

**Anregungsfunktionen und
Winkelverteilungen
der Analysierstärke der elastischen
Proton-Proton-Streuung
bei mittleren Energien**

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Karsten Büßer
aus Hamburg

Hamburg 1999

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Scobel
Prof. Dr. G. Heinzelmann

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Scobel
Prof. Dr. K. Wick

Datum der Disputation:

14. 12. 1999

Dekan des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

Abstract

The aim of the EDDA experiment is the measurement of excitation functions and angular distributions of elastic proton-proton scattering in the energy range of $500 \text{ MeV} \leq T \leq 2600 \text{ MeV}$. The detector is installed at an internal target station of the proton synchrotron COSY of the Forschungszentrum Jülich where data can be taken during the acceleration of the recirculating beam.

The detector consists of a double layer cylindrical scintillator hodoscope covering an angular range of $30^\circ \leq \theta_{cm} \leq 90^\circ$ in the center of mass system. Kinematic fitting of the trajectories of both scattered protons allows to reconstruct the vertex with a spatial resolution of less than 2 mm full width at half maximum (FWHM). The resulting angular resolution is $\Delta\theta_{cm} \approx 1.3^\circ$.

During the first phase of the experiment the differential cross section $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ has been measured using the unpolarized COSY beam and thin CH_2 fiber targets. This phase of the experiment is finished, the data have been partially published [Alb97].

This work covers the second phase of the EDDA experiment where excitation functions and angular distributions of the analyzing power A_N have been measured in three beam times in 1998 and 1999. A polarized atomic beam target provides a beam of atomic hydrogen with an effective polarization of 70% and a particle density of $1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. The intense COSY beam with typically $3 \cdot 10^{10}$ stored protons has been used during acceleration and deceleration resulting in about 35 mio. accumulated elastic scattered events.

The analyzing powers have been determined using asymmetries measured in the detector. The normalization has been done using an angular distribution $A_N(\theta_{cm})$ from a high precision experiment [McN90] at a fixed energy of $T = 730 \text{ MeV}$. The normalization uncertainty is 4.2 % at the normalization energy. The absolute statistical errors are $0.005 \leq \Delta A_N \leq 0.028$ at an angular binning of $\Delta\theta_{cm} = 5^\circ$ and a momentum binning of $\Delta p = 60 \text{ MeV}/c$.

The resulting analyzing powers fit well to existing data. The predictions of the phase shift analysis SAID [Arn97], solution SP99, differ significantly from our data in the momentum region $1800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 2400 \text{ MeV}/c$.

The third phase of the EDDA experiment is dedicated to measure the spin observables A_{NN} , A_{SS} and A_{SL} using the polarized COSY beam and the polarized target. A polarimeter has been developed which can measure the beam polarization independent of the EDDA experiment fast and with high precision.

Kurzfassung

Das EDDA-Experiment ist ein Experiment zur Vermessung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen von Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich von $500 \text{ MeV} \leq T \leq 2600 \text{ MeV}$. Es ist an einem internen Targetplatz des Protonensynchrotrons COSY des Forschungszentrums Jülich installiert. Die Datennahme geschieht während der Beschleunigung des rezirkulierenden Protonenstrahls.

Der Detektor besteht aus einem zweischaligen zylindrischen Szintillatorrhodoskop, das im Schwerpunktsystem einen Streuwinkelbereich von $30^\circ \leq \theta_{cm} \leq 90^\circ$ abdeckt. Durch kinematische Anpassung der Trajektorien beider Protonen an die Durchstoßpunkte beider Detektorschalen wird der Vertex der Reaktion mit einer Auflösung von weniger als 2 mm (FWHM) rekonstruiert. Die Winkelauflösung liegt bei $\Delta\theta_{cm} \approx 1.3^\circ$.

In einer ersten Phase des Experiments wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mit dem unpolarisierten COSY-Strahl und dünnen CH_2 -Fädchentargets vermessen. Diese Phase des Experiments ist abgeschlossen, die Daten wurden teilweise veröffentlicht [Alb97].

In der in dieser Arbeit behandelten zweiten Phase des EDDA-Experimentes wurden in drei Meßzeiten in den Jahren 1998 und 1999 Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke A_N gemessen. Dazu wurde ein polarisiertes Atomstrahltarget verwendet, das einen Wasserstoff-Atomstrahl mit einer effektiven Polarisation von 70% und einer effektiven Teilchenflächendichte von $1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erzeugen kann. Der intensive COSY-Strahl mit im Schnitt $3 \cdot 10^{10}$ gespeicherten Protonen wurde während der Be- und Entschleunigungsphase genutzt, so daß insgesamt etwa 35 Mio. elastische Ereignisse akkumuliert werden konnten.

Die Analysierstärken wurden aus Asymmetriemessungen im Detektor ermittelt, wobei die Polarisation im Target in verschiedene Raumrichtungen geschaltet wurde. Die Normierung der Daten geschieht auf eine Winkelverteilung $A_N(\theta_{cm})$ eines Experiments hoher Präzision [McN90] bei einer festen Energie von $T = 730 \text{ MeV}$. Die Normierungsunsicherheit beträgt 4.2% bei der Normierungsenergie. Bei einem Impulsbinning von $\Delta p = 60 \text{ MeV}/c$ und einem Winkelbinning von $\Delta\theta_{cm} = 5^\circ$ liegen die absoluten statistischen Fehler für die Analysierstärke im Bereich von $0.005 \leq \Delta A_N \leq 0.028$.

Die Daten zeigen im Vergleich mit Fremddaten gute Übereinstimmung. Die Vorhersage der SAID-Streuphasenanalyse, Lösung SP99 [Arn97], weicht vom Verlauf der Daten im Impulsbereich von $1800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 2400 \text{ MeV}/c$ signifikant ab.

Die dritte Phase des EDDA-Experimentes sieht die Messung der Spinobservablen A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} vor. Zur Diagnose des dabei benötigten polarisierten COSY-Strahls wurde ein Polarimeter entwickelt, das unabhängig von EDDA die Polarisation der Protonen schnell und mit hoher Präzision bestimmen kann.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IV
Tabellenverzeichnis	VII
1. Einleitung	1
2. Streutheorie	7
2.1. Die Partialwellenmethode	7
2.2. Formale Beschreibung	8
2.2.1. Lippmann-Schwinger-Gleichung	8
2.2.2. S-Matrix und T-Matrix	10
2.3. Streuung von Teilchen mit Spin	10
2.3.1. Spin und Polarisation	11
2.3.2. Die M-Matrix	12
2.3.3. Koordinatensysteme	13
2.3.4. Parametrisierung der M-Matrix	14
2.3.5. Observablen und Erhaltungssätze	14
2.3.6. Observablen im Laborsystem	16
3. Nukleon-Nukleon Potentiale	21
3.1. Potentialmodelle	21
3.1.1. Phänomenologie	22
3.2. Mesonenaustauschpotentiale	25
3.2.1. Ein-Boson-Austauschpotentiale	25
3.2.2. Konstruktion eines Ein-Boson-Austauschpotentials	26
3.2.3. Komplexere Mesonenaustauschmodelle	29
3.2.4. Vergleiche mit experimentellen Daten	31

4. Das EDDA-Experiment	35
4.1. Der COSY-Beschleuniger	35
4.2. Der EDDA-Detektor	37
4.2.1. Das Detektorkonzept	37
4.2.2. Die Außenschale	39
4.2.3. Die Innenschale	43
4.3. Das Atomstrahltarget	44
4.3.1. Funktionsprinzip	44
4.3.2. Haltefelder	46
4.4. Der Trigger und die Datenaufnahme	47
4.5. Die Datenrekonstruktion	48
4.5.1. Die Vertexrekonstruktion	49
5. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Analysierstärken	53
5.1. Asymmetrien und Analysierstärken	53
5.2. Die Methode nach Ohlsen	54
5.3. Fit der Phi-Verteilungen	55
5.4. Gültigkeit der Ohlsen-Methode	57
5.4.1. Unterschiede in der Polarwinkelabdeckung	58
5.4.2. Messung der magnetischen Haltefelder	58
5.4.3. Fehlerabschätzung in der Ohlsen-Methode	61
6. Datenanalyse	63
6.1. Methode der Datennahme	63
6.2. Schnitte und Korrekturen	65
6.2.1. Treffermuster	65
6.2.2. Detektorakzeptanz	65
6.2.3. z-Schnitt	67
6.2.4. χ^2 -Schnitt	68
6.2.5. Nachweiswahrscheinlichkeiten und Totzeiten	69
6.3. Diagnose des COSY-Strahles	69
6.3.1. Vertexwanderungen	69
6.3.2. Strahlfüllungen und Strahlverluste	72
6.4. Polarisationsbestimmung und Normierung der Daten	75
6.5. Diagnose des Targets	79
6.5.1. Targetdichten und Luminositäten	80
6.5.2. Polarisations- und Dichteprofile	83
6.5.3. Langzeitverhalten der Polarisation	84
6.6. Inelastischer Untergrund	87
6.6.1. α - und χ^2 -Verteilungen	88
6.6.2. Vergleich mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt	92

7. Diskussion der experimentellen Ergebnisse	95
7.1. Ergebnisse der Fitmethode	95
7.1.1. Vergleich von Fitmethode und Ohlsen-Verfahren	97
7.2. Selbstkonsistenz der Daten	99
7.2.1. Vergleich der Daten bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen	99
7.2.2. Vergleich der Daten bei Be- und Entschleunigung	100
7.2.3. Vergleich der Ergebnisse der drei Strahlzeiten	102
7.3. Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen	105
7.4. Vergleich mit existierenden Daten	109
7.5. Fehlerabschätzung	111
7.5.1. Auflösungsgrenzen	111
7.5.2. Fehler bei Verwendung der Ohlsen-Methode	111
7.5.3. Normierungsunsicherheit	111
7.5.4. Fehler durch inelastischen Untergrund	112
7.6. Theoretischer Ausblick	114
8. Ein Polarimeter für COSY	119
8.1. Der polarisierte COSY-Strahl	119
8.2. Polarimeterkonzept und -design	121
8.2.1. Detektordesign	122
8.2.2. Meßbereich und Güte	123
8.3. Ergebnisse der Polarimetermessungen	126
8.3.1. Untergrundsubtraktion	126
8.3.2. Polarisationsmessung	127
8.4. EDDA und das Polarimeter: Ein Ausblick	128
9. Zusammenfassung	131
A. Photos	133
B. Korrektur falscher Asymmetrien	135
B.1. Luminositätsunterschiede	135
B.2. Verkippte und versetzte Geometrien	136
B.3. Asymmetrien in Azimutalverteilungen	137
Literaturverzeichnis	141
Danksagung	147

Abbildungsverzeichnis

1.1. Weltdatensatz von Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung	3
2.1. Koordinatensysteme	13
2.2. Das EDDA-Koordinatensystem I	17
3.1. 1S_0 und 1D_2 -Streuphasen	23
3.2. Spin-Bahn-Kraft bei der Streuung	24
3.3. Feynman-Diagramm für Ein-Boson-Austausch	26
3.4. Feynman-Diagramme für Zwei-Pionen-Austausch	31
3.5. Vergleich verschiedener Potentiale mit Daten	33
4.1. COSY Beschleunigeranlage	36
4.2. Das EDDA-Koordinatensystem II	38
4.3. Aktive Komponenten des EDDA-Detektors	39
4.4. Ortsrekonstruktion in der Stablage	40
4.5. Ortsrekonstruktion in der Halbringlage	42
4.6. Querschnitt der Halbringe aus szintillierenden Fasern	42
4.7. Die Helixgeometrie der Innenschale	43
4.8. Das polarisierte Atomstrahltarget	45
4.9. Breit-Rabi-Diagramm von Wasserstoff	46
4.10. Anordnung der Haltefeldspulen	47
4.11. Vertexrekonstruktion	50
4.12. Das kinematische Defizit	51
5.1. Azimutale Winkelverteilungen	56
5.2. Differenzen in A_N bei verkipptem Strahl	59
5.3. Magnetfelder in y-Richtung	60
6.1. Beschleunigungszyklen	64
6.2. Erweiterter ϕ -Schnitt	66
6.3. Ereignisverteilung im EDDA-Detektor	67
6.4. Atomstrahlprofil in z-Richtung	67
6.5. Dynamischer χ^2 -Schnitt	68

6.6. Strahlprofile	70
6.7. Vertexwanderungen	71
6.8. Protonenzahl in COSY	73
6.9. Protonenzahlen und Totzeiten	75
6.10. Polarisationsbestimmung mit dem EDDA-Detektor	76
6.11. Effektive Targetpolarisationen	78
6.12. Luminositäten	81
6.13. Targetdichte	82
6.14. Ermittlung der Polarisations- und Dichteprofile in y-Richtung	83
6.15. Vertikale Ereignisverteilung	84
6.16. Polarisationsprofile des Atomstrahls	85
6.17. Langzeitverhalten der Targetpolarisation	86
6.18. Totale elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte	87
6.19. α - und χ^2 -Verteilungen	88
6.20. Ermittlung des Untergrundes in χ^2 -Verteilung	89
6.21. Obergrenze für den inelastischen Untergrund	90
6.22. Untergrundanteil ohne Treffermuster-Schnitt	91
6.23. Targetdichten gegen Zykluszeit und Streuwinkel	93
7.1. Ergebnisse der Fitmethode	96
7.2. Vergleich der Ergebnisse aus Fitmethode und Ohlsen-Verfahren	98
7.3. Quantifizierter Vergleich von Fitmethode und Ohlsen-Verfahren	99
7.4. Vergleich der Ergebnisse bei x- und y-Polarisation	100
7.5. Verhältnisse der Analysierstärken bei verschiedenen Polarisierungen	101
7.6. Vergleich der Analysierstärken in den drei Strahlzeiten	103
7.7. Winkel- und Impulsabhängigkeit des Quotienten R	104
7.8. Anregungsfunktionen der Analysierstärke	106
7.9. Anregungsfunktionen der Analysierstärke II	107
7.10. Winkelverteilungen der Analysierstärke	108
7.11. Anregungsfunktionen im Vergleich mit existierenden Daten	109
7.12. Winkelverteilungen im Vergleich mit existierenden Daten	110
7.13. Winkelverteilungen hoher Energie im Vergleich	113
7.14. Anpassung des Bonn-Potentials bei höheren Energien	115
7.15. Beschreibung von A_{NN} bei hohen Energien	116
8.1. Polarimeterdesign	122
8.2. Laborwinkelakzeptanz des Polarimeters	124
8.3. Meßbereich des Polarimeters	125
8.4. Ereignisse im Rückwärtsdetektor	126
8.5. Polarisationsmessung während der Beschleunigung	128
A.1. Photo des EDDA-Detektors	133

A.2. Photo des Atomstrahltargets	134
A.3. Photo des Polarimeters	134
B.1. Korrektur verkippter Geometrien	136

Tabellenverzeichnis

2.1. Notationen der Observablen	18
3.1. Parameteranzahl und χ^2 -Angaben für einige Potentiale	32
5.1. Magnetfelder am Targetort	61
6.1. Normierungsdaten	77
6.2. Effektive Targetpolarisationen	79
7.1. Zahl der elastischen Ereignisse in den drei Meßzeiten	95
7.2. Vergleich der Analysierstärken beim Be- und Entschleunigen	102
7.3. Vergleich der Analysierstärken in den Strahlzeiten	102
8.1. Imperfektionsresonanzen im COSY-Energiebereich	120
8.2. Intrinsische Resonanzen im COSY-Energiebereich	121
8.3. Dimensionen der Polarimeterdetektoren	123

1. Einleitung

Die elementare Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen ist seit Jahrzehnten Gegenstand physikalischer Forschung. Mit der Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD) wurde deutlich, daß die elementaren Prozesse der starken Wechselwirkung zwischen den Konstituenten der Nukleonen, den Quarks und Gluonen, stattfinden. Die Restwechselwirkung dieser elementaren Reaktionen sollte damit auch das Potential zwischen zwei Nukleonen erklären können. Allerdings erweist sich die Beschreibung als ausgesprochen kompliziert.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wächst mit wachsendem Abstand zwischen den Quarks und Gluonen. Dies führt dazu, daß sich die Zustände bei großen Abständen nicht störungstheoretisch behandeln lassen. Zudem führt das zu dem Effekt des *Confinement*, das den Austausch farbgeladener Teilchen über große Abstände verbietet.

Einen elementaren Test der Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen bieten Streuexperimente. Je nach Streuenergie kann dabei die Wechselwirkung durch die erreichbaren Impulsüberträge für bestimmte minimale Abstände zwischen den Nukleonen getestet werden.

Im Bereich kinetischer Energien von $T \leq 300 \text{ MeV}$ wird vor allem der langreichweitige Teil der Wechselwirkung wirksam. Bei Abständen von mehr als 0.5 fm müssen die Trägerteilchen der Wechselwirkung farbneutral sein. Erfolgreiche Modelle der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beschreiben diese deswegen im Bereich niedriger Energien durch den Austausch von Mesonen. In diesem Energiebereich sind eine Reihe moderner Potentialmodelle in der Lage, die Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung gut zu beschreiben.

Im Energiebereich von $1 \text{ GeV} \leq T \leq 10 \text{ GeV}$ finden Reaktionen auch bei Impulsüberträgen statt, bei denen die Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen sichtbar werden sollten. Ein erfolgreiches Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung in diesem Energiebereich muß also einen Übergang von den störungstheoretischen QCD-Modellen hin zu den Mesonenaustauschmodellen beinhalten.

Im Laufe der letzten Jahre ist es durch den Bau und Einsatz von modernen Protonenbeschleunigern mit Phasenraumkühlssystemen möglich geworden, Daten zur Nukleon-Nukleon-Streuung auch bei Energien von einigen 100 MeV mit sehr hoher Präzision zu erhalten.

Die intensiven, gekühlten Protonenstrahlen ermöglichen den Einsatz von sehr dünnen Targets, die Mehrfachstreuung praktisch ausschließen. Zudem erlauben die dünnen Targets die Messung während der Beschleunigung der Strahlen, also die Vermessung von Anregungsfunktionen der Reaktion über einen kontinuierlichen Energiebereich. Der Einsatz von polarisierten Protonenstrahlen und polarisierten Targets erlaubt dabei, die Quantenzahlen in den Eingangskanälen der Reaktionen bis auf wenige Freiheitsgrade festzusetzen.

Der derzeit modernste Protonenbeschleuniger dieses Typs ist das *Cooler Synchrotron* COSY des Forschungszentrums Jülich. An diesem Beschleuniger wurde das EDDA-Experiment ¹ an einem internen Targetplatz zur Vermessung der elastischen Proton-Proton-Streuung installiert.

