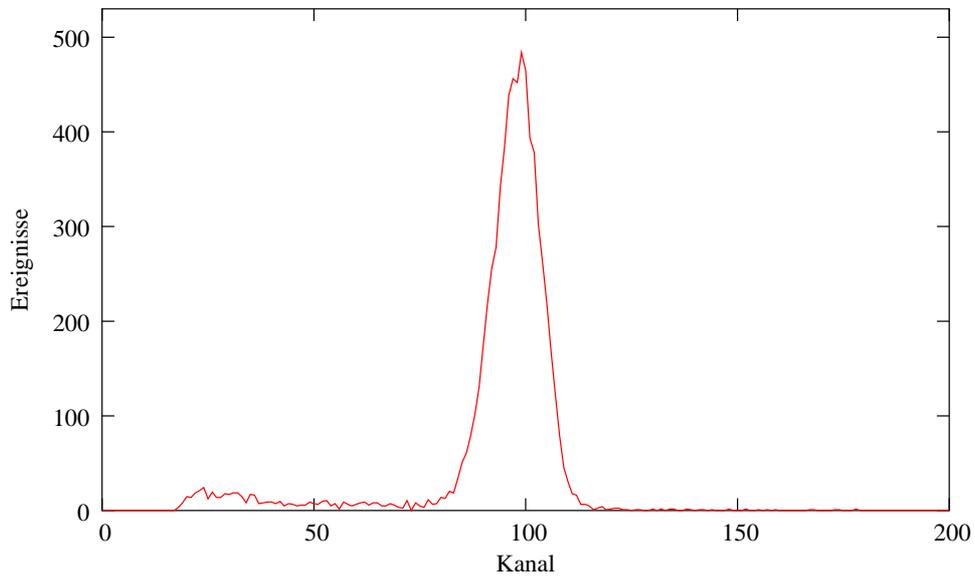


Abbildung 5.4: Eichspektrum des Transferpolarimeterzählers tp2lh in Polarimeter 2 ($18\ \mu\text{m}$ -Detektor) unter Rückwärtswinkel ($\theta_p = 44.1^\circ$, $\theta_a = 135^\circ$)

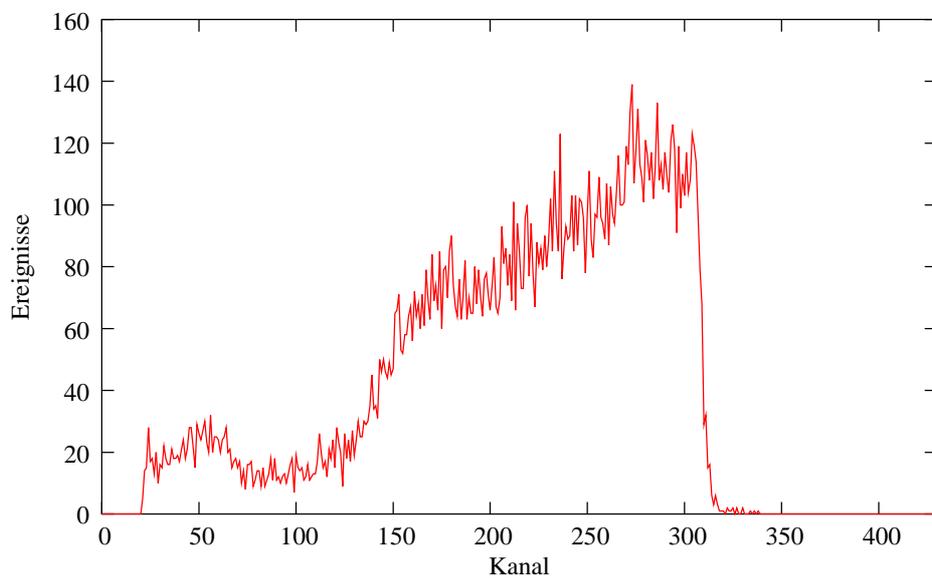


Abbildung 5.5: Eichspektrum des Transferpolarimeterzählers tp1rh in Polarimeter 1 (Silizium-Wafer) unter Rückwärtswinkel ($\theta_p = 44.1^\circ$, $\theta_a = 135^\circ$)

Durch den Einsatz der Monitorzähler gelingt eine Normierung auf gleichen einlaufenden Teilchenstrom von drei aufeinanderfolgenden Runs mit unterschiedlichen Polarisationszuständen (in Abb. 5.6).

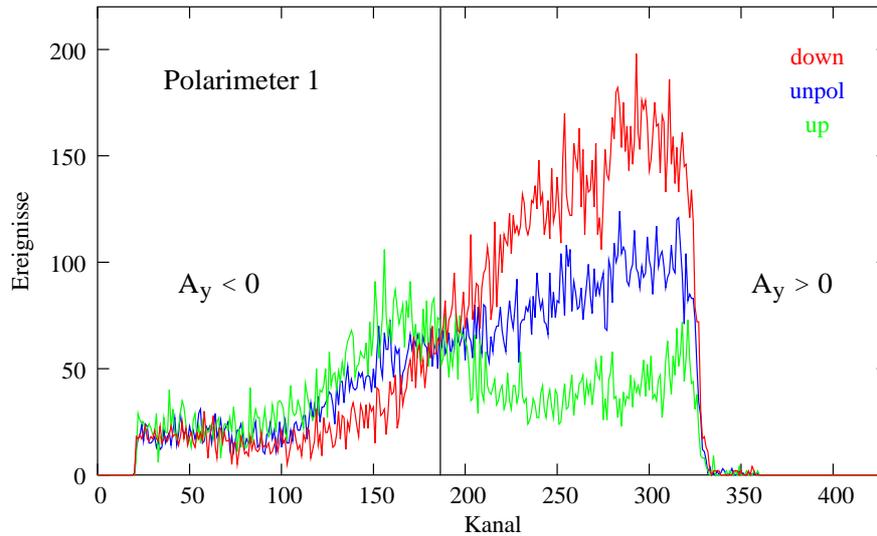


Abbildung 5.6: Eichspektrum aller drei Polarisationszustände des Transferpolarimeterzählers tp1lh unter Rückwärtswinkel, normiert auf den unpolarisierten Run bei einem entsprechenden Streuwinkel von $\theta_p = 44.1^\circ$

Deutlich erkennt man die Auswirkungen der Polarisationsrichtungen in der unterschiedlichen Form der Spektren. Die Protonen-Energien entsprechen hier einem Streuwinkel von $\theta = 44.1^\circ$ in der ersten Stufe der Doppelstreuung. Zusätzlich ändert sich in dem Polarimeter mit Silizium-Wafer (SiSt 1) durch den größeren zugänglichen Energiebereich unter Rückwärtswinkeln das Vorzeichen der Analysierstärke.

5.3 Polarisation der Protonen

Die Bestimmung der Protonenpolarisation während der Kalibration erfolgt über die elastische Streuung an ^4He . Vorteile in der Verwendung dieser Reaktion liegen zum einen darin, daß der Kernspin von ^4He Null ist. Somit treten bei Streuung mit Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen keine Spinflips auf, welche den Strahl unpolarisieren und dadurch die Messung verfälschen könnten. Zum anderen besitzt die p - ^4He -Streuung – wie in Abschnitt 3.1 beschrieben – eine hohe Analysierstärke, woraus ein günstiger Wert für die „figure of merit“ resultiert.

Wichtig ist weiterhin eine geringe Schwankung der Analysierstärke im erforderlichen Energiebereich.

Zur Ermittlung des Polarisationsgrades dient ein ^4He -Polarimeter, welches mit der Gaszelle in einem Faradaycup hinter der großen Streukammer eingebaut ist. Der polarisierte Protonenstrahl wird auf einen Kollimator mit einem Doppelblendensystem vor dem ^4He -Polarimeter fokussiert. Die beiden Blenden haben eine Öffnung von 4 mm und sind in einem Abstand von 108 mm angebracht. Mit vier Detektoren lassen sich für Deuteronen über die Asymmetrien Links-Rechts bzw. Oben-Unten ohne Umbau verschiedene Polarisationskomponenten messen. Um für Protonen die Komponente p_y zu gewinnen, genügen die beiden Detektoren links und rechts zur Gaszelle. Die Streuwinkel werden durch ein Doppelblendensystem vor den Halbleiterzählern festgelegt.

Ein Meßzyklus von polarisierten und unpolarisierten Runs wurde gewählt mit der Abfolge: „up“ \uparrow , „down“ \downarrow und „unpol“ $*$. Die Energieverteilung eines „up“-Runs in den Polarimeterspektren wird in Abbildung 5.7 sichtbar.

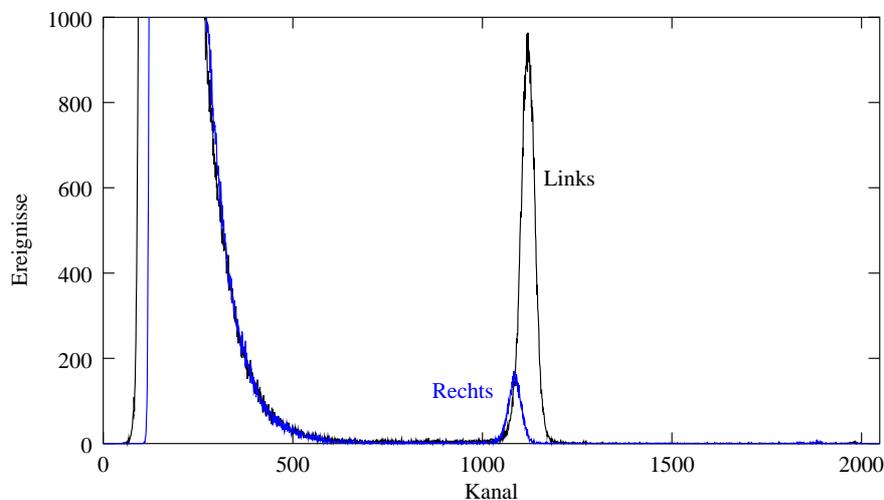


Abbildung 5.7: Spektren aus dem ^4He -Polarimeter mit dem Polarisationszustand „up“: Durch die Links-Rechts-Asymmetrie sieht der linke Detektor eine deutlich höhere Zählrate als der rechte Detektor.

Daraus erfolgt nach Gleichung 2.7 in Abschnitt 2.4.2 die Bestimmung der Strahlpolarisation. Die Daten der Analysierstärken der Reaktion $^4\text{He}(\vec{p}, p)^4\text{He}$ und der Konturplot in Abbildung 5.8 wurden aus [Sch71] entnommen.

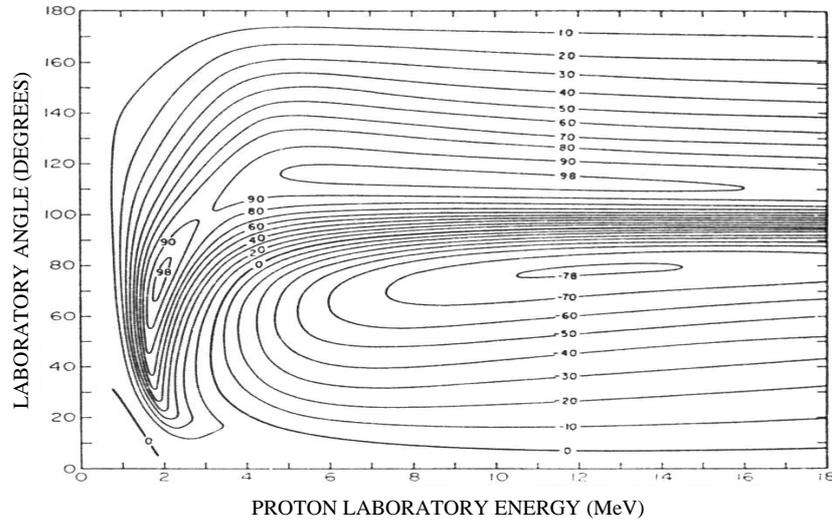


Abbildung 5.8: Konturplot der Analysierstärke für die ${}^4\text{He}(\vec{p}, p){}^4\text{He}$ - Streuung [Sch71]

Einen maximalen Wert der Analysierstärke von $A_y = 1$, der eine akkurate Polarisationsbestimmung erlaubt, erhält man unter einem eingestellten Winkel der Polarimeterdetektoren von $\theta = 112^\circ$ bei einer Einschußenergie von $E_p = 12$ MeV. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.7 zu

$$p_y = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} . \quad (5.2)$$

5.4 Effektive Analysierstärken

Aus der umgeformten Gleichung 2.7 läßt sich die Analysierstärke ermitteln zu

$$A_y = \frac{1}{p_y} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} . \quad (5.3)$$

Die Bestimmung der Polarisierung der Protonen wurde zur Überprüfung der Konstanz der aus der Quelle polarisierter Ionen gelieferten Werte jeweils vor und nach den Kalibrationsmessungen durchgeführt. Die Größe betrug zu Beginn $p_y = 0.744 \pm 0.006$, zwischen den Eichungen der beiden Polarimeter $p_y = 0.761 \pm 0.005$. Nach Abschluß der Messungen für das zweite Polarimeter lag der Wert bei $p_y = 0.755 \pm 0.005$. Der Mittelwert aus den beiden einem Polarimeter zugehörigen Werten wurde zur Auswertung verwendet.

Die Eichungen erfolgten im Hinblick auf eine flexible Wahl der späteren Reaktionsenergien in einem entsprechend großen Bereich zwischen etwa $E_p = 3.2 \text{ MeV}$ und $E_p = 3.3 \text{ MeV}$. Das entspricht dem Energiebereich, den die im Doppelstreu-Experiment nachgewiesenen Protonen bei Eintritt in das Polarimeter aufweisen können. Es wurden jeweils 8 Messungen im Abstand von $\Delta E_p = 10 \text{ keV}$ durchgeführt.

In den Tabellen 5.1 und 5.2 sind die Ergebnisse für die Vorwärtswinkel der beiden Polarimeter zusammengestellt. Neben der durch den Beschleuniger eingestellten Energie und der durch den Verlust in der Goldfolie resultierenden Einschußenergie der Protonen in das Polarimeter sind die entsprechenden Streuwinkel für die Primärstreureaktion und die jeweiligen gemessenen Analysierstärken aufgeführt. Die Angaben der Einschußenergien sind dabei aufgrund der bekannten Geometrie berechnet für die jeweils eingestellten Magnetfelder des Analysiermagneten. Die Streuwinkel wurden für eine mittlere primäre Reaktionsenergie in der Transfermessung von $E_d = 58 \text{ keV}$ berechnet.

E_{Tandem} [keV]	nach Goldfolie [keV]	Winkel [°]	effektive A_y
3374 ± 1	3196 ± 39	58.2 ± 8	-0.253 ± 0.004
3384 ± 1	3207 ± 39	56.1 ± 8	-0.259 ± 0.004
3394 ± 1	3217 ± 39	53.9 ± 8	-0.259 ± 0.004
3405 ± 1	3228 ± 39	51.6 ± 9	-0.261 ± 0.005
3415 ± 1	3238 ± 39	49.2 ± 9	-0.260 ± 0.007
3425 ± 1	3248 ± 39	46.7 ± 10	-0.263 ± 0.005
3435 ± 1	3259 ± 39	44.1 ± 10	-0.282 ± 0.004
3445 ± 1	3269 ± 39	41.3 ± 11	-0.280 ± 0.002
3455 ± 1	3279 ± 39	38.4 ± 11	-0.289 ± 0.001
3465 ± 1	3290 ± 39	35.4 ± 12	-0.295 ± 0.001
3475 ± 1	3300 ± 39	32.2 ± 12	-0.296 ± 0.002
3485 ± 1	3310 ± 39	28.9 ± 13	-0.297 ± 0.002

Tabelle 5.1: Eichung von Polarimeter 1 unter Vorwärtswinkel ($\theta = 55^\circ$): Aufgeführt sind Protonen-Energien vor und nach aufstreuender Folie, der entsprechende umgerechnete Streuwinkel in der Primärreaktion sowie die gemessenen Analysierstärken mit ihren Fehlern.

In den Tabellen 5.3 und 5.4 sind in analoger Weise Ergebnisse für die Rückwärtswinkel von $\theta = 135^\circ$ aufgelistet. Da sich in Polarimeter 1 mit dem dickeren Silizium-Wafer das Vorzeichen der Analysierstärke über einen großen

E_{Tandem} [keV]	nach Goldfolie [keV]	Winkel [°]	effektive A_y
3374 ± 1	3196 ± 39	58.2 ± 8	-0.126 ± 0.001
3384 ± 1	3207 ± 39	56.1 ± 8	-0.142 ± 0.004
3394 ± 1	3217 ± 39	53.9 ± 8	-0.156 ± 0.004
3405 ± 1	3228 ± 39	51.6 ± 9	-0.156 ± 0.002
3415 ± 1	3238 ± 39	49.2 ± 9	-0.143 ± 0.005
3425 ± 1	3248 ± 39	46.7 ± 10	-0.150 ± 0.005
3435 ± 1	3259 ± 39	44.1 ± 10	-0.151 ± 0.003
3445 ± 1	3269 ± 39	41.3 ± 11	-0.154 ± 0.003
3455 ± 1	3279 ± 39	38.4 ± 11	-0.159 ± 0.003
3465 ± 1	3290 ± 39	35.4 ± 12	-0.158 ± 0.001
3475 ± 1	3300 ± 39	32.2 ± 12	-0.162 ± 0.001
3485 ± 1	3310 ± 39	28.9 ± 13	-0.162 ± 0.001

Tabelle 5.2: Eichung von Polarimeter 2 unter Vorwärtswinkel ($\theta = 45^\circ$): Aufgeführt sind Protonen-Energien vor und nach aufstreuender Folie, der entsprechende umgerechnete Streuwinkel in der Primärreaktion sowie die gemessenen Analysierstärken mit ihren Fehlern.

sichtbaren Bereich ändert (s. Abb. 5.6), wurden beide Anteile ($A_y < 0$ und $A_y > 0$) zur Vermeidung der Mittelung getrennt ausgewertet³.

Der eingetragene Fehler für die Strahlenergie des Beschleunigers ergibt sich mit einer mittleren Stellung der Analysierschlitze während der Eichmessungen aus den erfolgten Überlegungen zur Energiedefinition. Das Programm STOP, mit dem der Energieverlust nach der aufstreuenden Folie berechnet wurde, macht zusätzlich eine Angabe zum Energiestragging, die unter Berücksichtigung der Ungenauigkeit der Beschleuniger-Energie zum eingesetzten Fehler führt. Der Fehler der Analysierstärke berechnet sich für einen einzelnen Wert mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta A_y = \sqrt{\left(\frac{1}{p_y^2} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \Delta p_y\right)^2 + \left(\frac{1}{p_y} \cdot \frac{2}{(\varepsilon + 1)^2} \cdot \Delta \varepsilon\right)^2} . \quad (5.4)$$

Zur Berechnung der effektiven Analysierstärke pro Energie wurde eine Wichtung vorgenommen. Abbildung 5.9 zeigt die graphische Auftragung der Meßergebnisse für die Vorwärtswinkel beider Polarimeter.

³Im zweiten Polarimeter geschieht dies aufgrund der dünneren Silizium-Scheibe nur innerhalb von wenigen Kanälen und konnte deshalb nicht berücksichtigt werden.

E_p [keV]	Goldfolie [keV]	Winkel [°]	eff. $A_y < 0$	eff. $A_y > 0$
3374 ± 1	3196 ± 39	58.2 ± 8	-0.501 ± 0.005	0.692 ± 0.009
3384 ± 1	3207 ± 39	56.1 ± 8	-0.468 ± 0.006	0.706 ± 0.010
3394 ± 1	3217 ± 39	53.9 ± 8	-0.451 ± 0.019	0.713 ± 0.007
3405 ± 1	3228 ± 39	51.6 ± 9	-0.371 ± 0.010	0.702 ± 0.007
3415 ± 1	3238 ± 39	49.2 ± 9	-0.349 ± 0.013	0.709 ± 0.013
3425 ± 1	3248 ± 39	46.7 ± 10	-0.286 ± 0.021	0.686 ± 0.014
3435 ± 1	3259 ± 39	44.1 ± 10	-0.319 ± 0.012	0.712 ± 0.007
3445 ± 1	3269 ± 39	41.3 ± 11	-0.269 ± 0.006	0.716 ± 0.008
3455 ± 1	3279 ± 39	38.4 ± 11	-0.238 ± 0.013	0.710 ± 0.005
3465 ± 1	3290 ± 39	35.4 ± 12	-0.216 ± 0.009	0.716 ± 0.002
3475 ± 1	3300 ± 39	32.2 ± 12	-0.162 ± 0.010	0.721 ± 0.005
3485 ± 1	3310 ± 39	28.9 ± 13	-0.151 ± 0.018	0.701 ± 0.003

Tabelle 5.3: Eichung von Polarimeter 1 unter Rückwärtswinkel ($\theta = 135^\circ$): Aufgeführt sind Protonen-Energien vor und nach aufstreuender Folie, der entsprechende umgerechnete Streuwinkel in der Primärreaktion sowie die gemessenen Analysierstärken – aufgetrennt für zwei Bereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen – mit ihren Fehlern.

E_{Tandem} [keV]	nach Goldfolie [keV]	Winkel [°]	effektive A_y
3374 ± 1	3196 ± 39	58.2 ± 8	0.512 ± 0.009
3384 ± 1	3207 ± 39	56.1 ± 8	0.594 ± 0.011
3394 ± 1	3217 ± 39	53.9 ± 8	0.643 ± 0.013
3405 ± 1	3228 ± 39	51.6 ± 9	0.674 ± 0.017
3415 ± 1	3238 ± 39	49.2 ± 9	0.613 ± 0.022
3425 ± 1	3248 ± 39	46.7 ± 10	0.662 ± 0.018
3435 ± 1	3259 ± 39	44.1 ± 10	0.678 ± 0.016
3445 ± 1	3269 ± 39	41.3 ± 11	0.685 ± 0.010
3455 ± 1	3279 ± 39	38.4 ± 11	0.698 ± 0.005
3465 ± 1	3290 ± 39	35.4 ± 12	0.686 ± 0.005
3475 ± 1	3300 ± 39	32.2 ± 12	0.700 ± 0.006
3485 ± 1	3310 ± 39	28.9 ± 13	0.680 ± 0.004

Tabelle 5.4: Eichung von Polarimeter 2 unter Rückwärtswinkel ($\theta = 135^\circ$): Aufgeführt sind Protonen-Energien vor und nach aufstreuender Folie, der entsprechende umgerechnete Streuwinkel in der Primärreaktion sowie die gemessenen Analysierstärken mit ihren Fehlern.

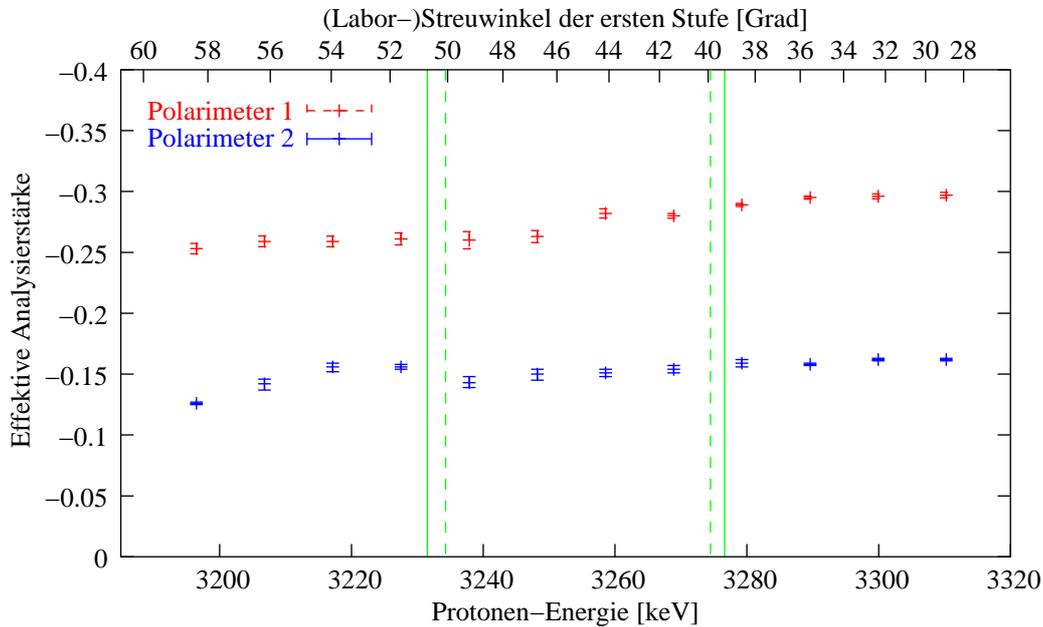


Abbildung 5.9: Effektive Analysierstärken der beiden Transferpolarimeter für Vorwärtswinkel: Eine Umrechnung der Einschußenergien führt für eine Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV im Transferexperiment zu entsprechenden Streuwinkeln der Protonen, wobei die Grenzwinkel der Eintrittsblende markiert sind (durchgezogen für Polarimeter 1, gestrichelt für Polarimeter 2).

Die effektiven Analysierstärken sind aufgetragen gegen die Energie, mit der die Protonen in das jeweilige Polarimeter eintreten, sowie die für eine Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV umgerechneten Streuwinkel der Protonen nach der ersten Reaktion. Erinnerung muß für eine Diskussion noch einmal an die unterschiedlichen Detektorpositionen von $\theta = 55^\circ$ im Polarimeter 1 (Wafer) bzw. $\theta = 45^\circ$ im Polarimeter 2 (Detektor). Markiert sind die Grenzwinkel der beiden Blenden vor Polarimeter 1 (durchgezogene Linie) und Polarimeter 2 (gestrichelte Linie) sowie der entsprechende Energiebereich der in das Polarimeter einlaufenden Protonen.

Die Ergebnisse für die Rückwärtswinkel unter $\theta = 135^\circ$ finden sich für Polarimeter 1 in Abb. 5.10, wobei die beiden Bereiche positiver und negativer Analysierstärke getrennt ausgewertet wurden. Die Auftragung erfolgte in diesem Fall gegen die mittlere Reaktionsenergie des gewählten Integrationsbereiches.

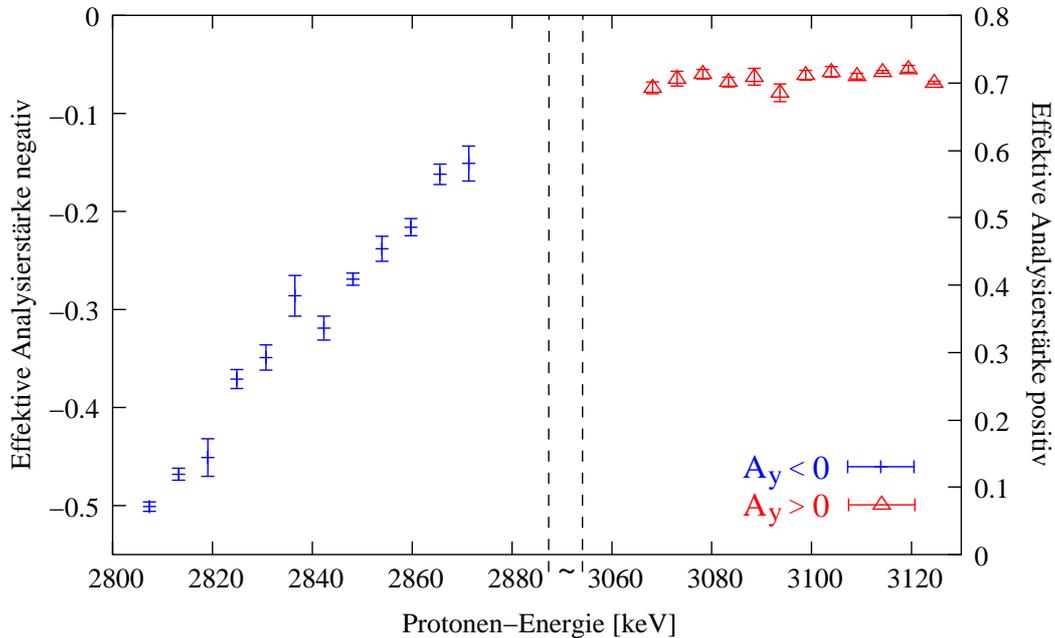


Abbildung 5.10: Effektive Analysierstärken von Polarimeter 1 für Rückwärts-winkel: Die beiden Bereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen wurden getrennt bestimmt.