Das Ziel dieses Experimentes ist es, fünf Observable der elastischen Proton-Proton-Streuung, den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, die Analysierstärke A_N und die Polarisationskorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} in der Form konsistenter Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen im Energiebereich von $500 \text{ MeV} \leq T \leq 2600 \text{ MeV}$ zu vermessen. Die Messungen decken einen großen Teil des Raumwinkels ab und werden *während der Strahlbeschleunigung* durchgeführt. Dabei wird mit jedem Beschleunigungszyklus eine vollständige Anregungsfunktion gemessen. Die notwendige Statistik erhält man durch Addition sehr vieler solcher Anregungsfunktionen in Meßzeiten, die typischerweise einige Wochen lang sind. Die Daten werden global normiert, das bedeutet *eine* Normierungskonstante wird für den gesamten Datensatz einer Observable durch Normierung auf existierende Präzisionsdaten bei *einer* festen Energie bestimmt.

Diese Daten dienen dann als Grundlage für Streuphasenanalysen, die den Weltdatensatz der Nukleon-Nukleon-Streuung in der Form energieabhängiger Streuphasen parametrisieren [Arn97]. Diese Streuphasen stellen eine definierte Schnittstelle zu den theoretischen Modellen dar und dienen sowohl als Anpassungsdaten der Modelle, als auch zum Test, wie gut die Modelle die Daten beschreiben können.

Die Messung von Anregungsfunktionen eröffnet zudem die Möglichkeit, Grenzen für die Existenz von dibaryonischen Resonanzen im Isospin-Kanal $I = 1$ zu bestimmen. Dibaryonische Resonanzen sind von der QCD erlaubte gebundene 6-Quark-Zustände, die bei der elastischen Proton-Proton-Streuung als enge resonanzartige Strukturen in den Streuphasen oder in den Anregungsfunktionen der Observablen sichtbar sein sollten. Auch hier kann das EDDA-Experiment einen Beitrag liefern. ² In der ersten Phase des EDDA-Experimentes wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ unter Verwendung sehr dünner CH_2 -Fädchentargets vermessen. Diese Daten sind bereits analysiert und zum Teil veröffentlicht [Alb97]. Resonanzartige Strukturen in den Anregungsfunktionen konnten auf einem Signifikanzniveau von drei Standardabweichungen für Breiten von $10 \text{ MeV} < \Gamma < 100 \text{ MeV}$ und Ela-

¹EDDA: Excitation function Data acquisition Designed for the Analysis of phase shifts.

²EDDA: Elastic Dibaryons Dead or Alive !

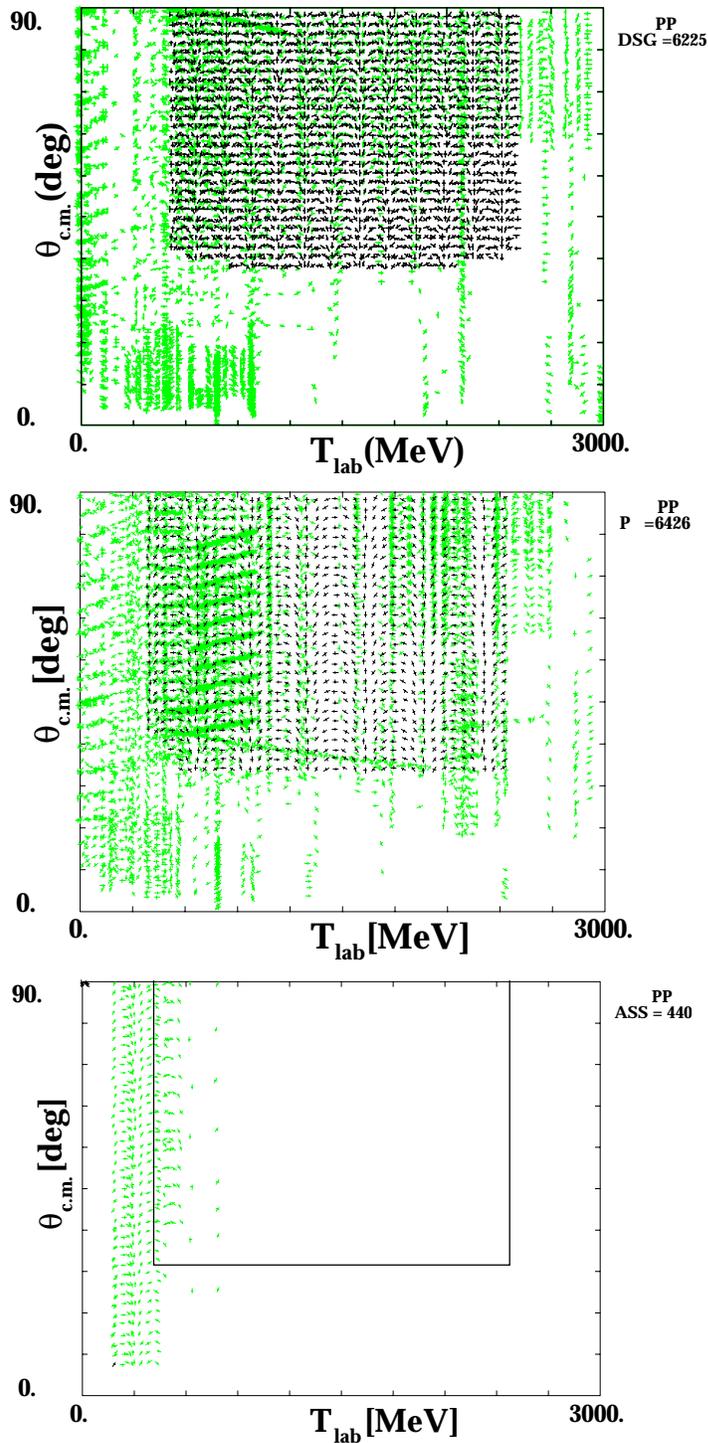


Abbildung 1.1.: Weltdatensatz (November 1999) der Observablen $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (oben), A_N (Mitte) und A_{SS} (unten) im Energiebereich bis 3000 MeV kinetischer Energie. Die Daten der Analysierstärke sind hier in Winkelintervalle von $\Delta\theta = 2^\circ$ und Impulsintervalle von $\Delta p = 60 \text{ MeV}/c$ gebinnt.

stizitäten von $\eta_{el} > 0.2$ ausgeschlossen werden [Wel98b, Sco99]. Die Sensitivität der Spinobservablen auf Dibaryonen ist allerdings größer, so daß deren Anregungsfunktionen die Aussagen über die mögliche Existenz derartiger Resonanzen noch verbessern können.

Für die zweite Phase des Experimentes wurde ein polarisiertes Atomstrahltarget in Betrieb genommen, das die Vermessung der Analysierstärke A_N unter Verwendung des intensiven, unpolarisierten COSY-Strahls erlaubt. Die Messungen zu dieser Phase des Experimentes, sowie die Analyse und Darstellung der Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke sind Gegenstand dieser Arbeit.

In einer zeitgleich entstehenden Arbeit [Lin00] werden die Ergebnisse aus Monte-Carlo-Simulationen für die Genauigkeit der verwendeten Analysemethoden dargestellt. Des weiteren wird dort der Einfluß der gewonnen Analysierstärken auf Streuphasenanalysen diskutiert.

Für die dritte Phase des Experimentes ist die Vermessung von drei Spinkorrelationsparametern, A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} , vorgesehen. Dafür wird neben dem polarisierten Targetstrahl auch der polarisierte COSY-Strahl benötigt. Messungen zu dieser Phase des Experimentes haben im Herbst 1999 begonnen.

Den erwarteten bzw. bereits erreichten Einfluß der EDDA-Daten auf den im November 1999 bestehenden Weltdatensatz der Proton-Proton-Daten kann man anhand von Abbildung (1.1) erkennen. Dargestellt ist im oberen Teil der Abbildung der Weltdatensatz des differentiellen Wirkungsquerschnittes der elastischen Proton-Proton-Streuung. Die hellen Markierungen zeigen Punkte bei Streuwinkeln und Energien, bei denen Messungen von anderen Experimenten durchgeführt wurden. Die dunklen Markierungen sind die bereits veröffentlichten EDDA-Daten.

Man sieht, daß die meisten Fremddaten in dieser Darstellung als senkrechte Linien auftreten. Dies sind Messungen von Winkelverteilungen, die bei einer festen Energie an einem Beschleuniger durchgeführt wurden und häufig einzeln normiert sind. Die EDDA-Daten wurden hingegen während der Strahlbeschleunigung durchgeführt und besitzen nur *eine* globale Normierung. Sie sind deswegen konsistent über einen großen Energie- und Winkelbereich.

Der mittlere Teil der Abbildung zeigt die gleiche Darstellung für die Analysierstärke A_N . Die dunklen Markierungen sind dabei die Datenpunkte, die im weiteren diskutiert werden.

Der untere Teil der Abbildung zeigt die Situation für den Spinkorrelationsparameter A_{SS} . Der Rahmen zeigt den Bereich, in dem EDDA Daten beitragen kann. Bei höheren Energien existieren bislang keine Daten.

Diese Arbeit gliedert sich in neun Kapitel:

- Das zweite Kapitel gibt eine Einführung in die Streutheorie und definiert die Observablen.
- Im dritten Kapitel wird ein Einblick in die Theorie der Mesonenaustauschpotentiale gegeben. Verschiedene Potentialmodelle werden vorgestellt.

-
- Das vierte Kapitel beschreibt das EDDA-Experiment. Beschleuniger, Detektor und Target werden vorgestellt.
 - Im fünften Kapitel werden die experimentellen Methoden zur Bestimmung der Analysierstärken diskutiert.
 - Das sechste Kapitel gibt einen Einblick in die Datenanalyse. Die verwendeten Schnitte werden definiert, Ergebnisse der Diagnosen des Strahles und des Targets werden präsentiert und die Normierung der Daten wird diskutiert.
 - Kapitel 7 präsentiert die experimentellen Ergebnisse und beinhaltet eine Fehlerabschätzung.
 - Für die dritte Phase des EDDA-Experiments wird ein polarisierter COSY-Strahl benötigt. In Kapitel 8 wird ein Polarimeter für die Diagnose des polarisierten Strahls vorgestellt.
 - Das neunte Kapitel faßt die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

2. Streutheorie

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen für die quantenmechanische Beschreibung der Streuung zweier Teilchen besprochen werden. Die grundlegenden Begriffe werden sowohl für den unpolarisierten als auch für den polarisierten Fall eingeführt. Der Zusammenhang mit den im Experiment zugänglichen Observablen wird entwickelt.

2.1. Die Partialwellenmethode

Die elastische Streuung eines Teilchens an einem Streuzentrum ist ein dynamischer Prozeß, den man mit Hilfe der zeitabhängigen Schrödingergleichung beschreiben kann. Man stellt sich den Streuprozeß in drei Schritte zerlegt vor:

1. Vor der Streuung

Das Teilchen wird durch ein Wellenpaket repräsentiert, das sich mit seiner Gruppengeschwindigkeit auf das Streuzentrum zubewegt. Die Wirkung des Streuzentrums ist auf eine maximale Reichweite beschränkt, so daß sich das Wellenpaket kräftefrei bewegen kann.

2. Die eigentliche Streuung

Das Teilchen gerät in die Einflußzone des Streuzentrums und wird abgelenkt. Da elastische Streuung angenommen wird, verändert es seine kinetische Energie nicht.

3. Nach der Streuung

Das Teilchen ist wieder im kräftefreien Raum. Seine Wellenfunktion setzt sich nun aus einem gestreuten Wellenpaket und einem unbeeinflußt durchgegangenen Wellenpaket zusammen.

Dem Experiment zugänglich sind nur die asymptotischen Zustände vor und nach der Streuung. Der Abstand eines Detektors zum Streuzentrum ist wesentlich größer als die Wellenlänge des Wellenpaketes.

Im kräftefreien Raum (1.) ist die ebene Welle die Lösung der kräftefreien Schrödingergleichung:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta|\psi_0(\mathbf{r})\rangle = E|\psi_0(\mathbf{r})\rangle \quad (2.1)$$

Hierbei ist m die Masse des Teilchens und \mathbf{r} sein Abstand vom Streuzentrum.

Im Streuprozeß (2.) ist die zu lösende Schrödingergleichung die mit eingeschaltetem Streupotential. Dieses wird als kugelsymmetrisch angenommen:

$$\left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(r) \right] |\psi(\mathbf{r})\rangle = E |\psi(\mathbf{r})\rangle \quad (2.2)$$

Für die Lösung wird angenommen, sie setze sich aus der einlaufenden ebenen Welle ψ_0 und einer am Streuzentrum erzeugten Streuwelle ψ_S zusammen:

$$|\psi(\mathbf{r})\rangle = |\psi_0(\mathbf{r})\rangle + |\psi_S(\mathbf{r})\rangle = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + f(\mathbf{k}, \Theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.3)$$

Der Faktor $f(\mathbf{k}, \Theta)$ wird *Streuamplitude* genannt. Er ist in dieser Symmetrie, in der \mathbf{k} parallel zu \mathbf{r} steht, nur vom Wellenvektor $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ und vom Streuwinkel Θ abhängig. Die Streuamplitude ist mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt verknüpft

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\mathbf{k}, \Theta)|^2 \quad (2.4)$$

und stellt so die Verbindung zu einer zentralen experimentellen Größe dar.

Die Bestimmung der Streuamplitude zu einem vorgegebenen Potential läßt sich häufig deutlich vereinfachen, wenn man das Streuproblem nach Partialwellen zerlegt. Dabei werden die Lösungsfunktionen (2.3) nach Drehimpulseigenfunktionen entwickelt [May84]. Für eine ebene Welle ergibt diese Entwicklung:

$$e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \Theta) \quad (2.5)$$

Dabei sind die $j_l(kr)$ die sphärischen Bessel-Funktionen und $P_l(\cos \Theta)$ die Legendre-Polynome. Die Summe in Gleichung (2.5) ist von der Energie der Teilchen und der Reichweite der Wechselwirkung abhängig. Eine Abschätzung in [Doh97] zeigt, daß diese Summe für den Fall des EDDA-Experimentes bei maximal $l = 11$ abgebrochen werden kann.

Man kann nun mit Hilfe dieser Entwicklung die Streuamplitude für große Abstände vom Streuzentrum bestimmen [Nol93]

$$f(\Theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \Theta) . \quad (2.6)$$

Dabei ist δ_l die *Streuphase* zur zugehörigen Partialwelle mit dem Drehimpuls l .

2.2. Formale Beschreibung

2.2.1. Lippmann-Schwinger-Gleichung

Die bisherige Darstellung war der Anschaulichkeit halber auf den Ortsraum beschränkt. Durch die Untersuchung von ebenen Wellen wurde das Streuproblem

stationär. Nun soll eine etwas abstraktere Darstellung gefunden werden. Diese Darstellung orientiert sich an [Nol93, Mes90].

Im Schrödinger-Bild beschreibt der zeitabhängige Zustand $|\psi(t)\rangle$ die Streuung unter Einfluß des Hamiltonoperators

$$H = H_0 + H_1 . \quad (2.7)$$

Dabei stellt H_0 den freien Hamiltonoperator dar, während H_1 den Streuvorgang beschreibt. Die Eigenzustände zum freien Hamiltonoperator seien $|E^{(0)}\rangle$ mit den dazugehörigen Eigenwerten $E^{(0)}$.

Die zeitliche Entwicklung des freien Zustandes $|\psi_0(t)\rangle$ wird folgendermaßen beschrieben:

$$|\psi_0(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}H_0 t} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.8)$$

Dieser Zustand kann bei eingeschalteter Wechselwirkung nur für $t \rightarrow -\infty$ ein exakter Eigenzustand sein. Man kann aber mit Hilfe des Schrödingerschen Zeitentwicklungsoperators eine exakte Beziehung zwischen $|\psi_0(t \rightarrow -\infty)\rangle$ und $|\psi(t)\rangle$ angeben:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}H t} \lim_{t' \rightarrow -\infty} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_n^{(0)} - H)t'} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.9)$$

Der Grenzübergang in (2.9) führt auf folgenden Zusammenhang [Nol93]:

$$\lim_{t' \rightarrow -\infty} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_n^{(0)} - H)t'} |E_n^{(0)}\rangle = \frac{i\epsilon}{E_n^{(0)} - H + i\epsilon} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.10)$$

Dabei ist ϵ eine kleine positive Zahl. Man definiert einen neuen Zustand

$$|E_n^{(\pm)}\rangle = \frac{i\epsilon}{E_n^{(0)} - H \pm i\epsilon} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.11)$$

Die Zustände $|E_n^{(+)}\rangle$ sind Eigenzustände zum Hamiltonoperator H mit den Energieeigenwerten $E^{(0)}$ des freien Systems [Nol93]. Damit läßt sich Gleichung (2.9) umformulieren

$$|\psi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}E_n^{(0)} t} |E_n^{(+)}\rangle . \quad (2.12)$$

Diese Gleichung stellt die formale Lösung des Streuproblems dar, in der die zeitliche Entwicklung bereits absepariert ist. Die Zustände $|E_n^{(+)}\rangle$ sind zeitunabhängig. Die Bestimmung dieser Zustände geschieht iterativ mittels der *Lippmann-Schwinger-Gleichung*

$$|E_n^{(+)}\rangle = |E_n^{(0)}\rangle + G_n^{(+)} H_1 |E_n^{(+)}\rangle , \quad (2.13)$$

den Operator $G_n^{(+)}$ nennt man *Greenschen Operator zu H*

$$G_n^{(\pm)} = \frac{1}{E_n^{(0)} - H \pm i\epsilon} . \quad (2.14)$$

2.2.2. S-Matrix und T-Matrix

Dem Experiment sind die zeitlichen Entwicklungen der Streuzustände meist nicht zugänglich. Enger mit experimentellen Größen verknüpft sind die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den asymptotischen Zuständen weit vor ($t' \rightarrow -\infty$) und weit nach ($t \rightarrow \infty$) der Streuung. Diese sind gegeben durch die Übergangsamplituden zwischen zwei freien Zuständen $|E_n^{(0)}\rangle$ und $|E_m^{(0)}\rangle$ bei Einwirkung des Zeitentwicklungsoperators $U_D(t, t')$, der die Zustände von t' nach t überführt. Diese Wahrscheinlichkeitsamplituden sind gegeben durch

$$S_{mn} \equiv \langle E_m^{(0)} | U_D(+\infty, -\infty) | E_n^{(0)} \rangle . \quad (2.15)$$

Die S_{mn} sind die Elemente der *Streumatrix* oder *S-Matrix*. In einer Darstellung mit Hilfe der asymptotischen Zustände (2.11) gilt

$$S_{mn} = \langle E_m^{(-)} | E_n^{(+)} \rangle . \quad (2.16)$$

Parallel zur S-Matrix wird noch die *Transfermatrix* oder *T-Matrix* definiert:

$$T_{mn} = \langle E_m^{(0)} | H_1 | E_n^{(+)} \rangle \quad (2.17)$$

S-Matrix und T-Matrix sind über

$$S_{mn} = \delta(m - n) - 2\pi i \delta(E_m^{(0)} - E_n^{(0)}) \langle E_m^{(0)} | T^{(n)} | E_n^{(0)} \rangle \quad (2.18)$$

miteinander verknüpft. Die Bedeutung der T-Matrix wird deutlich, wenn man in das spezielle Basissystem der Impulseigenzustände $|\mathbf{k}\rangle$ übergeht ($n \rightarrow \mathbf{k}, m \rightarrow \mathbf{k}'$). In diesem System wird das in Richtung von \mathbf{k} einfallende Teilchen in die Richtung von \mathbf{k}' gestreut. Die Erwartungswerte der T-Matrix ergeben dann [Nol93]

$$\langle \mathbf{k}' | T^{(\mathbf{k})} | \mathbf{k} \rangle = -\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m} f(\mathbf{k}, \Theta) . \quad (2.19)$$

Bei Kenntnis der T-Matrix lassen sich also so die Streuamplituden und darüber auch die experimentell zugänglichen Observablen bestimmen.