Für Polarimeter 2 werden zum Vergleich Vorwärts- und Rückwärtsstreuung gemeinsam aufgetragen (s. Abb. 5.11).

Über den Bereich des gesamten Öffnungswinkels variieren die effektiven Analysierstärken um bis zu $\pm 12\%$ (im linken Bereich bei Rückwärtsstreuung in Polarimeter 1), wobei die Randwinkel aufgrund kleinerer Raumwinkelelemente nur einen geringen Anteil an der mittleren effektiven Analysierstärke besitzen.

Damit stellt sich die Frage, wie eine Mittelung über den Öffnungswinkel des Polarimeters zu erfolgen hat. Sicherlich muß durch eine Wichtung mit den Wirkungsquerschnitten der ersten Reaktion die Winkel-Verteilung des Strahlkegels um eine zentrale Streuenergie berücksichtigt werden. So wurde versucht, die Fläche der Kreisblendenöffnung in unterschiedlich große Bereiche einzuteilen. Mit den Wirkungsquerschnitten für die vier Streuwinkel (ermittelt mit dem Programm TUFXDD) erhält man einen Wert, der nur um weniger als 1% eine einfache Mittelung übersteigt.

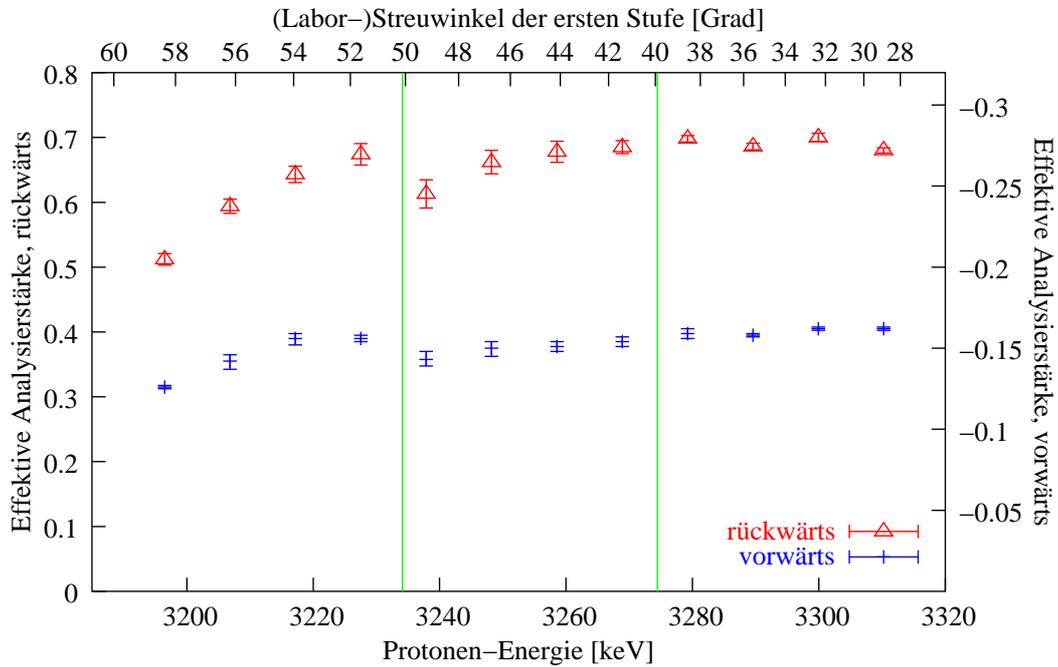


Abbildung 5.11: Effektive Analysierstärken in Polarimeter 2 für Vorwärts- und Rückwärtswinkel: Eine Umrechnung der Einschußenergien führt für eine Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV im Transferexperiment zu entsprechenden Streuwinkeln der Protonen, wobei die Grenzwinkel der Eintrittsblende markiert sind.

In einigen Runs lief sehr wenig Strahlstrom ein, weil die Schlitze zur Strombegrenzung nicht der Vorgabe entsprechend bedient wurden. Um den hierbei verursachten größeren Fehler zu berücksichtigen, erfolgte statt der Flächenwichtung eine Wichtung mit den Fehlern der Einzelwerte für die Analysierstärken. Für die beiden Polarimeter wurden damit folgende mittlere effektive Analysierstärken bestimmt:

	55°	$A_y = -0.278 \pm 0.002$	
Polarimeter 1	135°	$A_y = -0.290 \pm 0.005$	$A_y < 0$
	135°	$A_y = 0.710 \pm 0.005$	$A_y > 0$
Polarimeter 2	45°	$A_y = -0.151 \pm 0.002$	
	135°	$A_y = 0.672 \pm 0.007$	

5.5 Analyse der Peakstrukturen

Die Form der Energiespektren erfordert eine genauere Analyse. Sowohl bei Verwendung des Silizium- als auch des ^4He -Polarimeters erkennt man einen typischen niederenergetischen Ausläufer. Eine Vergleichsmessung mit einer eingebauten α -Mischquelle weist diesen flachen, aber erhöhten Untergrund auf der linken Seite der Peaks ebenfalls auf. Damit kann er nicht durch z. B. am Target produzierte Elektronen hervorgerufen worden sein. Der Argumentation von Sydow kann nicht gefolgt werden: Er sieht den Grund hauptsächlich in Mehrfachstreuungen, die aufgrund der hohen Dichte des verwendeten Heliumgases sowie aufgrund der großen Oberflächen seiner Blenden entstehen würden [Syd92]. Untersuchungen mit einer α -Quelle und einem neuen Detektor, bei dem kein Strahlenschaden vorliegen konnte, schlossen solche spezifischen Reaktionserscheinungen aus. Im niederenergetischen Bereich zeigte sich in verschiedenen Anordnungen sowohl mit als auch gänzlich ohne Blenden vor Detektor und Quelle ein unverändertes Bild. Vielmehr ist der beschriebene Untergrund auf eine Detektoreigenschaft zurückzuführen: Störstellen im Halbleiter bilden zusätzliche Niveaus nahe zur Mitte der verbotenen Zone des Bändermodells und stellen Einfangzentren im Kristall dar. Verursacht werden sie durch Verunreinigungen oder auch Strukturdefekte im Kristallgitter wie Versetzungen, Fremdatome auf Zwischengitterplätzen oder Leerstellen. Solche Effekte werden nachgewiesen durch das Auftreten von niederenergetischen Flanken an den Peaks, korrespondierend zu Pulsen, bei denen Elektronen – aufgehalten durch ein Haftzentrum – auf dem Weg zur Sammelelektrode nicht zum Gesamtladungs-Impuls beitragen können.

Unter Rückwärtswinkeln wird neben der zur Vorwärtsstreuung vergleichbaren Peakform die bei gleichzeitiger Datenaufnahme beträchtlich niedrigere Statistik in Abbildung 5.4 deutlich (Normierung auf gleichen einlaufenden Strahlstrom wie für den in Abb. 5.3 dargestellten Run). Die Begründung liefern Ergebnisse von Vorona in Abbildung 5.12 [Vor59] (oder auch von Belote in Abb. 5.19 [Bel61]). Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist unter Rückwärtswinkeln⁴ wesentlich geringer.

Anhand der Auftragung läßt sich für einen Vorwärtswinkel von $\theta = 55^\circ$ der Wirkungsquerschnitt in der elastischen Streuung $\text{Si}(p,p)\text{Si}$ ablesen zu $\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ c.m.} \approx 0.77 \text{ barn/sr}$. In der Rückwärtsstreuung erhält man nur einen Wert von etwa 0.06 barn/sr , damit sollte die Zählrate um etwa eine Größenordnung unter derjenigen der Vorwärtsstreuung liegen.

⁴Laborwinkel sind im Vergleich zur Angabe im Schwerpunktsystem maximal 2° niedriger

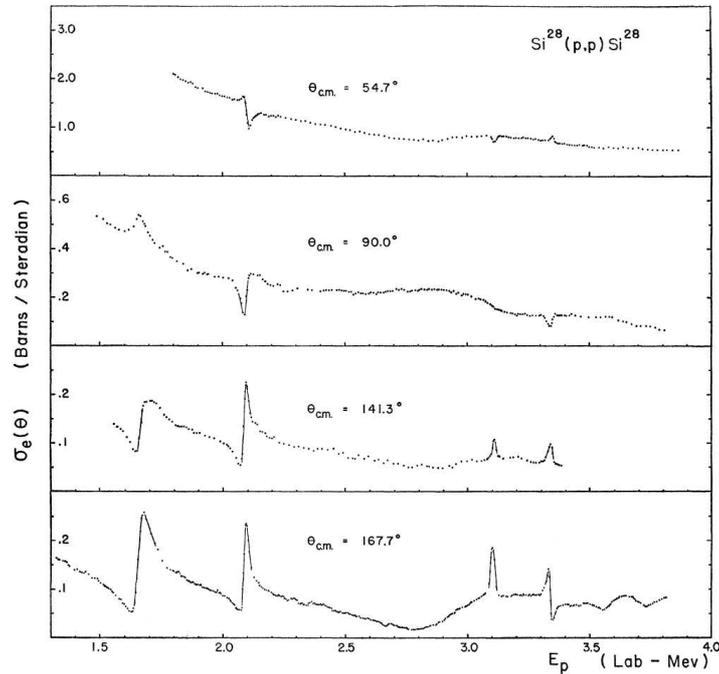


Abbildung 5.12: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Si}(p,p)\text{Si}$ zwischen 1.3 und 4.0 MeV [Vor59]

Die Ursache der Unterschiede in den Peakformen, die sich in den Abbildungen 5.3 und 5.5 zeigen, liegt in der Energiebilanz, die sich für die Streuung eines Protons im Siliziumtarget aufstellen läßt. Zwei Effekte beeinflussen die Energie: Zum einen erfährt das Projektil beim Durchgang durch das Target einen spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$, für nichtrelativistische Geschwindigkeiten gilt [Bet30]:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z_1^2 N}{E},$$

wobei Z_1 die Ordnungszahl des Projektils und N die Anzahl Atome pro Targetvolumen sind. Zum anderen erleidet ein Proton mit der Energie E_s bei der Streuung am Silizium einen kinematischen Energieverlust, abhängig vom Streuwinkel θ und proportional zur Streuenergie E_s . Tabelle 5.5 enthält diesen Verlust ΔE_k für die entscheidenden Winkel im Polarimeter bei einer Streuenergie von $E_s = 3.4$ MeV.

Berücksichtigt man beide Effekte, ergibt sich bei Einfachstreuung folgendes Bild (s. Abb. 5.13):

Streuwinkel θ [°]	ΔE_k [MeV]	$3.4 - \Delta E_k$ [MeV]
35	0.044	3.356
40	0.057	3.343
45	0.071	3.329
50	0.086	3.314
55	0.103	3.297
60	0.120	3.280
65	0.139	3.261
125	0.364	3.036
130	0.379	3.021
135	0.393	3.007
140	0.406	2.994
145	0.418	2.982

Tabelle 5.5: Kinematischer Energieverlust ΔE_k und Restenergie $E_s - \Delta E_k$ für $E_s = 3.4$ MeV

Ein Proton trifft mit der Primärenergie E_p auf ein Target der Dicke d und durchläuft eine Strecke s_1 mit Energieverlust ΔE_1 , nach Streuung unter dem Winkel θ und dem Energieverlust ΔE_k verläßt es das Target nach Durchlaufen der Strecke s_2 und dem Energieverlust ΔE_2 mit einer Endenergie E_f . Die Energiebilanz lautet

$$E_f = E_p - \Delta E_1 - \Delta E_k - \Delta E_2 \quad ,$$

wobei für die Streuenergie gilt: $E_s = E_p - \Delta E_1$.

Damit ist die im Zähler registrierte Energie E_f des Protons mit definierter Primärenergie E_p und Streuwinkel θ abhängig vom Streuort s_1 . Maximale und minimale Endenergie treten bei Streuung direkt an der Targetfront ($s_1 = 0$) und an der Targetrückseite ($s_1 = d$) auf. Die Streuenergie E_s als Funktion des Streuortes s_1 ist bei Vorwärts- und Rückwärtsstreuung gleich. Unterschiedlich ist allerdings das Verhalten von E_f als Funktion von s_1 . Abbildung 5.14 zeigt den Zusammenhang zwischen Streuort und Energie des nachgewiesenen Teilchens. Bei Vorwärtsstreuung werden die bei hoher Energie an der Frontseite gestreuten Teilchen – die Streuenergie E_s ist groß – mit minimaler Endenergie registriert, weil sie mehr Material durchlaufen müssen. Niederenergetisch gestreute Teilchen – E_s ist klein – werden mit maximaler Endenergie nachgewiesen, d. h. am rechten Peakende. Bei Rückwärtsstreuung (berechnet in Abb. 5.15) entsprechen maximale und minimale Streu- bzw. Endenergie einander.

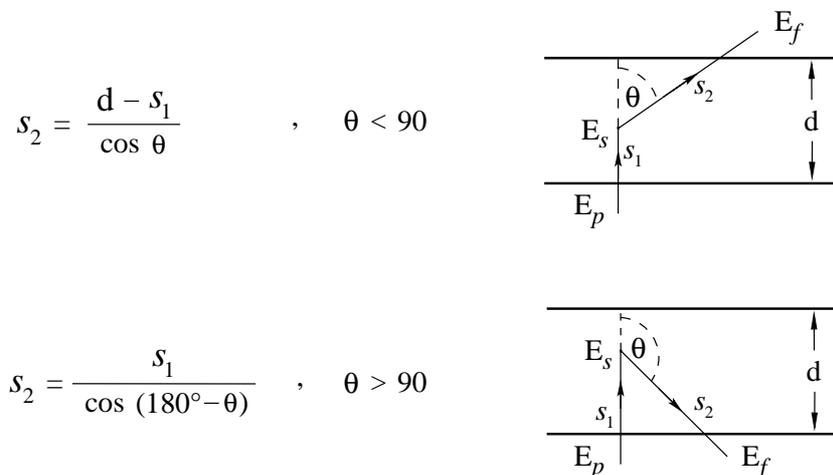
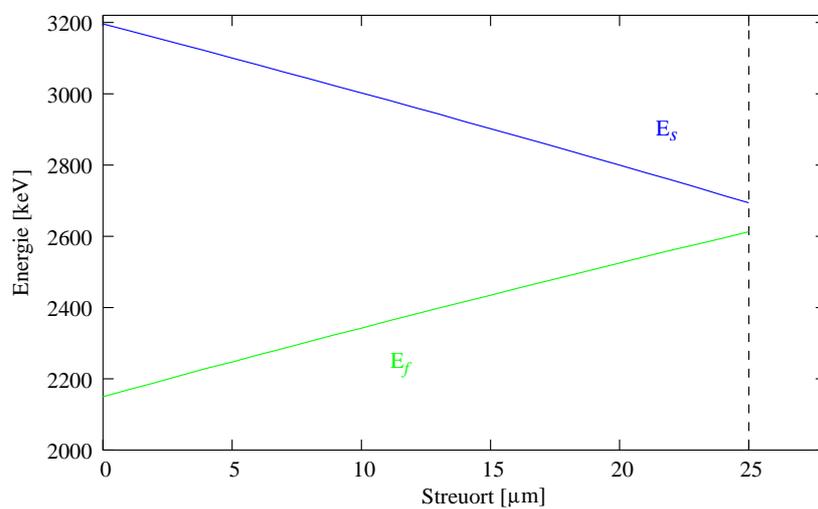


Abbildung 5.13: Energieverlust des Protons auf dem Weg durch das Target

Abbildung 5.14: Streuenergie E_s und Endenergie E_f , aufgetragen gegen die Eindringtiefe im Targetmaterial (Streuort) für Vorwärtswinkel von $\theta = 55^\circ$ bei einer Targetdicke von $25 \mu\text{m}$

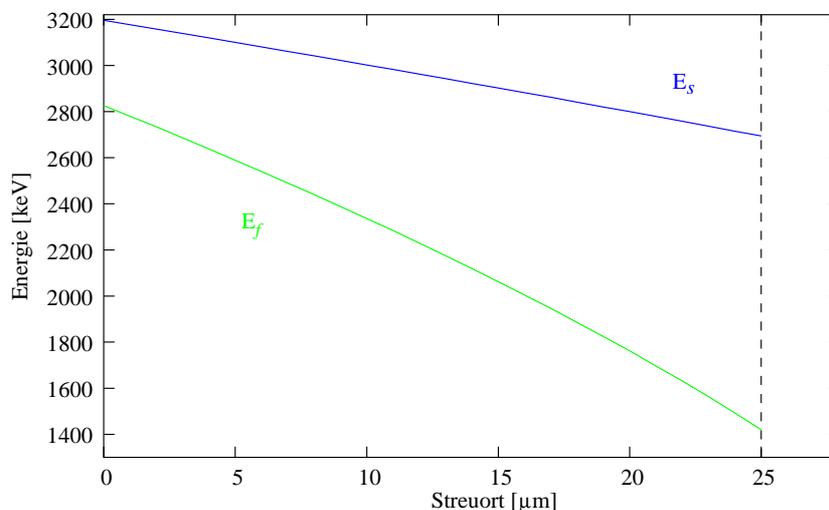


Abbildung 5.15: Streuenergie E_s und Endenergie E_f , aufgetragen gegen die Eindringtiefe im Targetmaterial (Streuort) für Rückwärtswinkel von $\theta = 135^\circ$ bei einer Targetdicke von $25 \mu\text{m}$

Die Form der Peakflanken erklärt sich durch das Stragglings im Target (schematisch in Abbildung 5.16). Für die Standardabweichung Ω der Energieverteilung, das Energie-Stragglings, dessen Hauptbeitrag durch Stöße mit Elektronen zustande kommt, gilt folgende Beziehung:

$$\Omega^2 = Z_1^2 \cdot 4\pi e^4 Z_2 N \Delta R \quad ,$$

wobei ΔR die Dicke des Targets mit der Atomdichte N und der Atomzahl Z_2 und $Z_1 \cdot e$ die Ladung des Projektils sind [Nie61]⁵. Damit ist Ω , ein Maß für die Flankenausdehnung, proportional zur Wurzel des durchlaufenen Weges. Im Fall der Rückwärtsstreuung an der Targetfront ist $s = 0$, also tritt kein Stragglings auf. Daher sollten die rechten Peakflanken in diesem Fall der Detektorresponse entsprechen. Anderenfalls ist durch Stragglings eine Aufweitung der Flanken zu erwarten.

In den Detektoren unter $\theta = 135^\circ$ im Polarimeter 1 ($25 \mu\text{m}$ Silizium-Wafer) erkennt man neben dem Wechsel des Vorzeichens der Polarisationsempfindlichkeit im höherenergetischen Bereich mit positiver Analysierstärke ein Abfallen der Anzahl der Ereignisse, etwa bei Kanal 275 (s. Abb. 5.6).

⁵Eine ausführliche Abhandlung zu Phänomenen bei Penetration von Materie wie Screening, Ionisation, Elektroneneinfang oder Reichweitenbeziehungen findet der interessierte Leser in [Boh48].

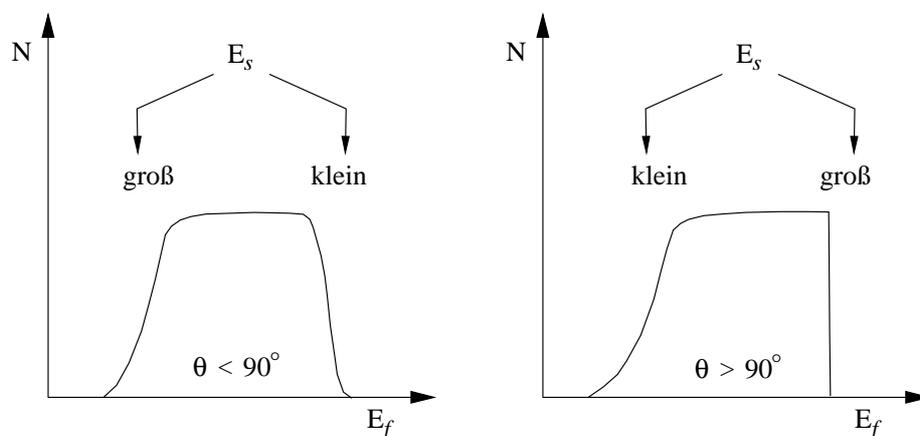


Abbildung 5.16: Schematische Darstellung der Peakformen

Mehrere unterschiedlich ausgeprägte Resonanzen aus der Streuung von Protonen an Silizium sind über die Untersuchung von angeregten Zuständen im Compoundkern ^{29}P durch Messungen sowohl des elastischen als auch des inelastischen Kanals bei Energien von wenigen MeV bekannt (siehe Tabelle 5.6). Bei der Angabe finden sich geringe Abweichungen aus den einzelnen Messungen von Cohn [Coh55], Vorona [Vor59] und Belote [Bel61] aus der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts sowohl der elastischen als auch der inelastischen Streuung $\text{Si}(p, p)\text{Si}$ und $\text{Si}(p, p')\text{Si}^*$.

Mit Hilfe von bekannten Energien wie der Einschußenergie der Protonen und den in Tabelle 5.6 angegebenen Resonanzen wurde mit den Rückwärtszählern unter Berücksichtigung der berechneten Energieverhältnisse aus den Abbildungen 5.14 und 5.15 eine Energieeichung der Spektren durchgeführt. Durch Aufsummieren in Schritten von 15 keV und der damit erfolgten abschnittsweisen Bestimmung der Analysierstärke konnte aus nur drei Runs mit unterschiedlichen Polarisationszuständen eine Anregungsfunktion gewonnen werden (s. Abb. 5.17).

Abb. 5.18 zeigt zum Vergleich eine Messung, die in Winkelabständen von $\theta = 5^\circ$ durchgeführt wurde [Bec94]. Dabei wurde die Protonen-Energie am Tandembeschleuniger in Abständen von $E_p = 100$ keV, in der Nähe von bekannten Resonanzen in kleineren Schritten verändert. Der Verlauf wird in der aus wenigen Kanälen bestimmten Anregungsfunktion in Abbildung 5.17 quali-

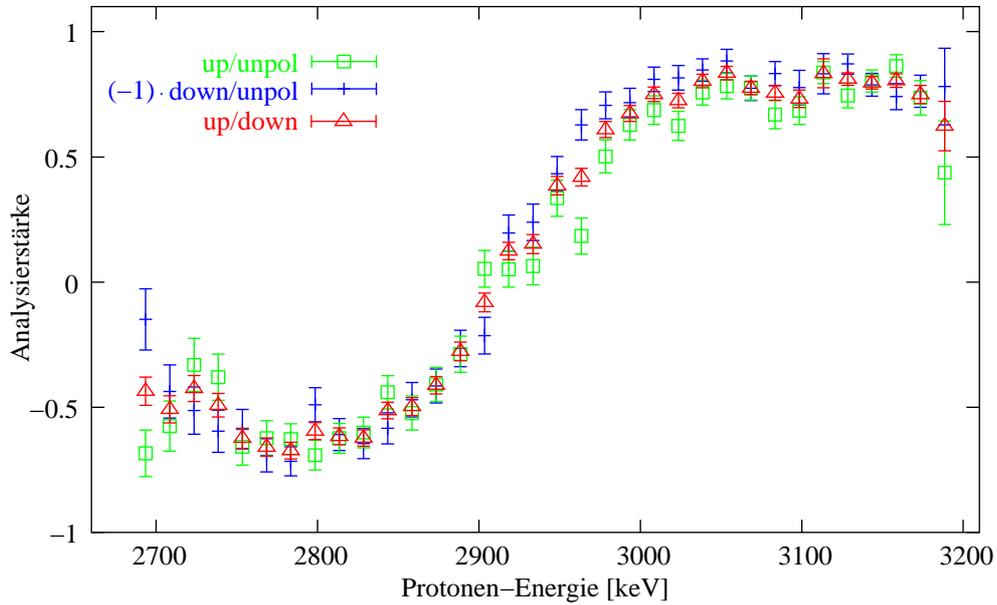


Abbildung 5.17: Anregungsfunktion der Analysierstärke in der Reaktion $\text{Si}(\vec{p}, p)\text{Si}$ unter Rückwärtswinkeln durch abschnittsweise Bestimmung aus drei Runs

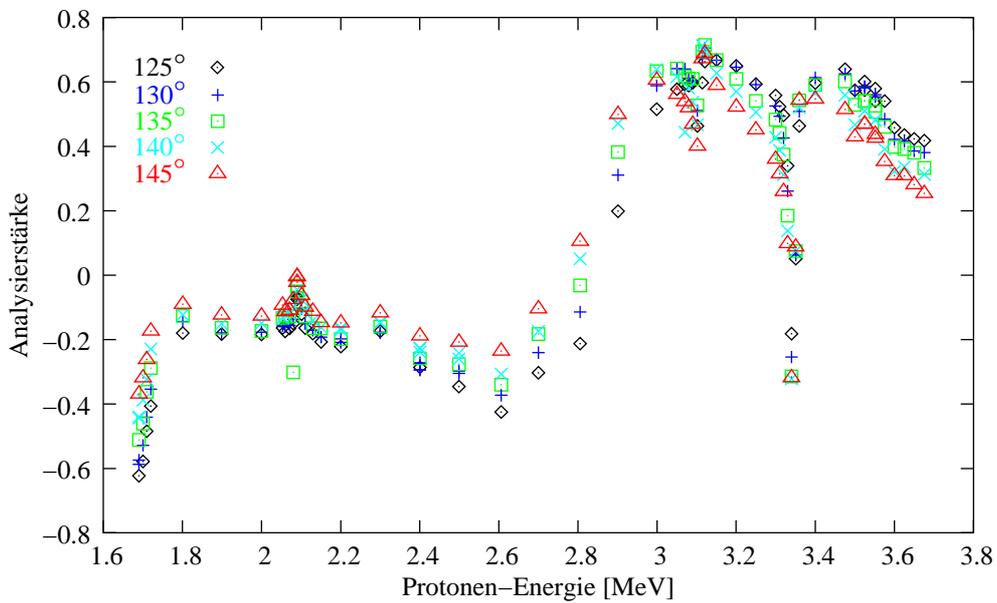


Abbildung 5.18: Messungen der Analysierstärke der Reaktion $\text{Si}(\vec{p}, p)\text{Si}$ unter Rückwärtswinkeln in Abständen von $\theta = 5^\circ$ von Becker [Bec94]

Cohn [Coh55]	Vorona [Vor59]	Belote [Bel61]
	1.660 (10)	
	2.090 (5)	2.080
	2.88 (8)	2.88 (2)
3.11	3.100 (2)	3.095
3.35	3.337 (2)	3.334
3.58	3.575 (10)	3.571
3.71	3.711 (18)	3.710
		3.98
4.25		4.235

Tabelle 5.6: Resonanzen in MeV, bestimmt durch Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen ($\text{Si}(p,p)\text{Si}$) und inelastischen Streuung ($\text{Si}(p,p')\text{Si}^*$) an Silizium

tativ gut wiedergegeben. Auch die Resonanz bei $E_p = 3.1$ MeV ist erkennbar, wenn auch durch die Mittelung über einen Energiebereich von 15 keV pro Punkt nicht so ausgeprägt. Allerdings liegt im unteren Bereich eine Energieverschiebung für den betragsmäßig maximalen Wert der Analysierstärke vor. Da der exakte Aufbau sowie das verwendete Target von Becker nicht dokumentiert sind, ist eine Erklärung dieser Verschiebung unmöglich. Trotz einer Mittelung des Streuwinkels über etwa $\theta = 20^\circ$ aufgrund der großen Blendenöffnungen sollte die Auflösung in Abständen von 15 keV statt 100 keV genauere Aussagen erlauben.

Zwei Autoren liefern Darstellungen einer Winkelverteilung der Analysierstärke unterhalb von 4 MeV [Mar73] (die Angaben sind korrigiert um den Energieverlust für die jeweilige Targetdicke, s. Abschnitt 3.2). Bei Sperisen [Spe81] findet sich für sechs äquidistante Energien zwischen 1.9 und 2.9 MeV eine Auftragung für Winkel zwischen $\theta = 40^\circ$ und 140° . Hempel zeigt zwischen 2.65 und 3.0 MeV (in kleineren energetischen Abständen von 50 keV) Datenpunkte von $\theta = 15^\circ$ bis 150° [Hem72]. Da in beiden Fällen das Maximum der negativen Analysierstärke ebenfalls bei höheren Energien als bei Becker erreicht wird, und zwar um $E_p = 2.8$ MeV, kann den in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten mehr Vertrauen geschenkt werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß die Bestimmung von Analysierstärken der Reaktion $\text{Si}(\vec{p}, p)\text{Si}$ mit hoher Genauigkeit für kleine Energieabstände nicht Ziel der durchgeführten Messungen war und diese deshalb auch nicht entsprechend optimiert wurden.

Abbildung 5.19 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt zwischen 2.0 und 5.0 MeV bei vier Winkeln [Bel61]. Der Verlauf von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke muß zwar nicht identisch sein, liefert aber durch Vergleich mit den Resonanzen einen Hinweis für die wahrscheinlichere Position eines Extremwertes der Analysierstärke in Abb. 5.17 bei $E_p = 2.8$ MeV.

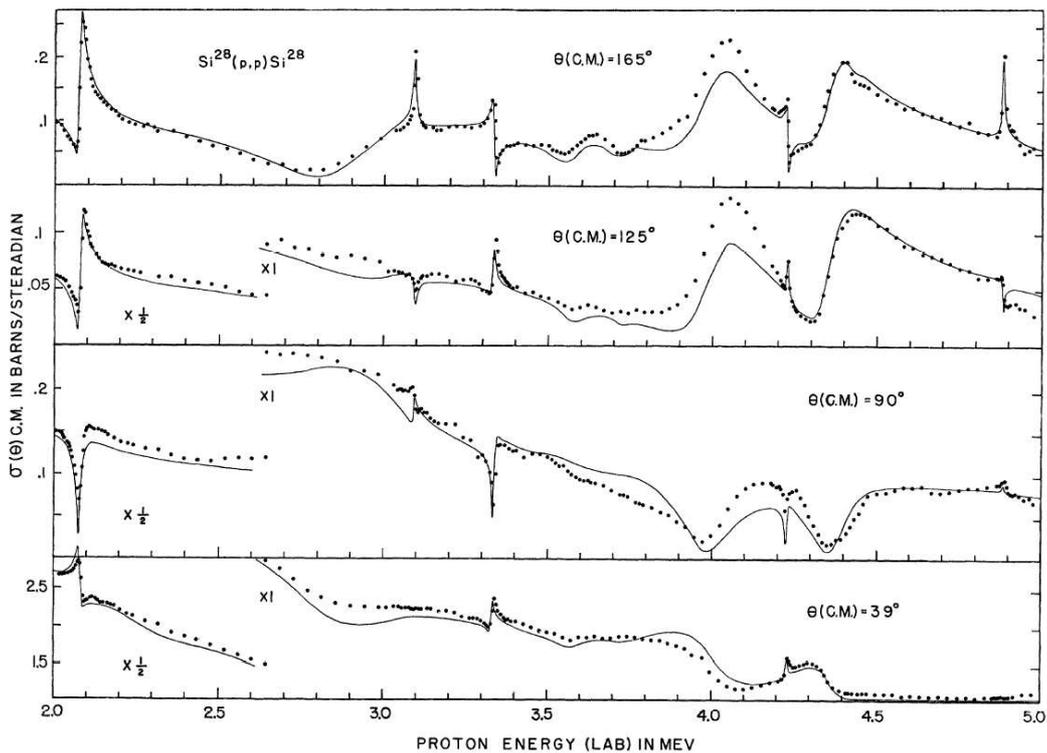


Abbildung 5.19: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\text{Si}(p,p)\text{Si}$ zwischen 2.0 und 5.0 MeV [Bel61]

Auch wenn die Angaben der Autoren für einzelne Resonanzen schon beim Zitieren signifikant differieren ([Vor59] und [Bel61] jeweils von [Coh55], mit unterschiedlichem Fehler), konnte festgestellt werden, daß aktuelle Tabellen, die momentan zur Einstellung der Spannungen des Beschleunigers und damit der benötigten Energie verwendet werden, auf der alten Eichung von 1983 beruhen [Mel83]. Die Unsicherheit ist mit der hier erforderten Genauigkeit nicht verträglich. Daher sollten die Tabellen angepaßt und die aktuellere Tandemeichung von Nyga verwendet werden [Nyg88]. Zusätzlich halte ich eine neue Bestimmung der Eichkonstanten zur Einstellung der genauen Tandemenergien für empfehlenswert.

Die Auftragung der Ergebnisse für die Rückwärtsstreuung in Polarimeter 1 in Abbildung 5.10 (getrennt ausgewertet für die beiden Bereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen der Analysierstärke) gibt grob die Struktur von Abbildung 5.17 wieder: im höherenergetischen Bereich ab $E_p = 3$ MeV hohe positive sowie nach dem Nulldurchgang zu kleineren Energien hin über einen breiteren Wertebereich verteilte negative Analysierstärken. Im Bereich mit positiver Analysierstärke mag der tiefer liegende sechste Datenpunkt ein Indiz für die Resonanz bei $E_p = 3.095$ MeV sein.

In den Ergebnissen für das zweite Polarimeter fällt jeweils ein Sprung um den fünften Datenpunkt auf (s. Abb. 5.11 auf Seite 95). Dieser könnte damit begründet werden, daß die kleinste mögliche Energie nach Durchqueren des Targets über der Resonanz von $E_p = 2.88$ MeV liegt, die somit keinen Einfluß mehr auf diesen Datenpunkt hat.

Ein Vergleich mit den Daten von Becker folgt in den Abbildungen 5.20 für Detektoren unter Vorwärtswinkeln sowie in 5.21 für Detektoren unter Rückwärtswinkeln [Bec94].

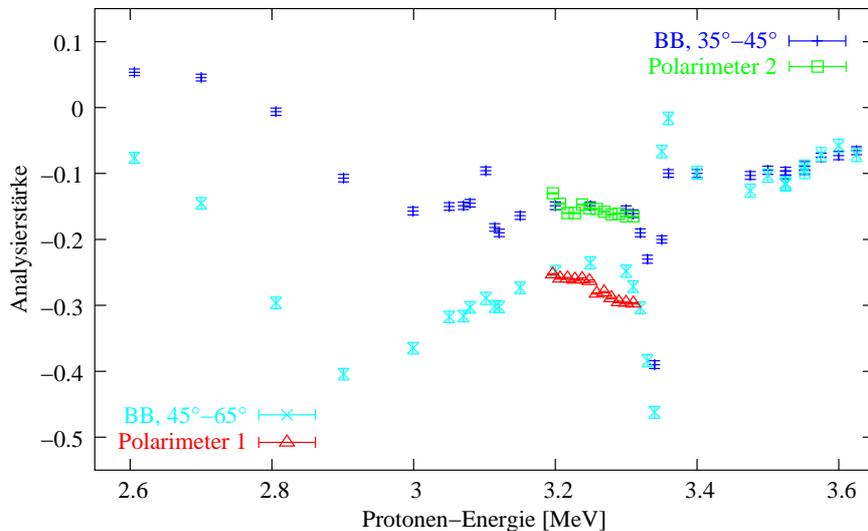


Abbildung 5.20: Analysierstärke der Reaktion $\text{Si}(\vec{p}, p)\text{Si}$ unter Vorwärtswinkeln von Becker (BB) [Bec94], gemittelt über die Analysator-Streuwinkel, zusammen mit den in dieser Arbeit bestimmten Meßpunkten für beide Polarimeter

Es ist nicht bekannt, ob Becker Korrekturen bezüglich des Energieverlustes für die Targetdicke angebracht hat. Aus diesem Grunde wurden für die De-

tektoren unter Vorwärtswinkeln die gewonnenen Daten bei Einschußenergien der Protonen in das Polarimeter aufgetragen. Aufgrund der Geometrie der Polarimeter wird ein großer Raumwinkel abgedeckt. Für einen geeigneten Vergleich wurden die Daten von Becker daher über die erreichbaren Winkel gemittelt: In Polarimeter 1 liegen Streuwinkel zwischen $\theta = 45^\circ$ und 65° , in Polarimeter 2 (Detektor als Streutarget) zwischen $\theta = 35^\circ$ und 45° . Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit denjenigen, die von Becker mit kleineren Raumwinkeln aufgenommen wurden.

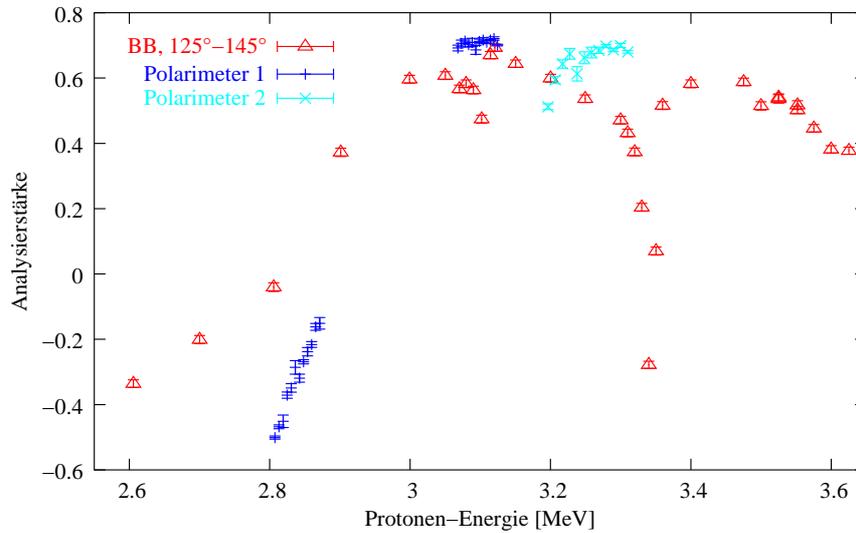


Abbildung 5.21: Analysierstärke der Reaktion $\text{Si}(\bar{p}, p)\text{Si}$ unter Rückwärtswinkeln von Becker (BB) [Bec94], gemittelt über die Analysator-Streuwinkel, zusammen mit den in dieser Arbeit bestimmten Meßpunkten für beide Polarimeter

In der Rückwärtsstreuung sind die Werte für Polarimeter 1 wie in Abb. 5.10 bei der mittleren Energie des jeweiligen Bereiches ($A_y < 0$ sowie $A_y > 0$), für Polarimeter 2 bei der Einschußenergie der Protonen aufgetragen. Ähnlich wie der Unterschied in der Lage des Minimums deutet der Vergleich mit Polarimeter 2 auf eine Verschiebung der Daten von Becker zu kleineren Energien hin. Wie bereits angemerkt, können ohne Dokumentation von Öffnungswinkeln und ähnlichem auch hieraus keine endgültigen Schlüsse (z. B. bezüglich Korrekturen für die Targetdicke) gezogen werden.

Zum Vergleich der erhaltenen Analysierstärken folgen Werte von verschiedenen Eichmessungen mit zum Teil unterschiedlichen Aufbauten. Die Winkelangaben in den Tabellen beziehen sich dabei anders als zuvor auf die Streu-

winkel in der Analysatorreaktion, da auch Werte für die früheren Polarimeter mit unterschiedlicher Target- und Detektorstellung einbezogen werden. Durch einen anschließenden Aus- oder Umbau der Silizium-Targets ist – wie zuvor beschrieben – für eine Polarisationsstransfermessung jeweils eine erneute Bestimmung der effektiven Analysierstärken notwendig. Tabelle 5.7 liefert Werte für niedrige Einschußenergien für ein Experiment vor dem Tandembeschleuniger. Unterschiede sind sowohl in später leicht geänderten Winkeln der Targetstellung als auch in dem Einsatz zweier Siliziumscheiben begründet.

Polarimeter	Energiebereich [keV]	Winkel 2. Stufe [°]	Effektive A_y
1	3183 – 3311	55	-0.237 ± 0.003
2	3183 – 3311	55	-0.295 ± 0.002

Tabelle 5.7: Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 45^\circ$ bei $E_d = 58$ keV (Januar 2004)

Für eine andere Situation einer Koinzidenzmessung mit Tandembeschleuniger bei höherer Energie von $E_d = 1.5$ MeV ergeben sich folgende Werte (Tabellen 5.8 [Imi01] und 5.9 sowie Abbildungen 5.22 und 5.23):

Polarimeter	Energiebereich [keV]	Winkel 2. Stufe [°]	Effektive A_y
1	3542 – 3815 (84.8° – 75.7°)	90	-0.194 ± 0.004
2	3597 – 3815 (83.0° – 75.7°)	90	-0.204 ± 0.003

Tabelle 5.8: Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 80^\circ$ bei $E_d = 1.5$ MeV (März 2001)

Die eingetragenen Daten in Abbildung 5.22 wurden mit den früheren Polarimetern gewonnen, wobei die Detektoren unter $\theta = 90^\circ$ eingebaut und das Target um $\theta = 60^\circ$ zum Strahl gedreht waren. An diese Werte schließt die erste Messung mit den neu entwickelten Polarimetern („mar02“, Streuwinkel $\theta = 55^\circ$) gut an, zeigt aber, daß der Bereich um 4 MeV für eine Datenaufnahme wegen einer fast verschwindenden Analysierstärke nicht geeignet ist. Die Punkte „Bopal“ und „Bopol“ sind Simulationsrechnungen von Händel zu den alten Polarimetern (siehe [Hän96] oder [Imi01]).

Polarimeter	Energiebereich [keV] ($73.8^\circ - 67.0^\circ$)	Winkel 2. Stufe [$^\circ$]	Effektive A_y
1	3875 – 4085 ($73.8^\circ - 67.0^\circ$)	55	-0.071 ± 0.002
1	3875 – 4085 ($73.8^\circ - 67.0^\circ$)	135	0.280 ± 0.005
2	3083 – 3190 ($101.9^\circ - 97.7^\circ$)	55	-0.274 ± 0.002
2	3083 – 3190 ($101.9^\circ - 97.7^\circ$)	135	0.291 ± 0.006

Tabelle 5.9: Kalibrationen für Einsatz der Polarimeter unter $\theta = 70^\circ$ (SiSt 1) bzw. $\theta = 100^\circ$ (SiSt 2) bei $E_d = 1.5$ MeV (März 2002)

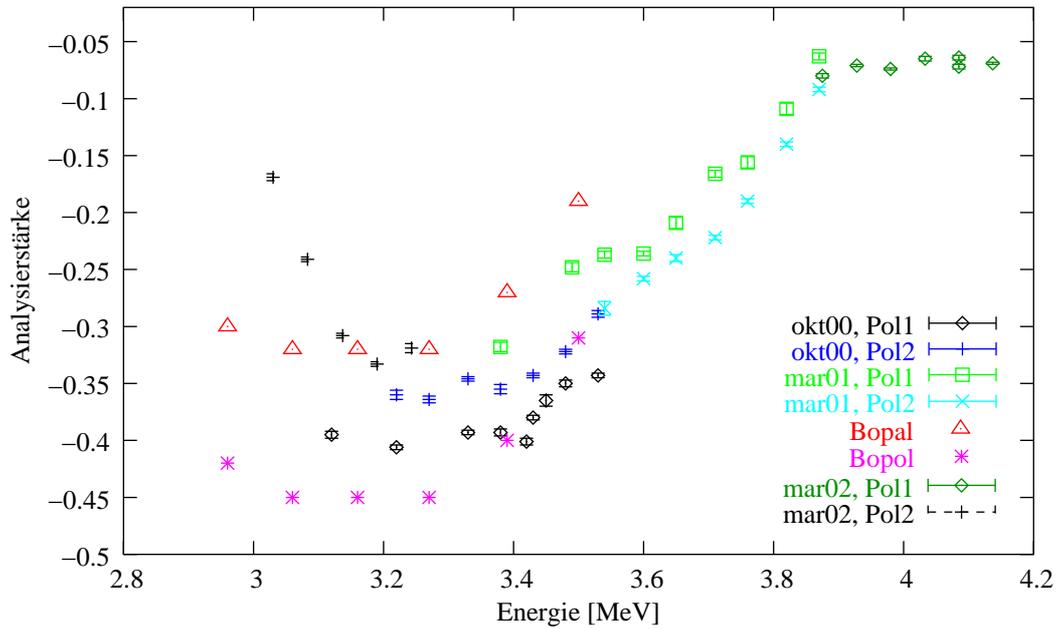


Abbildung 5.22: Unterschiedliche Bestimmungen der effektiven Analysierstärken aus der Eichung von zum Teil umgebauten Transferpolarimetern für eine Reaktionsenergie von $E_d = 1.5$ MeV

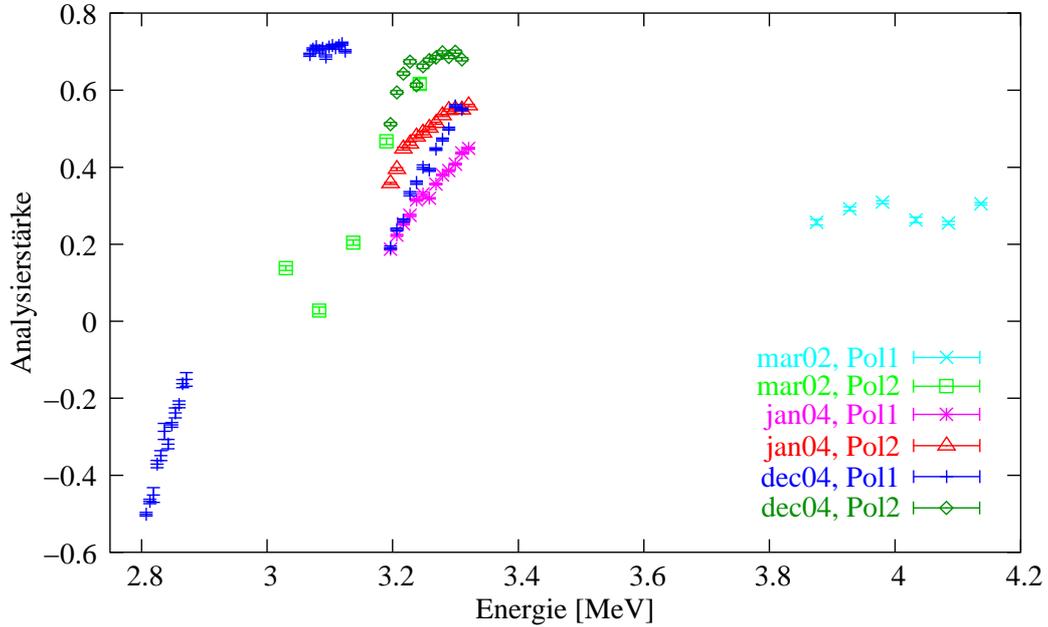


Abbildung 5.23: Unterschiedliche Bestimmungen der effektiven Analysierstärken aus der Eichung von zum Teil umgebauten Transferpolarimetern für eine Reaktionsenergie von $E_d = 1.5$ MeV unter Rückwärtswinkeln

Die Ergebnisse in Abbildung 5.23 wurden unter Rückwärtswinkeln von $\theta = 135^\circ$ erzielt. Auch in der Messung mit energetischen Abständen von jeweils 50 keV („mar02“) wird die Resonanz um 3.1 MeV deutlich. Die Tendenz der einzelnen Meßreihen zwischen 3.2 MeV und 3.3 MeV ist ähnlich, wenn auch mit unterschiedlich hohem Betrag der Analysierstärke. Neben der bereits vorgestellten getrennten Auswertung der beiden Bereiche mit unterschiedlichem Vorzeichen der Polarisationsempfindlichkeit aus der letzten Kalibrationsmessung ist zusätzlich der über den gesamten Peak gemittelte Verlauf der Einzelwerte – jetzt wie alle anderen Daten bei der Einschußenergie – eingetragen. Die Schwankung bei etwa 4 MeV könnte sich durch den Verlauf des Wirkungsquerschnitts aus der Darstellung von Belote erklären lassen (siehe dazu Abbildung 5.19).

Kapitel 6

Messung von Transferkoeffizienten

Die experimentelle Bestimmung von Polarisationstransferkoeffizienten erforderte vor der eigentlichen Datenaufnahme die Beseitigung von Hochspannungs-Überschlägen im Bereich der Ionenquelle, die Klärung der Ursachen und die Verringerung des Untergrundes in den Polarimeterspektren sowie die Berücksichtigung der Auswirkungen der Kristallstrukturen der Analysatortargets. Nach der Beschreibung dieser Probleme werden abschließend die Ergebnisse aus dem erfolgreichen Doppelstreu-Experiment präsentiert.

6.1 Vorbereitungen

In Abbildung 6.1 ist der Aufbau in der kleinen Streukammer mit den beiden Polarimetern, den beiden Detektoren zur Polarisationsbestimmung und der Kühlfalle um das Target zu sehen. Vor dem Start der Messungen bedurfte es einiger Vorbereitungen wie zunächst der Wahl eines geeigneten Primär-Streuwinkels.

6.1.1 Wahl des Primär-Streuwinkels

Aus den Ergebnissen des Programms TUFXDD sowie aus Kontur- und Oberflächenplots (s. Abb. 6.2 aus [Gei93], Koeffizient in sphärischer Darstellung: Ξ_{11}^{11}) sind Vorhersagen für den Vektor-Vektor-Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{y'}$ erhältlich. Bei der Entscheidung für einen geeigneten Primär-Streuwinkel spielen zum einen hohe Werte von Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke sowie zum anderen räumliche Bedingungen für den Einbau von zwei Polarimetern und zwei Detektoren zur Polarisationsbestimmung der Deute-

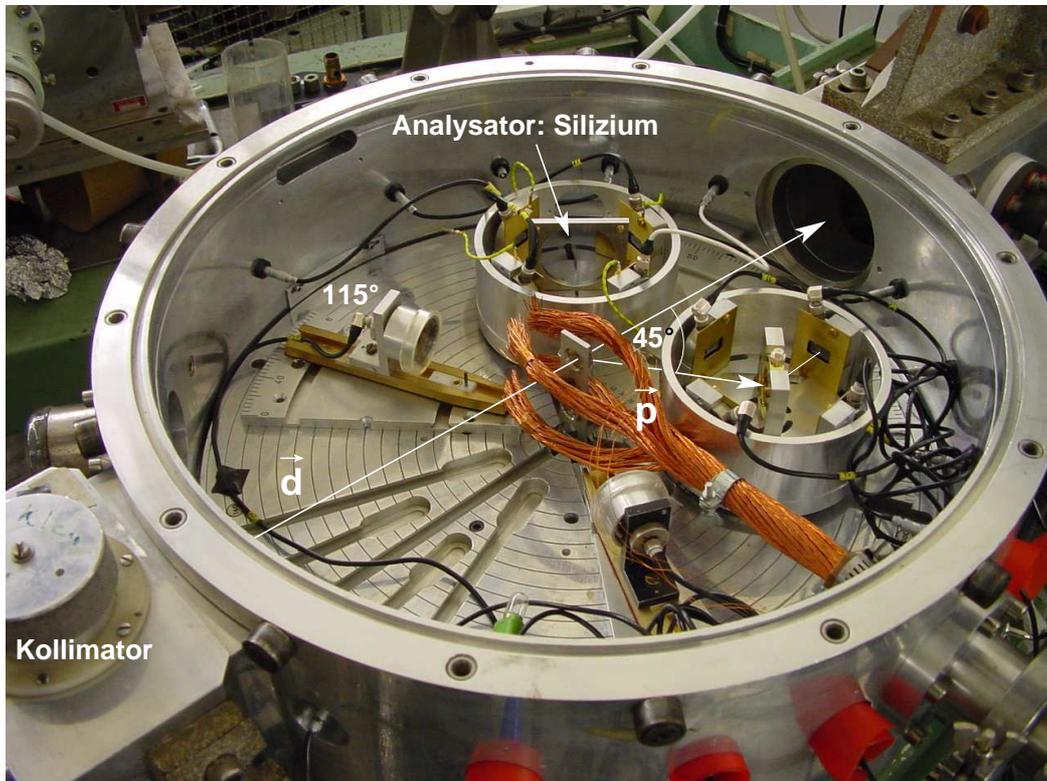


Abbildung 6.1: Aufbau in der kleinen Streukammer zur Messung von Transferkoeffizienten: unter einem Streuwinkel von $\theta_p = 45^\circ$ zur Strahlachse die beiden Polarimeter, unter $\theta = 115^\circ$ zwei Detektoren zur Polarisationsbestimmung der Deuteronen sowie um das Target Kupferdrahtbündel für die Kühlfalle

ronen in der kleinen Streukammer hinter der Ionenquelle eine Rolle. Als Optimum wird der Primär-Streuwinkel zu $\theta_p = 45^\circ$ bestimmt. Der Innenradius der kleinen Streukammer beträgt 43.18 cm, die Polarimeter werden mit einem Abstand von 4 cm zum Target positioniert.

6.1.2 Begrenzende Bedingungen durch die Ionenquelle

Wie schon zuvor beschrieben, ergibt sich für ein Experiment ohne Tandembeschleuniger die Reaktionsenergie von $E_d = 58 \text{ keV}$ aus den Bedingungen der maximalen Spannungsdifferenz zwischen Ionenquelle und Target sowie der Wahl und der Dicke des Targets. Gerade bei diesen hohen Spannungen (etwa 18 kV höher als bei Tandembeschleuniger-Experimenten) muß zur Vermeidung von Überschlügen Wert auf saubere Isolatoren sowie das Entfernen von scharfen Kanten gelegt werden.

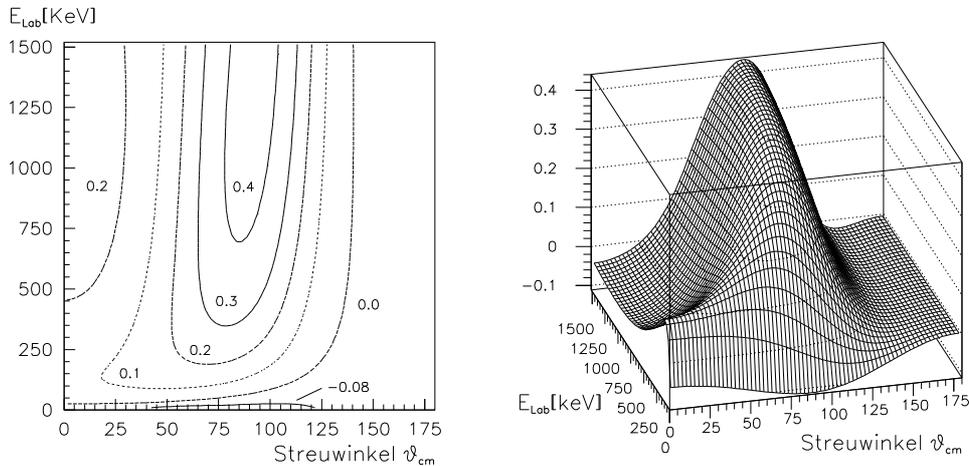


Abbildung 6.2: Kontur- und Oberflächenplots des Polarisationstransferkoeffizienten $\Xi_{11}^{11}(E, \theta)$ [Gei93]

Die Ionenquelle LASCO lieferte kurzzeitig hervorragende Ströme von bis zu etwa 750 nA polarisierten und 1100 nA unpolarisierten Deuteronen. Diese hohen Strahlströme der Quelle wurden allerdings nicht voll ausgenutzt, da eine Begrenzung aufgrund der Überlegungen in Abschnitt 4.5.3 bezüglich der Erwärmung im Target erforderlich war. Der auf dem Target gemessene Strom im unpolarisierten Zustand sollte etwa 600 nA nicht überschreiten.

Diese maximal zugelassenen Ströme wurden jedoch nicht immer von der Quelle geliefert. Beispielsweise nahm der Strahlstrom am ersten Tag nach einem neuen Aufstarten um teilweise bis zu einem Faktor drei ab, so daß mit signifikant anderen Quellenparametern ein neuer Arbeitspunkt gesucht werden mußte. Auch wenn man von der Seite der elektronischen Datenverarbeitung gesehen von einer „automatischen“ Messung sprechen kann, waren für die Quelle polarisierter Ionen intensive Kontrollen und Wartungszeiten nötig. An manchen Tagen mußte der Strahl mehrfach neu fokussiert werden. Bei einer Dauermessung und damit der erhöhten Beanspruchung aller beteiligten Komponenten der Ionenquelle über mehrere Monate blieb es nicht aus, daß häufiger als gewohnt Reparaturen (z. B. Austausch von Netzgeräten oder eines Sona-Magneten) vorgenommen werden mußten. Nach maximal drei Wochen Betrieb war das für die Umladung der Ionen nötige Cäsium aus einer 5 g- bzw. 10 g-Ampulle nicht mehr zu nutzen, so daß Cäsiumzelle und Elektroden auseinandergenommen und die Oberflächen gereinigt werden mußten.