2.3. Streuung von Teilchen mit Spin

Nun wird der Streuformalismus auf Streuung von Teilchen mit Spin ausgeweitet. Im weiteren soll nur der Fall betrachtet werden, daß beide Teilchen Spin $\frac{1}{2}$ haben.

2.3.1. Spin und Polarisation

Der Spin als quantenmechanischer Freiheitsgrad wird durch den Spinoperator \mathbf{S} dargestellt. Die Eigenzustände zu \mathbf{S}^2 sind zugleich auch Eigenzustände zur z-Komponente S_z des Spinoperators:

$$\begin{aligned}\mathbf{S}^2|\psi\rangle &= s(s+1)\hbar^2|\psi\rangle \\ S_z|\psi\rangle &= m\hbar|\psi\rangle; m = -s, -s+1, \dots, s\end{aligned}\quad (2.20)$$

Der Spin wird in Einheiten von $\frac{1}{2}\hbar$ gemessen. Ein Teilchen mit Spin s hat $(2s+1)$ Einstellmöglichkeiten zur Quantisierungsachse, die hier in z-Richtung festgelegt wurde.

Im Falle von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ist es praktisch, anstelle der Spinoperatoren $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ mit Paulioperatoren $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ zu arbeiten. Die Paulioperatoren sind definiert durch

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\hbar\boldsymbol{\sigma} . \quad (2.21)$$

Eine übliche Darstellung der Paulioperatoren sind die Pauli'schen Spinmatrizen:

$$\boldsymbol{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \boldsymbol{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \boldsymbol{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Die *Polarisation* ist eine statistische Beschreibung eines Ensembles von spinbehafteten Teilchen. Um statistische Aussagen treffen zu können, führt man den Dichteoperator (oder synonym die Dichtematrix) ein. Dieser beschreibt die statistische Mittelung über ein System, dessen einzelne Teilchen sich in reinen Zuständen $|n\rangle$ befinden. Der Dichteoperator ist definiert durch

$$\rho = \sum_n |n\rangle p_n \langle n| . \quad (2.23)$$

Die p_n geben die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Zustände an. Die Bildung von Erwartungswerten zu Operatoren \mathbf{A} geschieht durch Spurbildung über das Produkt aus Dichteoperator und Operator \mathbf{A} [Fic71]:

$$\langle \mathbf{A} \rangle = \text{Tr}(\rho\mathbf{A}) \quad (2.24)$$

Auf diese Art definiert man die *Polarisation* eines Ensembles von Teilchen als Erwartungswert des Pauli'schen Spinoperators:

$$\mathbf{P} = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \text{Tr}(\rho\boldsymbol{\sigma}) \quad (2.25)$$

Wenn N^\pm die Anzahl der Teilchen mit Spin entlang bzw. entgegen der Quantisierungsachse bezeichnet, ergibt sich diese anschauliche Definition für die Polarisation:

$$P_z = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (2.26)$$

Die Polarisation nimmt Werte zwischen -1 und $+1$ an. Bei statistischer Gleichverteilung der Teilchenspins ist die Polarisation null.

2.3.2. Die M-Matrix

Im folgenden soll der Fall untersucht werden, daß der Spin bei der Streuung zweier Teilchen explizit berücksichtigt wird. Im Rahmen der Streutheorie wird die Wellenfunktion des freien Teilchens als Produkt aus einer Ortswellen- und einer Spinwellenfunktion ($|n\rangle$) beschrieben [Fic71]:

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}|n\rangle \quad (2.27)$$

Für die Wellenfunktion nach der Streuung gilt nun in Analogie zu (2.3)

$$|\psi(\mathbf{r})\rangle = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}|n\rangle + \frac{e^{ikr}}{r}\mathbf{M}(\mathbf{k}', \mathbf{k})|n\rangle \quad (2.28)$$

$\mathbf{M}(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ ist die Amplitudenmatrix der Streuung. Sie wirkt nur auf die Spinzustände und ist deswegen nicht unitär. Sie stellt die Verallgemeinerung der Streuamplitude aus (2.3) dar und ist im Gegensatz zur S- oder zur T-Matrix [Tay72] winkelabhängig.

Die Spinzustände der einlaufenden Welle sind nicht notwendigerweise rein. Man geht deswegen in der Beschreibung auf den Dichteoperator (2.23) über.

Die Amplitudenmatrix \mathbf{M} führt nun den Dichteoperator vom Eingangs- in den Ausgangszustand über:

$$\rho_{out} = \mathbf{M}\rho_{in}\mathbf{M}^\dagger \quad (2.29)$$

Analog zu (2.4) ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung zweier Teilchen mit Spin ($a + b \rightarrow c + d$) durch Spurbildung der Dichtematrix des Ausgangszustandes (2.24) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Tr(\rho_{out}) = Tr(\mathbf{M}\rho_{in}\mathbf{M}^\dagger) \quad (2.30)$$

Bei der Streuung zweier Teilchen mit Spin muß der Dichteoperator des Gesamtsystems als direktes Produkt der beiden einzelnen Dichteoperatoren gebildet werden

$$\rho = \rho_a \otimes \rho_b . \quad (2.31)$$

Die M-Matrix kann in die S-Matrix umgerechnet werden und beschreibt das Streuproblem mit Spin vollständig. Alle experimentell zugänglichen Observablen O können aus der Streumatrix durch Spurbildung über direkte Produkte der Paulimatrizen berechnet werden [Bys78, Con93]:

$$O = \frac{1}{I_0} \frac{1}{4} Tr(\mathbf{M}\sigma_a \otimes \sigma_b \mathbf{M}^\dagger \sigma_c \otimes \sigma_d) \quad (2.32)$$

Dabei geben die σ_i die Spinzustände der Teilchen an. I_0 ist der über alle Spinzustände gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt, der hier als Normierungskonstante auftritt.

2.3.3. Koordinatensysteme

Die Parametrisierung der M-Matrix hängt von der Wahl eines geeigneten Koordinatensystems ab. Es gibt dabei zwei gebräuchliche Systeme, das nach der *Madison-Konvention* [Mad70] und das der *Invarianten Amplituden* [Bys78].

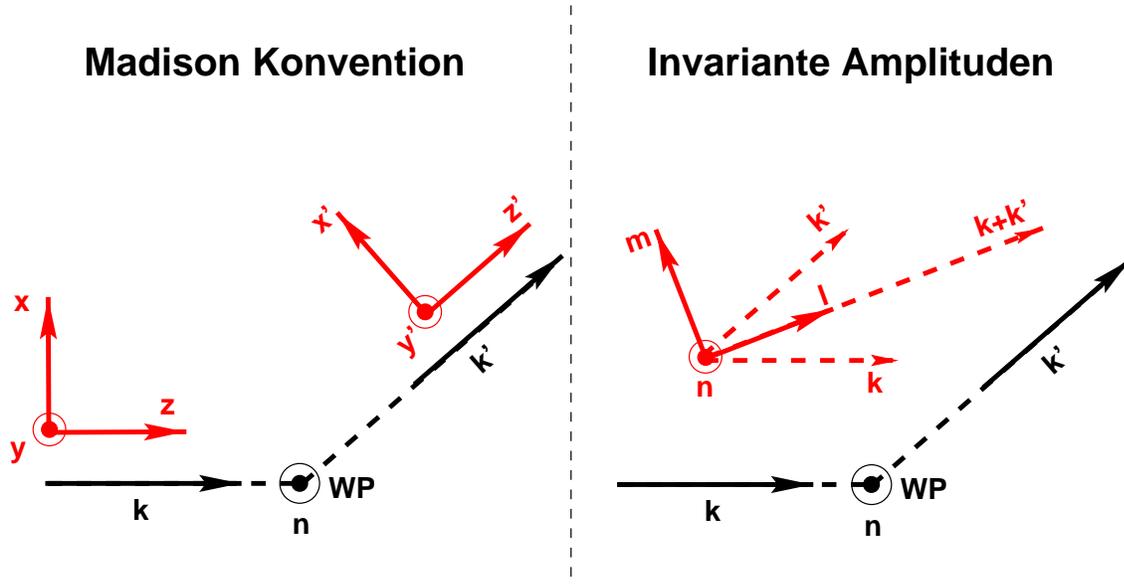


Abbildung 2.1.: Das Koordinatensystem der *Madison Konvention* (links) und das der *Invarianten Amplituden* (rechts). Der Impuls \mathbf{k} des einfallenden Teilchens wird am Wechselwirkungspunkt **WP** zu \mathbf{k}' . Die Streunormale \mathbf{n} und die Vektoren \mathbf{y} und \mathbf{y}' zeigen senkrecht aus der Zeichenebene heraus.

2.3.3.1. Die Madison Konvention

Das am häufigsten verwendete Koordinatensystem ist das nach der *Madison Konvention*. Man betrachtet zwei rechtshändige Koordinatensysteme im Eingangs- und im Ausgangskanal im Laborsystem. Die z - bzw. z' -Achsen sind so gewählt, daß sie in Richtung der Impulsvektoren \mathbf{k} bzw. \mathbf{k}' liegen. Die y -Achse bleibt von der Streuung unverändert in Richtung der Streunormalen \mathbf{n} . Für die Basisvektoren gilt also

$$\begin{aligned} \mathbf{z} &= \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \\ \mathbf{y} &= \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|} \\ \mathbf{x} &= \mathbf{y} \times \mathbf{z} . \end{aligned} \quad (2.33)$$

Ein äquivalentes System definiert man auch für das auslaufende Teilchen.

2.3.3.2. Invariante Amplituden

Das Koordinatensystem der *Invarianten Amplituden* definiert für den gesamten Streuprozess nur ein Koordinatensystem, das sich auf das Schwerpunktsystem bezieht:

$$\begin{aligned}\mathbf{l} &= \frac{\mathbf{k}' + \mathbf{k}}{|\mathbf{k}' + \mathbf{k}|} \\ \mathbf{m} &= \frac{\mathbf{k}' - \mathbf{k}}{|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|} \\ \mathbf{n} &= \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}\end{aligned}\tag{2.34}$$

Dabei entspricht der Vektor \mathbf{m} gerade der Richtung des Impulsübertrages im Schwerpunktsystem.

2.3.4. Parametrisierung der M-Matrix

Um aus Gleichung (2.32) die experimentell zugänglichen Größen, die Observablen, bestimmen zu können, wird meist eine Parametrisierung der M-Matrix in der Form einer Reihenentwicklung in Produkte von Pauli-Matrizen und Koeffizienten a_{ij} gewählt:

$$\mathbf{M} = \sum_{ij} a_{ij} \boldsymbol{\sigma}_i \otimes \boldsymbol{\sigma}_j\tag{2.35}$$

Die folgende Parametrisierung für die Streuung zweier identischer Teilchen ist im Koordinatensystem der Invarianten Amplituden gegeben durch [Bys78]:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) &= \frac{1}{2}[(a + b) \\ &+ (a - b)(\boldsymbol{\sigma}_1, \mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_2, \mathbf{n}) \\ &+ (c + d)(\boldsymbol{\sigma}_1, \mathbf{m})(\boldsymbol{\sigma}_2, \mathbf{m}) \\ &+ (c - d)(\boldsymbol{\sigma}_1, \mathbf{l})(\boldsymbol{\sigma}_2, \mathbf{l}) \\ &+ e(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2, \mathbf{n})]\end{aligned}\tag{2.36}$$

Dabei sind $\boldsymbol{\sigma}_1$ und $\boldsymbol{\sigma}_2$ die Pauli-Matrizen, die auf die Wellenfunktionen der beiden Teilchen wirken. $(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{a})$ bezeichnet die Projektion der Matrizen auf die Raumrichtung \mathbf{a} .

Die komplexen Amplituden a_{ij} definieren so vollständig die M-Matrix und damit das Streuproblem.

2.3.5. Observablen und Erhaltungssätze

Bei der Streuung zweier Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen kann der Spin jedes Teilchens vor und nach der Streuung im Basissystem von drei unabhängigen Richtungen (im Koordinatensystem der Invarianten Amplituden $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$) dargestellt werden.

Für die weitere Analyse wählt man zweckmäßig eine Notation der Observablen in der Form

$$X_{pqik} . \quad (2.37)$$

Dabei bedeuten die Indizes

p Polarisation des gestreuten Teilchens,

q Polarisation des rückgestreuten Teilchens,

i Polarisation des Teilchenstrahls,

k Polarisation des Targets.

Wenn die Spineinstellung eines Teilchens unbekannt ist, setzt man für den entsprechenden Index 0. Aus historischen Gründen steht in dieser auf die Saclay-Gruppe [Bys78] zurückgehenden Bezeichnung anstelle von X z.B. P für Polarisationen und A für Asymmetrien. Man beachte, daß diese Notation der Observablen im Schwerpunktsystem definiert ist. Jedes der zwei Teilchen hat vor und nach der Streuung vier Möglichkeiten für die vier Indizes (**p, q, i, k**), nämlich (**1, m, n, 0**). Kombinatorisch ergeben sich so 256 verschiedene Observablen. Allerdings sind aus übergeordneten Symmetrien und Erhaltungssätzen viele dieser Observablen null:

Paritätserhaltung

Die starke Wechselwirkung ist paritätserhaltend. Unter Raumspiegelungen wird das Vorzeichen der Impulsvektoren **k** geändert. An der Definition der Koordinatensysteme (2.34, 2.33) ist ersichtlich, daß nur die Streunormale **n** invariant unter Paritätstransformation bleibt. Wenn man mit $[a]$ die Zahl der Indizes in Richtung a bezeichnet ($a \in \{l, m, n\}$), dann sind nur die Observablen von null verschieden, für die die Summe $[l] + [m]$ gerade ist.

Verallgemeinertes Pauli-Prinzip

Das verallgemeinerte Pauli-Prinzip fordert, daß zwei Experimente die gleichen Ergebnisse liefern, wenn alle Quantenzahlen der Strahl- und Targetteilchen und der beiden gestreuten Teilchen vertauscht werden. Daraus ergibt sich folgende Forderung:

$$X_{pqik} = (-1)^{[l]+[m]} X_{qpki} \quad (2.38)$$

Zeitumkehrinvarianz

Der Effekt der Zeitumkehr ändert die Vorzeichen der Impulsvektoren **k** sowie die der zugehörigen Pauli-Matrizen σ . Zugleich werden alle Quantenzahlen der Anfangs- mit den Endzuständen vertauscht. Man erhält folgenden Zusammenhang:

$$X_{pqik} = (-1)^{[m]} X_{ikpq} \quad (2.39)$$

Bohrsche Regel

Nun wird noch die Invarianz der M-Matrix unter Spiegelung an der Streuebene ausgenutzt. Dies führt zu

$$\sigma_{1n}\sigma_{2n}\mathbf{M}\sigma_{1n}\sigma_{2n} = \mathbf{M} . \quad (2.40)$$

Diese Erhaltungssätze reduzieren die von null verschiedenen Observablen auf 25. Diese sind allerdings nicht alle linear unabhängig voneinander.

Um die komplexen Amplituden der M-Matrix (2.36) zu bestimmen, werden nur 10 Parameter benötigt: Real- und Imaginärteil jeder Amplitude. Dann kann man noch zwischen diesen 10 Parametern eine Phase frei wählen, so daß man nur 9 unabhängige Parameter hat, die die M-Matrix erzeugen können. Ein vollständiges Experiment muß also 9 Observablen messen, um über Gleichung (2.32) die vollständige M-Matrix bestimmen zu können.

2.3.6. Observablen im Laborsystem

Im folgenden wird der für das EDDA-Experiment relevante Fall betrachtet, daß die Spinrichtungen der Teilchen nach der Streuung nicht gemessen werden. Die Darstellung beschränkt sich also auf Observable der Form

$$X_{00ik} . \quad (2.41)$$

Bisher wurden die Observablen X_{pqik} im Schwerpunktsystem betrachtet. Die Observablen lassen sich jedoch analytisch in das Laborsystem transformieren [Bys78]. Die Observablen im Laborsystem stellt man ebenfalls als Größen mit vier Indizes dar X_{abcd} , die jetzt allerdings nicht mehr im Basissystem der Koordinaten $(\mathbf{l}, \mathbf{m}, \mathbf{n})$ ausgedrückt werden können, sondern im Basissystem der Vektoren $(\mathbf{s}, \mathbf{k}, \mathbf{n})$ dargestellt werden. Dabei bleibt die Streunormale \mathbf{n} unverändert, \mathbf{k} stellt die Impulsrichtung des einfallenden Teilchens dar und

$$\mathbf{s} = \mathbf{n} \times \mathbf{k} \quad (2.42)$$

vollendet ein rechtshändiges Koordinatensystem.

Man entwickelt jetzt den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Observablen und der möglichen Polarisierungen von Strahl und Target [Bys78, Con93, Fic71]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = 1 + \sum_{\alpha} A_{00\alpha 0} P_{B\alpha} + \sum_{\alpha} A_{000\alpha} P_{T\alpha} + \sum_{\alpha,\beta} A_{00\alpha\beta} P_{B\alpha} P_{T\beta} \quad (2.43)$$

Dabei ist $\alpha, \beta \in \{s, n, k\}$ und I_0 der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. P_B und P_T bezeichnen die Polarisation von Strahl und Target jeweils in die Richtung α bzw. β .