Neben dem Cäsium gehörten Entladungsröhren und Extraktionskanäle zu den Materialien, die für die Gewährleistung des kontinuierlichen Betriebes in ausreichendem Maße bereit gestellt werden mußten. Nach etwa zwei bis drei Wochen, häufig auch schon früher, erfolgte ein notwendiger Austausch für eine folgende (sehr mühevoll) Regeneration der Entladungsröhren. Bereits nach wenigen Stunden wurde – ein großer Vorteil bei Lambshift- gegenüber Atomstrahl-Quellen – wieder ein genügend gutes Vakuum erreicht (Drücke im mittleren 10^{-6} mbar-Bereich), um die Quelle schon mit positivem Strahl aufzustarten. So gab es – falls die parallel stattfindenden Experimente einen Zugang in die Beschleunigerhalle zuließen – nicht mehr als einen Tag Unterbrechung für das Experiment.

6.1.3 Untergrund im Transferpolarimeter

Die Spektren der Polarimeterdetektoren wiesen einen hohen niederenergetischen Untergrund auf, so daß diesbezüglich zunächst einige Untersuchungen durchgeführt wurden.

Aufgrund des Experimentaufbaus im Quellenbereich machten sich Einflüsse durch verschiedenste Störsignale sehr empfindlich bemerkbar. Der Stahlträger, auf dem die Streukammer aufgebaut ist, kann als große Antenne wirken und elektromagnetische Störungen von den Ionenquellen oder dem Beschleuniger übertragen. Daher wurden die Vorverstärker direkt an der Kammer (kurzer Weg für die unverstärkten Energie-Signale), aber mit maximalem Abstand zu diesem Träger angehängt. Ebenfalls war eine sorgfältige Verlegung der Kabel für die Spannungsversorgung der Vorverstärker notwendig. Die BNC-Durchführungen der ORTEC-Streukammer wurden ausgetauscht gegen speziell angefertigte Teflon-Einsätze für Lemo-Stecker. Eine Kupferhaube zur Abschirmung der Polarimetergehäuse (s. Abb. 6.3) bewirkte dagegen keinen deutlichen Effekt. Zur Unterdrückung von Vibrationen in der Kammer wurde die Turbopumpe der Sputterquelle auf Gummifüße gesetzt. Mittels Trenntransformatoren wurden weitere Verbesserungen erzielt. Wurde das benachbarte Duoplasmatron bei hohen Spannungen (deutlich über 30 kV) betrieben, führten die auftretenden Streufelder zu unbrauchbaren Spektren.

In einer Messung ohne jeglichen Quellenbetrieb wird nach über 30 Stunden am Ende des Spektrums etwa bei Kanal 1750 ein kleiner Peak sichtbar (Abbildung 6.4). Nicht zu verwechseln ist dies mit einem Spektrum aus der Eichung, in dem ein deutlich erkennbarer pile up-Effekt auftritt. In der Aufnahme ohne Strahl kann dies ausgeschlossen werden. Kontrollmessungen mit zwei unterschiedlichen Analysatorsystemen sowohl in kleiner als auch großer



Abbildung 6.3: Kupferhaube und Erdverbindungen der Detektoren zur Abschirmung der Polarimetergehäuse

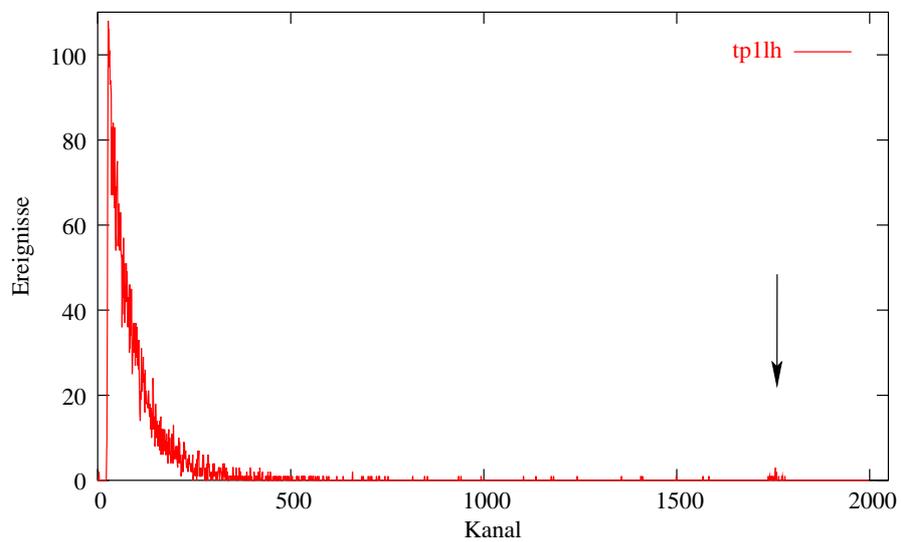


Abbildung 6.4: Spektrum im Detektor tp1lh: 30.5 Stunden ohne jeglichen Quellenbetrieb

Streukammer mit Feststoff- und Gastargets deuten darauf, daß der Peak nicht durch eine spezielle Eigenschaft aus einer Kernreaktion bedingt ist. Es muß sich um ein elektronisches Relikt handeln.

Abbildung 6.5 macht die Empfindlichkeit gegenüber dem Starten der nahegelegenen Sputterquelle durch einen über das gesamte Spektrum verteilten Untergrund deutlich. Der Untergrund in Abbildung 6.6 wurde durch Arbei-

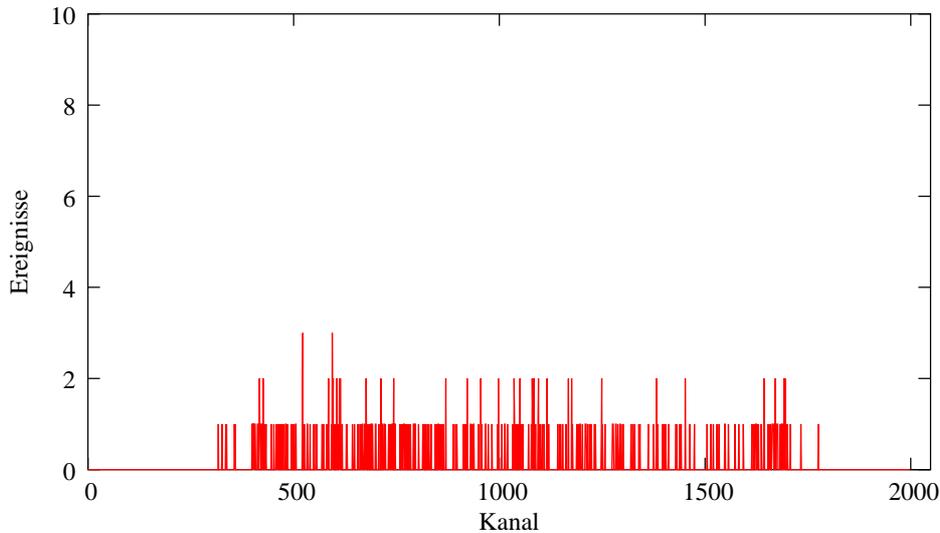


Abbildung 6.5: Untergrund im Transferpolarimeter, produziert durch Starten der Sputterquelle

ten am Duoplasmatron, das sich gleich hinter der Kammer befindet, hervorgerufen. Zur gezielten Suche nach Ursachen von Überschlügen wurden Funken produziert. Hier entsteht verstärkt am Ende des Spektrums ein Peak. Dieser könnte herausgeschnitten werden mittels Software am Analog-Digital-Converter (ADC) [Ang04]. Derartige Spektren wurden für die Auswertung aussortiert.

6.1.4 Channeling

Nach Abschnitt 3.2 wurden die Nachweis-Detektoren in Polarimeter 2 aufgrund der Bauweise des Streuers SiSt 2 statt unter dem als ideal bestimmten Winkel von $\theta_a = 55^\circ$ unter $\theta_a = 45^\circ$ positioniert. So wird aber nur die halbe Öffnung der Blende ausgeleuchtet, Streuwinkel zwischen $\theta = 35^\circ$ und $\theta = 45^\circ$ sind erreichbar. Zur Erhöhung der Zählrate in den Vorwärtsdetektoren wurde der Streuwinkel der Zähler tp2lv und tp2rv für die auslaufenden Protonen auf $\theta_a = 35^\circ$ verändert.

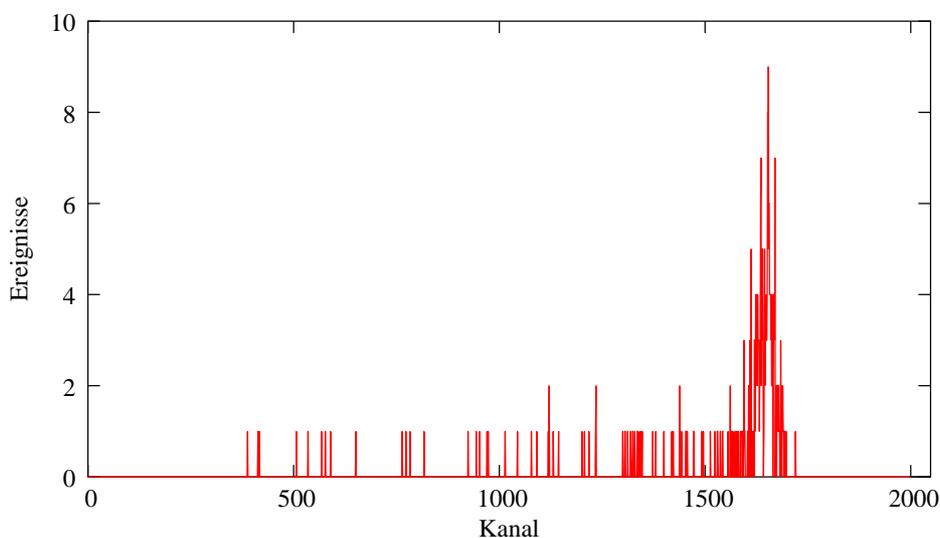


Abbildung 6.6: Untergrund im Transferpolarimeter, hervorgerufen durch Tests bei der Suche nach Überschlägen im Duoplasmatron

Dadurch trat allerdings ein Problem auf: Abbildung 6.7 zeigt ein Spektrum, das mit diesem Aufbau mit dem Tandembeschleuniger bei einer Einschußenergie der Protonen von $E_p = 3.6$ MeV aufgenommen wurde. Sehr deutlich wird hier ein Effekt, der nur durch die Kristallstruktur des Siliziums bedingt sein kann. Die im linken Detektor bei unpolarisiertem Strahl aufgenommenen Ereignisse übersteigen diejenigen im rechten Detektor um eine Größenordnung.

Wenn die Richtung eines geladenen Teilchens nahe einer Symmetrie-Achse des Kristalls liegt, erfährt es eine Folge von sehr geringen Klein-Winkelstreuungen. Das Teilchen folgt dabei Bahnen zwischen einzelnen Atomlagen, es wird durch offene „Kanäle“ gelenkt. Man spricht daher auch von „Channeling“¹. Bei der Bewegung zwischen Kristallebenen können signifikante Unterschiede in der Rate des Energieverlustes sowie der Reichweite zwischen gechannelten und nicht gechannelten Ionen auftreten. ORTEC gibt für seine Detektoren bezüglich der Kristall-Orientierung an, daß die Silizium-Kristalle – hier der Streuer SiSt 2 – unter einem sorgfältig ausgesuchten Winkel geschnitten werden, um solche Effekte zu minimieren [ORT05]. Laut konkreter Nachfrage wird ein Kristall mit einer Symmetrie-Achse $\langle 111 \rangle$ zur Vermeidung von

¹Einen Übersichtsartikel zu Theorie, Experimenten und Anwendungen mit zahlreichen Literaturangaben liefert Gemmel [Gem74].

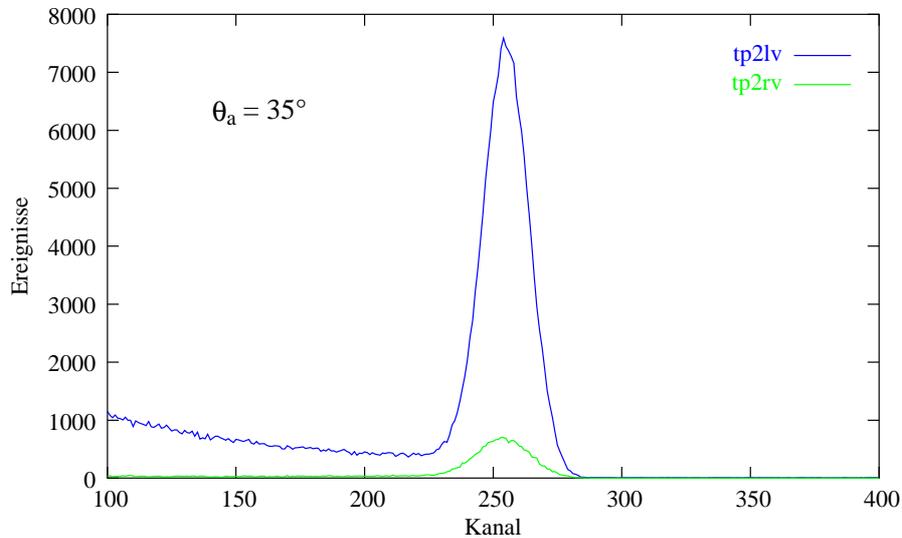


Abbildung 6.7: Effekt des Channelings im Silizium-Streuer SiSt 2, gemessen mit dem Tandembeschleuniger bei $E_p = 3.6$ MeV (unpolarisiert) und einem Analysator-Streuwinkel von $\theta_a = 35^\circ$

Channeling unter „ungefähr 30° “ geschnitten [Col04]. Durch das Versetzen der Nachweisdetektoren tp2lv und tp2rv werden von den Protonen Streuwinkel zwischen $\theta = 25^\circ$ und $\theta = 45^\circ$ erreicht, und damit wird gerade der starke Einfluß der gelenkten Teilchen unter dem Winkel von $\theta = 30^\circ$ erfaßt.

Schon sehr kleine Winkeländerungen machen sich empfindlich bemerkbar. Im linken Teil der Abbildung 6.8 war Polarimeter 1 um gut 2° zum Strahl gedreht. Nur ein Drittel der Ereignisse wurden im Zähler tp1lv im Vergleich zum Zähler tp1rv bei unpolarisiertem Strahl nachgewiesen. Traf der Strahl wieder senkrecht auf das Silizium-Target (rechter Teil der Abbildung), detektierte tp1lv sogar mehr Ereignisse als tp1rv.

Aus diesen Erfahrungen wurden die beiden Streuer SiSt 1 und SiSt 2 so um ihre Achse gedreht, daß der Unterschied der Ereignisse in den Zählern links wie rechts bei unpolarisiert einlaufendem Strahl minimiert wurde (wenige Prozent). In der Eichung wird aus den unpolarisierten Runs ein Korrekturfaktor ermittelt, der bei der Bestimmung des Polarisationstransferkoeffizienten berücksichtigt werden muß.

Ein solches „misalignment“, also die bewußte Veränderung des Einfallswinkels der Teilchen zur Oberfläche, muß groß genug gegen den sogenannten

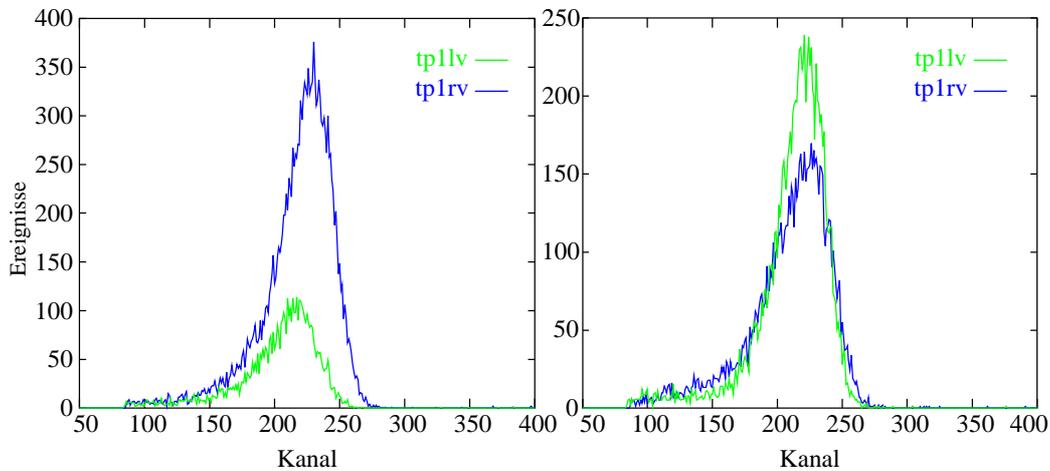


Abbildung 6.8: Effekt des Channelings durch Verdrehen von Polarimeter 1 um etwa 2° (Spektrum mit unpolarisiertem Strahl aufgenommen)

kritischen Winkel der entsprechenden Ebene sein. Eventuell sind sowohl ein Verkippen als auch ein Verdrehen, also eine geringe Rotation um die horizontale und die vertikale Achse, erforderlich. Zusätzlich hängt der kritische Winkel auch von der Energie der einfallenden Teilchen ab, er wird größer mit kleinerer Teilchenenergie [Wag04].

6.1.5 Meßelektronik

Für die Datenaufnahme kam ein neues Analysatorsystem zum Einsatz, das von Kloth [Klo01] aufgebaut und von Düweke [Düw04] vollendet wurde. Speziell für die vorliegende Arbeit erwies sich die Unabhängigkeit von anderen Meßgruppen im Institut als entscheidender Vorteil. Erst durch diesen Aufbau war die neuartige Möglichkeit gegeben, zwei kernphysikalische Experimente mit beschleunigten Teilchenstrahlen im Kölner Beschleunigerlabor gleichzeitig durchführen zu können.

Neben der Unabhängigkeit liegt ein großer Vorteil des neuen Analysatorsystems in der hohen Flexibilität im Bereich der Koinzidenzelektronik. Der entscheidende Bestandteil ist dabei die Memory Look-Up Unit (MLU), ein frei programmierbares Elektronikmodul. Im derzeitigen Zustand lassen sich bis zu 1023 verschiedene Koinzidenzbedingungen jederzeit programmieren, so daß Vorbereitungszeiten für Beschleunigerexperimente erheblich verkürzt werden.

Im Gegensatz zu [Imi01] wurden in dem Experiment vor dem Beschleuniger mit maximal möglichen Einschußenergien von der Quelle polarisierter Ionen von $E_d = 80$ keV in der vorliegenden Arbeit keine Koinzidenzen aufgenommen (siehe dazu auch Kapitel 7). Die Coulombschwellen von möglichen Reaktionen, die Protonen mit vergleichbaren Energien liefern könnten, liegen oberhalb der Reaktionsenergie.

Bei der Aufnahme von Singles-Spektren erzeugt der ladungsempfindliche Vorverstärker (VV) in jedem Energie-Zweig ein zur Energie des detektierten Teilchens proportionales Signal, das im Hauptverstärker (HV) für ADCs aufbereitet wird. Nach der Konvertierung der Signale werden die digitalen Datenworte an den FERA-Bus weitergeleitet. Der Analysatorrechner speichert die vom FERA-Bus ausgegebenen Events.

Die Entwicklung von neuen Zweifach-Vielkanalanalysatoren (Double Camac Analog to Digital Converter – DCADC) in der institutseigenen Elektronik-Werkstatt [Pas98] bietet weitere Vorteile des neuen Systems. Wo zuvor zwei breite NIM-Module sowie zwei schmale NIM-to-FERA-Interfaces (NFI) nötig waren, wird nun sehr kompakt die gleiche Verarbeitung der Signale durch ein einziges schmales Camac-Modul erledigt. Mit fünf DCADCs sind zehn Kanäle ansteuerbar, so daß die benötigten Singles-Spektren für die Polarimeterdetektoren und die Monitor-detektoren gleichzeitig aufgenommen werden. Über das Camac-System werden die Spektren ausgelesen. Die DCADCs sind ebenfalls für Listmode-Messungen nutzbar.

Elektronik und Meßaufbau befinden sich an verschiedenen Orten. Um Probleme zu umgehen, die durch HF- und NF-Einstreuungen in die 30 m langen Kabel auftreten können, erfolgte die Netzeinspeisung der Crates über Trenntransformatoren. Diese sind zusätzlich als passive elektromagnetische Netzstabilisatoren ausgelegt, um Netzspannungsdifferenzen und Netzstörungen zu unterdrücken. Getrennt wurden die Crates mit DCADCs, Hauptverstärkern und Analysator-Rechner im Elektronikraum sowie ein Crate im Quellenbereich, das die Module für die Spannungsversorgung der Vorverstärker beinhaltet. In Abschnitt 4.7 wurde bereits auf die Empfindlichkeit von Vorverstärkern eingegangen, die sich auf die Signale auswirkte. Zu ihrer Abschirmung diente zunächst Aluminiumfolie. Da die anfangs eingesetzten Vorverstärker (Canberra 2003B, einige durch Umbau mit unterschiedlichem Verstärkungsfaktor) teilweise nicht zuverlässig arbeiteten, wurde schließlich eine dritte Art zur endgültigen Datenaufnahme (ORTEC 142A) verwendet.

6.2 Bestimmung des Koeffizienten $K_y^{y'}$

Die Quantisierungsachse der Ionen, die – bedingt durch das Argon-B-Feld innerhalb der Ionenquelle – längs der Strahlachse ausgerichtet ist, kann mit Hilfe eines Wienfilters in eine beliebige Raumrichtung gedreht werden. So läßt sich die Spinstellung am Targetort frei wählen. Zur Bestimmung der Größe $K_y^{y'}$ wird das Wienfilter an der Quelle so eingestellt, daß der Spin der einlaufenden, vektorpolarisierten Deuteronen im Experiment senkrecht auf der z -Achse steht und in Richtung der y -Achse zeigt.

Für den Spintransferparameter $K_y^{y'}$, der bei der Streuung von polarisierten Teilchen aufgrund der sich im allgemeinen ändernden Polarisation auch Depolarisationsparameter D genannt wird [Got62] (ursprüngliche Notation von Wolfenstein für die N-N-Streuung [Wol56]), gilt nach Gleichung 2.15:

$$K_y^{y'} = \frac{p_{y'} \cdot (1 + \frac{3}{2}p_y A_y) - P^{y'}}{\frac{3}{2}p_y} .$$

Neben der Polarisation der einlaufenden Deuteronen p_y und der mit dem Polarimeter zu bestimmenden Polarisation der auslaufenden Protonen $p_{y'}$ wird die sich ergebende Protonenpolarisation von unpolarisiert einlaufenden Deuteronen $P^{y'}$ benötigt. Somit müssen für den Spintransfer auch unpolarisierte Runs aufgenommen werden.

Zu beachten ist nach Abschnitt 2.2 für die Rechtsstreuung im Fall von Polarimeter 2, daß die Streunormale nach unten zeigt. Als Folge muß p_y in der Gleichung mit -1 multipliziert werden.

Mit Hilfe des Programms TUFXDD läßt sich die Analysierstärke der Reaktion $D(\vec{d}, p)^3\text{H}$ für den zentralen Streuwinkel von $\theta_{Lab} = 45^\circ$ zu $A_y = 0.074 \pm 0.040$ ermitteln (siehe Abbildung 4.10).

Die Dauer der Meßruns wurde auf eine halbe Stunde festgesetzt. Ein zu großer Verlust, der durch das Verwerfen eines Runs aufgrund von Störfrequenzen (z. B. von den Ionenquellen), Rauschen von Vorverstärkern oder Unregelmäßigkeiten in der Polarisationsmessung entsteht (siehe Abschnitt 4.7), kann so vermieden werden.

Nach Beseitigung aller zuvor beschriebener Schwierigkeiten wurden ab November 2004 von den acht Detektoren im Transferpolarimeter sowie den beiden zur Polarisationsbestimmung dienenden Detektoren für die endgültige Datenaufnahme insgesamt weit über 26000 Spektren aufgenommen. Der

Aufwand für die unterschiedlichen Situationen – von Eichung, Polarisationsbestimmung von Protonen in der Eichung sowie Deuteronen in der Transfermessung und den Daten nach der Doppelstreuung – variiert bezüglich der Wahl von Integrationsgrenzen und Untergrundfunktionen beträchtlich. Der Großteil der Spektren wurde bei sehr geringen Zählraten mit den Detektoren der Transferpolarimeter aufgenommen, so daß zunächst kein Untergrundabzug nötig war. Als Beispiel für ein typisches Spektrum eines einzelnen Runs ohne störende Einflüsse dient Abbildung 6.9. Der niederenergetische Untergrund ist durch eine Schwelle am DCADC unterdrückt.

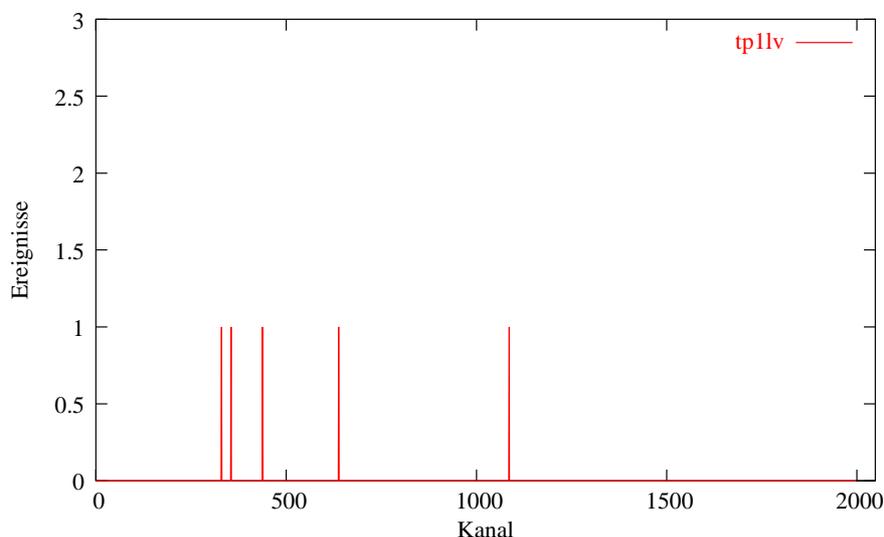


Abbildung 6.9: Spektrum eines einzelnen Runs nach einer halben Stunde in Detektor tp1lv

Aufgrund des laut der Konturplots (in Abb. 6.2) möglicherweise nahe bei Null liegenden Effektes wurde für die exakte Bestimmung eines Polarisationstransferkoeffizienten großer Wert auf die Güte der Einzelspektren gelegt. Vor einem Aufsummieren vieler Runs – getrennt für jeden der drei Zustände – erfolgte für jedes einzelne Spektrum generell eine sorgfältige Überprüfung bezüglich z. B. durch die Ionenquellen oder Vorverstärker produzierter möglicher Störungen, die sich – wie beispielhaft in den Abbildungen 6.5 und 6.6 gezeigt – in den Spektren manifestieren.

Folgende Vorgehensweise wurde dabei gewählt: Die Polarisation des Strahls wird durch die Links-Rechts-Asymmetrie zweier unterschiedlich polarisierter

Runs bestimmt. Zunächst wurden laut Abschnitt 4.6 diejenigen Runs aussortiert, deren Polarisationswerte nicht innerhalb festgelegter Grenzen lagen, was z. B. auf eine Schiefelage des Strahls hinweist. Wenn nur einer von drei aufeinanderfolgenden Werten im als gültig festgelegten Bereich lag, mußte er ebenso wie die korrelierten Nachbar-Runs gestrichen werden. Die Spektren der einzelnen Detektoren wurden auf von Fremdquellen produziertes Rauschen untersucht und unbrauchbare Runs, auch wenn eine Störung nur in einem von beiden Vorwärts-Detektoren auftrat, für beide Detektoren verworfen. Danach wurden die Polarisationswerte der übriggebliebenen Runs aufgetragen.

Im Gegensatz zu Abbildung 4.13 auf Seite 66 (Verlauf der Polarisation während eines Monats) stellt Abbildung 6.10 diesen Verlauf über den gesamten Zeitraum der endgültigen Datenaufnahme dar. Eingetragen sind nur die Runs, die zur Auswertung verwendet werden.

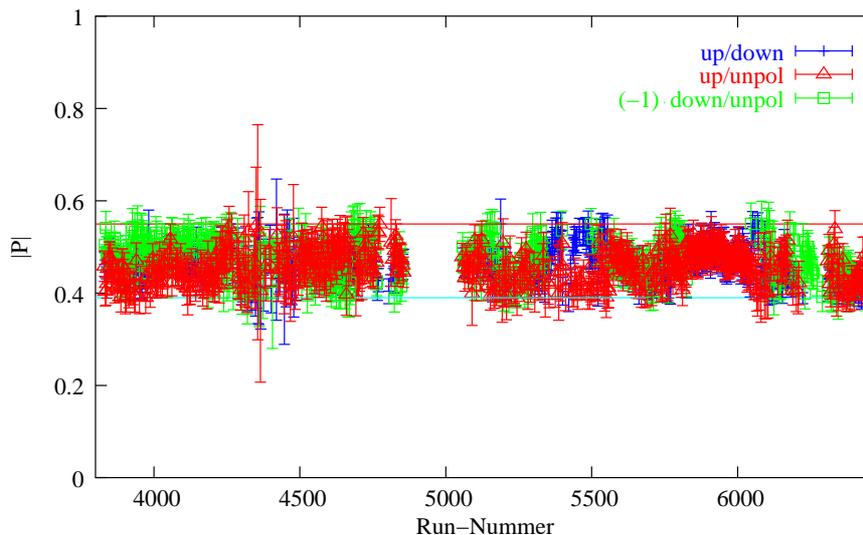


Abbildung 6.10: Verlauf der Polarisation während der endgültigen Datenaufnahme nach dem Verwerfen von Runs: Aufgetragen sind die durch Vergleich von zwei aufeinanderfolgenden Runs erhaltenen Werte gegen die Run-Nummer.

Abbildung 6.11 zeigt das Summen-Spektrum, aufsummiert über alle Zustände aus dem linken Detektor des Transferpolarimeters 1 (SiSt 1: $25 \mu\text{m}$). Das Summen-Spektrum aus dem rechten Detektor des Transferpolarimeters 2 (SiSt 2: $18 \mu\text{m}$), wieder aufsummiert über alle Zustände, ist beispielhaft in der Abbildung 6.12 dargestellt.

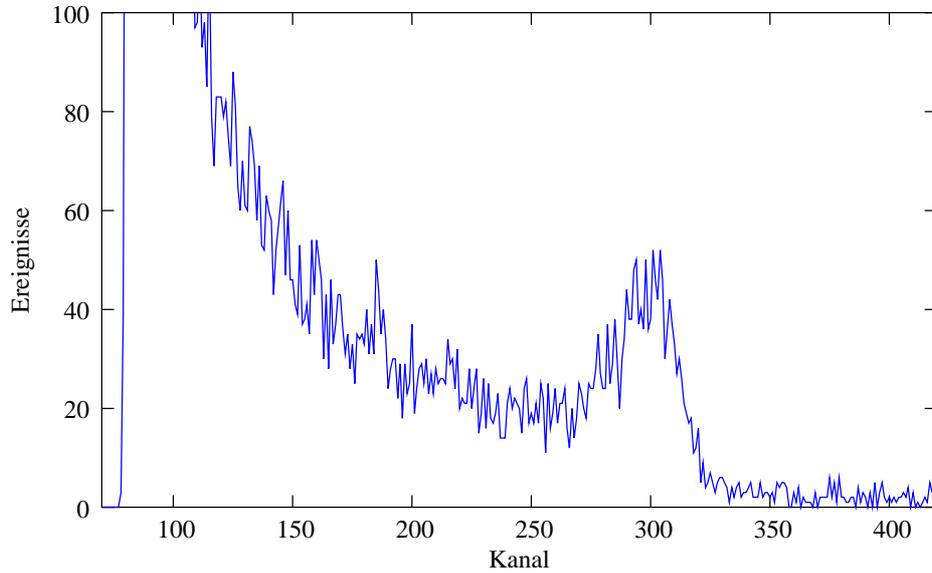


Abbildung 6.11: Spektrum eines Protonenpeaks nach der Doppelstreuung im Transferpolarimeterzähler 1 (SiSt 1) auf der linken Seite, aufsummiert über alle Zustände

Zur Bestimmung des Peakinhaltes wurde mit Tv eine Exponentialfunktion der Form

$$f(x) = a + b \cdot \exp(c \cdot (x - d))$$

angefittet. Die Abbildungen 6.13 (tp1lv) und 6.14 (tp2rv) zeigen die Summenspektren nach Durchführung von Untergrundabzügen. Dabei wurde wie in der Eichung ein niederenergetischer Tail sichtbar. Zur Integration wurden die aus der Eichung bekannten Grenzen verwendet. Die gültigen Ereignisse sind für die einzelnen Polarisationszustände in Tabelle 6.1 aufgeführt.

	Polarimeter 1		Polarimeter 2	
	Links	Rechts	Links	Rechts
up	444	420	214	221
unpol	657	679	239	223
down	436	434	255	201

Tabelle 6.1: Gesamtzahl der Ereignisse in den Polarimeterdetektoren nach der Doppelstreuung

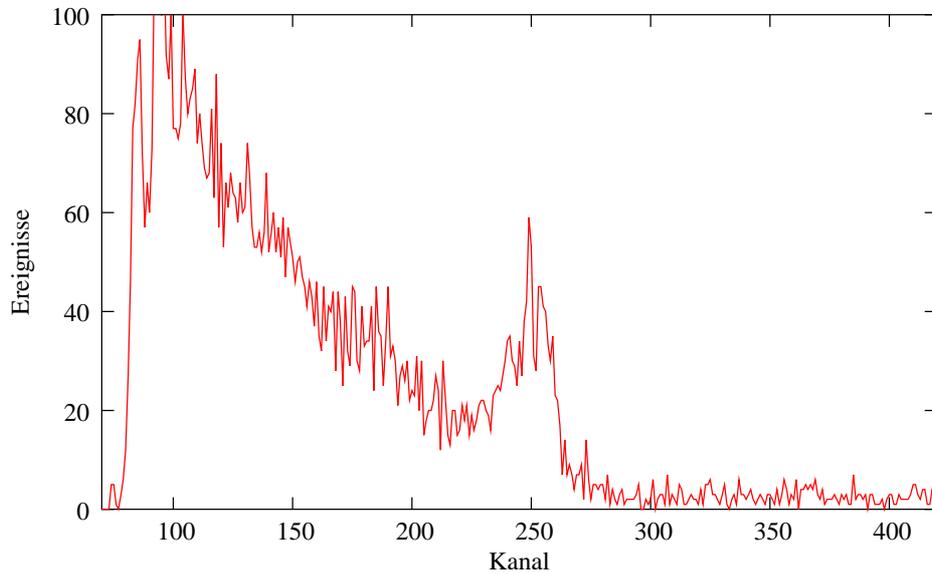


Abbildung 6.12: Spektrum eines Protonenpeaks nach der Doppelstreuung im Transferpolarimeterzähler 2 (SiSt 2) auf der rechten Seite, aufsummiert über alle Zustände

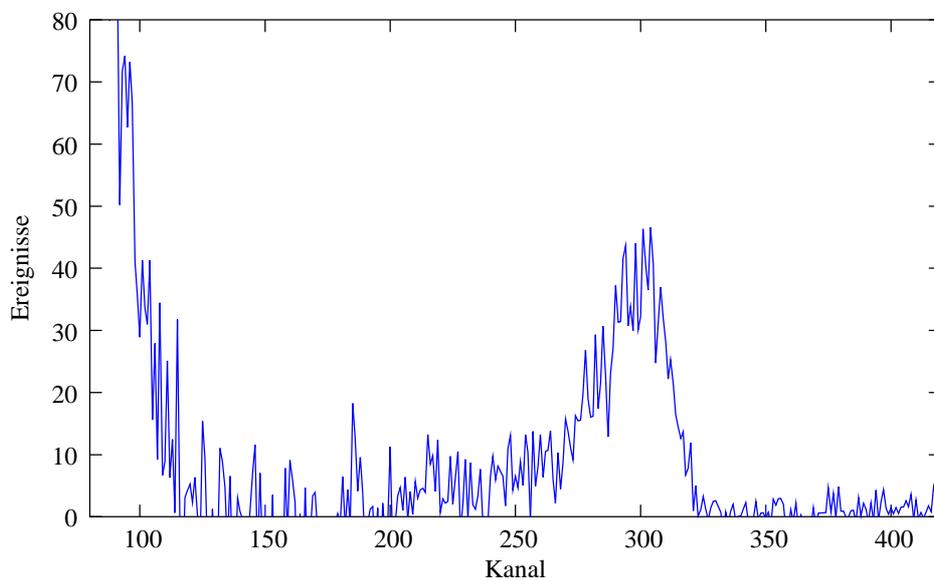


Abbildung 6.13: Untergrundkorrigiertes Spektrum eines Protonenpeaks nach der Doppelstreuung im Transferpolarimeterzähler 1 (SiSt 1, tp1lv)

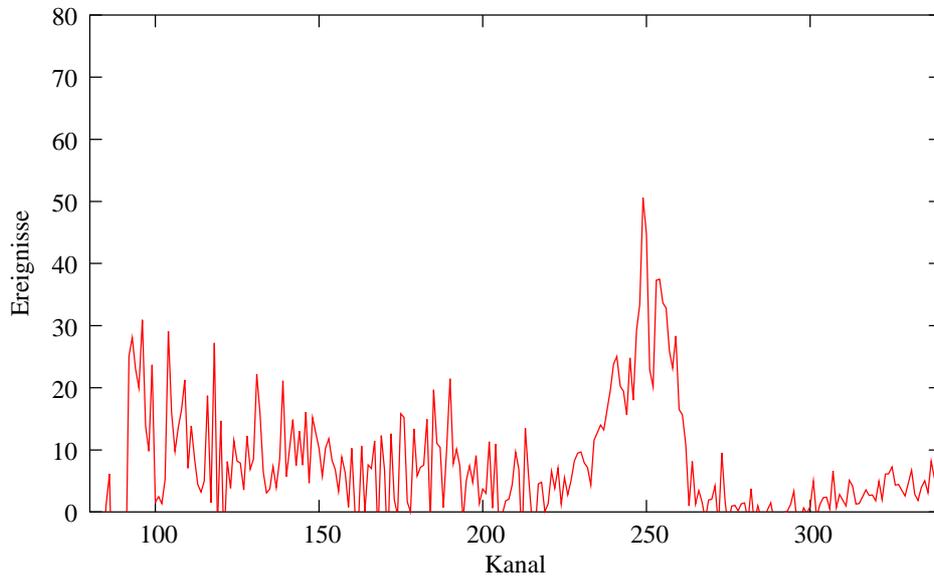


Abbildung 6.14: Untergrundkorrigiertes Spektrum eines Protonenpeaks nach der Doppelstreuung im Transferpolarimeterzähler 2 (SiSt 2, tp2rv)

In der Eichmessung (E) wurden die Verhältnisse der Protonen-Ereignisse aus dem linken zu denen aus dem rechten Detektor bestimmt, um nach Abschnitt 2.4.2 die effektive Analysierstärke zu erhalten. Mit den obigen Teilchenzahlen aus der Transfermessung (M) lassen sich für die jeweiligen Polarisationszustände ebenfalls Links-Rechts-Verhältnisse bilden. Da jedoch die Energie in der Eichung im Vergleich zur Messung scharf begrenzt ist, werden diese Verhältnisse $\frac{L^M}{R^M}$ über alle Energien gemittelt und gewichtet. Indem man die Meßergebnisse der unpolarisierten Runs aus der Eichmessung einbezieht, kann die Asymmetrie ε nach Gleichung 2.8 errechnet werden:

$$\frac{L^M \cdot R_0^E}{R^M \cdot L_0^E} = \frac{1 + pA}{1 - pA} = \varepsilon \quad . \quad (6.1)$$

Zusätzlich dient der Bezug auf die unpolarisierten Runs der Korrektur, die aufgrund der Auswirkungen der Kristallstruktur und einer damit verbundenen Abweichung von Eins im Links-Rechts-Verhältnis der unpolarisiert einlaufenden Protonen in der Eichung erfolgen muß.

Bei der Doppelzähler-Methode mit zwei Polarisations-Zuständen „up“ \uparrow und „down“ \downarrow werden eventuelle Korrekturfaktoren eliminiert. Aufgrund der hier geringen Zählraten wurde der Wert für $P^{y'}$ mit Hilfe des Programms TUFXDD aus vorhandenen Datensätzen bestimmt, da der so erhaltene Fehler kleiner als der aus der Messung ist.

6.3 Ergebnisse

Mit den vorliegenden Daten ergeben sich nach Gleichung 2.15 mit den Analyserstärken der Polarimeter (auf Seite 95) die Endergebnisse für den Polarisationsstransferkoeffizienten:

$$\text{Polarimeter 1 : } \quad {}^1K_y^{y'} = -0.012 \pm 0.204$$

$$\text{Polarimeter 2 : } \quad {}^2K_y^{y'} = -0.675 \pm 0.449$$

Geringe Zählraten und ein sehr niedriger Wirkungsquerschnitt bei kleiner Reaktionsenergie führen trotz langer Meßzeit zu einem großen Fehler, der aber vergleichbar ist zu dem aus einer Messung von Katabuchi [Kat01]. Da aufgrund von störenden Einflüssen auf empfindliche Vorverstärker gerade für Polarimeter 2 eine deutliche Anzahl an Spektren verworfen werden mußte, läßt sich für dieses kein zuverlässiger Wert ermitteln. Die Statistik ist in diesem Fall schlechter, da die kleineren Öffnungen der Eintrittsblende und der Blenden vor den Detektoren tp2lv und tp2rv für eine geringere Ausbeute sorgen.

Eine Wichtung der Ergebnisse von beiden Polarimetern führt zu folgendem Mittelwert:

$$\overline{K}_y^{y'} = -0.126 \pm 0.186$$

Abbildung 6.15 stellt die Ergebnisse für beide Polarimeter sowie den gewichteten Mittelwert graphisch dar.

Von Katabuchi et al. wurden mittels von Lemaître bestimmter Übergangsamplituden [Lem89, Lem90, Lem93] für zwei Energien von $E_d = 10$ keV und $E_d = 90$ keV Daten parametrisiert (siehe Abbildung 6.16 [Kat01]). Zum Vergleich ist der gewichtete Mittelwert des neu bestimmten Polarisationsstransferkoeffizienten eingetragen. Auch unter Berücksichtigung des großen Fehlers ist das Ergebnis nicht mit den auf Daten beruhenden Kurven verträglich.

Die Spektren der Detektoren unter Rückwärtswinkeln konnten aufgrund der um eine Größenordnung niedrigeren Statistik nicht ausgewertet werden.

Aus den erhaltenen Ereignissen wird schließlich die Effizienz der Polarimeter bestimmt. Mit Hilfe der registrierten Protonen in den Monitor-Detektoren läßt sich auf den in die Polarimeter einlaufenden Strom rückschließen. Nach Gleichung 4.4 auf Seite 68 ändert sich nur der Faktor $\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega$, so daß in die

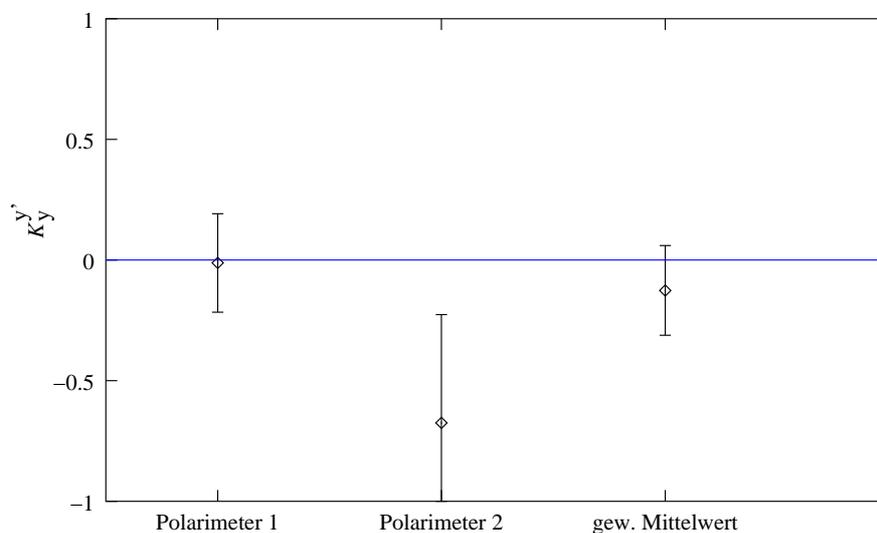


Abbildung 6.15: Ergebnisse der Polarisationstransferkoeffizienten für beide Polarimeter sowie gewichteter Mittelwert

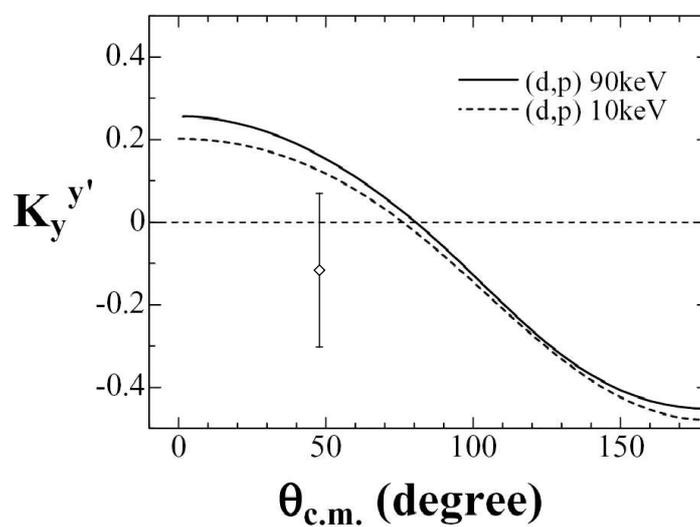


Abbildung 6.16: Polarisationstransferkoeffizient gewichtet über beide Polarimeter; die Kurven wurden von Katabuchi et al. mittels von Lemaître [Lem89, Lem90, Lem93] bestimmter Übergangsamplituden berechnet [Kat01]

Umrechnung Unterschiede für den Wirkungsquerschnitt unter einem Streuwinkel von 45° und für die Abstände und Öffnungen der Eintrittsblenden einfließen. Es ergeben sich damit folgende Effizienzen:

Polarimeter 1	:	$3.9 \cdot 10^{-5}$
Polarimeter 2	:	$2.8 \cdot 10^{-5}$

6.4 Fehlerbetrachtung

Der Polarisationstransferkoeffizient setzt sich aus mehreren Größen zusammen, deren Fehler betrachtet werden müssen. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta K_y^{y'} = \sqrt{\left[\frac{1 + \frac{3}{2} p_y A_y}{\frac{3}{2} p_y} \Delta p_{y'} \right]^2 + \left[p_{y'} \Delta A_y \right]^2 + \left[\frac{P_{y'} - p_{y'}}{\frac{3}{2} p_y^2} \Delta p_y \right]^2 + \left[\frac{2}{3 p_y} \Delta P_{y'} \right]^2}$$

Der statistische Fehler ΔN_i der Detektorereignisse bestimmt weitgehend den Gesamtfehler des Koeffizienten. ΔN_i entspricht der Standardabweichung der Poisson-Verteilung und ist gegeben durch die Wurzel aus der integrierten Teilchenzahl:

$$\Delta N_i = \sqrt{N_i}$$

Nimmt man an den Spektren einen Untergrundabzug vor, muß der Fehler der Untergrundmessung im Gesamtfehler berücksichtigt werden:

$$\Delta N_i = \sqrt{N_i + N_{\text{Untergrund}}}$$

Da der Untergrundabzug empfindlich auf die Position der Untergrundmarker reagierte, wurde eine Variation von Markern und Untergrundfits durchgeführt. Aus einer großen Anzahl von Integrationen mit jeweils vertretbaren Untergrundfunktionen wurde daher ein mittlerer Wert für den Transferkoeffizienten bestimmt.

Aus den Ereignissen der einzelnen Polarimeter-Detektoren wird die Asymmetrie ε nach Gleichung 2.6 berechnet. Daraus läßt sich die jeweilige Polarisation bzw. Analysierstärke ermitteln. Der Fehler der vier Observablen berechnet sich entsprechend der Beziehung 5.4 für die Analysierstärke bzw. umgeformt für die einzelnen Polarisationswerte. In den ersten Term geht der Fehler der Analysierstärken der Polarimeter aus der Kalibrationsmessung ein.

Es folgen fehlerbehaftete Größen, die nicht mit dem Polarimeter im Doppeltreu-Experiment bestimmt werden, und zwar:

A_y : Die Analysierstärke der D+D-Reaktion

Diese Größe konnte für den mittleren Streuwinkel von $\theta = 45^\circ$ mit dem Programm TUFXDD bestimmt werden zu $A_y = 0.074 \pm 0.040$. Die Analysierstärke variiert über die Fläche der Polarimeteröffnungsblende um ± 0.011 . Eine Wichtung über die Bandbreite dieser Werte führt zu kleinen Fehlern. Da die Intensität der einlaufenden Teilchen an den Grenzbereichen des Polarimeters allerdings verschwindet, wird der bestimmende statistische Einzelfehler zur Berechnung verwendet.

p_y : Die Polarisation der Deuteronen

Eine mit der Spinstellung korrelierte Abweichung der Strahllage beim Umschalten der Strahlpolarisation führte zu starken Sprüngen in der Polarisationsbestimmung. Da die betroffenen Spektren aussortiert wurden, ließ sich dieser systematische Fehler ausschließen. Die Polarisationswerte der gültigen Runs wurden unter Berücksichtigung ihrer Fehler gewichtet und ergaben $p_y = 0.462 \pm 0.001$. Der Wert entspricht also etwa 69% des theoretisch möglichen maximalen Absolutwertes der Lambshift-Quelle von $\frac{2}{3}$.

$P^{y'}$: Die Polarisation der Protonen bei unpolarisierten Deuteronen

Mit Hilfe des Programms TUFXDD wurden durch extrapolierte Daten Wert und Fehler berechnet zu $P^{y'} = -0.056 \pm 0.070$.

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse

Nach den Vorarbeiten zur Messung von Polarisationstransferkoeffizienten im Rahmen einer Diplomarbeit [Imi01] wurde ein Niederenergieexperiment aufgebaut und durchgeführt. Niederenergetisch bedeutet hier, daß nicht wie zuvor die geringsten mit dem Tandembeschleuniger erzielbaren Energien ausgereizt wurden, sondern während der Doppelstreuung auf den Beschleuniger komplett verzichtet wurde. Somit wurde die Messung bei astrophysikalisch relevanten Energien durchgeführt. Möglich war dies bis zu einer Einschußenergie von $E_d = 80$ keV.

Für das Doppelstreu-Experiment wurde ein neuer Meßplatz hinter der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO installiert. Zur Erzeugung der Reaktionsenergie reichte die Vorbeschleunigung der Ionenquelle aus. Für eine Kalibration der Transferpolarimeter lieferte weiterhin der Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger die aufgrund des hohen Q-Wertes der D+D-Reaktionen notwendigen hohen Energien.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse für die effektiven Analysierstärken der neuentwickelten Polarimeter unter Vorwärtswinkeln (in Abbildung 5.20 auf Seite 105) mit den Ergebnissen, die von Becker [Bec94] mit kleineren Raumwinkeln erzielt wurden, zeigt eine gute Übereinstimmung. Nach einer Dauer von je 10 Minuten konnte unter Rückwärtswinkeln aus nur drei Runs mit unterschiedlichen Polarisationszuständen eine Anregungsfunktion (Abbildung 5.17) gewonnen werden, die den Verlauf der von Becker in Winkelabständen von $\theta = 5^\circ$ durchgeführten Messung qualitativ gut wiedergibt (s. Abb. 5.18). Für den zu niedrigen Energien hin betraglich maximalen Wert der Analysierstärke liegt jedoch eine Energieverschiebung zwischen beiden Experimenten vor. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts aus den Messungen von [Vor59, Bel61], vor allem aber die Bestimmungen von Analy-

sierstärken von [Hem72] und [Spe81] lassen darauf schließen, daß – auch da keine Dokumentation für die Messung von Becker vorliegt – den in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten mehr Vertrauen geschenkt werden kann.

Das Doppelstreu-Experiment lieferte für die neuentwickelten Polarimeter eine Effizienz von etwa

$$\varepsilon = 3 \cdot 10^{-5} \quad .$$

Nach dem Vergleich mit anderen (Silizium-)Polarimetern

Katabuchi	:	$9.7 \cdot 10^{-6}$	[Kat01]
Imig	:	$3.8 \cdot 10^{-6}$	[Imi01]
Sperisen	:	$1 - 3 \cdot 10^{-6}$	[Spe81]

sowie Polarimetern mit den Analysatoren ^3He , ^4He und ^{12}C

Sydow	:	$3.4 \cdot 10^{-5}$	[Syd93, Syd94]
Vohl	:	$1.4 \cdot 10^{-6}$	[Voh95, Syd98]

liegt die Effizienz der Silizium-Polarimeter aus der vorliegenden Arbeit nicht nur im Rahmen der anderen Werte, sondern konnte gegenüber der vorangegangenen Arbeit ([Imi01]) um eine Größenordnung verbessert werden.

Die Bestimmung des Polarisationstransferparameters $K_y^{y'}$ bei einer Einschußenergie von 78 keV und der daraus resultierenden mittleren Reaktionsenergie von 58 keV erwies sich als höchst diffizil. Abgesehen von niedrigen Zählraten zeigte sich durch den Experimentaufbau im Quellenbereich eine hohe Empfindlichkeit auf verschiedene störende Einflüsse, z. B. von Hochspannungsnetzgeräten oder dem Betrieb der weiteren Ionenquellen.

Wie aus der Eichung erwartet, haben die Peaks in den Vorwärtsdetektoren der beiden Polarimeter eine unterschiedliche Form. Nach Durchgang durch das dickere Silizium-Target SiSt1 ist der Peak deutlich breiter als in Polarimeter 2 mit SiSt2. Die Ergebnisse für beide Polarimeter sind aufgrund der wenigen Ereignisse nach der Doppelstreuung mit einer relativ großen Ungenauigkeit behaftet. Um den Fehler des Wertes von Polarimeter 1 um ein Drittel zu senken, wäre eine 4-5 mal höhere Anzahl Protonen nötig. Viele Spektren konnten nicht berücksichtigt werden, da die Betriebsbedingungen – sei es durch Verschiebungen der Strahllage, die zu Abweichungen in der Polarisationsbestimmung führten, oder durch den parallelen Betrieb der beiden anderen Ionenquellen – schwierig waren. Durch die Möglichkeit der kontinuierlichen Datenaufnahme und einer kurzen Run-Dauer wurde dies jedoch

teilweise ausgeglichen. Außerdem ist es gelungen, diese Probleme im Laufe der Messung in den Griff zu bekommen. Polarimeter 2 weist einen unbefriedigend großen Fehler auf, der vor allem durch die schlechtere Statistik begründet ist. Aufgrund der Einschränkungen durch die Maße des Analysator-Targets SiSt 2 (im Hinblick auf die Eintrittsblende des Polarimeters sowie die Streuwinkel und Blendenöffnungen der Nachweisdetektoren) können deutlich weniger Ereignisse registriert werden. Dennoch bringt die Verwendung von SiSt 2 Vorteile in der Auswertung. Mit einer Dicke von nur $18 \mu\text{m}$ wird ein deutlicher Protonen-Peak gemessen. Zusätzlich gibt es keinen Vorzeichenwechsel in den Analysierstärken wie bei der Verwendung von SiSt 2 mit $25 \mu\text{m}$ Dicke. Die aktuellen Daten aus Polarimeter 2 ermöglichen also eine weitere Verbesserung der Polarimeter durch Einbau dünnerer Silizium-Targets anstelle des hier verwendeten Detektors, so daß in zukünftigen Messungen die Qualität der Ergebnisse weiter erhöht werden kann.