Die Auswahlregeln aus Abschnitt (2.3.5) reduzieren diese Entwicklung auf

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = & 1 + [A_{00n0}P_{Bn}] \\
 & + [A_{000n}P_{Tn}] \\
 & + [A_{00nn}P_{Bn}P_{Tn}] \\
 & + [A_{00ss}P_{Bs}P_{Ts} + A_{oosk}P_{Bs}P_{Tk}] \\
 & + [A_{00ks}P_{Bk}P_{Ts} + A_{ookk}P_{Bk}P_{Tk}] .
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

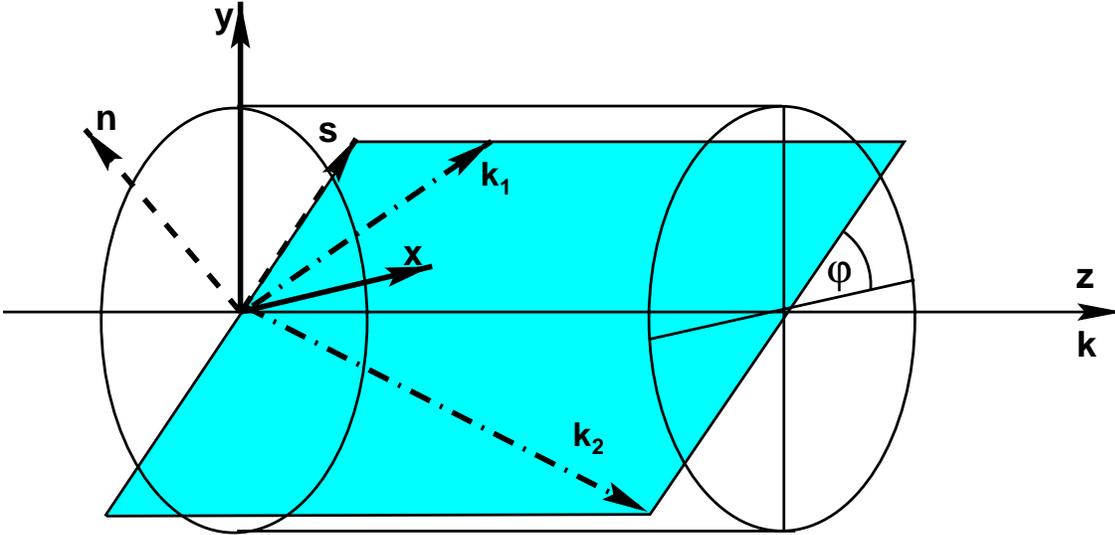


Abbildung 2.2.: Das EDDA-Koordinatensystem $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ und das Streukoordinatensystem $(\mathbf{s}, \mathbf{k}, \mathbf{n})$. Die Impulsvektoren beider Teilchen nach der Streuung $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ liegen in der Streuebene.

Im Experiment sind die Richtungen der Polarisierungen durch technische Randbedingungen auf bestimmte Ortsrichtungen festgelegt. Diese sind nicht notwendigerweise mit den Streurichtungen $(\mathbf{s}, \mathbf{k}, \mathbf{n})$ identisch. Im EDDA-Experiment ist das ortsfeste Koordinatensystem durch die Vektoren $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ festgelegt (Abb. 2.2). In diesem zeigt \mathbf{z} in Richtung des COSY-Strahls und \mathbf{y} zeigt senkrecht nach oben. Das Streusystem und das EDDA-System lassen sich durch eine Drehung um den Azimutwinkel φ um die \mathbf{z} - (bzw. \mathbf{k} -) Achse ineinander überführen. Damit gilt für die Polarisationen:

$$\begin{aligned}
 P_s &= P_x \cdot \cos \varphi + P_y \cdot \sin \varphi \\
 P_n &= P_y \cdot \cos \varphi - P_x \cdot \sin \varphi \\
 P_k &= P_z
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

Mit dieser Transformation und unter Berücksichtigung von Gleichung (2.38)¹ wird Gleichung (2.44) zu

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = & 1 + A_{00n0} \cdot [(P_{By} + P_{Ty}) \cos \varphi - (P_{Bx} + P_{Tx}) \sin \varphi] \\
 & + A_{00nn} \cdot [P_{By}P_{Ty} \cos^2 \varphi + P_{Bx}P_{Tx} \sin^2 \varphi \\
 & - (P_{By}P_{Tx} + P_{Bx}P_{Ty}) \sin \varphi \cos \varphi] \\
 & + A_{00ss} \cdot [P_{Bx}P_{Tx} \cos^2 \varphi + P_{By}P_{Ty} \sin^2 \varphi \\
 & - (P_{Bx}P_{Ty} + P_{By}P_{Tx}) \sin \varphi \cos \varphi] \\
 & + A_{00sk} \cdot [(P_{Bx}P_{Tz} + P_{Bz}P_{Tx}) \cos \varphi \\
 & + (P_{By}P_{Tz} + P_{Bz}P_{Ty}) \sin \varphi] \\
 & + A_{00kk} \cdot P_{Bz}P_{Tz} .
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

Im EDDA-Experiment kann am polarisierten Atomstrahltarget die Polarisation in jede Raumrichtung eingestellt werden. Die Polarisation des COSY-Strahls hingegen kann bis auf weiteres nur in y-Richtung präpariert werden². Damit sind die diesem Experiment zugänglichen Observablen neben dem spingemittelten (bzw. unpolarisierten) Wirkungsquerschnitt I_0 die *Analysierstärke* $A_{00n0} = A_{000n}$ und die *Spinkorrelationskoeffizienten* A_{00nn} , A_{00ss} und $A_{00sk} = A_{00ks}$. Für die Messung der

Saclay	Argonne	SAID
I_0	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	DSG
A_{00n0}	A_N	A_Y
A_{00nn}	A_{NN}	A_{YY}
A_{00ss}	A_{SS}	A_{XX}
A_{00sk}	A_{SL}	A_{XZ}
A_{00kk}	A_{LL}	A_{ZZ}

Tabelle 2.1.: Notationen der verschiedenen Observablen nach den Gruppen in Saclay [Bys78], Argonne [Bou80] und Virginia (SAID) [Arn97]

Analysierstärke, die in dieser Arbeit diskutiert wird, wurde nur das polarisierte Atomstrahltarget verwendet. Der COSY-Strahl blieb unpolarisiert. Für diesen Fall vereinfacht sich Gleichung (2.46) auf

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = 1 + A_N \cdot [P_{Ty} \cos \varphi - P_{Tx} \sin \varphi] . \tag{2.47}$$

¹Es gilt $A_{00sk} = A_{00ks}$ und $A_{00n0} = A_{000n}$

²Der Einbau von spinrotierenden Systemen wird überlegt, um auch longitudinale Polarisation zu ermöglichen [Leh97].

Hier wurde für die Analysierstärke die abkürzende *Argonne*-Notation verwendet. Dies soll für diese Arbeit auch so beibehalten werden. Die Bezeichnung der Observablen nach verschiedenen Notationen ist in Tabelle (2.1) dargestellt.

3. Nukleon-Nukleon Potentiale

Nachdem im letzten Kapitel die Grundlagen der Streutheorie eingeführt wurden, soll in diesem Kapitel ein Überblick über die physikalischen Beschreibungen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gegeben, verschiedene Ansätze für Nukleon-Nukleon Potentiale (ohne Herleitung) vorgestellt und auf entsprechende Originalarbeiten, detaillierte Monographien und Lehrbücher verwiesen werden.

3.1. Potentialmodelle

Die Motivation für die Entwicklung von verschiedenen Potentialmodellen ist im wesentlichen durch zwei Gesichtspunkte gegeben. Zum einen sollen die Potentiale eine Parametrisierung der experimentellen Daten geben und diese möglichst gut beschreiben. Zum anderen sollen sie Vorhersagen sowohl für Observablen der elementaren Nukleon-Nukleon-Reaktion selber, als auch für die von Vielkörperproblemen (also z.B. Atomkernen) machen können. Dabei wird natürlich angestrebt, die Beschreibung der zugrundeliegenden Wechselwirkungen besser zu verstehen.

Man weiß heute, daß die elementare Wechselwirkung bei der Streuung zweier Nukleonen zwischen den elementaren Bausteinen, den Quarks und Gluonen, stattfindet. Bei hohen Impulsüberträgen, wie z.B. bei der tiefinelastischen Streuung, treten diese elementaren Freiheitsgrade auch meßbar auf. Die *Quantenchromodynamik* als Theorie der starken Wechselwirkung kann diese Bereiche durch Störungsrechnungen beschreiben.

Bei kleineren Impulsüberträgen wirkt jedoch der Mechanismus des *Confinement*, der verhindert, daß farbgeladene Teilchen bei großen Abständen auftreten. Kräfte können in diesem Bereich nur durch farbneutrale Teilchen übertragen werden. Eine Störungsrechnung auf Basis der Quark- und Gluonenfreiheitsgrade ist nicht mehr möglich, da die Kopplungskonstante α_s nicht mehr klein ist.

Die Entwicklung von Potentialen für die niedrigen und mittleren Energiebereiche (also bis zu Laborenergien von wenigen GeV) geschieht nach verschiedenen Methoden. Einige typische Modelle werden im folgenden diskutiert.

3.1.1. Phänomenologie

Phänomenologische Ansätze zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon (NN)-Wechselwirkung gehen von den experimentell nachweisbaren Eigenschaften der Kernkräfte aus. Aus diesen werden NN-Potentiale konstruiert. Dabei wird die Wechselwirkung in drei Zonen aufgeteilt, die sich nach dem Abstand der Nukleonen richten. Diese Einteilung geht auf Taketani, Nakamura und Sasaki [Tak51] zurück. Sie unterscheiden einen *klassischen Bereich* bei Abständen von $r \geq 2$ fm, einen *dynamischen Bereich* bei $1 \text{ fm} \leq r \leq 2$ fm und einen *phänomenologischen Bereich* bei kleineren Abständen.

Zentrale Eigenschaften der Kernkräfte sind diese [Mac89]:

1.) Kernkräfte haben endliche Reichweiten

Schon die Tatsache, daß die physikalischen Effekte auf molekularen Größenskalen alleine mittels der elektromagnetischen Wechselwirkung beschrieben werden können, zeigt, daß die Reichweiten der Kernkräfte begrenzt sein müssen. Aus Kernbindungsenergien konnte bereits Wigner [Wig33] abschätzen, daß die Reichweite der Kernkraft kleiner als 4 fm ist.

2.) Das Potential ist attraktiv bei mittleren Abständen

Dies ergibt sich unmittelbar aus der Tatsache, daß Kerne gebunden sind. Aus der Streuung von Elektronen an schweren Kernen konnte man die Nukleonendichte der schweren Kerne auf etwa 0.17 fm^{-3} festlegen. Damit ergibt sich ein mittlerer Abstand von 1.8 fm zwischen den einzelnen Nukleonen.

3.) Das Potential ist repulsiv bei kleinen Abständen

Das Argument, daß die Kernmaterie sonst keine annähernd konstante Dichte hätte unterstützt diese Annahme nur scheinbar. Für diesen Effekt sind Symmetrieeffekte, z.B. das Pauli-Prinzip, ausschlaggebend. Den abstoßenden Kern des Potentials erkennt man eher im Verlauf der Streuphasen 1S_0 und 1D_2 als Funktionen der Energie (Abb. 3.1). Die 1S_0 -Phase ändert ihr Vorzeichen bei Energien von etwa 250 MeV von positiv nach negativ (die Wechselwirkung wird also abstoßend), während die 1D_2 -Phase bis etwa 800 MeV positiv bleibt. Da bei der S-Phase der Drehimpuls L zwischen den Nukleonen null ist, existiert für diese Zustände keine Zentrifugalbarriere. Die S-Phase ist also besonders empfindlich für kurze Abstände, während bei den D-Zuständen ($L = 2$) die Nukleonen durch Zentrifugalkräfte auf größeren Abständen gehalten werden. Der Verlauf der Streuphasen mit der Energie ist also ein Hinweis darauf, daß das Potential bei kleinen Abständen ($r \leq 0.6$ fm) abstoßend wird.

4.) Es gibt Tensorkräfte

Diese Eigenschaft benötigt man, um das Quadrupolmoment und das magnetische Moment des Deuterons erklären zu können.

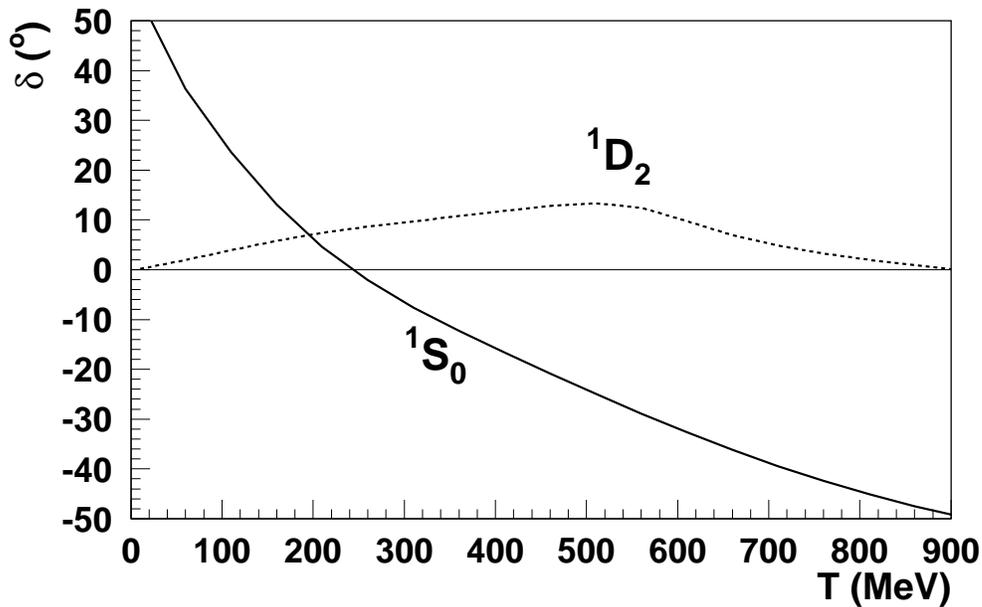


Abbildung 3.1.: Der Verlauf der Proton-Proton Streuphasen 1S_0 und 2D_0 aus SAID (Lösung SP99 [Arn97]).

5.) Es gibt eine Spin-Bahn-Kraft

Diese Kraft erzeugt die Asymmetrien bei polarisierter Streuung. Hier folgt eine einleuchtende Erklärung dazu nach [Mar70]:

Ein Teilchen, das links an einem Streuzentrum vorbeifliegt hat einen Bahndrehimpulsvektor \mathbf{L} , der nach unten zeigt. Für ein rechts am Zentrum vorbeifliegendes Teilchen zeigt der Drehimpuls nach oben (Abb. 3.2). Wenn nun der Spin der gestreuten Teilchen parallel oder antiparallel zu \mathbf{L} präpariert ist, sorgt eine vom Skalarprodukt $(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ abhängige Spin-Bahn-Kraft für eine positive Ablenkung zum Streuzentrum hin, wenn \mathbf{S} parallel zu \mathbf{L} steht, und für eine negative Ablenkung, wenn die Vektoren antiparallel stehen. Das resultiert in einer Asymmetrie in der Streuung, die experimentell (nicht zuletzt auch beim EDDA-Experiment) beobachtet wird.

Aus diesen Eigenschaften kann man ein phänomenologisch bestimmtes Potential als Summe über sechs unabhängige Terme konstruieren [Sto94]:

$$V = \sum_{i=1}^6 V_i P_i \quad (3.1)$$

Aus der Forderung bestimmter Randbedingungen, wie Invarianz unter Rotationen und Translationen und Zeitumkehrinvarianz, ergibt sich für diesen Fall im Ortsraum

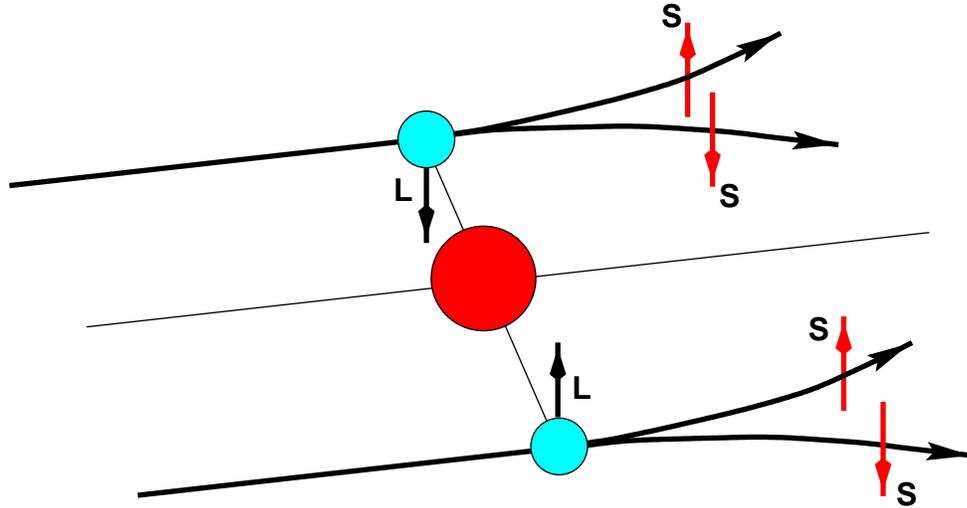


Abbildung 3.2.: Bei positiver Spin-Bahn-Kraft sorgt das positive Skalarprodukt $(\mathbf{S} \cdot \mathbf{L})$, also wenn $\mathbf{S} \uparrow\uparrow \mathbf{L}$ oder $\mathbf{S} \downarrow\downarrow \mathbf{L}$, für eine stärkere Ablenkung der Teilchen zum Streuzentrum hin (nach [Mar70]).

eine übliche Wahl der Operatoren P_i :

$$\begin{aligned}
 P_1 &= 1, \\
 P_2 &= \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2, \\
 P_3 &= S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2), \\
 P_4 &= \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}, \\
 P_5 &= Q_{12} = \frac{1}{2} [(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{L})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{L}) + (\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{L})(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{L})], \\
 P_6 &= \frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{L}.
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Dabei bezeichnet $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 / |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ den Einheitsvektor des Abstands der beiden Nukleonen. Man nennt die Terme in obiger Reihenfolge *Zentral-*, *Spin-Spin-*, *Tensor-*, *Spin-Bahn-*, *quadratischer Spin-Bahn-*, und *antisymmetrischer Spin-Bahn-Operator*. Der antisymmetrische Operator verschwindet für die Streuung identischer Teilchen. Ein solches Potential kann genauso gut im Impulsraum konstruiert werden.