Die bisherigen Messungen von Polarisationstransferkoeffizienten in der $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ -Reaktion (Zusammenstellung in [Wei86]) beschränken sich – bis auf eine Ausnahme – auf einen Energiebereich ab $E_d = 6 \text{ MeV}$ und auf wenige Winkel (hier hauptsächlich auf einen Streuwinkel von $\theta = 0^\circ$ [Dud72], [Lis75]). Bei der Wahl dieses Streuwinkels gilt für eine Reaktion mit Spin 1-Projektilen und Spin $\frac{1}{2}$ -Ejektilen unter Drehung der Spin-Quantisierungsachse um 54.7° zur Strahlrichtung für die Polarisierung der Ejektile in Bezug auf den Vektor-Vektor-Koeffizienten $K_y^{y'}$ eine einfache Beziehung [Cle73]:

$$p_{y'}(0^\circ) = \sqrt{\frac{3}{2}} p_3 K_y^{y'}(0^\circ) \quad ,$$

wobei p_3 die Vektor-Polarisation der Projektilen darstellt¹. Die Polarisierung der Protonen bei unpolarisiert einlaufenden Deuteronen muß damit nicht bestimmt werden. In Experimenten zur Bestimmung des Polarisationstransfers in einer elastischen Streuung (z. B. von [Syd92] oder [Hem97]) entfällt diese zusätzliche Größe ebenfalls. Aufgrund der Paritätserhaltung läßt sich $P^{y'}$ in Gleichung 2.15 durch die Analysierstärke ersetzen.

Gerade weil das Hauptinteresse der Messungen zuvor bei $\theta = 0^\circ$ lag, wurde trotz der größeren Schwierigkeiten in der vorliegenden Arbeit ein davon abweichender Streuwinkel von $\theta = 45^\circ$ gewählt. Durch diese Erweiterung des Datensatzes läßt sich die vorhergesagte Winkelverteilung exakter überprüfen.

¹entspricht dem in dieser Arbeit verwendeten p_y

Bei sehr niedrigen Energien gibt es einzig ein Experiment von Katabuchi bei einer Einschußenergie von $E_d = 90$ keV, die durch Abbremsvorgänge im Target auf eine mittlere Reaktionsenergie von $E_d = 68$ keV reduziert wird [Kat01]. Als Primär-Streuwinkel wurde wie bei vielen höherenergetischen Experimenten aufgrund der wesentlich einfacheren Situation sowie eines größeren Wirkungsquerschnitts $\theta = 0^\circ$ gewählt. Als Analysator diente ein Silizium-Detektor, zum Nachweis ein Detektor unter einem Rückwärtswinkel von $\theta = 115^\circ$. Durch die Verwendung eines einzelnen Nachweisdetektors konnte er keine Links-Rechts-Asymmetrie messen. Somit war es ihm nicht möglich, Auswirkungen der Kristallstruktur festzustellen, was jedoch in dieser Arbeit gelang.

In Abbildung 7.1 ist das Ergebnis² (Kreis) dargestellt (aus [Kat01]). Die Kurven über den gesamten Winkelbereich wurden mittels von Lemaître [Lem89, Lem90, Lem93] bestimmter Übergangsamplituden berechnet. Die Bestimmung des Koeffizienten $K_y^{y'}$ stellt einen Mittelwert über den gesamten Energiebereich unterhalb von $E_d = 90$ keV dar. Zum Vergleich wurde durch eine Integration der Fit-Daten über die einlaufenden Energien und eine Wichtung mit dem Wirkungsquerschnitt ein Mittelwert (Dreieck) bestimmt.

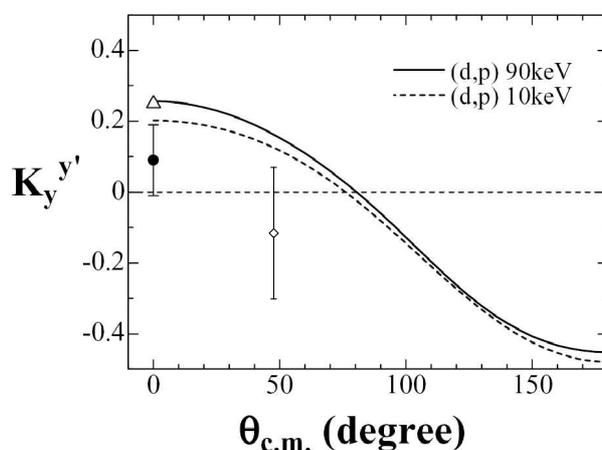


Abbildung 7.1: Polarisationsstransferkoeffizient von Katabuchi (Kreis) im Vergleich zu einem über die einlaufenden Energien berechneten Mittelwert (Dreieck) sowie gewichteter Mittelwert dieser Arbeit; die Kurven wurden von Katabuchi et al. mittels von Lemaître [Lem89, Lem90, Lem93] bestimmter Übergangsamplituden berechnet (Bild entnommen aus [Kat01])

²nachkorrigiertes Ergebnis des zuvor im Laborbericht 1999 angegebenen Wertes von $K_y^{y'} = -0.12 \pm 0.08$

Bei hohen Energien ab $E_d = 6$ MeV sind die Werte für $K_y^{y'}$ um $\theta = 0^\circ$ konstant und konsistent mit einem einfachen stripping-Modell [Cle73]. Sie nehmen im Niederenergie-Bereich allerdings drastisch ab.

In Abbildung 7.1 ist (wie in Abbildung 6.16) zusätzlich der gewichtete Mittelwert des neu bestimmten Polarisationstransferkoeffizienten eingetragen. Der gewichtete Wert des Koeffizienten aus der vorliegenden Arbeit weicht von den Kurven ab, die mit Hilfe eines auf der Grundlage von Daten beruhenden Reaktionsmatrix-Fits berechnet wurden. Bisher wurden allerdings keine Zwei-Spin-Observablen berücksichtigt, die Imaginärteile in die Matrixelement-Kombinationen einbringen.

Die vorliegende Arbeit trägt also entscheidend dazu bei, Unsicherheiten in den Vorhersagen durch die Einbindung von neuen experimentellen Datenpunkten zu reduzieren und die Zuverlässigkeit des bisherigen Fits zu überprüfen.

Eine theoretische Berechnung mit Hilfe von Faddeev-Yakubovsky-Gleichungen [Yak67] für vier Nukleonen zur mikroskopischen Behandlung des Systems gelang Uzu für vier verschiedene niedrige Energien (siehe Abbildung 7.2 [Uzu02]).

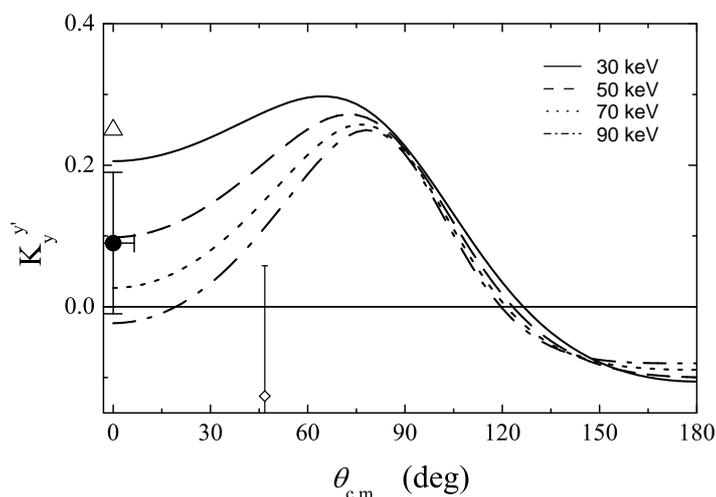


Abbildung 7.2: Polarisationstransferkoeffizient berechnet von Uzu für vier Energien mit Hilfe von Faddeev-Yakubovsky-Gleichungen sowie eingetragene Datenpunkte aus Messungen von Katabuchi und dieser Arbeit [Uzu02]

Das Einbeziehen der Coulombkraft ist nur durch eine Annäherung möglich, da komplizierte asymptotische Grenzbedingungen im Ortsraum mit schwierigen Singularitäten im Impulsraum korrespondieren [Alt04]. Die Resultate der Rechnungen in Abbildung 7.2 sind um $\theta = 0^\circ$ sensitiv auf die Deuteronen-Energie. Dies steht im Widerspruch zu den Daten-Parametrisierungen von Lemaître in Abbildung 7.1, bei denen die Energievariation der Übergangsamplituden alleine von Coulomb-Penetrabilitätsfunktionen abhängt. Die Energieabhängigkeit in Abbildung 7.2 beruht auf der Coulomb-Modifikation, welche sich auf den Mischterm der S- und P-Wellenbeiträge im Eingangskanal auswirkt [Uzu02]. Die Ergebnisse einer Rechnung unter Vernachlässigung der Coulomb-Modifikation zeigt Abbildung 7.3 [Uzu02]. Der Verlauf des Koeffizienten ist bis etwa $\theta_p = 65^\circ$ negativ.

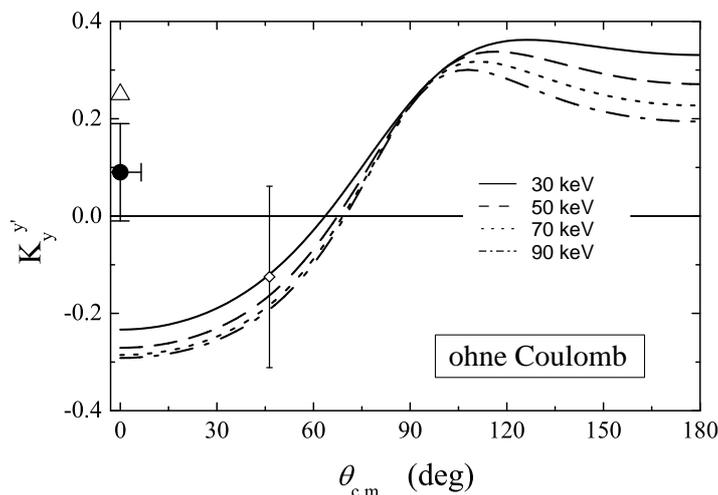


Abbildung 7.3: Polarisationstransferkoeffizient berechnet von Uzu: Vernachlässigung der Coulomb-Modifikation. Eingezeichnet sind außerdem Datenpunkte aus Messungen von Katabuchi und dieser Arbeit [Uzu02]

In beiden Abbildungen sind die beiden bei niedrigen Energien erhältlichen Datenpunkte des Vektor-Vektor-Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{y'}$ eingetragen. Das Ergebnis von Katabuchi deutet nach der Korrektur des negativen auf einen positiven Wert auf eine Übereinstimmung mit den Rechnungen mit Coulomb-Modifikation hin. Der neu bestimmte, gewichtete Wert des Transferkoeffizienten $\overline{K}_y^{y'} = -0.126 \pm 0.186$ stimmt für den Streuwinkel von $\theta = 45^\circ$ bei einer mittleren Reaktionsenergie von $E_d = 58$ keV eher mit den Rechnungen ohne Coulomb-Modifikation überein. Bei der derzeit erhaltenen

Statistik ist eine Favorisierung einer von beiden Rechnungen (mit bzw. ohne Coulomb-Modifikation) allerdings schwierig. Betrachtet man nur das Ergebnis aus Polarimeter 1 (${}^1K_y^{y'} = -0.012 \pm 0.204$), so liegt der Wert mit etwa gleichem Abstand zwischen beiden Versionen (mit Coulombkraft etwa +0.16, ohne Coulombkraft etwa -0.19). Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse erlauben eine Verbesserung des Polarimeter-Aufbaus, so daß neue Experimente einen detaillierteren Vergleich mit der Theorie ermöglichen können.

Mit großem Interesse werden daher die kommenden Rechnungen von Viviani erwartet, der das Vier-Nukleonen-System auf eine andere Art, und zwar mit Hilfe der hypersphärischen Methode (Entwicklung harmonischer Funktionen auf einer Kugel nach Kugelfunktionen) berechnen will [Viv05].

Die hier gewonnenen neuen Daten erweitern die Datenbasis im Niederenergiebereich. Neue, unveröffentlichte Messungen werden ebenfalls dazu beitragen (z. B. [Bos03]). Im Reaktionsmatrix-Fit bis zu einer Energie von $E_d = 1.5$ MeV sind bisher keine Zwei-Spin-Observablen enthalten. Mit den beiden Meßpunkten von Katabuchi [Kat01] und aus der vorliegenden Arbeit wird es gelingen, weitere Gleichungen, also linear unabhängige Legendrekoeffizienten der Partialwellenentwicklung, zu erhalten. Bisher waren durch Experimente für Energien unter $E_d = 100$ keV 11 linear unabhängige Gleichungen bei 15 reellen Parametern zugänglich. Jede neue Meßgröße führt weitere Matrixelement-Kombinationen ein.

Kapitel 8

Ausblick

Indem man Observable aus einem Satz von Übergangsamplituden berechnet und die Legendrekoeffizienten anschließend fittet, sollten sich die ursprünglichen Matrixelemente ergeben. Auch wenn durch die Messung von zwei Polarisationstransferkoeffizienten 31 nötige linear unabhängige Legendrekoeffizienten zu erreichen sind, konnte Geiger keine Zweierkombination für diesen Konsistenztest finden [Gei95]. Erst der Fit der Legendrekoeffizienten von drei Polarisationstransferkoeffizienten führt zu den ursprünglichen Matrixelementen. Da unterschiedlich viele Lösungen auftreten, die in Bezug auf das χ^2 in gute und schlechte Wiedergabemöglichkeiten eingeteilt werden, schlägt Geiger für ein Experiment Kombinationen von Koeffizienten vor, bei denen die Mehrdeutigkeiten gering sind und der Fit eine besonders gute Übereinstimmung erzielt. Zwei dieser Kombinationen sollte der Vorrang gegeben werden, da zwei der drei Polarisationstransferkoeffizienten zu Imaginärteil-Gleichungen führen, die im bisherigen Fit von experimentellen Daten unterrepräsentiert sind. In der sphärischen Notation sind dies Ξ_{10}^{11} , Ξ_{21}^{11} und Ξ_{22}^{11} bzw. Ξ_{11}^{11} , Ξ_{20}^{11} und Ξ_{22}^{11} . Die Beziehungen zwischen den Größen in kartesischer und sphärischer Darstellung sind in Anhang B dargestellt.

Mit der Messung von $K_y^{y'}$ ist der erste Schritt erfolgt. Der nächste sollte die Messung von Ξ_{20}^{11} sein, einem Tensor-Vektor-Koeffizienten, der direkt proportional zu der kartesischen Größe $K_{zz}^{y'}$ ist.

Bei diesem schwierigen Experiment der Bestimmung des Polarisationstransfers wurde aus Sicht der elektronischen Datenverarbeitung zunächst die einfachere Variante ohne Koinzidenzschtung gewählt. Da die Reaktionsenergie unterhalb der Coulombschwellen von möglichen Nebenreaktionen liegt, sollte man reine Spektren erhalten. Frühere Messungen im Quellenbereich bei deutlich niedrigerer Energie zeigten weniger Störungen durch Elektronen, so daß

in den Planungen keine Koinzidenz zur Untergrundeliminierung notwendig erschien.

Sydow zeigt aus seiner Bestimmung von Polarisationstransferkoeffizienten der Reaktion $D(\vec{p}, \vec{p})D$ bei $E_p = 19$ MeV trotz einer Koinzidenzbedingung Spektren, bei denen das Verhältnis von Peak zu Untergrund schlechter ist als in den Singles-Spektren dieser Messung [Syd92]. Dennoch gelang ihm über die zusätzliche Zeitinformation mit Hilfe von Projektionen der aufgenommenen Energie-Zeit-Matrizen eine effiziente Untergrundreduktion.

Eine mögliche Koinzidenzschaltung in der Reaktion ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p}){}^3\text{H}$ mit dem auslaufenden Triton (notwendig in [Imi01]; s. a. Abb. 2.5) ist bei Einsatz beider Polarimeter unter Vorwärtswinkeln mit gleichen Targetabständen nicht möglich, da mit den vorhandenen Halbleiterdetektoren die geringen Winkel-differenzen zwischen Proton und gleichzeitig entstehendem Triton nicht erreicht werden können. Mit einem Außendurchmesser von 124 mm lassen sich die Polarimeter bei dem Innendurchmesser der Streukammer von 431.8 mm (17 Zoll) bis zu einem Abstand von etwa 90 mm zum Target aufstellen. Unter Berücksichtigung einer Energieverschmierung von ± 10 keV wird der nötige Durchmesser der Öffnungsblende des Koinzidenzdetektors bestimmt. Durchflugzähler¹ mit einem für einen möglichst geringen Platzverbrauch günstigen seitlichen Anschluß weisen inklusive schmaler Detektor-Halterung eine Tiefe von 17 mm und einen Außendurchmesser von 22 mm auf. Werden dazu weitere 2 mm Abstand zum Öffnungsrand der Eintrittsblende des Polarimeters einkalkuliert, müßten die Polarimeter mindestens auf einen Abstand von 75 mm zum Target zurückgesetzt werden. Der größere Abstand führt allerdings zu einem geringeren Raumwinkel (nur noch ein Drittel der vorherigen Größe) und damit zu einem kaum akzeptablen Verlust an Zählrate.

Lediglich bei Einsatz nur eines Polarimeters ist eine Lösung mit vergleichbarer Zahl von in das Polarimeter einlaufenden Teilchen bezüglich des Raumwinkels realisierbar. Dann findet der Koinzidenzdetektor im zweiten Quadranten Platz. Gegen die Nutzung des zweiten Polarimeters unter Rückwärtswinkeln spricht in diesem Fall, daß die parallele Polarisationsmessung der Deuteronen mit zwei zusätzlichen Detektoren unter gleichen Streuwinkeln nicht mehr möglich ist.

Aus Platzgründen wird vorgeschlagen, Solarzellen als Koinzidenzzähler einzusetzen. Sie decken mit geringen Dimensionen große Raumwinkel ab und

¹TB-016-050-1000, ORTEC

könnten direkt am Polarimetergehäuse angebracht werden. Im Gegensatz zu den Detektoren in den Polarimetern weisen sie allerdings keine Abschirmung gegen Elektronen auf, die zum großen Teil von der Quelle beschleunigt werden. Damit könnte es ein Problem mit der zu verarbeitenden Zählrate geben. Ähnlich wie bei den Monitordetektoren zur Polarisationsbestimmung könnte hier eventuell eine Folie Abhilfe schaffen.

Bei der Verwendung von Halbleiterzählern wirkt sich nachteilig aus, daß mit einer Koinzidenzbedingung bezüglich der Tritonen aufgrund der Begrenzung durch die Öffnungsblende vor dem Koinzidenzdetektor ein Teil der ohnehin geringen Daten verworfen werden muß.

Die ersten, die ein Polarimeter mit Silizium für eine Analysatorreaktion konstruierten und testeten, waren Maddox et al. [Mad65]. Der entscheidende Vorteil eines signalgebenden Polarimetertargets ist die Möglichkeit, Signale der gestreuten Teilchen im Analysatortarget in Koinzidenz mit den Signalen der Ejektile in den Nachweisdetektoren nach der Streuung aufzunehmen. Somit wird eine Reduzierung des strahlbedingten Untergrunds ermöglicht. Ein sehr dicker Analysator (ideal für eine hohe Effizienz) sowie große Raumwinkel sind dadurch ohne Verlust der Auflösung nutzbar. Durch Addition der registrierten Teilenergien lassen sich sehr genau die Protonenprimärenergie sowie simultan verschiedene Protonenlinien in den Polarimeterspektren aufnehmen.

Es war leider nicht möglich, den eingesetzten $18\ \mu\text{m}$ dicken Silizium-Detektor als aktives Target zu nutzen, da sich dieser einerseits selbst in der großen Streukammer als zu empfindlich gegen Störungen erwies (was sich in der Beschleunigerhalle nahe den drei Teilchenquellen noch verstärkte), andererseits die Signale zu klein waren. Daher wurde bereits eine Messung mit einem Silizium-Detektor der Dicke von $45\ \mu\text{m}$ geplant. Diese Dicke stellt einen Kompromiß dar zwischen genügend großen, meßbaren Signalen in einem aktiven Target und der Amplitude der Signale im Nachweisdetektor. Durch ein dickeres Analysatortarget werden sie natürlich zusätzlich energetisch geschwächt zu kleineren Energien hin verschoben. Aufgrund von Lieferschwierigkeiten konnte dieser Detektor in der vorliegenden Arbeit noch nicht eingesetzt werden.

Zur Vermeidung der beschriebenen Channeling-Effekte im Silizium, die sich bei Winkeländerungen von wenigen Grad schon drastisch auswirken können, wäre folgender Aufbau denkbar: Mit drei direkt hintereinander aufgestellten Silizium-Wafern mit Kristallebenen unterschiedlicher Orientierung sollten sich Effekte, die aufgrund von durch Atomlagen geleitete Teilchen entstehen,

durch eine Mittelung ausgleichen. Silizium-Wafer sind in drei unterschiedlichen Orientierungen $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ kommerziell erhältlich². Mit der geringsten Dicke von $50 \mu\text{m}$ sind diese Scheiben für einen Einsatz bei den niedrigen Energien allerdings deutlich zu dick. Gerade nach den Erkenntnissen aus dieser Arbeit ist die Angabe des Schnittwinkels wichtig. Die Angabe einer bewußten Abweichung zur Kristallachse findet sich allerdings nur bei einem Distributor³.

Um unerwünschte Effekte zu vermeiden, die durch Symmetrieachsen und -ebenen in Kristallen entstehen, könnte auch amorphes Silizium eine Lösung sein⁴. Anwendung findet es hauptsächlich in der Solarzellen-Industrie, und zwar in Silizium-Wasserstoff-Legierungen (a-Si:H)⁵. Derartige Legierungen werden normalerweise in Schichtdicken von $1\text{-}5 \mu\text{m}$ hergestellt, mit Größen von wenigen cm^2 , also in wesentlich geringeren Dimensionen als für Transferpolarimeter benötigt. Wird eine Schicht auf ein Substrat wie Aluminium aufgetragen und anschließend Aluminium weggeätzt, löst sich durch mechanische Effekte das Silizium, so daß man nur Splitter erhält. Freitragend ist eine Schicht aus amorphem Silizium nicht so dick möglich wie gewünscht [Fin04].

Eine Erhöhung der Reaktionsenergie ist sowohl zur Gewinnung von weiteren Datenpunkten in bisher nicht untersuchten Energiebereichen als auch aufgrund des steigenden Wirkungsquerschnitts erstrebenswert. Einerseits könnte dies durch das Anlegen einer Spannung von z. B. 20 kV [Pri95] oder 50 kV [Bel05] am Target gelingen. Bei dem speziellen Aufbau der vorliegenden Arbeit würde eine von außen durchgeführte Hochspannung allerdings für Störungen in den mit Abständen von wenigen cm sehr nah zum Target positionierten Halbleiter-Detektoren sorgen. Bei dem Experiment mit der Spiegelreaktion $D(\vec{d}, n)^3\text{He}$ befinden sich Szintillationszähler außerhalb der Streukammer, wodurch eventuell auftretende Schwierigkeiten verhindert werden [Bel05].

Andererseits besteht die Möglichkeit der Installation eines Mini-Tandembeschleunigers.

²Silicon Materials (<http://www.si-mat.de>)

³University Wafer aus South Boston: 4° zur Kristallorientierung $\langle 100 \rangle$
(http://www.universitywafer.com/Wafers_Services/Silicon/silicon.html)

⁴Nach dem erfolgten Nachweis einer möglichen Dotierung von hydriertem amorphem Silizium von [Spe76] wurden mit diesem Material bereits Partikeldetektoren eingesetzt, die eine bessere Strahlungsresistenz aufweisen als Detektoren aus kristallinem Silizium [Per87, Per88].

⁵Ein übliches Herstellungsverfahren ist z.B. „Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition“ – PE-CVD.

8.1 Mini-Tandembeschleuniger

Mit dem Aufbau eines Mini-Tandembeschleunigers direkt an der Quelle polarisierter Ionen LASCO böte sich die Möglichkeit, die Einschußenergie der Deuteronen zu verdoppeln und damit den Wirkungsquerschnitt der Reaktion anzuheben.

Das Kernstück würde aus einer Halterung für Stripperfolien bestehen, die zunächst auf einer positionierbaren Targetleiter angebracht werden könnten. Für die geeignete Wahl dieser Folien wird ein Optimum zwischen der Lebensdauer der Folien, der Transmission sowie einem Abstreif-Effekt der Elektronen gesucht. Eine Abschätzung der Lebensdauer einer Kohlenstoff-Stripperfolie gelingt mit Hilfe von [Aub82]:

$$t_{\text{Folie}} \sim \frac{1}{E_S} = \kappa_{\text{Folie}} \frac{E_0(\text{eV})}{Z_1^2 \cdot M_1} (\text{p}\mu\text{A min mm}^{-2}) \quad ,$$

wobei E_0 die Einschußenergie, Z_1 und M_1 Ladungszahl und Masse des Projektils sowie κ_{Folie} ein von der Struktur der Folie abhängiger Proportionalitätsfaktor sind. E_S ist die Energie, bei der die Folie strahlungsbedingt zu Schaden kommt. Abhängig von der Herstellungsmethode kann diese Lebensdauer zwischen wenigen Minuten und einigen Stunden betragen [Tai79]. Abbildung 8.1 zeigt die zu niedrigen Energien hin abnehmende Lebensdauer von Kohlenstoff-Folien [Dob74].

Die Transmission der Projektile nimmt bei den niedrigen Energien erheblich mit der Targetdicke ab. Verwendung sollten daher Kohlenstoff-Folien einer Dicke von nur 1-2 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ finden. Für diese Stärke gibt Abbildung 8.2 (aus [Bla93]) den Anteil der Strahl-Transmission in Abhängigkeit von der Deuteronen-Energie wieder. Eine Verdoppelung der durch den Trenntransformator begrenzten Einschußenergie der Ionenquelle auf 160 keV würde nach der Stripper-Folie einen Anteil von geladenen Deuteronen von maximal 40% liefern.

Nach dem Durchgang des Deuteronenstrahls durch ein Target führen Umladeeffekte zu einer erheblichen Neutralisation. Abbildung 8.3 macht für d-PPP- und Aluminium-Folien diesen hohen Anteil bei niedrigen Energien deutlich [Pfa89]. Ist die Dicke einer Folie wesentlich größer als die freie Weglänge von ungeladenen und geladenen Teilchen, wird das Verhältnis dieser beiden Anteile energie- und materialabhängig durch den Elektroneneinfang- und den Elektronenverlust-Querschnitt bestimmt.

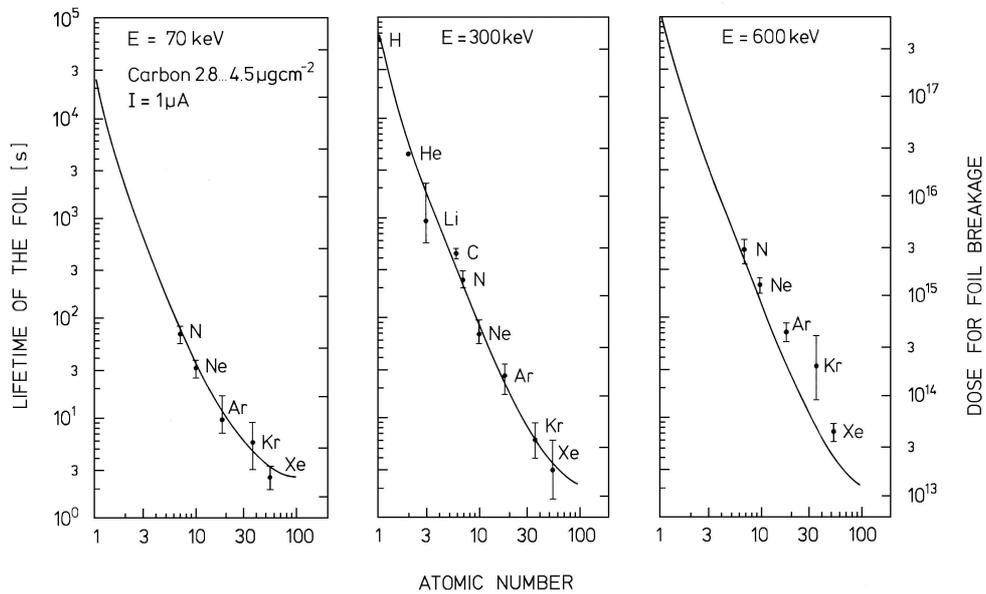


Abbildung 8.1: Lebensdauer von Kohlenstoff-Folien für verschiedene Elemente und Energien [Dob74]

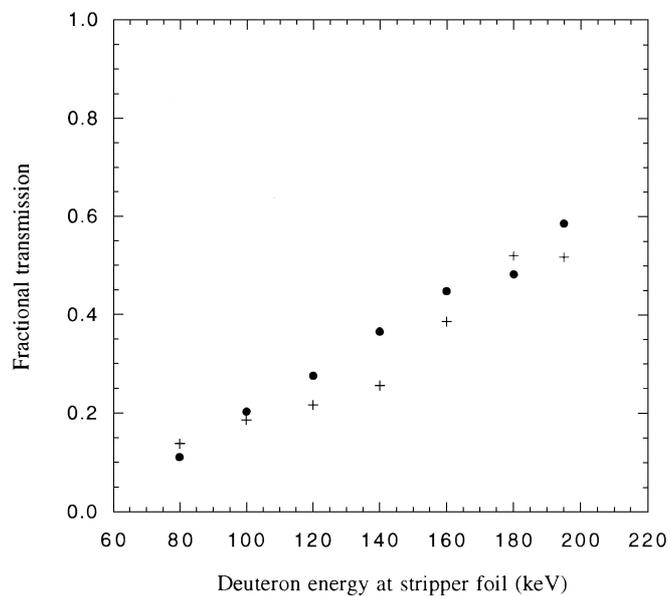


Abbildung 8.2: Anteil der Strahl-Transmission von Deuteronen durch 1 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ (Kreuze) und 2 $\frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ (Punkte) dicke Kohlenstoff-Folien gegen die Deuteronen-Energie [Bla93]

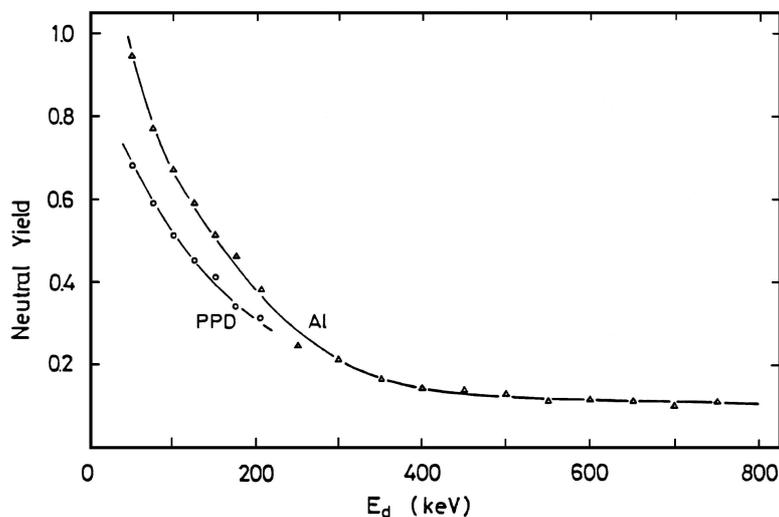


Abbildung 8.3: Neutralanteile im Deuteronenstrahl für d-PPP- (Bezeichnung von Pfaff: PPD) und Aluminium-Folien [Pfa89]

Mittels einer wie in Abschnitt 4.7 beschriebenen Vorgehensweise zur Strahlfokussierung und Ablenkung der Elektronen mit Magnet-Steerern und dem elektrischen Feld des Wienfilters ließen sich diese beiden Komponenten trennen.

Desweiteren könnte ein mit Schwefelhexafluorid (SF_6) gefüllter Ballon um das Beschleunigungsrohr – ähnlich wie im Drucktank des Tandembeschleunigers – zur Erhöhung der Überschlagsfestigkeit dienen [Mos79]. In den Messungen von Pfaff war für Terminalspannungen unterhalb von 100 kV kein Isolationsgas notwendig [Pfa89].

Nach Gleichung 4.4 auf Seite 68 beeinflussen differentieller Wirkungsquerschnitt und Strahlstrom die Ereignisrate. Bei Verdoppelung der Reaktionsenergie gewänne man einen Faktor 2.8 im Wirkungsquerschnitt, durch den Stripping-Prozeß erhält man allerdings nur eine Ausbeute von maximal 40% des einlaufenden Teilchenstroms. Insgesamt ist die Wahrscheinlichkeit größer, einen Verlust an Zählrate zu erleiden. Der Aufwand des Aufbaus, wobei zusätzlich mindestens einmal täglich der Wechsel der Stripperfolie eingeplant werden muß, ist gegenüber dem Nutzen hoch. Dennoch kann für eine höhere Energie, die nicht mit der Quelle polarisierter Ionen allein zu erzielen ist, ein Mini-Tandembeschleuniger geplant werden.

Anhang A

Darstellung von Polarisationsobservablen in kartesischen und sphärischen Koordinaten

Die kartesischen Polarisationskomponenten sind definiert durch:

$$p_i = \langle S_i \rangle \qquad p_{ij} = \langle S_{ij} \rangle \qquad (\text{A.1})$$

Die sphärischen Polarisationskomponenten sind definiert durch:

$$\begin{aligned}
 t_{00} &= \langle T_{00} \rangle = && 1 \\
 t_{10} &= \langle T_{10} \rangle = && \sqrt{\frac{3}{2}} \langle S_z \rangle \\
 t_{11} &= \langle T_{11} \rangle = && -\frac{\sqrt{3}}{2} \langle S_x + iS_y \rangle \\
 t_{1-1} &= \langle T_{1-1} \rangle = && +\frac{\sqrt{3}}{2} \langle S_x - iS_y \rangle \\
 t_{20} &= \langle T_{20} \rangle = && \frac{1}{\sqrt{2}} \langle 3S_z^2 - 2 \rangle \\
 t_{21} &= \langle T_{21} \rangle = && -\frac{\sqrt{3}}{2} \langle (S_x + iS_y)S_z + S_z(S_x + iS_y) \rangle \\
 t_{2-1} &= \langle T_{2-1} \rangle = && \frac{\sqrt{3}}{2} \langle (S_x - iS_y)S_z + S_z(S_x - iS_y) \rangle \\
 t_{22} &= \langle T_{22} \rangle = && \frac{\sqrt{3}}{2} \langle (S_x + iS_y)^2 \rangle \\
 t_{2-2} &= \langle T_{2-2} \rangle = && \frac{\sqrt{3}}{2} \langle (S_x - iS_y)^2 \rangle
 \end{aligned} \qquad (\text{A.2})$$

Die Beziehungen zwischen den beiden Darstellungen lauten dann:

$$\begin{aligned}
t_{10} &= \sqrt{\frac{3}{2}} p_z \\
t_{11} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (p_x + ip_y) \\
t_{1-1} &= +\frac{\sqrt{3}}{2} (p_x - ip_y) \\
t_{20} &= \frac{1}{\sqrt{2}} p_{zz} \\
t_{21} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (p_{xz} + ip_{yz}) \\
t_{2-1} &= +\frac{1}{\sqrt{3}} (p_{xz} - ip_{yz}) \\
t_{22} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (p_{xx-yy} + 2ip_{xy}) \\
t_{2-2} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (p_{xx-yy} - 2ip_{xy})
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Umgekehrt gilt:

$$\begin{aligned}
p_x &= -\frac{1}{\sqrt{3}} (t_{11} - t_{1-1}) \\
p_y &= \frac{i}{\sqrt{3}} (t_{11} + t_{1-1}) \\
p_z &= \sqrt{\frac{2}{3}} t_{10} \\
p_{xx} &= \frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} + t_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20} \\
p_{yy} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} + t_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} t_{20} \\
p_{zz} &= \sqrt{2} t_{20} \\
p_{xy} = p_{yx} &= -i\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{22} + t_{2-2}) \\
p_{xz} = p_{zx} &= -\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{21} + t_{2-1}) \\
p_{yz} = p_{zy} &= i\frac{\sqrt{3}}{2} (t_{21} + t_{2-1})
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Dazu schreibt man oft die Abkürzung

$$p_{xx} - p_{yy} = p_{xx-yy} = \sqrt{3} (t_{22} + t_{2-2}) \tag{A.5}$$

Diese Zusammenhänge gelten in gleicher Form auch für die Darstellung der Analysierstärken.

Anhang B

Darstellung von Polarisationstransferkoeffizienten in kartesischen und sphärischen Koordinaten

Für die Umrechnung von kartesischer in sphärischer Darstellung gilt im Fall der Polarisationstransferkoeffizienten (PTK) $\Xi_{kq}^{1q'}$

$$\begin{aligned}
 K_x^{x'} &= \sqrt{\frac{2}{3}} (\Xi_{11}^{11} - \Xi_{11}^{1-1}) \\
 K_y^{y'} &= \sqrt{\frac{2}{3}} (\Xi_{11}^{11} + \Xi_{11}^{1-1}) \\
 K_z^{x'} &= -2 \sqrt{\frac{1}{3}} \Xi_{10}^{11} \\
 K_{xx}^{y'} &= -i \Xi_{20}^{11} + i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{22}^{11} + \Xi_{22}^{1-1}) \\
 K_{yy}^{y'} &= -i \Xi_{20}^{11} - i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{22}^{11} + \Xi_{22}^{1-1}) \\
 K_{xy}^{x'} &= -i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{22}^{11} - \Xi_{22}^{1-1}) \\
 K_{yz}^{x'} &= i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{21}^{11} - \Xi_{21}^{1-1}) \\
 K_{xz}^{y'} &= -i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{21}^{11} + \Xi_{21}^{1-1})
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Ferner gilt

$$K_{xx-yy}^{y'} = K_{xx}^{y'} - K_{yy}^{y'} = 2i \sqrt{\frac{3}{2}} (\Xi_{22}^{11} + \Xi_{22}^{1-1}) \tag{B.2}$$

und wegen $K_{xx}^{y'} + K_{yy}^{y'} + K_{zz}^{y'} = 0$ auch

$$K_{zz}^{y'} = - (K_{xx}^{y'} + K_{yy}^{y'}) = 2i \Xi_{20}^{11} \tag{B.3}$$

Auflösen nach den Ξ_{KQ}^{11} liefert die folgenden wichtigen Beziehungen

- für die Vektor-Vektor-PTK (alle reell):

$$\begin{aligned}\Xi_{10}^{11} &= -\frac{1}{2}\sqrt{3}K_z^{x'} \\ \Xi_{11}^{11} &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}(K_x^{x'} + K_y^{y'})\end{aligned}\tag{B.4}$$

- für die Vektor-Tensor-PTK (alle rein imaginär):

$$\begin{aligned}\Xi_{20}^{11} &= -\frac{i}{2}K_{zz}^{y'} \\ \Xi_{21}^{11} &= -\frac{i}{2}\sqrt{\frac{2}{3}}(K_{yz}^{x'} - K_{xz}^{y'}) \\ \Xi_{22}^{11} &= \frac{i}{4}\sqrt{\frac{2}{3}}(2K_{xy}^{x'} - K_{xx-yy}^{y'})\end{aligned}\tag{B.5}$$

Anhang C

Beschreibung der Analyseprogramme

Für den erwähnten Fit der Reaktionsmatrixelemente und eine Berechnung von Observablen aus der Reaktionsmatrix stehen verschiedene Programme zur Verfügung. Ihre Funktion soll hier kurz dargelegt werden, weitere Ausführungen finden sich in [Gei93, Gei94].

Die theoretische Grundlage für die Behandlung von Polarisierungseffekten in Streuungen und Reaktionen, an denen jeweils genau zwei Fragmente im Ein- und Ausgangskanal beteiligt sind, liefert Welton [Wel63]. Um die Coulombkraft voll zu berücksichtigen, wurde der Formalismus von Heiss erweitert [Hei72]. Durch die Berechnung der Tensormomente der auslaufenden als Funktion der Tensormomente der einlaufenden Teilchen erhält man eine Beziehung zwischen experimentell beobachtbaren Größen und der Reaktionsmatrix. Die von Aulenkamp geschriebenen Programme [Aul73] spalten das Problem auf in einen energieunabhängigen Geometrieanteil (FATSON) sowie einen dynamischen, energieabhängigen Teil (TUF^X¹). Die Berechnung der ladungsabhängigen Terme wird getrennt von der Berechnung der Terme, die den kurzreichweitigen Kernkräften zuzuordnen sind.

Von Geiger wurde das Programm TUF entwickelt [Gei93], das speziell auf die Spiegelreaktionen $D(d, p)^3\text{H}$ und $D(d, n)^3\text{He}$ ausgerichtet ist. Es berechnet die zur Bestimmung der energieabhängigen Reaktionsmatrixelemente notwendigen Penetrabilitätsfunktionen und erstellt eine Startdatei für TUF^X.

TUF^XDD² berechnet aus einer gegebenen Reaktionsmatrix alle Null-Spin- und Ein-Spin-Observablen sowie alle Polarisationstransferkoeffizienten und Spin-

¹dort beschrieben als TUFO

²Von Nyga geschrieben [Nyg88], durch Geiger erweitert und durch die vorliegende Arbeit jetzt auch unter LINUX lauffähig

korrelationsparameter. Weiterhin bietet es die Möglichkeit (im Gegensatz zu TUFX), aus den Fehlern der Matrixelemente diejenigen der Anregungsfunktionen und der Winkelverteilungen zu berechnen. Zur bequemen Weiterverarbeitung werden die Größen in einzelnen ASCII-Dateien ausgegeben.

Das Programm DD³ wertet Meßdaten (Entwicklungskoeffizienten von Partialwellenentwicklungen) aus. Es paßt die Parameter (Reaktionsmatrixelemente \tilde{T}_i) der bilinearen Bestimmungsgleichungen – ausgehend von zufälligen Werten – an die Daten an (siehe auch Abschnitt 2.3). Die Ausgabedatei enthält den gefitteten Wechselwirkungsradius.

Um diese Datei mit den 16 energieunabhängigen Übergangsamplituden in TUFXDD weiterverarbeiten zu können, müssen jeweils die Fehler der Real- und Imaginärteile angegeben werden. Ein Beispiel für das Eingabeformat einer solchen Matrixdatei folgt:

WW-RADIUS: 6.630

1	1.9250	+-	0.2339	17	-0.9141	+-	0.5130
2	0.2688	+-	0.2079	18	1.2228	+-	0.1085
3	1.9371	+-	0.1592	19	0.5520	+-	0.5085
4	3.0401	+-	0.2883	20	-2.3771	+-	0.3951
5	-1.1827	+-	0.1185	21	-0.9310	+-	0.1736
6	-4.2186	+-	0.2283	22	-0.7975	+-	1.1183
7	-0.6788	+-	0.1686	23	0.5123	+-	0.1949
8	1.1706	+-	0.1128	24	-0.8493	+-	0.1894
9	-0.0567	+-	0.2077	25	0.7910	+-	0.0187
10	-1.8930	+-	0.8274	26	3.2926	+-	0.3924
11	0.7790	+-	0.6930	27	-2.5704	+-	0.2482
12	-0.1094	+-	0.1034	28	-0.8244	+-	0.0191
13	2.4720	+-	0.1688	29	0.3735	+-	0.3210
14	-0.4198	+-	0.3125	30	1.6335	+-	0.2501
15	-0.7426	+-	0.4093	31	-2.5934	+-	0.1443
16	1.0323	+-	0.1249	32	0.0000	+-	0.0000

³Eine lauffähige Version liegt bisher nur unter VMS vor.

Literaturverzeichnis

- [Abr80] A. Abragam, V. Bouffard, Y. Roinel and P. Roubeau
A new polarized target material : ${}^6\text{LiD}$
J. Physique Lettres **41** (1980) 309-310
- [Ady69] B. P. Ad'yasevich and D. E. Fomenko
Analysis Of The Results Of The Investigation Of The Reaction
 $D(d, p)T$ With Polarized Deuterons
Yad. Fiz. 9 (1969) 283-291
Sov. J. Nucl. Phys. **9** (1969) 167-171
- [Ady74] B. P. Ad'yasevich and V. G. Antonenko
Loss of polarization by a deuteron beam in hydrogen
Zh. Eksp. Teor. Fiz. 66 (1974) 1911-1915
Sov. Phys. JETP **39** (1974) 940-941
- [Alp48] R. A. Alpher, H. Bethe and G. Gamow
The Origin of Chemical Elements
Phys. Rev. **73** (1948) 803-804
- [Alt70] E. O. Alt, P. Grassberger, and W. Sandhas
Treatment of the Three- and Four-Nucleon Systems by a
Generalized Separable-Potential Model
Phys. Rev. C **1** (1970) 85-98
- [Alt04] E. O. Alt, S. B. Levin, and S. L. Yakovlev
Coulomb Fourier transformation: A novel approach to three-body
scattering with charged particles
Phys. Rev. C **69**, 034002 (2004) 1-11
- [And68] H. H. Andersen, C. C. Hanke, H. Simonsen, H. Sørensen, and
P. Vajda
Stopping Power of the Elements $Z=20$ Through $Z=30$ for
5-12 MeV Protons and Deuterons
Phys. Rev. **175** (1968) 389-395

- [And77] H. H. Andersen, J. F. Ziegler
Hydrogen-Stopping Power and Ranges in All Elements
The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 3
Pergamon Press, New York (1977)
- [Ang04] V. Angelov
Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg
private Mitteilung (2004)
- [Ash59] A. J. Ashby and H. C. Catron
Tables Of Nuclear Reaction Q Values
University of California (1959)
- [Aub82] R. L. Auble and D. M. Galbraith
A Procedure For Rapid Evaluation Of Carbon Stripper Foils
Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 13-14
- [Aul73] H. Aulenkamp
Zusammenhang zwischen der S-Matrix und beobachtbaren Größen
Diplomarbeit, Institut für Theor. Phys., Universität zu Köln (1973)
- [Bal63] A. M. Baldin, W. I. Goldanskij, I. L. Rosental
Kinematik der Kernreaktionen
Akademie-Verlag, Berlin (1963)
- [Bar03] B. R. Barrett, B. Mihaila, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa
Ab Initio Calculations of Light Nuclei
Nucl. Phys. News **13** (2003) 17-23
- [Bec78] V. Bechtold, L. Friedrich, P. Ziegler, R. Aniol, G. Latzel, and
H. Paetz gen. Schieck
The Lamb Shift Polarized Ion Source At The FN Tandem Van De
Graaff Accelerator Of The University Of Cologne
Nucl. Instr. and Meth. **150** (1978) 407-416
- [Bec91] B. Becker
Messung der Tensoranalysierstärken der Reaktion ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ bei
 $E_d = 28$ keV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1991)
- [Bec92] B. Becker, R. Randermann, B. Polke, S. Lemaître,
R. Reckenfelderbäumer, P. Nießen, G. Rauprich, L. Sydow,
and H. Paetz gen. Schieck
Measurement of a Complete Set of Analyzing Powers of the Fusion

- Reactions $D(\vec{d}, p)^3\text{H}$ and $D(\vec{d}, n)^3\text{He}$ at $E_d = 28$ keV
Few-Body Systems **13** (1992) 19-39
- [Bec94] B. Becker
Computerdateien einer Messung von A_y und $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der elastischen
Streuung $\text{Si}(p, p)\text{Si}$
Unveröffentlichte Daten, Institut für Kernphysik, Universität zu
Köln (1994)
- [Bei50] F. M. Beiduk, J. R. Pruett and E. J. Konopinski
Theory of the D+D Reactions
Part I. Analysis of the Energy Dependence
Phys. Rev. **77** (1950) 622-627
Part II. Relation to the Internucleonic Forces
Phys. Rev. **77** (1950) 628-633
- [Bel05] M. Bellos
Low-Energy Deuteron Polarimeter
Master of Science thesis, KVI Groningen (2005)
- [Bel61] T. A. Belote, E. Kashy, J. R. Risser
Excited States in ^{29}P from the Scattering of Protons by ^{28}Si
Phys. Rev. **122** (1961) 920-928
- [Ben03] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut et al.
First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)
Observations: Preliminary Maps and Basic Results
Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 1-27
- [Bet30] H. Bethe
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch
Materie
Ann. Physik 5. Folge, **5** (1930) 325-400
- [Bla93] T. C. Black, B. E. Hendrix, E. R. Crosson, K. A. Fletcher,
H. J. Karwowski and E. J. Ludwig
A very low energy tandem accelerator
Nucl. Instr. and Meth. A **333** (1993) 239-243
- [Bla59] J. M. Blatt und V. F. Weisskopf
Theoretische Kernphysik
Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1959)

- [Blo84] G. Blondiaux, M. Valladon, L. Quaglia, G. Robaye, G. Weber, J. L. Debrun
Study Of The Growth Of Carbon On Targets During Ion Bombardment
Nucl. Instr. and Meth. **227** (1984) 19-23
- [Boh48] N. Bohr
The Penetration Of Atomic Particles Through Matter
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **18**, no. 8 (1948) 1-144
- [Bos03] M. S. Boswell, C. R. Brune, T. B. Clegg, T. V. Daniels, B. M. Fisher, H. J. Karwowski, T. Katabuchi, D. S. Leonard, and E. J. Ludwig
Precision Measurements of Reaction Yields Critical to Big-Bang Nucleosynthesis
TUNL Progress Report **XLII** (2003) 42-44
- [Bru94] C. R. Brune, R. W. Kavanagh
Production and characterization of thin Ti-³H and Ti-²H targets
Nucl. Instr. and Meth. **343** (1994) 415-420
- [Bül99] S. Bültmann, D. G. Crabb, D. B. Day, R. D. Fatemi, B. Gardner, C. M. Harris, J. R. Johnson, J. S. McCarthy, P. M. McKee, W. Meyer, S. I. Penttilä, E. Ponikvar, A. Rijllart, O. A. Rondon, S. St. Lorant, W. A. Tobias, S. Trentalange, H. Zhu, B. Zihlmann, D. Zimmermann
A study of lithium deuteride as a material for a polarized target
Nucl. Instr. and Meth. A **425** (1999) 23-36
- [Bur99] S. Burles, K. M. Nollett, J. W. Truran, and M. S. Turner
Sharpening the Predictions of Big-Bang Nucleosynthesis
Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4176-4179
- [Can01] L. Canton and W. Schadow
The one-pion-exchange three-nucleon force and the A_y puzzle
Phys. Rev. C **64**, 031001 (2001) 1-4
- [Car05] J. Carbonell
Solutions of Faddeev-Yakubovsky equations in configuration space for the 4N scattering states
Few-Body Systems Suppl. 0 (2005) 1-6
- [Car98] J. Carlson, R. Schiavilla
Structure and dynamics of few-nucleon systems
Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 743-841

- [Cle73] T. B. Clegg, D. D. Armstrong, R. A. Hardekopf, and P. W. Keaton
Polarization Transfer in the ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ Reaction at $\theta = 0^\circ$
Phys. Rev. C **8** (1973) 922-928
- [Coc04] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, and
C. Angulo
Updated Big Bang Nucleosynthesis Compared with Wilkinson
Microwave Anisotropy Probe Observations and the Abundance of
Light Elements
Astrophys. J. **600** (2004) 544-552
- [Coh55] H. O. Cohn, J. K. Bair, J. D. Kington, and H. B. Willard
The ${}^{28}\text{Si}(p, p'\gamma){}^{28}\text{Si}$ Reaction
Phys. Rev. **99** (1955) 644
- [Col04] R. Collatz
AMETEK GmbH
private Mitteilung (2004)
- [Coo79] S. A. Coon, M. D. Scadron, P. C. McNamee, B. R. Barrett, D. W. E.
Blatt, and B. H. J. McKellar
The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter
Nucl. Phys. A **317** (1979) 242-278
- [Cuy69] M. Cuypers, J. M. Peters et G. Weber
Essai D'Une Cible De Polyphenyle Deuteré Sous Faisceau De
Deutons
Nucl. Instr. and Meth. **68** (1969) 245-250
- [Cyb04] R. H. Cyburt
Primordial Nucleosynthesis for the New Cosmology:
Determining Uncertainties and Examining Concordance
Phys. Rev. D **70**, 023505 (2004) 1-56
- [Dob74] P. Dobberstein and L. Henke
Lifetime Of Carbon Exciter Foils For Beam-Foil Spectroscopy
Nucl. Instr. and Meth. **119** (1974) 611-612
- [Don64] B. L. Donnally, T. Clapp, W. Sawyer, and M. Schultz
Metastable Hydrogen Atoms Produced In Charge Exchange
Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 502-503

- [Don65] B. L. Donnally and W. Sawyer
 Proposal For A Source Of Polarized Negative Hydrogen Ions
 Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 439-441
- [Dud72] J. C. Duder, E. J. Stephenson and W. Haeberli
 Polarization Transfer in the ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p}){}^3\text{H}$ Reaction at 0°
 Nucl. Phys. A **196** (1972) 107-112
- [Düw04] C. 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, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (2004)
- [Ent02] D. R. Entem, R. Machleidt and H. Witała
 Chiral NN model and A_y puzzle
 Phys. Rev. C **65**, 064005 (2002) 1-7
- [Fad61] L. D. Faddeev
 Scattering Theory For A Three Particle System
 J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) **39** (1960) 1459-1467
 Sov. Phys. JETP **12** (1961) 1014-1019
- [Fad63] L. D. Faddeev
 The Construction Of The Resolvent Of The Schrödinger Operator For A Three-Particle System, And The Scattering Problem
 Sov. Phys. Dokl. **7** (1963) 600-602
- [Fan53] U. Fano
 Geometrical Characterization of Nuclear States and the Theory of Angular Correlations
 Phys. Rev. **90** (1953) 577-579
- [Fin04] F. Finger
 FZ Jülich
 private Mitteilung (2004)
- [Fon98] A. C. Fonseca
 Microscopic Calculation of Four-Nucleon Scattering Observables in $dd \rightarrow dd$ and $dd \rightarrow p{}^3\text{H}$
 Nucl. Phys. A **631** (1998) 675-679
- [Fon99] A. C. Fonseca
 Contribution of Nucleon-Nucleon P Waves to $nt - nt$, $dd - pt$, and

- dd* – *dd* Scattering Observables
Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4021-4024
- [Fri99] J. L. Friar, D. Hüber, and U. van Kolck
Chiral symmetry and three-nucleon forces
Phys. Rev. C **59** (1999) 53-58
- [Frö02] C. Frömbgen
LII Europe GmbH, Frankfurt
private Mitteilung (2002)
- [Fro71] B. Frois, J. Birchall, R. Lamontagne, R. Roy and R. J. Slobodrian
A High Efficiency Proton Polarimeter With Silicon Detector
Analyser
Nucl. Instr. and Meth. **96** (1971) 431-436
- [Gam46] G. Gamow
Expanding Universe and the Origin of Elements
Phys. Rev. **70** (1946) 572-573; sowie:
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27**, no. 10 (1953) 1-15
- [Gam48] G. Gamow
The Evolution Of The Universe
Nature **162** (1948) 680-682
- [Gei93] O. Geiger
Analyse von Daten der Fusionsreaktionen $D(d, n)^3\text{He}$ und $D(d, p)^3\text{H}$
unterhalb von $E_{Lab} = 1.5$ MeV sowie Verbesserung der hierzu not-
wendigen Rechnerprogramme
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1993)
- [Gei94] O. Geiger
Übersicht und Beschreibung der vorhandenen Software zur Analyse
von Daten der Fusionsreaktionen $D(d, n)^3\text{He}$ und $D(d, p)^3\text{H}$
Gruppenbericht, Inst. für Kernphysik, Universität zu Köln (1994)
- [Gei95] O. Geiger, S. Lemaître and H. Paetz gen. Schieck
Complete determination of the transition amplitudes of the
fusion reaction $D(d, p)^3\text{H}$ from a comprehensive analysis of data
with $E_d < 1.5$ MeV
Nucl. Phys. A **586** (1995) 140-150
- [Gem74] D. S. Gemmel
Channeling and related effects in the motion of charged particles