Eine weitere Eigenschaft der Wechselwirkung zwischen Nukleonen ist die Ladungsunabhängigkeit. Um die Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen durch einen gemeinsamen Mechanismus erklären zu können, führt man zusätzlich zu den Termen (3.2) dann noch isospinabhängige Terme mit der Struktur $\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2$ ein [Eri88]. $\boldsymbol{\tau}$ bezeichnet hier den Isospinoperator analog zu $\boldsymbol{\sigma}$.

3.2. Mesonenaustauschpotentiale

Die Idee, die Wechselwirkung zwischen zwei Nukleonen durch Austausch eines Wechselwirkungsteilchens zu beschreiben, geht auf Yukawa [Yuk35] zurück. Er schlug ein Austauscheteilchen mit einer Masse von etwa 100 MeV vor, das die Kräfte zwischen den Nukleonen übertragen soll. Durch die Masse dieses Austauscheteilchens ergibt sich die endliche Reichweite der Kernkräfte, anders als bei der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der das masselose Photon die Reichweite der Kraft nicht einschränkt. Der Erfolg von Yukawas Vorschlag wurde deutlich, als das Austauscheteilchen, das *Pion*, 1947 in der kosmischen Strahlung nachgewiesen wurde [Occ47].

Auf Basis des Pionenaustausches wurden erfolgreich Potentiale konstruiert, die den langreichweitigen Teil der Wechselwirkung erklären können. Allerdings kann der abstoßende Kern des Potentials und der anziehende Bereich bei mittleren Abständen nicht durch den Austausch eines Pions (*OPE: One-Pion-Exchange*) erklärt werden. Ein modernes Potential, das auf einer Kombination aus einem langreichweitigen *OPE* Teil und einem phänomenologischen kurz- und mittelreichweitigen Teil besteht, ist das *V18* Potential der Argonne-Gruppe [Wir95].

3.2.1. Ein-Boson-Austauschpotentiale

Die Entdeckung der schweren Mesonen in den 60er Jahren führte zur Entwicklung der *One-Boson-Exchange-Potentials* (Ein-Boson-Austauschpotentiale, OBEP). Bei diesen wurden i.a. 6 Mesonen mit Massen bis zu 1 GeV mit einbezogen: Die pseudo-skalaren Mesonen $\pi(138)$ und $\eta(549)$, die Vektormesonen $\rho(769)$ und $\omega(783)$, sowie zwei skalare Bosonen $\delta(983)$ und σ . Das σ -Meson ist experimentell nicht nachgewiesen, wird aber in diesen Potentialen benötigt, um den anziehenden Teil des Potentials erzeugen zu können¹. Die anderen bekannten Eigenschaften der Kernkräfte werden in diesen Potentialen ebenfalls von bestimmten Mesonen übernommen. Das Pion erzeugt die Tensor-Kraft, die bei kleinen Abständen durch das ρ reduziert wird. Das ω sorgt für die Spin-Bahn-Kraft und die Abstoßung bei kleinen Abständen.

Das *Nijmegen-Potential* (*Nijm78*) [Nag78] ist ein Beispiel für ein solches Potential. Es berücksichtigt zusätzlich zu den genannten Bosonen noch die Mesonen $\eta'(958)$, $\phi(1020)$ und $S^*(993)$, sowie das *Pomeron*, das man sich als einen Austausch mehrerer Gluonen vorstellt. Dieses Potential ist lokal und nichtrelativistisch.

1994 wurde ein überarbeitetes Nijmegen-Potential *Nijm93* veröffentlicht [Sto94]. Dabei wurden zusätzlich drei neue Versionen vorgestellt, bei denen das Potential in jeder Partialwelle einzeln konstruiert wird. Dieses geht zurück auf ein Potential von Reid [Rei68]. Diese neuen Nijmegen-Potentiale sind *Nijm I*, ein nichtlokales Reid-Potential, *Nijm II*, ein lokales Reid-Potential, und *Reid93*, ein direkt auf das originale Reid-Potential zurückgehendes Potential.

¹Zur Zuordnung der Mesonen zu den Potentialeigenschaften siehe auch [Eri88].

3.2.2. Konstruktion eines relativistischen Ein-Boson-Austauschpotentials

Das Konzept eines Mesonenaustauschpotentials soll nun am Beispiel eines relativistischen OBEP näher erläutert werden.

3.2.2.1. Feynman-Diagramme und Lagrangedichten

Der Kern eines Ein-Boson-Austauschpotentials beinhaltet alle möglichen Feynman-Diagramme, bei denen zwischen den beiden Nukleonen ein Boson ausgetauscht wird (Abb. 3.3). Die Feynman-Diagramme lassen sich in Übergangsmatrixelemente

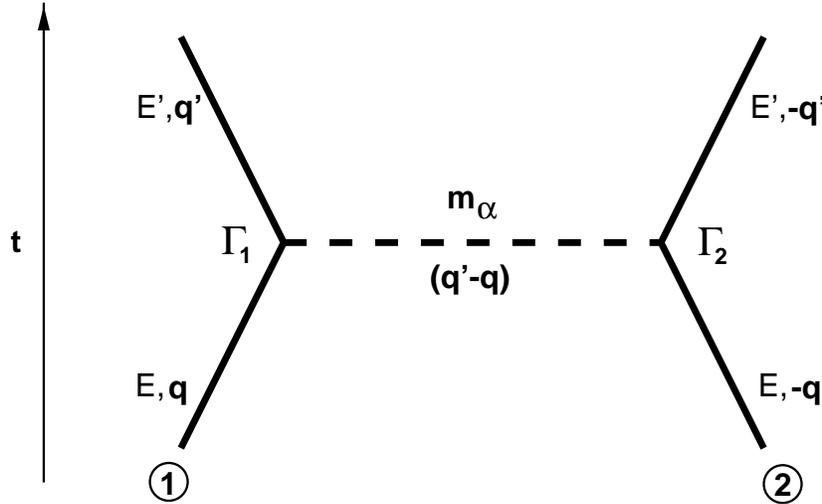


Abbildung 3.3.: Zwei Nukleonen (durchgezogene Linien) mit den Energien (E, E') und Impulsen (\mathbf{q}, \mathbf{q}') tauschen ein Boson (gestrichelte Linie) der Masse m_α aus (nach [Mac89]). Die Zeitachse läuft von unten nach oben.

nach definierten Regeln [Bjo64, Sch95] umrechnen. Für den Ein-Boson-Austausch für skalare und pseudoskalare Mesonen² der Masse m_α ergibt sich z.B. die Feynman-Amplitude zu

$$\frac{\bar{u}_1(\mathbf{q}')\Gamma_1 u_1(\mathbf{q})i\bar{u}_2(-\mathbf{q}')\Gamma_2 u_2(-\mathbf{q})}{(q' - q)^2 - m_\alpha^2}. \quad (3.3)$$

Dabei ist

$$\frac{i}{(q' - q)^2 - m_\alpha^2} \quad (3.4)$$

der Mesonen-Propagator für skalare und pseudoskalare Mesonen. Die eigentliche Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und Mesonen findet an den Vertizes Γ

²Für die Vektormesonen vergleiche z.B. [Mac89].

statt. Die ein- und auslaufenden Nukleonen werden durch die Dirac-Spinoren u und $\bar{u} \equiv u^\dagger \gamma^0$ beschrieben.

Um die Wechselwirkung an den Vertizes zu beschreiben, wird üblicherweise eine *Lagrangedichte* (ein sog. *Lagrangian*) für das jeweilige Mesonenfeld angenommen. Für die Meson-Nukleon-Kopplungen wählt man folgende Lagrangedichten [Mac89]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{ps} &= -g_{ps} \bar{\psi} i \gamma^5 \psi \varphi^{(ps)} \\
 \mathcal{L}_{pv} &= -\frac{f_{ps}}{M_{ps}} \bar{\psi} \gamma^5 \gamma^\mu \psi \partial_\mu \varphi^{(ps)} \\
 \mathcal{L}_s &= +g_s \bar{\psi} \psi \varphi^{(s)} \\
 \mathcal{L}_v &= -g_v \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \varphi_\mu^{(v)} - \frac{f_v}{4M} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi (\partial_\mu \varphi_\nu^{(v)} - \partial_\nu \varphi_\mu^{(v)})
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Dabei bezeichnet ψ die Nukleonen-, und φ die skalaren (s), pseudoskalaren (ps), vektoriellen (v) und die pseudovektoriellen (pv) Mesonenfelder. γ^μ ist der Vierervektor der Dirac'schen Gammamatrizen [Bjo64] mit $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, ∂_μ ist der Gradientenoperator. Mit Hilfe des Lagrange-Formalismus (vgl. z.B. [Wit86]) bestimmt man die Kopplungen der Mesonen und Nukleonen in den Feynman-Amplituden (3.3). Man erhält beispielsweise für die Übergangsamplitude bei pseudoskalaren Mesonen

$$\langle \mathbf{q}' | V_{ps}^{OBE} | \mathbf{q} \rangle = \frac{-g_{ps}^2 \bar{u}(\mathbf{q}') i \gamma^5 u(\mathbf{q}) \bar{u}(-\mathbf{q}') i \gamma^5 u(-\mathbf{q})}{(\mathbf{q}' - \mathbf{q})^2 + m_{ps}^2}. \tag{3.6}$$

Auf diese Weise konstruiert man ein OBE-Potential als Summe über die Übergangsamplituden für die pseudoskalaren Mesonen π und η , die skalaren Mesonen σ und δ sowie für die Vektormesonen ρ und ω :

$$V_{OBEP} = \sum_{\alpha=\pi,\eta,\rho,\omega,\delta,\sigma} V_\alpha^{OBE} \tag{3.7}$$

In einem solchen Potential sind die Kopplungskonstanten (g_α, f_α) und die Massen m_α der Mesonen Parameter, die aus experimentellen Daten erschlossen werden müssen, oder die sich durch Fit des Potentials an die experimentellen Daten ergeben.

3.2.2.2. Kovariante Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Streuung

Um aus einem auf oben skizzierte Weise konstruierten Potential die Streumatrix und damit die Observablen bestimmen zu können, beschreibt man die Streuung zweier Nukleonen kovariant. Diese geschieht mit Hilfe der *Bethe-Salpeter-Gleichung* [Sal51]:

$$\hat{\mathcal{M}} = \hat{\mathcal{V}} + \hat{\mathcal{V}} \hat{\mathcal{G}} \hat{\mathcal{M}} \tag{3.8}$$

Dabei stellt $\hat{\mathcal{M}}$ die invariante Streuamplitude dar, $\hat{\mathcal{V}}$ ist die Summe über alle nicht-reduziblen Feynman-Diagramme und $\hat{\mathcal{G}}$ ist der relativistische Propagator für die

beiden Nukleonen. Als kovariante Gleichung ist die Bethe-Salpeter-Gleichung eine vierdimensionale Integralgleichung. Wenn man im Schwerpunktsystem die relativen Viererimpulse der beiden Nukleonen vor und nach der Streuung mit q bzw. q' und die Viererimpulse der Zwischenzustände mit k bezeichnet, schreibt sich (3.8) [Ger98, Mac89]:

$$\hat{\mathcal{M}} = \hat{\mathcal{V}}(q', q; P) + \int d^4k \mathcal{V}(q', k; P) \mathcal{G}(k; P) \hat{\mathcal{M}}(k, q; P) \quad (3.9)$$

$P = (\sqrt{s}, 0)$ bezeichnet dabei den totalen Viererimpuls des Systems mit der Gesamtenergie \sqrt{s} . Da die vierdimensionale Gleichung sehr schwer lösbar ist, ist es üblich, die Zeitkomponenten der relativen Impulsvektoren kovariant festzulegen, damit sie im Propagator \mathcal{G} nicht mehr als Variable auftauchen. Eine mögliche Wahl ist dabei der Propagator g_{BbS} nach Blankenbecler und Sugar [Bla66]

$$g_{BbS}(k, s) = -\frac{\delta(k_0)}{2\pi^4} \frac{M^2}{E_k} \frac{\Lambda_+^{(1)}(\mathbf{k}) \Lambda_+^{(2)}(-\mathbf{k})}{\frac{1}{4}s - E_k^2 + i\epsilon}, \quad (3.10)$$

wobei die \mathbf{k} jetzt als Dreierimpulse zu verstehen sind.

$$\Lambda_+^{(i)}(\mathbf{k}) = \left(\frac{\gamma^0 E_k - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} + M}{2M} \right)^{(i)} \quad (3.11)$$

ist der positive Energieprojektor des Nukleons (i), M ist die reduzierte Masse der beiden Nukleonen. Da die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem zu $\sqrt{s} = 2E_q$ gegeben ist, erhält man die folgende dreidimensionale Gleichung:

$$\hat{\mathcal{M}} = \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) + \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{k}) \frac{M^2}{E_k} \frac{\Lambda_+^{(1)}(\mathbf{k}) \Lambda_+^{(2)}(-\mathbf{k})}{\mathbf{q}^2 - \mathbf{k}^2 + i\epsilon} \hat{\mathcal{M}}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \quad (3.12)$$

Man multipliziert nun diese Gleichung von beiden Seiten mit Dirac-Spinoren positiver Energie und erhält damit eine Gleichung für die kovariante Streuamplitude $\hat{\mathcal{T}}$:

$$\hat{\mathcal{T}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) = \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) + \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) \frac{M^2}{E_k} \frac{1}{\mathbf{q}^2 - \mathbf{k}^2 + i\epsilon} \hat{\mathcal{T}}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) \quad (3.13)$$

Für das OBE-Potential wird jetzt für das sog. *Quasipotential* \hat{V} die Summe über die Einzelamplituden V_{OBEP} (3.7) eingesetzt. Mit den Substitutionen

$$\begin{aligned} T(\mathbf{q}', \mathbf{q}) &= \left(\frac{M}{E_{q'}} \right)^{1/2} \hat{\mathcal{T}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) \left(\frac{M}{E_q} \right)^{1/2} \\ V(\mathbf{q}', \mathbf{q}) &= \left(\frac{M}{E_{q'}} \right)^{1/2} \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) \left(\frac{M}{E_q} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

wird Gleichung (3.13) zu

$$T(\mathbf{q}', \mathbf{q}) = V(\mathbf{q}', \mathbf{q}) + \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \hat{\mathcal{V}}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) \frac{1}{\mathbf{q}^2 - \mathbf{k}^2 + i\epsilon} T(\mathbf{k}, \mathbf{q}). \quad (3.15)$$

Diese Gleichung hat die Form der *nichtrelativistischen* Lippmann-Schwinger-Gleichung (2.13). Aus ihr kann man die T-Matrix und darüber die Observablen der Nukleon-Nukleon-Streuung iterativ bestimmen. Üblicherweise wird dazu eine Partialwellenzerlegung durchgeführt, die hier nicht näher besprochen werden soll.

Im allgemeinen Fall ist die T-Matrix nach Gleichung (3.15) sowohl für den Fall definiert, daß die Gesamtenergie der Nukleonen vor und nach der Streuung gleich ist, d.h. $E_q = E_{q'}$, als auch für den Fall, daß die Energieerhaltung verletzt ist. Man spricht im ersten Fall von der *on (the energy) shell* und im zweiten Fall von der *off shell T-Matrix*. Im Experiment gilt bei der freien Nukleon-Nukleon Streuung natürlich die Energieerhaltung. Über Streuexperimente kann die T-Matrix also nur on-shell festgelegt werden. Für die Beschreibung von Vielkörperproblemen, z.B. für Reaktionen in Atomkernen, gilt die Energieerhaltung zwar global, sie kann jedoch bei einzelnen Reaktionen verletzt werden. Dann können die off-shell Eigenschaften der T-Matrix auch Meßgrößen beeinflussen. Solche off-shell Eigenschaften werden über die Konstruktion der Potentiale V beeinflusst.

3.2.2.3. Formfaktoren

Ein Problem bei den gewählten Lagrangedichten ist, daß die Integrale zur Bestimmung der T-Matrix für große Impulsüberträge ($\mathbf{q}' - \mathbf{q}$) (also für kleine Abstände zwischen Nukleonen und Mesonen am Vertex) divergieren. Man muß deswegen phänomenologische Formfaktoren einführen, die die Potentiale in der Nähe der Vertizes regularisieren. Für ein OBE Potential ist eine Wahl für einen solchen Formfaktor z.B. [Mac89]

$$F_\alpha(\mathbf{q}' - \mathbf{q}) = \left(\frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 + (\mathbf{q}' - \mathbf{q})^2} \right)^{n_\alpha} \quad (3.16)$$

mit der Mesonenmasse m_α und dem Massenparameter Λ_α . Dies ist ein freier Parameter des Potentials für jedes berücksichtigte Meson α und wird durch den Fit des Potentials an die Daten bzw. die Streuphasen ermittelt. n_α ist eine Zahl, die in Abhängigkeit vom jeweiligen Modell gewählt wird. Bei OBE Potentialen wird häufig ein Dipolformfaktor gewählt, für den $n_\alpha = 2$ gesetzt wird. Die Formfaktoren werden mit jedem Vertex in den Feynmanamplituden (3.3) multipliziert.

Die Formfaktoren spiegeln die Problematik wieder, daß das Mesonenaustauschmodell bei großen Impulsüberträgen nicht mehr gelten kann. Die Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen beeinflussen die Wechselwirkung dort. Dies wird in Mesonenaustauschpotentialen durch die Formfaktoren phänomenologisch behandelt.

3.2.3. Komplexere Mesonenaustauschmodelle

Ein großer Nachteil der Einboson-Austauschpotentiale ist die Einführung des σ -Mesons, das man für die attraktiven Eigenschaften der Potentiale bei mittleren Abständen benötigt. Dieses Meson soll eine Masse im Bereich von 500 – 800

MeV haben. Allerdings ist ein solches Meson bisher nicht experimentell nachgewiesen worden. Es wurden deswegen einige Mesonenmodelle konstruiert, die den Austausch des fiktiven σ -Mesons durch den Austausch mehrerer Mesonen ersetzen.

3.2.3.1. Dispersionsrelationen

Ein erfolgreicher Ansatz zur Beschreibung des mittelreichweitigen Teils des Potentials ist die Annahme, daß diese Region durch den Austausch zweier Pionen bestimmt wird. Dabei wird versucht, diese Beiträge zum Potential über Dispersionsrelationen zu beschreiben. Das *Paris-Potential* [Lac80] ist ein Beispiel für solche Potentiale. Die Amplituden für den 2-Pionen-Austausch werden mit Hilfe empirischer Daten aus πN - und $\pi\pi$ - Streuexperimenten berechnet. Der Rest des Paris-Potentials wird durch Ein-Pionenaustausch, ω -Austausch und phänomenologische Beschreibungen für den kurzreichweitigen Teil gebildet. Dieses Potential hat nach Abschätzungen aus [Mac94] 60 bis 80 freie Parameter.