- through crystals
 Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 129-235
- [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) 107-286
- [Gor00] A. M. Gorbatov, A. V. Germanov, D. V. Nechaev, P. V. Komarov,
 and P. Yu. Nikishov
 Microscopic Description of the Reactions $d+d \rightarrow p+{}^3\text{H}$ and
 $d+d \rightarrow n+{}^3\text{He}$ at Low Energies
 Phys. Atom. Nucl. **63** (2000) 431-439
- [Gor67] S. Gorodetzky, A. Chevallier, A. Pape, J. Cl. Sens, A. M. Bergdolt,
 M. Bres et R. Armbruster
 Mesure Des Pouvoirs D'Arrêt De C, Ca, Au Et CaF₂ Pour Des
 Protons D'Énergie Comprise Entre 0.4 Et 6 MeV
 Nucl. Phys. A **91** (1967) 133-144
- [Got62] K. Gotow, F. Lobkowitz, and E. Heer
 Depolarization Parameter in Proton-Proton Scattering at 213 MeV
 Phys. Rev. **127** (1962) 2206-2216
- [Gra49] E. R. Graves, A. A. Rodrigues, M. Goldblatt, and D. I. Meyer
 Preparation and Use of Tritium and Deuterium Targets
 Rev. Sci. Instr. **20** (1949) 579-582
- [Grü64] W. Grüebler, W. Haeberli, and P. Schwandt
 Production Of A Beam Of Polarized Negative Hydrogen Ions
 Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 595-597
- [Gun60] E. M. Gunnensen and G. James
 On The Efficiency Of The Reaction ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ In Titanium Tritide
 Bombarded With Deuterons
 Nucl. Instr. and Meth. **8** (1960) 173-184
- [Guz01] V. Guzey
 Nuclear shadowing in polarized deep inelastic scattering on ${}^6\text{LiD}$ at
 small x and its effect on the extraction of the deuteron spin structure

- function $g_1^d(x, Q^2)$
Phys. Rev. C **64**, 045201 (2001) 1-6
- [Hae65] W. Haeberli, W. Grüebler, P. Extermann, and P. Schwandt
Acceleration Of Polarized Protons And Deuterons In A Tandem
Accelerator
Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 267-268
- [Hae67] W. Haeberli
Sources Of Polarized Ions
Ann. Rev. Nucl. Sci. **17** (1967) 373-426
- [Hal84] G. M. Hale and G. D. Doolen
Cross Sections And Maxwellian Reaction Rates For Polarized d+d
Reactions
Los Alamos National Laboratory Report No. LA-9971-MS (1984)
- [Hän96] M. Händel
Computerunterstützte Weiterentwicklung eines Protonen-
Transferpolarimeters für niedrige Energien
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1996)
- [Hei72] P. Heiss
On the Theory of Polarization in Nuclear Reactions and Scattering
Z. Phys. **251** (1972) 159-167
- [Hem72] G. Hempel, A. Hofmann and K. Kilian
Analysing Power For Protons Elastically Scattered By A Thick
Silicon Target
Nucl. Instr. and Meth. **105** (1972) 91-95
- [Hem97] P. Hempen
Messung des Spintransferparameters $K_y^{y'}$ in der elastischen Neutron-
Deuteron-Streuung bei mittleren Neutronenenergien von 15, 17, 19
und 25.8 MeV
Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [Hue04] G. Huey, R. H. Cyburt, and B. D. Wandelt
Precision primordial ^4He measurement from the CMB
Phys. Rev. D **69**, 103503 (2004) 1-6
- [Huk05] A. Huke
Technische Universität Berlin
private Mitteilung (2005)

- [Imi01] A. Imig
Polarisationstransfer in der $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ -Reaktion –
Weiterentwicklung und Einsatz eines Transferpolarimeters
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (2001)
- [Joh73] P. B. Johnson
Use Of The D-D Reaction To Locate Deuterium Implanted In
Metals
Nucl. Instr. and Meth. **114** (1974) 467-475
- [Kat01] T. Katabuchi, K. Kudo, K. Masuno, T. Iizuka, Y. Aoki and
Y. Tagishi
Polarization transfer coefficient K_y' in the $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ reaction at
 $\theta = 0^\circ$ at very low energies
Phys. Rev. C **64**, 047601 (2001) 1-3
- [Kaw02] N. Kawachi, T. Katabuchi, M. Yamaguchi, Y. Tagishi
Real-time measurement of implanted deuterons by using the nuclear
reaction $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$
Nucl. Instr. and Meth. B **190** (2002) 195-198
- [Kie94] A. Kievsky, M. Viviani, S. Rosati
Study of bound and scattering states in three-nucleon systems
Nucl. Phys. A **577** (1994) 511-527
- [Klo01] M. Kloth
Aufbau und Test eines neuen Analysatorsystems für Multi-
Detektor-Systeme
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (2001)
- [Kul82] R. M. Kulsrud, H. P. Furth, E. J. Valeo and M. Goldhaber
Fusion Reactor Plasmas with Polarized Nuclei
Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1248-1251
- [Knu70] L. D. Knutson
Charge-Exchange Collisions between Metastable Hydrogen Atoms
and Iodine Molecules
Phys. Rev. A **2** (1970) 1878-1881
- [Lad04] V. P. Ladygin
Measurement of the tensor analyzing power T_{20} in the $dd \rightarrow ^3\text{He}n$
and $dd \rightarrow ^3\text{H}p$ at intermediate energies and at zero degree
Phys. Lett. B **598** (2004) 47-54

- [Lam50] W. E. Lamb, Jr. and R. C. Retherford
Fine Structure of the Hydrogen Atom. Part I
Phys. Rev. **79** (1950) 549-572
- [Lat74] G. Latzel
Ionenoptische Untersuchungen zur Anpassung einer Quelle polarisierter Ionen an den Kölner HVEC-FN 7-Tandem-Beschleuniger
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1974)
- [Laz04a] R. Lazauskas and J. Carbonell
Ab-Initio Calculations of Four-Nucleon Elastic Scattering
Few-Body Systems **34** (2004) 105-111
- [Laz04b] R. Lazauskas and J. Carbonell
Testing nonlocal nucleon-nucleon interactions in four-nucleon systems
Phys. Rev. C **70**, 044002 (2004) 1-12
- [Laz05] R. Lazauskas, J. Carbonell, A. C. Fonseca, M. Viviani, A. Kievsky, and S. Rosati
Low energy $n-{}^3\text{H}$ scattering: A novel testground for nuclear interactions
Phys. Rev. C **71**, 034004 (2005) 1-8
- [Lem31] G. Lemaître
The Beginning of the World from the Point of View of Quantum Theory
Nature **127** (1931) 706
- [Lem89] S. Lemaître
Bestimmung von Übergangsamplituden der Reaktionen $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ und $\text{D}(d, p){}^3\text{H}$ unterhalb $E_{\text{Lab}} = 500$ keV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1989)
- [Lem90] S. Lemaître and H. Paetz gen. Schieck
Determination of the Reaction-Matrix Elements of the $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ and $\text{D}(d, p){}^3\text{H}$ Reactions for $E_d \leq 500$ keV
Few-Body Systems **9** (1990) 155-164
- [Lem93] S. Lemaître and H. Paetz gen. Schieck
Complete determination of the transition amplitudes from a comprehensive data analysis of the fusion reactions $\text{D}(d, p){}^3\text{H}$ and $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ for $E_d < 500$ keV
Ann. Physik **2** (1993) 503-521

- [Lil51] A. B. Lillie and J. P. Conner
Preparation of Thin Tritium Targets
Rev. Sci. Instr. **22** (1951) 210-211
- [Lin71] W. W. Lindstrom, R. Garrett and U. von Möllendorff
Depolarization Of Low-Energy Deuterons By Electron Pick-Up
Nucl. Instr. and Meth. **93** (1971) 385-387
- [Lip50] B. A. Lippmann and J. Schwinger
Variational Principles for Scattering Processes. I
Phys. Rev. **79** (1950) 469-480
- [Lis75] P. W. Lisowski, R. L. Walter, C. E. Busch, T. B. Clegg
Polarization Transfer In The ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{n}){}^3\text{He}$ Reaction At $\theta = 0^\circ$
Nucl. Phys. A **242** (1975) 298-308
- [Mad59] L. Madansky and G. E. Owen
Production of Polarized Proton Beams
Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 209-211
- [Mad71] Proc. 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear
Reactions, Madison 1970, eds.: H. H. Barschall and W. Haeberli
University of Wisconsin Press (1971) xxv-xxix
- [Mad65] W. E. Maddox, C. C. Foster, C. N. Inskeep and D. W. Miller
Construction of a Silicon Polarimeter
Unveröffentlicht, Indiana University, Bloomington, USA (1965)
- [Mar73] J. P. Martin, J. L. Foster, H. R. Hiddleston and S. E. Darden
The Analyzing Power Of Silicon From 4 MeV To 16 MeV
Nucl. Instr. and Meth. **113** (1973) 477-482
- [Mel83] R. Melzer
Untersuchung von Analog-Isobar-Resonanzen im System ${}^{208}\text{Pb}+p$
mittels elastischer Streuung polarisierter Protonen im Bereich von
14.16 MeV bis 17.35 MeV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1983)
- [Mic83] B. J. Micklich and D. L. Jassby
Princeton Plasma Physics Laboratory Report No. PPPL-1994
(1983)
- [Möl81] W. Möller, Th. Pfeiffer, M. Schluckebier
Carbon Buildup By Ion-Induced Polymerization Under 100-400 keV

- H, He And Li Bombardment
Nucl. Instr. and Meth. **182/183** (1981) 297-302
- [Mos79] W. Mosch, W. Hauschild
Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid
VEB Verlag Technik, Berlin (1979)
- [Neb02] F. Nebia, H. Beaumevielle, S. Ouichaoui
Violation apparente de la symétrie de charge dans les réactions de fusion $D(d, p)T$ et $D(d, n)^3He$ aux énergies stellaires
C. R. Physique **3** (2002) 733-739
- [Nie61] L. P. Nielsen
Energy Loss And Straggling Of Protons And Deuterons
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33**, no. 6 (1961) 1-20
- [Nog02] A. Nogga, H. Kamada, W. Glöckle, and B. R. Barrett
The α particle based on modern nuclear forces
Phys. Rev. C **65**, 054003 (2002) 1-18
- [Nol00] K. M. Nollett, S. Burles
Estimating reaction rates and uncertainties for primordial nucleosynthesis
Phys. Rev. D **61**, 123505 (2000) 1-16
- [Nyg88] K.-R. Nyga
Bestimmung der Spreading-Breiten der isobaren Analogresonanzen im ^{139}La mittels der $^{138}Ba(\vec{p}, p_0)^{138}Ba-$ und $^{138}Ba(\vec{p}, p_1)^{138}Ba(2_1^+)-$ Streuung
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1988)
- [Ohl72] G. G. Ohlsen
Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics
Rep. Prog. Phys. **35** (1972) 717-801
- [Ohl73] G. G. Ohlsen
Techniques For Measurement Of Spin- $\frac{1}{2}$ And Spin-1 Polarization Analyzing Tensors
Nucl. Instr. and Meth. **109** (1973) 41-59
- [ORT05] ORTEC
Informationen zu Detektoren
<http://www.ortec-online.com>

- [Pas98] G. Pascovici, G. Richardt, V. Angelov, M. Eggert, M. Kloth
Entwicklung eines neuen Vielkanalanalysator-Moduls im CAMAC-
Format
Forschungsbericht der Universität zu Köln (1998/1999) 866
- [Pet67] Cl. Petitjean, P. Huber, H. Paetz gen. Schieck und H. R. Striebel
 $D(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen
Helv. Phys. Acta **40** (1967) 401-413
- [Per87] V. Perez-Mendez, S.N. Kaplan, W. Ward and R. A. Street
Signal, Recombination Effects And Noise In Amorphous Silicon
Detectors
Nucl. Instr. and Meth. A **260** (1987) 195-200
- [Per88] V. Perez-Mendez, S.N. Kaplan, G. Cho, I. Fujieda, S. Qureshi,
W. Ward and R. A. Street
Hydrogenated Amorphous Silicon Pixel Detectors For Minimum
Ionizing Particles
Nucl. Instr. and Meth. A **273** (1988) 127-134
- [Pfa89] E. Pfaff
Die Analysierstärken der Reaktionen $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ und $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$
unterhalb $E_d = 1$ MeV
Dissertation, Universität Gießen (1989)
- [PgS67] H. Paetz gen. Schieck, P. Huber, Cl. Petitjean, H. Rudin und
H. R. Striebel
 $D(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei $E_d = 460$ keV
Helv. Phys. Acta **40** (1967) 414-435
- [PgS88] H. Paetz gen. Schieck
Experiments on Four-Nucleon Reactions
Few-Body Systems **5** (1988) 171-207
- [PgS92] H. Paetz gen. Schieck, B. Becker, R. Randermann, S. Lemaître,
P. Nießen, R. Reckenfelderbäumer, and L. Sydow
Non-suppression of quintet states in the tensor analyzing powers of
the D+D fusion reactions at $E_{cm} = 14$ keV
Phys. Lett. B **276** (1992) 290-293
- [Pie02] S. C. Pieper, K. Varga, and R. B. Wiringa
Quantum Monte Carlo calculations of $A = 9, 10$ nuclei
Phys. Rev. C **66**, 044310 (2002) 1-14

- [Pie04] S. C. Pieper, R. B. Wiringa, and J. Carlson
Quantum Monte Carlo calculations of excited states in A=6-8 nuclei
Phys. Rev. C **70**, 054325 (2004) 1-11
- [Pol87] B. Polke
Messung der Vektoranalysierstärke der $D(\vec{d}, p)^3\text{H}$ - und $D(\vec{d}, n)^3\text{He}$ -
Reaktionen bei $E_d = 30 \pm 3$ keV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1987)
- [Pri95] R. M. Prior, R. M. Chasteler, H. R. Weller
A polarimeter for low-energy protons
Nucl. Instr. and Meth. A **355** (1995) 439-442
- [Pur65] K. H. Purser, A. Galejs, P. H. Rose, R. J. Van de Graaff and
A. B. Wittkower
Properties of Inclined-Field Acceleration Tubes
Rev. Sci. Instr. **36** (1965) 453-457
- [Qua69] L. Quaglia, G. Robaye, M. Cuypers, J. N. Barrandon
Analyse Par Réaction Nucléaire De L'Oxygène Et Du Carbone En
Couche Mince A La Surface Des Métaux
Nucl. Instr. and Meth. **68** (1969) 315-324
- [Ran91] R. Randermann
Tensoranalysierstärken der Reaktion $D(\vec{d}, n)^3\text{He}$ bei
 $\langle E_{lab} \rangle = 28 \pm 3$ keV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1991)
- [Ree73] H. Reeves, J. Audouze, W. A. Fowler, and D. N. Schramm
On The Origin Of Light Elements
Astrophys. J. **179** (1973) 909-930
- [Rit89] P. Rittmeyer, U. Wietelmann
Hydrides
Ullmann's Encyclopedia of Industr. Chem. A **13** (1989) 199-226
- [Rol88] C. E. Rolfs and W. S. Rodney
Cauldrons in the Cosmos
The University of Chicago Press (1988)
- [Rol04] C. E. Rolfs for LUNA Collaboration
Enhanced Electron Screening in $d(d,p)t$ for Deuterated Metals
Prog. Theor. Phys. Suppl. **154** (2004) 373-378

- [Rou77] F. Roussel, P. Pradel, and G. Spiess
Electron capture, electron loss, and deexcitation of fast H(2^2S) and H(1^2S) atoms in collisions with molecular hydrogen and inert gases
Phys. Rev. A **16** (1977) 1854-1866
- [Sal73] G. C. Salzman, C. K. Mitchell and G. G. Ohlsen
Techniques for Polarization Transfer Coefficient Determination
Nucl. Instr. and Meth. **109** (1973) 61-76
- [Sch98] D. N. Schramm and M. S. Turner
Big-bang nucleosynthesis enters the precision era
Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 303-318
- [Sch71] P. Schwandt, T. B. Clegg, W. Haeberli
Polarization Measurements And Phase Shifts For p - ^4He Scattering Between 3 And 18 MeV
Nucl. Phys. A **163** (1971) 432-448
- [Sco59] V. D. Scott and L. W. Owes
Deposition by thermal evaporation of thin films of titanium and zirconium for tritium targets
Brit. J. Appl. Phys. **10** (1959) 91-93
- [Son67] P. G. Sona
A new method proposed to increase polarization in polarized ion sources of H^- and D^-
Energia Nucleare **14** (1967) 295-299
- [Spe76] W. E. Spear and P. G. Le Comber
Electronic properties of substitutionally doped amorphous Si and Ge
Phil. Mag. **33** (1976) 935-949
- [Spe03] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut et al.
First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters
Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 175-194
- [Spe81] F. Sperisen, W. Gruebler, V. König, P. A. Schmelzbach, K. Elsener, B. Jenny and C. Schweizer
A Set Of High Efficiency Proton Polarimeters For Proton Energies Between 2 And 20 MeV
Nucl. Instr. and Meth. **190** (1981) 301-307

- [Suf02] G. Suft, W. Kretschmer, E. Boschitz, R. Meier, B. Brinkmüller, B. van den Brandt, P. Hautle, J.A. Konter, S. Mango, L. Mathelitsch, H. Garcilazo and W. Grüebler
Polarization transfer observables in πd elastic scattering
Phys. Rev. C **66**, 034003 (2002) 1-18
- [Syd92] L. Sydow
Bestimmung der Nukleon-Nukleon-Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{y'}$ und $K_z^{x'}$ der Reaktion $D(\vec{p}, \vec{p})D$ bei $E_p = 19$ MeV
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1992)
- [Syd93] L. Sydow, S. Vohl, S. Lemaître, P. Nießen, K.R. Nyga, R. Reckenfelderbäumer, G. Rauprich and H. Paetz gen. Schieck
Optimized polarimetry for polarization-transfer experiments with protons and deuterons
Nucl. Instr. and Meth. A **327** (1993) 441-455
- [Syd94] L. Sydow, S. Lemaître, P. Nießen, K.R. Nyga, G. Rauprich, R. Reckenfelderbäumer, S. Vohl, H. Paetz gen. Schieck, H. Witała, and W. Glöckle
Polarization-transfer coefficients $K_y^{y'}$ and $K_z^{x'}$ in elastic pd scattering at $E_p = 19.0$ MeV
Nucl. Phys. A **567** (1994) 55-77
- [Syd98] L. Sydow, S. Vohl, S. Lemaître, H. Patberg, R. Reckenfelderbäumer, H. Paetz gen. Schieck, W. Glöckle, D. Hüber, and H. Witała
Polarization-Transfer Coefficients in $D(\vec{p}, \vec{p})d$ and $D(\vec{p}, \vec{d})p$ Reactions at $E_p = 19$ MeV: Experiment Compared to Calculations with Recent Nuclear-Interaction Models
Few-Body Systems **25** (1998) 133-155
- [Swi90] O. Swillus
Tensoranalysierstärken der Reaktionen ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ und ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$ bei $E_d = 27$ keV
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1990)
- [Tag92] Y. Tagishi, N. Nakamoto, K. Katoh, J. Togawa, T. Hisamune, T. Yoshida, and Y. Aoki
Analyzing powers for ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ at incident energies of 30, 50, 70, and 90 keV
Phys. Rev. C **46** (1992) R1155-R1158

- [Tai79] N. R. S. Tait, D. W. L. Tolfree, D. S. Whitmell and B. H. Armitage
The Behaviour And Physical Characteristics Of Carbon Stripper
Foils Prepared By Different Methods
Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 1-14
- [The94] J. Theuerkauf
Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen $\gamma\gamma$ -
Koinzidenzspektren an Beispielen aus Hochspinexperimenten
in der Massengegend um ^{146}Gd
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1994)
- [Tyt00] D. Tytler, J. M. O'Meara, N. Suzuki and D. Lubin
Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances
Physica Scripta, Vol. T **85** (2000) 12-31
- [Uzu97] E. Uzu, H. Kameyama, S. Oryu, and M. Tanifuji
Analyses of Cross Sections and Analyzing Powers in Low-Energy
 $^2\text{H}(\vec{d}, n)^3\text{He}$ Reactions Based on the Invariant-Amplitude and
Faddeev-Yakubovsky Methods
Few-Body Systems **22** (1997) 65-75
- [Uzu02] E. Uzu
Four-body Faddeev-Yakubovsky calculation of polarization transfer
coefficient $K_y^{y'}$ in the $^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ reaction at very low energies
nucl-th/0210026 (2002) 1-3
- [VdG33] R. J. Van de Graaff, K. T. Compton and L. C. Atta
The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investi-
gations
Phys. Rev. **43** (1933) 149-157
- [VdG62] R. J. Van de Graaff, P. H. Rose, A. B. Wittkower
High-Voltage Acceleration Tubes utilizing Inclined-Field Principles
Nature **195** (1962) 1292-1293
- [Viv01] M. Viviani, A. Kievsky, S. Rosati, E. A. George, and L. D. Knutson
The A_y Problem for $p-^3\text{He}$ Elastic Scattering
Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3739-3742
- [Viv04] M. Viviani, A. Kievsky and S. Rosati
Convergence of the Hyperspherical Harmonic Expansion for Four
Body Scattering Problems
Nucl. Phys. A **737** (2004) 205-209

- [Viv05] M. Viviani
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa
private Mitteilung (2005)
- [Voh95] S. Vohl
Bestimmung der Polarisationstransferkoeffizienten $K_y^{x'x'-y'y'}$ und $K_y^{z'z'}$ der Reaktion $D(\vec{p}, \vec{d})p$ bei $E_p = 19$ MeV
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln (1995)
- [Vor59] J. Vorona, J. W. Olness, W. Haeberli, and H. W. Lewis
Levels of ^{29}P from $^{28}\text{Si}(p, p)^{28}\text{Si}$ and $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*$
Phys. Rev. **116** (1959) 1563-1571
- [Wag04] W. Wagner
FZ Rossendorf
private Mitteilung (2004)
- [Wag67] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, and F. Hoyle
On The Synthesis Of Elements At Very High Temperatures
Astrophys. J. **148** (1967) 3-49
- [Wei86] W. G. Weitkamp
Polarization Transfer In (\vec{d}, \vec{p}) Reactions
Proc. of the Tsukuba Int. Workshop on:
Deuteron Involving Reactions And Polarization Phenomena (1985)
eds.: Y. Aoki and K. Yagi, World Scientific (1986) 133-149
- [Wel63] T. A. Welton
The Theory of Polarization in Reactions and Scattering
Fast Neutron Physics, vol II, New York-London: Interscience (1963)
1317-1377
- [Wit88] H. Witala, Th. Cornelius, and W. Glöckle
Faddeev Calculations with Meson-Exchange N - N Interactions for
the n - d Break-Up Process
Few-Body Systems **5** (1988) 89-105
- [Wol56] L. Wolfenstein
Polarization of Fast Nucleons
Ann. Rev. Nucl. Sci. **6** (1956) 43-47
- [Yak67] O. A. Yakubovskii
On the Integral Equations in the Theory of N Particle Scattering
Sov. J. Nucl. Phys. **5** (1967) 937-942

- [Zel04] K. O. Zell
Institut für Kernphysik, Universität zu Köln
private Mitteilung (2004)

Danksagung

Auf diesem Wege möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. Hans Paetz gen. Schieck bin ich sehr dankbar für die Herausforderung der Bearbeitung dieses faszinierenden Themas. Die Möglichkeit, bei den „üblichen Hilferufen“ selbst nachts („Quellennotdienst“) von seinem umfangreichen, stets spontan abrufbaren Wissensschatz zu profitieren, und sein permanentes Interesse am Fortschritt der Arbeit waren für mich zusätzliche Motivation, um nicht nur die täglich ganztägigen Meßzeiten durchzustehen, sondern auch selbst persönliche Überraschungen dagegen zu setzen. Mit außerordentlich fürsorglichem Einsatz machte er sich sogar am Wochenende auf den Weg, wenn es um die Lauffähigkeit der sprudelnden Quelle und die Vermeidung nasser Füße ging, um mit überlegener Erfahrung fordernd und fördernd Strahlen in jeglicher Hinsicht zu produzieren. Durch spannende, teils kontroverse, damit aber zugleich anregende Diskussionen hat er mich – fortiter in re, suaviter in modo – bei Problemen unterschiedlichster Art immer „auf den rechten Weg“ geführt.

Herrn Prof. Dr. Hans Ströher und Herrn Prof. Dr. Claus Rolfs danke ich für ihre Bereitschaft, die weiteren Gutachten zu übernehmen.

Mein Dank gebührt weiterhin

Dr. Carsten Düweke für kritische Diskussionen, die von fachlichen Fragen zur Elektronik bis zu Gedankenbeiträgen über den Zusammenhalt nicht nur der Kerne reichten,

Dr. Volker Werner, der es mir nicht nur häufig als zweite Schicht in den langen Nächten der Suche nach Störungen und des Aufspürens von Problemen – ganz uneigennützig – ermöglichte, offiziell arbeiten zu dürfen, sondern ebenso darauf bedacht war, mich daran zu hindern, groben Unfug zu polarisieren (obwohl man doch prima mit dem Kopf unter dem Kammerdeckel arbeiten kann ...),

Georg Tenckhoff sowohl für Konstruktionszeichnungen zu den Transferpolarimetern als auch für viele muntere Gespräche,

den Herren Dr. Jürgen Ley für die bereitwillige, sorgfältige Kontrolle von Messung und Quelle in den Morgenstunden und Reinhard Emmerich für die Fernsteuerung – ohne ihr Wirken wäre solch eine Dauermessung nicht möglich gewesen,

Dr. Karl Oskar Zell für die Hilfe bei der Herstellung von TiD_2 -Targets, die durch einen hohen Deuteriumgehalt erst zu einer effektiven Meßreihe führten,

Dr. Gheorghe Pascovici und der Elektronikwerkstatt, deren Hilfe ich bei den reichlich auftretenden Defekten immer wieder in Anspruch nehmen durfte (Netzgeräte waren nicht wirklich meine Freunde...),

Stefan Thiel und der Feinmechanikwerkstatt, da die Wünsche nach oft dringenden Anfertigungen stets problemlos erfüllt wurden,

Petra Neubauer-Guenther für das verlässliche Entschärfen von so mancher „Paranoia“ und für eine häufig andere Sichtweise bei zahlreichen, auch teilchenarmen Kon-Fusionen meiner Reaktion: d-d
Ob es wirklich ein Leben nach der Sisyphos-Arbeit gibt?

Nicht zuletzt gilt mein Dank aber meinen Eltern, die bei den zahlreichen nächtlichen Touren aus dem hochspannenden Institut – oder wegen neuerlicher Defekte wieder dorthin zurück – in ständiger Sorge waren und sich in der schwierigsten Phase als hervorragendes Motivationstrainer-Team erwiesen sowie mich mit weisen Ratschlägen bei der nervenaufreibenden Arbeit immer wieder unterstützt und aufgerichtet haben. Klasse, jag tycker att det var mer än fantastiskt – jag skulle säga verkligen otroligt – av er!

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 dem 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 eine solche Veröffentlichung 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:

- A. Imig, C. Düweke, J. Ley, H. Paetz gen. Schieck
DPG Frühjahrstagung in Köln, HK 34.9 (2004)
- A. Imig, C. Düweke, J. Ley, H. Paetz gen. Schieck
International Nuclear Physics Conference in Göteborg, P269 (2004)
- A. Imig, H. Paetz gen. Schieck
19th European Conference on Few-Body Problems in Physics
Groningen (2004)
- A. Imig, C. Düweke, R. Emmerich, J. Ley, K.O. Zell, H. Paetz gen. Schieck
DPG Frühjahrstagung in Berlin, HK 13.6 (2005)

Lebenslauf

Name:	Imig
Vorname:	Astrid
Geboren:	06.04.1975 in Köln
Mutter:	Irmgard Imig, geb. Lanwer
Vater:	Klaus Imig
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Schulausbildung:	
1981 - 1985	Katholische Grundschule, Köln-Dellbrück
1985 - 1994	Dietrich-Bonhoeffer-Gymnasium, Bergisch Gladbach
Juni 1994	Abitur
Studium:	
WS 94/95	Beginn des Physikstudiums an der Universität zu Köln
04/1998 - 04/2000	Miniforschung in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck im Institut für Kernphysik
Mai 2000	Beginn der Diplomarbeit im Institut für Kern- physik der Universität zu Köln mit dem Thema: Polarisationstransfer in der $D(\vec{d}, \vec{p})^3\text{H}$ -Reaktion – Weiterentwicklung und Einsatz eines Transferpolarimeters
August 2001	Abschluß der Diplomarbeit
September 2001	Beginn der Promotion in Experimentalphysik
09/2001 - 04/2005	Organisation des Fortgeschrittenen-Praktikums im Institut für Kernphysik
seit April 2005	Organisation des Physik-Praktikums für Studen- ten der Medizin