3.2.3.2. Bonn-Potential

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung des Austausches mehrerer Mesonen beruht auf feldtheoretischen Modellen. Das wichtigste Beispiel für ein solches Potential ist das *Bonn-Potential* [Mac87]. Dieses berücksichtigt explizit im Rahmen des Lagrangeformalismus die Feynman-Diagramme für den Zwei-Mesonen-Austausch. Diese Diagramme werden störungstheoretisch behandelt, wobei die Ein-Boson-Austauschdiagramme (vgl. Abschnitt 3.2.2.1) die Beiträge niedrigster Ordnung darstellen. Für den Zwei-Pionen-Austausch müssen solche Modelle sowohl die Effekte der Meson-Meson-Streuung berücksichtigen, als auch das Auftreten von Meson-Nukleon-Resonanzen, wie z.B. der $\Delta(1232)$ -Resonanz.

Abbildung 3.4 zeigt die Diagramme für den Zwei-Pionen-Austausch, die im Bonn-Potential berücksichtigt werden. Sie werden dort im Rahmen einer zeitabhängigen Störungsrechnung ausgewertet. Der korrelierte Zwei-Pionen-Austausch wird dabei für die 2π -P-Wellen-Zustände über den Austausch der ρ -Resonanz behandelt. S-Wellen-Zustände im 2π -System führen hingegen nicht zu einer Resonanz. Sie werden allerdings angenähert durch den Austausch eines skalaren-isoskalaren Mesons σ' mit einer breiten Massenverteilung und einer wohldefinierten Kopplungskonstante.

Der Zwei-Pionen-Austausch beeinflusst vor allem den mittel- und langreichweitigen Teil des Potentials. Bei kleineren Abständen spielen die Ein-Boson-Austauschanteile mit dem ρ - und dem ω -Meson eine dominante Rolle. Allerdings gibt es auch dort Zwei-Mesonen-Austausch Beiträge. Diese werden im Bonn-Potential durch den gleichzeitigen Austausch von π - und ρ -Mesonen berücksichtigt. Die dazugehörigen Feynman-Diagramme entsprechen den ersten drei Zeilen von Abbildung 3.4 bei Austausch eines Pions durch ein ρ , also $\pi\rho NN$ -, $\pi\rho N\Delta$ - und $\pi\rho\Delta\Delta$ -Diagramme.

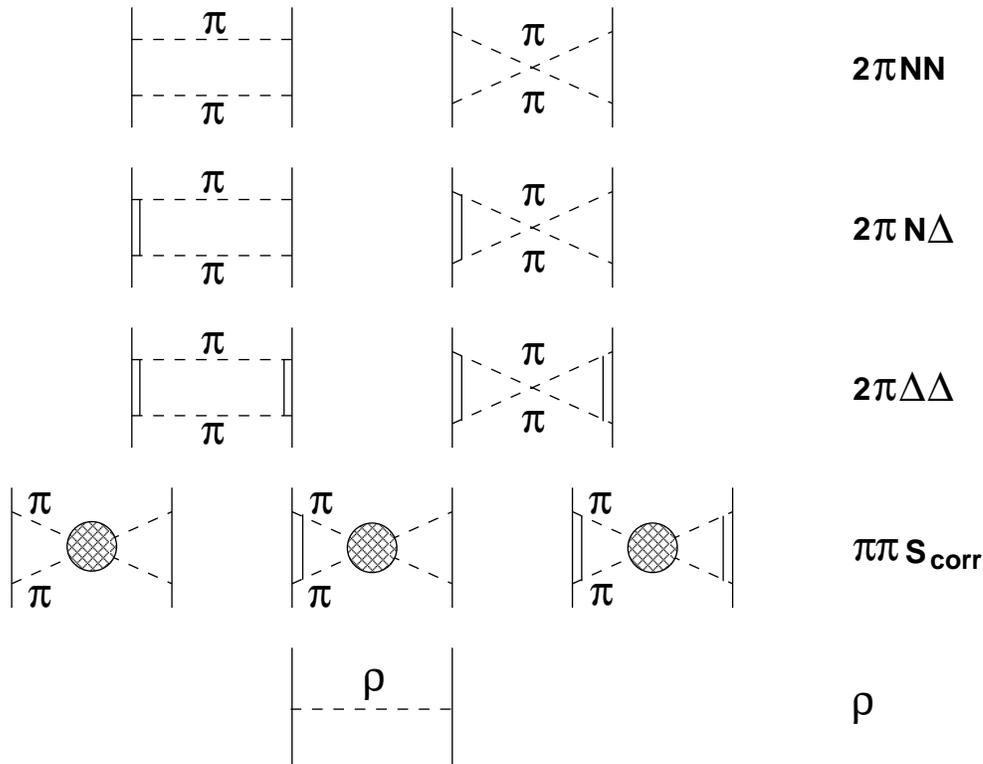


Abbildung 3.4.: Feldtheoretisches Modell für den Zwei-Pionen-Austausch. Die durchgezogenen Linien repräsentieren Nukleonen, die gestrichelten Linien Mesonen und die doppelten Linien Δ -Resonanzen nach [Mac94]. Die schraffierten Kreise bezeichnen $\pi\pi$ -Korrelationen in den S-Wellen-Zuständen.

Das auf diese Weise konstruierte vollständige Bonn-Potential darf nicht verwechselt werden mit anderen Potentialen der Bonner Gruppe. Das *Bonn-B*-Potential [Mac89] ist ein relativistisches OBE-Potential ähnlich dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten. Das neuere *CD-Bonn*-Potential [Mac96] ist eine Weiterentwicklung des Bonn-B-Potentials und berücksichtigt die Ladungsinvarianzbrechung der Kernkräfte (*CD: charge dependent*). Dieses Potential ist nichtlokal und parametrisiert das σ -Boson in allen Partialwellen einzeln.

3.2.4. Vergleiche mit experimentellen Daten

Alle vorgestellten Potentiale haben mehr als 10 freie Parameter, die durch Anpassung der Potentiale an experimentelle Daten oder an Streuphasen bestimmt werden. Diese Anpassung geschieht dabei immer an Daten bis zu Energien von etwa 350 MeV, also bis in die Region der inelastischen Schwelle. Tabelle (3.1) zeigt die Zahl der freien Parameter und das χ^2 pro Datenpunkt, mit dem die verschiedenen Potentiale

Potential	Nijm78	Nijm93	Reid93	Argonne V18	Paris	Bonn	CD-Bonn
N_{par}	15	15	50	40	≈ 60	12	s. Text
$\chi^2/datum$	5.12	1.87	1.03	1.09	3.71	1.90	1.03

Tabelle 3.1.: Zahl der freien Parameter und χ^2 der Anpassung an die Weltdaten (Neutron-Proton- und Proton-Proton-Streuung) für einige Potentiale (aus [Mac94, Mac96, Sto94]). Die Zahl der freien Parameter des CD-Bonn-Potentials wird mit ‘mehr als das übliche Dutzend’ [Mac96] angegeben.

an den experimentellen Weltdatensatz (bis zu Energien von 350 MeV) angepaßt wurden.

Bei höheren Energien werden die Vorhersagen der Potentiale ungenau. Das liegt allerdings auch an der prinzipiellen Einschränkung, daß das Modell des Mesonenaustausches bei hohen Energien nicht mehr korrekt ist. Bei großen Impulsüberträgen müssen die Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen sichtbar werden. Diese werden in den genannten Potentialen nicht berücksichtigt.

Abbildung (3.5) zeigt die Vorhersagen der vier Potentiale *CD-Bonn*, *Nijm93*, *Argonne V18* und *Paris* für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im symmetrischen Winkel (oben) und für die Analysierstärke A_N der elastischen Proton-Proton-Streuung im Schwerpunktwinkel $\Theta_{cm} = 60^\circ$ (unten). Man erkennt, daß unterhalb etwa 200 MeV die Vorhersagen aller vier Potentiale zusammenfallen und die experimentellen Daten perfekt beschreiben. Die Beschreibung der Daten ist bis zu Energien von etwa 500 MeV noch gut, darüber divergieren die Vorhersagen der Potentiale jedoch, und keines kann die Daten in diesem Bereich reproduzieren.

Die Daten des EDDA-Experimentes zum differentiellen Wirkungsquerschnitt [Alb97] und zur Analysierstärke (diese Arbeit) beginnen in den Energiebereichen, in denen die Potentiale divergieren. Der Vorteil der konsistenten Messung während der Beschleunigung des COSY-Strahls mit einheitlicher Normierung wird im Vergleich der EDDA-Daten mit den anderen Daten des Weltdatensatzes in Abbildung (3.5) deutlich.

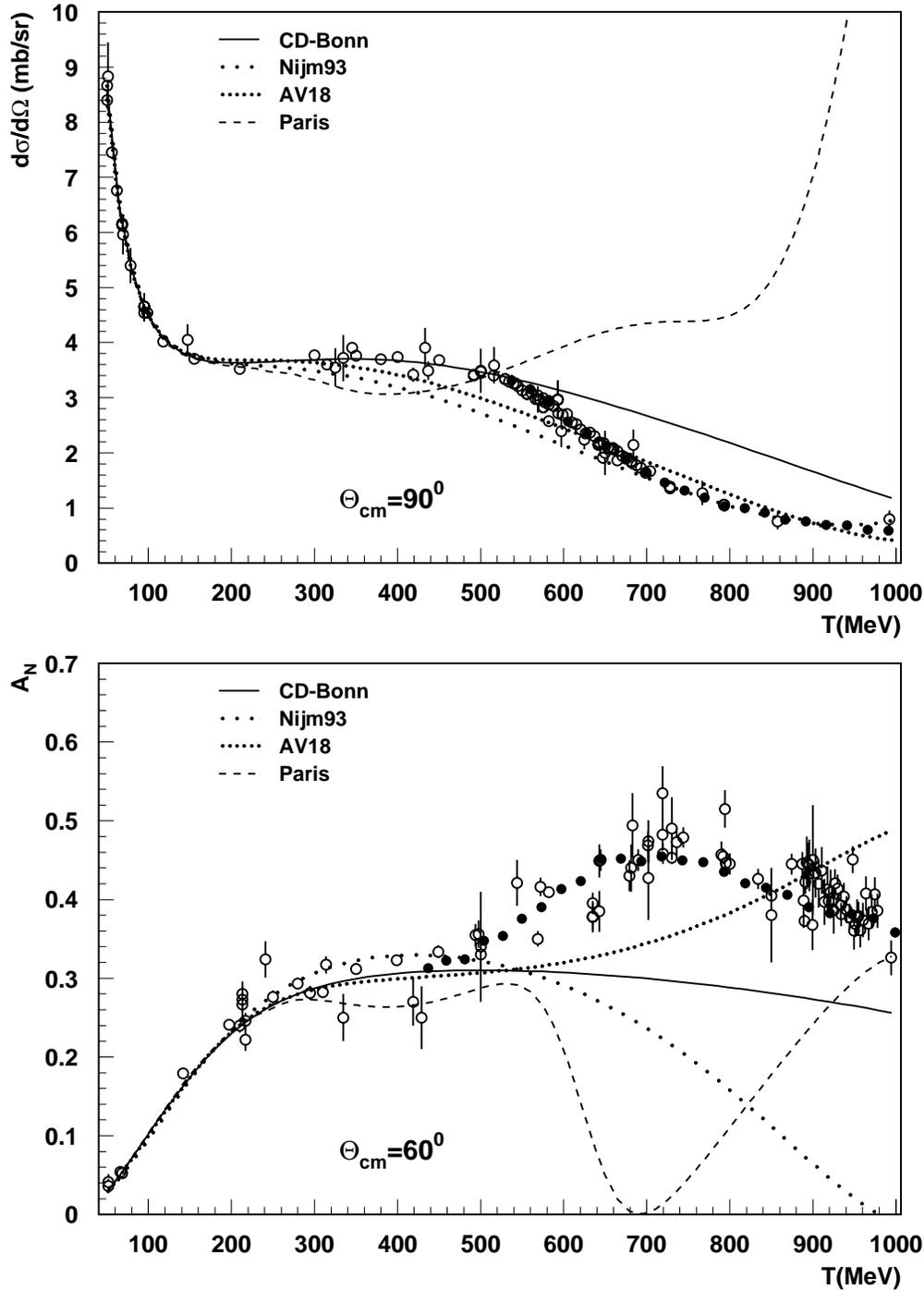


Abbildung 3.5.: Die Potentiale *CD-Bonn*, *Nijmegen 93*, *Argonne V18* und *Paris* verglichen mit Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts (oben) und der Analysierstärke A_N (unten) für elastische Proton-Proton Streuung. Die offenen Symbole repräsentieren Daten aus der Literatur, die geschlossenen Symbole sind EDDA-Daten (oben aus [Alb97], unten im Vorgriff auf folgende Kapitel).

4. Das EDDA-Experiment

Das Ziel des EDDA-Experimentes ist die Vermessung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der elastischen Proton-Proton Streuung. Es ist als ein internes Experiment am Protonensynchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich konzipiert und bietet in Kombination eines polarisierten Atomstrahltargets und des polarisierten COSY-Strahles die Möglichkeit, fünf Observablen der elastischen Proton-Proton Streuung während der Beschleunigung des rezirkulierenden Strahls zu vermessen.

In diesem Kapitel werden Beschleuniger, Detektor und Atomstrahltarget vorgestellt. Eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten findet man bei [Wol96, Fel98, Alt98, Zie98, Eng98], eine Beschreibung des COSY-Ringes bei [Mai97]. Des weiteren wird ein Abriß der Datenrekonstruktion und der Methoden der Datenanalyse gegeben.

4.1. Der COSY-Beschleuniger

COSY kann Protonenstrahlen im Energiebereich von $45 \text{ MeV} \leq T \leq 2600 \text{ MeV}$ an vier interne und drei externe Targetplätze liefern. Das EDDA-Experiment ist am internen Strahlplatz TP2 aufgebaut. Abbildung (4.1) zeigt einen Grundriß der Beschleunigeranlage.

Zwei unpolarisierte und eine polarisierte Ionenquellen liefern H^- -Ionen mit Strömen in der Größenordnung von $200 \mu\text{A}$ (unpolarisierte Quellen) bzw. $20 \mu\text{A}$ (Designwert für die polarisierte Quelle). Das kontinuierlich betriebene Isochronzyklotron JULIC beschleunigt diese H^- -Ionen auf eine Energie von 45 MeV . Die Ionen werden durch eine etwa 100m lange Injektionsstrahlführung transportiert und dann in COSY injiziert. Dies geschieht durch eine Umladungsfolie, an der die H^- -Ionen ihre Elektronen abstreifen. Die Raumladungsgrenze bei der Injektionsenergie liegt bei COSY bei etwa $2 \cdot 10^{11}$ gespeicherten Protonen. Bei der Maximalenergie können typischerweise $5 \cdot 10^{10}$ Protonen erreicht werden.

In COSY können die Protonen auf eine Maximalenergie von 2600 MeV beschleunigt werden mit einer Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 10^{-3}$. Der Beschleunigungsvorgang ist vollständig computergesteuert, beliebige Be- und Entschleunigungsmuster können vorgegeben und in Zyklen von beliebiger Länge wiederholt werden. Zentrale

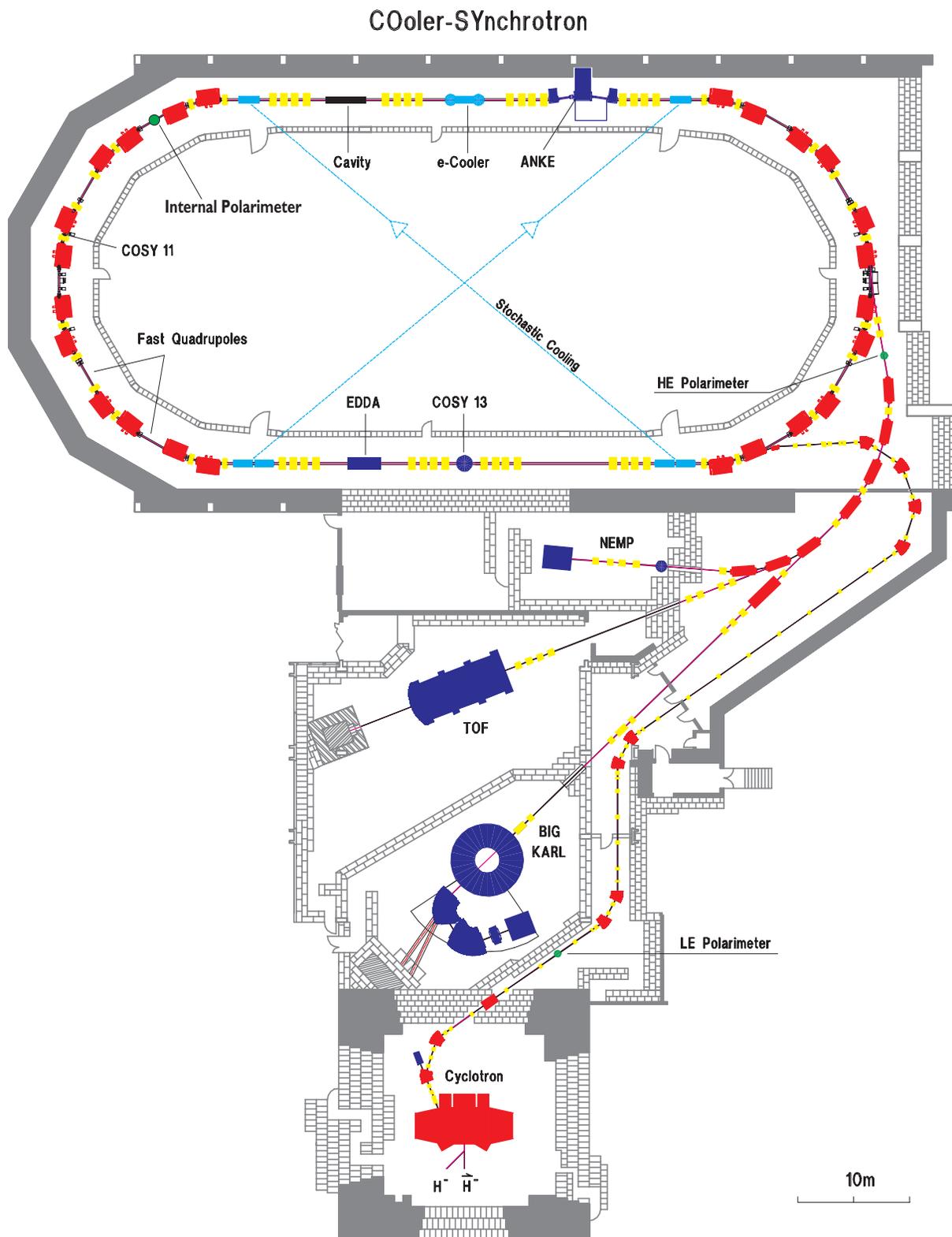


Abbildung 4.1.: Grundriß der COSY-Beschleunigeranlage am Forschungszentrum Jülich

Eigenschaften des COSY-Strahls, wie die Strahllage oder Vertexwanderungen am Targetplatz, werden in jedem Zyklus zuverlässig reproduziert.

Damit eröffnet sich für das EDDA-Experiment als internes Experiment die Möglichkeit, in der sog. *multi pass technique* bei Zykluslängen von typischerweise 10-15 s während der Be- und Entschleunigung des Strahls Anregungsfunktionen zu messen. Die Addition der Daten aus vielen Zyklen in Meßzeiten, die typischerweise bei einer Woche liegen, erzeugt dann die notwendige Statistik.

Kurzfristige Schwankungen in den experimentellen Rahmenbedingungen mitteln sich auf diese Weise hinaus, längerfristige Veränderungen können diagnostiziert und, wenn nötig, korrigiert werden, ohne Teilnormierungen verschiedener Datensätze durchführen zu müssen.

Das Synchrotron verfügt über zwei Phasenraumkühlsysteme: Eine Elektronenkühlung und eine stochastische Kühlung. Durch deren Einsatz kann sowohl die Emittanz des gespeicherten Strahls verkleinert, als auch die Impulsauflösung auf Werte von $\Delta p/p \leq 10^{-4}$ verbessert werden [Mai97]. Die Kühlsysteme benötigen allerdings einige Zeit, die Elektronenkühlung typischerweise 10 s, die stochastische Kühlung einige Minuten. Dies würde bei den EDDA-Messungen den Nutzzyklus zu weit verringern, so daß dort auf den Einsatz der Kühlsysteme verzichtet wird.

Zur Diagnose des in der Entwicklung befindlichen polarisierten Protonenstrahls sind drei Strahlplätze für Polarimeter eingerichtet. In der Injektionsstrahlführung gibt es ein Niederenergiepolarimeter, im COSY-Ring ist ein Polarimeter installiert, das die Protonenpolarisation bei allen Energien und während der Beschleunigung diagnostizieren kann [Bau99]. Dieses Polarimeter ist näher in Kapitel (8) beschrieben. Ein drittes, diesem baugleiches Polarimeter wird derzeit in der Extraktionsstrahlführung installiert.

4.2. Der EDDA-Detektor

4.2.1. Das Detektorkonzept

Der EDDA-Detektor ist ein dedizierter Detektor, der für die Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung optimiert ist. Sein Konzept sieht dabei keine direkte Möglichkeit zur Teilchenidentifikation vor, sondern beruht auf der kinematischen Signatur der elastischen Streuung.

Im Schwerpunktsystem sind die Azimutwinkel ($\phi_{cm,1}$, $\phi_{cm,2}$) und die Polarwinkel ($\theta_{cm,1}$, $\theta_{cm,2}$) der beiden Protonen über folgende Beziehungen korreliert:

$$\begin{aligned} |\phi_{cm,1} - \phi_{cm,2}| &= \pi \\ \theta_{cm,1} + \theta_{cm,2} &= \pi \end{aligned} \tag{4.1}$$

Die Transformation in das Laborsystem beeinflußt die Azimutwinkel nicht. Die Transformation der Polarwinkel für die Streuung eines Strahlprotons mit der kine-

tischen Energie T an einem ruhenden Targetproton wird durch den Lorentzfaktor γ_{cm} bestimmt:

$$\gamma_{cm} = \sqrt{1 + \frac{T}{2M_p}} \quad (4.2)$$

Dabei ist M_p die Ruhemasse des Protons. Im Laborsystem erhält man analog zu den Gleichungen (4.1)

$$\begin{aligned} |\phi_{lab,1} - \phi_{lab,2}| &= \pi \\ \tan \theta_{lab,1} \cdot \tan \theta_{lab,2} &= 1/\gamma_{cm}^2 . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Abbildung (4.2) zeigt das Koordinatensystem des EDDA-Experimentes.

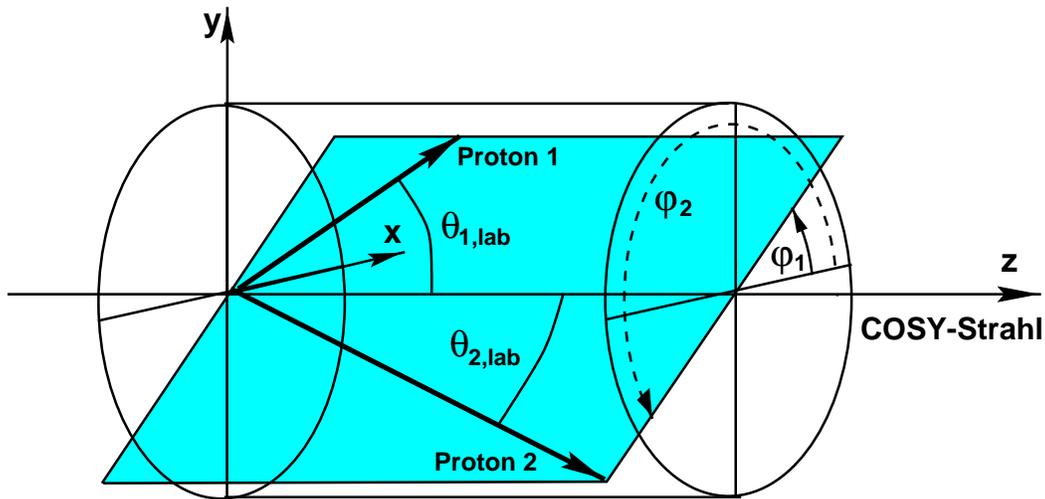


Abbildung 4.2.: Das EDDA-Koordinatensystem

Die z -Achse des Koordinatensystems zeigt in Strahlrichtung des COSY-Strahls, die y -Achse zeigt vertikal nach oben und x vollendet ein rechtshändiges Koordinatensystem.

Das Detektorkonzept ist darauf ausgelegt, die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung zu vermessen und gleichzeitig eine Vertexrekonstruktion zu ermöglichen. Dies wird realisiert, indem die beiden gestreuten Protonen in zwei Detektorschalen nachgewiesen und deren Azimut- und Polarwinkel vermessen werden. Aus den Durchstoßpunkten der beiden Protonen durch die Detektorschalen kann man dann mittels kinematischer Anpassung die Trajektorien beider Protonen und damit den Vertex rekonstruieren.

Abbildung (4.3) zeigt die aktiven Elemente des EDDA-Detektors. Sie bilden ein zweischaliges, zylindrisches Hodoskop, das sich strahlabwärts vom Wechselwirkungspunkt erstreckt. Dies ermöglicht eine große Abdeckung des Raumwinkels mit einem

zugänglichen Energiebereich von etwa 500 MeV bis zur Maximalenergie von 2600 MeV. Photos des EDDA-Detektors befinden sich in Anhang (A).

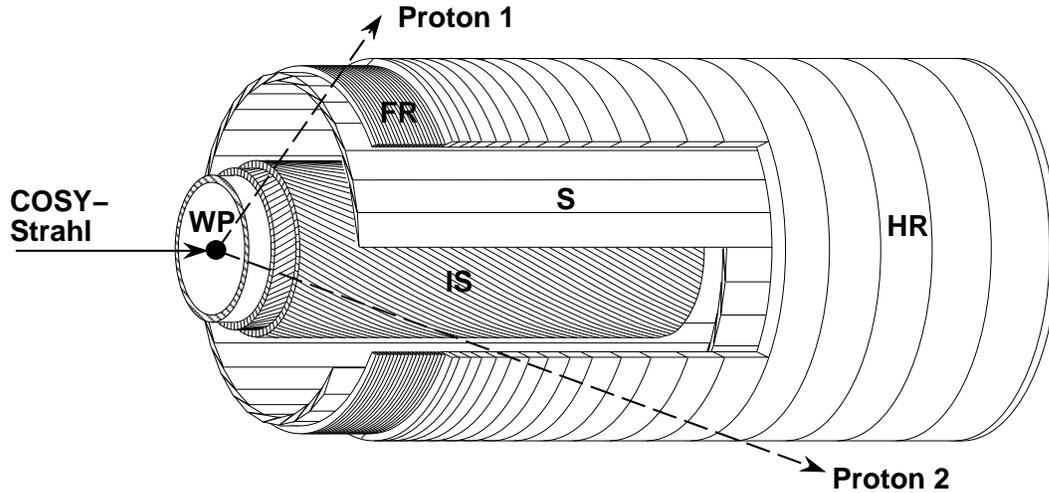


Abbildung 4.3.: Aktive Komponenten des EDDA-Detektors: **IS**: Innenschale, **S**: Stablage der Außenschale, **HR**: Halbringlage der Außenschale, **FR**: Faserringe. **WP** bezeichnet den nominellen Wechselwirkungspunkt, den Nullpunkt des EDDA-Koordinatensystems. Die Länge des Detektors beträgt etwa 1 m.

Ein inneres Hodoskop aus szintillierenden Fasern, die helixartig um das Strahlrohr gewunden sind, bildet die sog. Innenschale des EDDA-Detektors. Die Außenschale ist aus zwei Lagen von Szintillationsdetektoren gefertigt. Beide Schalen werden im folgenden beschrieben.

4.2.2. Die Außenschale

Die Außenschale wurde 1994 am Targetplatz installiert und wurde alleine genutzt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung zu vermessen [Alb97]. In dieser Phase des Experimentes wurde mit sehr dünnen Fädchentargets gemessen, so daß eine Vertexrekonstruktion in drei Raumrichtungen nicht vorgenommen werden mußte.

Die Außenschale liefert schnelle Triggerbedingungen, die je nach Wahl auf die Korrelationen der Polar- und/oder Azimutwinkel eingestellt werden können. Sie besteht aus einer Lage aus szintillierenden Stäben und einer zweiten aus szintillierenden Halbringen.

4.2.2.1. Die Stablage

Die Stablage bildet die innere Lage der Außenschale und besteht aus 32 überlappenden Szintillatorstäben mit dreieckigem Querschnitt und 930 mm aktiver Länge. Die Stäbe sind konzentrisch um das Strahlrohr herum angeordnet mit einem Innenradius von 160 mm. Das Szintillatormaterial ist Plastiksintillator BICRON BC 408, die Stäbe werden beidseitig über Plexiglaslichtleiter und Photomultiplier vom Typ HAMAMATSU R1355 ausgelesen.

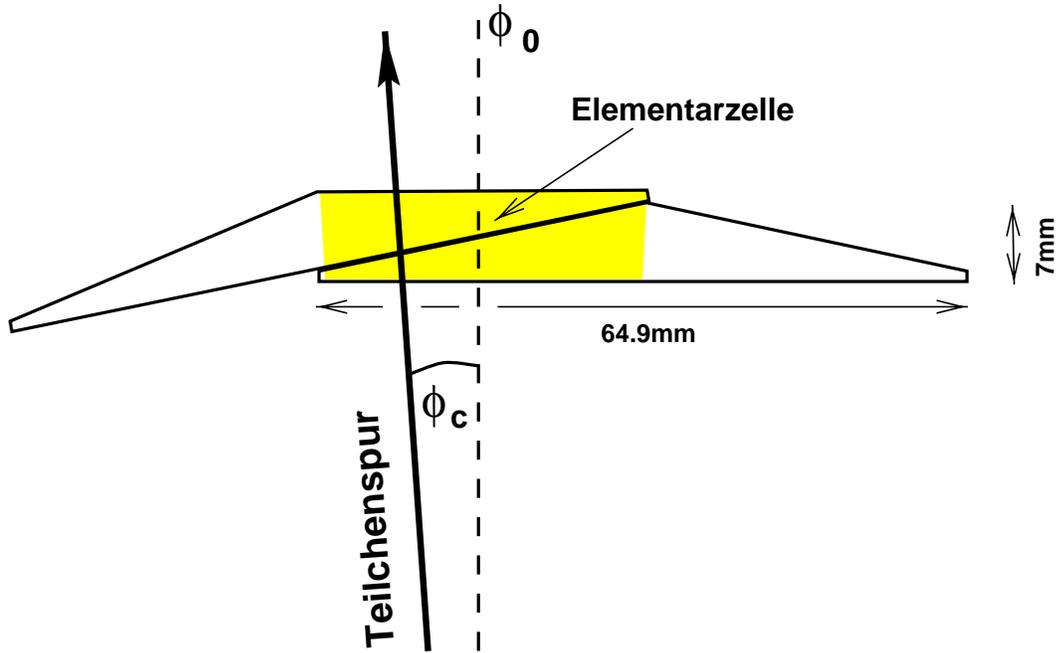


Abbildung 4.4.: Prinzip der Ortsrekonstruktion in der Stablage. Den Bereich, in dem ein Teilchen genau zwei Stäbe durchquert, nennt man *Elementarzelle*. Durch Anwendung der Amplitudenteilung kann der Azimutwinkel ϕ_c der Teilchenspurspur genauer vermessen werden als der durch die Granularität vorgegebene Mittelpunktswinkel ϕ_0 einer Elementarzelle (nach [Wol96]).

Die überlappende Geometrie der Stäbe ermöglicht eine Verbesserung der Winkelauflösung mittels des Verfahrens der *Amplitudenteilung*. Jedes nachgewiesene Teilchen durchquert immer mindestens zwei Stäbe. Aus dem Vergleich der Lichtmengen in diesen benachbarten Stäben kann man den Azimutwinkel mit einer Auflösung von etwa $2.1^\circ - 2.8^\circ$ (FWHM)¹ bestimmen [Lin98]. Diese Auflösung liegt weit über der,

¹Dies gilt für einen Strahlimpuls von 2700 MeV/c. Die Abhängigkeit der Auflösung vom Strahlimpuls wird in [Lin98] diskutiert.

die man aus der reinen Granularität der Stäbe erhalten würde. Abbildung (4.4) illustriert das Verfahren der Ortsrekonstruktion in der Stablage.

Der Quotient Q der Weglängen Δx_1 und Δx_2 , die ein Teilchen im Szintillatormaterial zweier überlappender Stäbe zurücklegt,

$$Q = \frac{\Delta x_1 - \Delta x_2}{\Delta x_1 + \Delta x_2}, \quad (4.4)$$

hängt eindeutig mit dem Azimutwinkel ϕ_c der Teilchenspur zusammen [Hei95]. Die Weglängen Δx_i können unter der Annahme, daß der spezifische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der Teilchen auf der Strecke durch den Szintillator konstant bleibt, aus den Pulshöhen P der Photomultiplier bestimmt werden:

$$P = G \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x \quad (4.5)$$

Der Faktor G enthält dabei nicht nur die Verstärkung des Photomultipliers, sondern auch geometrische Eigenschaften der Szintillatoren, die die Lichtleiteigenschaften beeinflussen. Dieser sog. *Gainfaktor* wird durch Kalibrationsmessungen des Detektors bestimmt.

4.2.2.2. Die Halbringlage

Auf der Stablage aufliegend ist eine Lage aus halbringförmigen Szintillatorelementen installiert. Die 2×29 Halbringe umfassen die Stablage vollständig und dienen zur Vermessung der Polarwinkel θ der Teilchen. Die Halbringe sind ebenfalls aus BICRON BC 408 gefertigt und werden über Lichtleiter und Photomultiplier vom Typ HAMAMATSU R1450 ausgelesen. Die Auslese der Halbringe geschieht oben und unten unter Azimutwinkeln von 90° bzw. 270° .

Die Geometrie der Halbringe ist so gewählt, daß ein vom Target kommendes Teilchen immer zwei oder drei Halbringe durchqueren muß. Dies gewährleistet, daß das Verfahren der Amplitudenteilung [Roh94] auch für die Polarwinkelrekonstruktion anwendbar ist. Eine Elementarzelle in der Halbringlage ist ebenfalls durch den Bereich definiert, in dem bei der Passage eines Teilchens zwei Halbringe ansprechen. Da ein minimaler Weg durch den Szintillator durchquert werden muß, bevor ein Halbring anspricht, sind die Grenzen der Elementarzellen gegenüber den geometrischen Grenzen der Ringe versetzt. Abbildung (4.5) zeigt einen Querschnitt der Ringlage mit einer Teilchenspur durch zwei Halbringe ('2er Cluster') und einer anderen, bei der drei Halbringe ansprechen ('3er Cluster').

Die erreichbare Winkelauflösung für den Polarwinkel liegt im Bereich von $1.6^\circ - 1.8^\circ$ bei einem Strahlimpuls von $2700 \text{ MeV}/c$ [Lin98].

Da immer mindestens zwei Halbringe von einem Teilchen durchquert werden sollen, muß die Breite der Halbringe zum Target hin abnehmen [Wol95]. Im targetnahen Bereich sind die Halbringe deswegen aus szintillierenden Fasern gefertigt, da eine

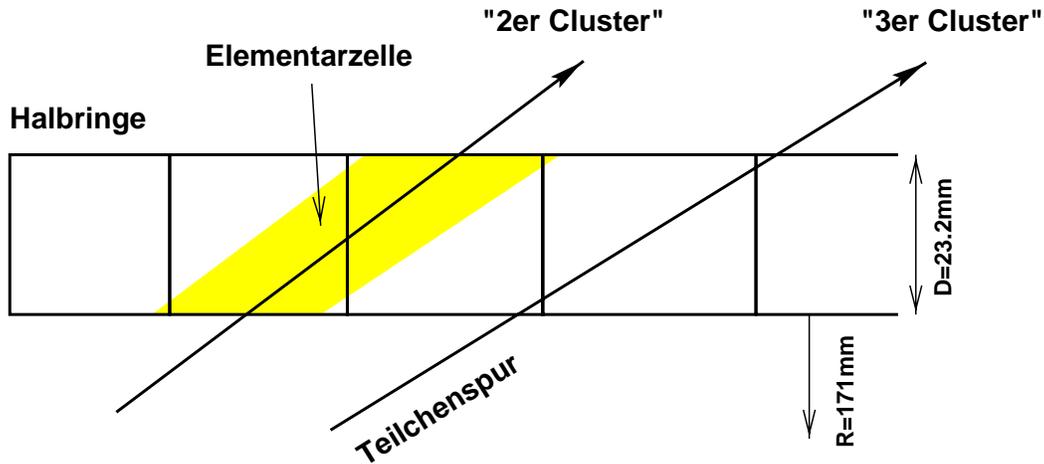


Abbildung 4.5.: Prinzip der Ortsrekonstruktion in den Halbringen. Ein vom Target kommendes Teilchen durchquert stets zwei oder drei Halbringe (nach [Wol96]).

Konstruktion sehr schmaler Ringe anders kaum möglich ist. Zum anderen reicht die Energie der unter sehr großen Polarwinkeln elastisch gestreuten Protonen nicht aus, die Dicke der regulären Halbringe zu durchqueren. Das Verfahren der Amplitudenteilung wäre daher mit regulären Halbringen nicht mehr möglich.

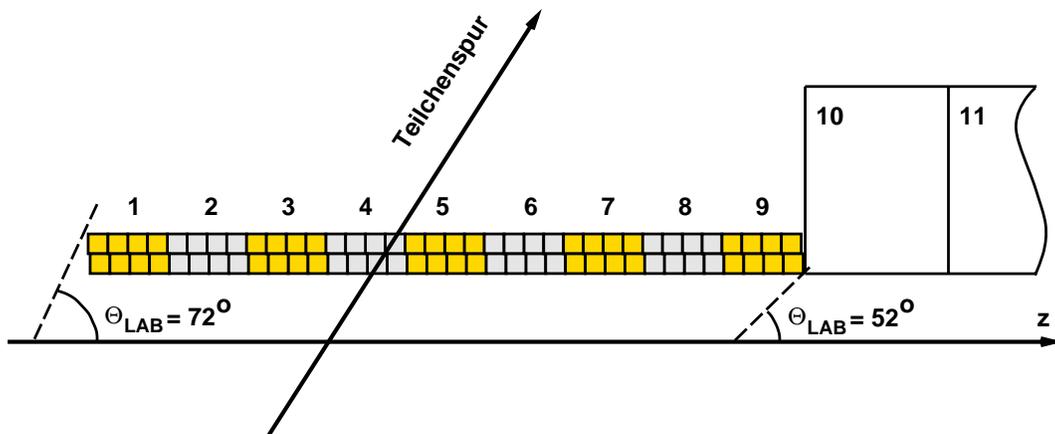


Abbildung 4.6.: Querschnitt der aus szintillierenden Fasern gefertigten Halbringe ([Wel98b] nach [Wol96]).

Die aus szintillierenden Fasern mit $2 \times 2\text{ mm}^2$ Querschnitt gefertigten Halbringe bestehen aus einer Doppellage aus je 36 szintillierenden Fasern, wobei immer vier Faserpaare zu einem logischen Halbring zusammengefaßt werden (Abbildung 4.6). Die szintillierenden Fasern werden über 16-fach Photomultiplier vom Typ HAMA-

MATSU R4760 ausgelesen. Die Ortsrekonstruktion in den Faserringen geschieht über Treffermuster in den Fasern. Die erreichbare Ortsauflösung liegt deswegen in etwa bei der Breite der Fasern von 2 mm.

4.2.2.3. Das Lasermonitorsystem

Die Photomultiplier der Außenschale werden mittels eines Lasermonitorsystems überwacht [Lin00]. Dies besteht aus einem Stickstofflaser, der mit UV-Pulsen einen Farbstofflaser pumpt. Das resultierende Laserlicht hat eine dem Szintillationslicht ähnliche Wellenlänge ($\lambda=425$ nm). Über Lichtleitfasern wird dieses Licht in die Lichtleiter direkt vor den Photomultipliern eingekoppelt.

In den COSY-Injektionszeiten, in denen der Strahl für Messungen nicht zur Verfügung steht, können so in jedem Meßzyklus, gesteuert durch die EDDA-Datenaufnahme, die Photokathoden der Photomultiplier mit Laserpulsen beleuchtet werden. Die Signale werden aufgezeichnet und bieten so die Möglichkeit, die Funktion der Photomultiplier quasi-kontinuierlich zu überwachen.

4.2.3. Die Innenschale

Die Innenschale des EDDA-Detektors [EDD99] besteht aus 640 szintillierenden Fasern mit rundem Querschnitt und einem Durchmesser von 2.5 mm. Die Fasern sind in vier Lagen aufgeteilt, die abwechselnd links- und rechtssinnig um das Strahlrohr gewunden sind. Dabei deckt jede Faser einen Azimutwinkelbereich von 170° ab.

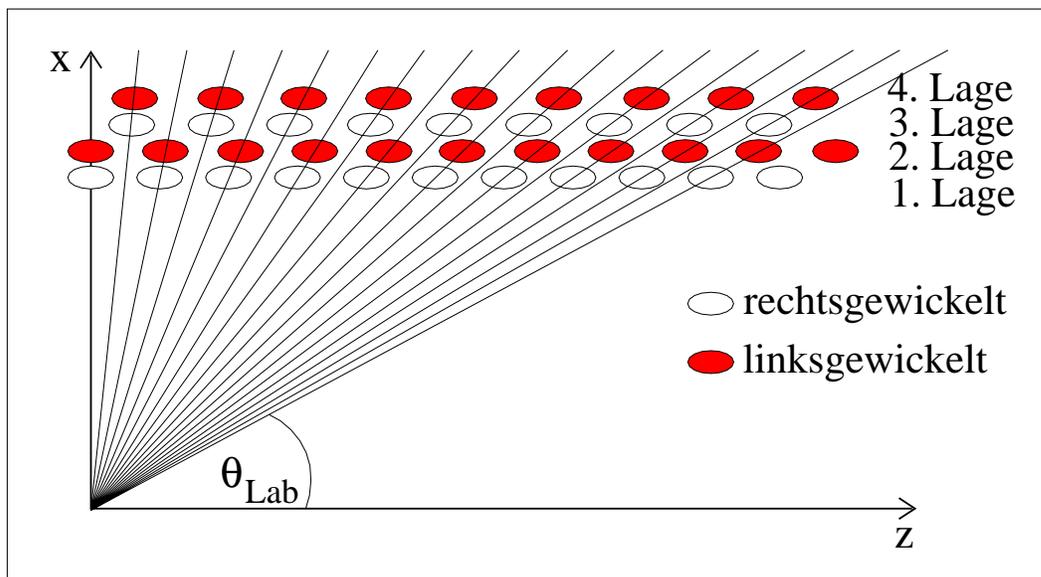


Abbildung 4.7.: Die Helixgeometrie der Innenschale [Zie98].

Abbildung (4.7) veranschaulicht die Geometrie der Helixanordnung. Die Faserlagen sind so gegeneinander versetzt, daß die Fasern der dritten und vierten Lage die Lücken der ersten und zweiten Lage schließen. Die auf diese Weise erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit liegt bei 97.2% [Zie98]. Die szintillierenden Fasern werden ebenfalls über 16-fach Photomultiplier vom Typ HAMAMATSU R4760 ausgelesen. Die Durchstoßpunkte von Teilchen durch die Innenschale werden über die Kreuzungspunkte der getroffenen Fasern rekonstruiert. Aus den Nummern der getroffenen Fasern kann man in eindeutiger Weise die Azimut- und Polarwinkel der Teilchenspuren bestimmen [Zie98]. Die Winkelauflösungen liegen dabei im Bereich von etwa $1.5^\circ - 2.5^\circ$ für die Azimutwinkel und bei etwa 1.3° für die Polarwinkel [Lin98].

4.3. Das Atomstrahltarget

Für die Messung von Spinobservablen in der elastischen Proton-Proton-Streuung wurde ein polarisiertes Atomstrahltarget entwickelt [Alt98, Fel98, Eve97]. Abbildung (4.8) zeigt eine schematische Darstellung des Targetaufbaus am EDDA-Targetplatz.

Der polarisierte Atomstrahl wird in einem Atomstrahlteil des Targets präpariert und tritt dann in das COSY-Strahlrohr ein, in dem die Wechselwirkung zwischen Target- und COSY-Strahl stattfindet. Hier sind Magnetfeldspulen installiert, die für die magnetischen Führungsfelder der Targetpolarisation sorgen. Der Atomstrahl wird auf der anderen Seite aus dem COSY-Strahlrohr wieder abgesaugt und kann dort noch über ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) und einen Spinfilter in seiner Dichte und Polarisation überwacht werden.

4.3.1. Funktionsprinzip

Wasserstoffmoleküle werden im *Dissoziierer* in einer Hochfrequenzentladung durch Elektronenaustauschstöße zu ungebundenen Molekülzuständen angeregt, die dann zu atomaren Wasserstoff dissoziieren. Der so erhaltene Atomstrahl wird durch eine ca. 30 K kalte Düse gekühlt, wodurch man eine schmalbandige und langsame Geschwindigkeitsverteilung erhält. Dies begünstigt den Transport durch das nachfolgende Magnet- und Hochfrequenzübergangssystem.

Der Atomstrahl ist zu Beginn unpolarisiert. Alle Hyperfeinstrukturzustände des Wasserstoffs sind gleichmäßig besetzt. In diesem Bereich koppeln Kernspin \vec{I} und Hüllenspin \vec{J} zum Gesamtspin \vec{F} . Das System wird durch die Quantenzahlen F und m_F bestimmt. Abbildung (4.9) zeigt die Hyperfeinniveaus des Wasserstoffs in Abhängigkeit von einem äußeren angelegten Magnetfeld (*Breit-Rabi-Diagramm*).

Bei Eintritt in das Feld des ersten Sechspolmagneten entkoppeln die Hüllen- und Kernspins, wenn das Magnetfeld größer als das kritische Magnetfeld des Wasserstoffs B_c wird. Nun sind die das System bestimmenden Quantenzahlen anstelle von F

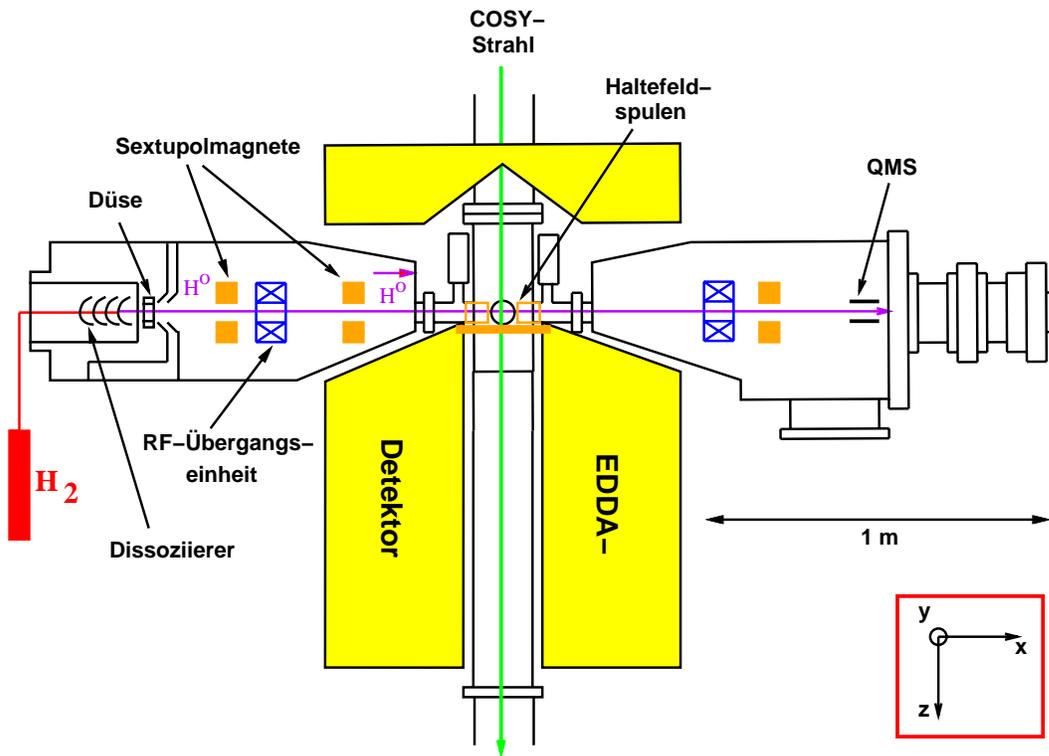


Abbildung 4.8.: Das polarisierte Atomstrahltarget am EDDA-Targetplatz (nach [Wel98a]).

und m_F vielmehr I , J und deren Komponenten in Richtung einer angenommenen Quantisierungsachse m_I und m_J .

Im Sextupolmagneten werden die Zustände ③ und ④ mit $m_J = -1/2$ defokussiert. Damit besteht der Atomstrahl nach Durchquerung des Sextupoles im Idealfall nur noch aus den Zuständen ① und ②. In einer RF-Übergangseinheit, die noch im Streufeld des Sextupoles steht, wird nun in einem sog. *Intermediate Field*-Übergang der Zustand ② in den entvölkerten Zustand ④ überführt. Dieser Übergang ist ein Rabi-Übergang, durch den die Hüllpolarisation auf den Kern übertragen wird. Im folgenden zweiten Sextupol wird der neu bevölkerte Zustand ④ nun aufgrund seines Hüllenspins defokussiert und der reine Zustand ① tritt in die Wechselwirkungszone im COSY-Strahlrohr ein.

Der Atomstrahl verläßt das Strahlrohr durch den gegenüberliegenden Targetstutzen. In der dort installierten Vakuumkammer befindet sich ein Breit-Rabi-Polarimeter, das aus einem weiteren Sechspolmagneten, einer RF-Übergangseinheit und einem Quadrupol-Massenspektrometer besteht. Dieses Polarimeter erlaubt eine Messung der Targetstrahlpolarisation durch Vermessung der Effizienzen der Übergangsein-

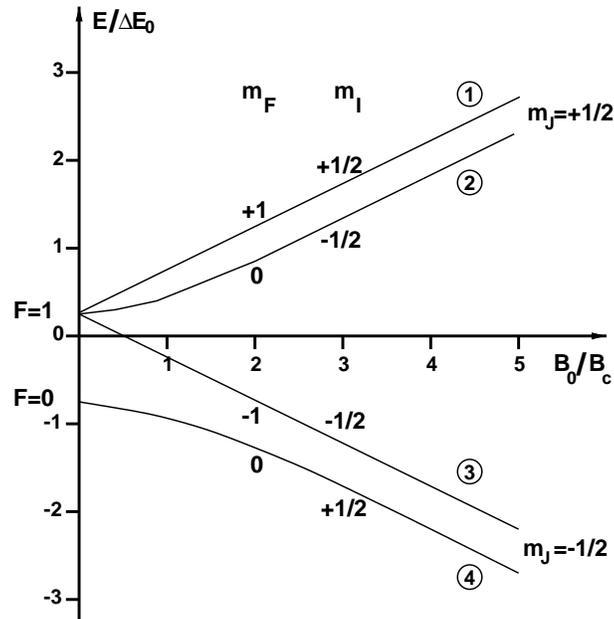


Abbildung 4.9.: Breit-Rabi-Diagramm von Wasserstoff. B_c ist das von der Hülle am Kern erzeugte kritische Magnetfeld für Wasserstoff (507 G). Die Niveauaufspaltung ist in Einheiten der Aufspaltungsenergie der Hyperfeinniveaus ohne äußeres Magnetfeld ($\Delta E_0 = 5,9 \cdot 10^{-6} \text{eV}$) angegeben.

heiten [Fel98].

4.3.2. Haltefelder

Die Richtung der Kernpolarisation wird im Bereich der Wechselwirkungszone über magnetische Haltefelder eingestellt. Diese bilden dann die jeweilige Quantisierungsachse, welcher der Spin und damit die Polarisation der Targetprotonen folgt.

Die Magnetfelder werden über ein Spulensystem aus Kupferdrahtspulen realisiert. Ein System besteht aus vier Spulen, die auf einem Ferritkern montiert sind, und die Magnetfelder in $\pm x$ - und $\pm y$ -Richtung erzeugen. Eine zusätzliche Spule mit 5 Kupferdrahtwindungen ist konzentrisch um das Strahlrohr herum gewunden und erzeugt die Magnetfelder in $\pm z$ -Richtung. Abbildung (4.10) zeigt die Anordnung der Spulen in der Targetregion.

Die Magnetfelder werden durch die EDDA-Elektronik gesteuert und werden typischerweise in einem Haltefeldsuperzyklus ($+x, -x, +y, -y, +z, -z$) mit Beginn eines neuen Beschleunigungszyklus in COSY auf die jeweils nächste Feldrichtung weitergeschaltet. Die Restfelder am Targetort, z.B. das Erdmagnetfeld, werden kompensiert. Für die Messung der Analysierstärke, die in dieser Arbeit diskutiert wird, wurden

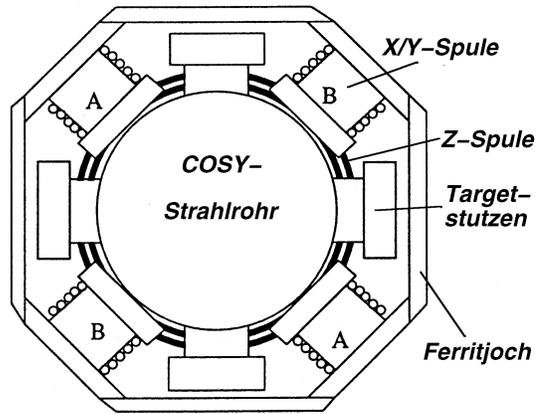


Abbildung 4.10.: Die Anordnung der Haltefeldspulen in der Targetregion. Das Ferritjoch umgibt die Targetregion. Die Blickrichtung ist strahl-
abwärts, der polarisierte Atomstrahl tritt durch den im Bild rechten Targetstutzen in das COSY-Strahlrohr ein und wird durch den linken Stutzen abgesaugt (nach [Fel98]).

die Haltefelder nicht in z-Richtung geschaltet.

4.4. Der Trigger und die Datenaufnahme

Die Daten der Detektorkomponenten werden mittels NIM- und CAMAC-Elektronik verarbeitet und digitalisiert. Eine dedizierte Triggerelektronik kann dabei schnell in einem Zeitfenster von 150 ns nach definierten Triggerbedingungen entscheiden, ob ein Ereignis auf Magnetbändern archiviert werden soll.

Für die hier vorgestellten Messungen wurden drei gleichberechtigte Triggerquellen verarbeitet: der Außenschalentrigger, der Trigger des Lasersystems und ein periodischer Pseudo-Trigger, der mit einer Frequenz von 400 Hz erzeugt wird [Die98].

Der Trigger des Lasersystems wird zur internen Kalibration des Lasers verwendet und wird nur während der Zeit ausgelöst, wenn die Datenaufnahme für physikalische Streueignisse gesperrt ist, meist während der Injektionszeiten von COSY.

Der Pseudo-Trigger wird von einer externen Uhr erzeugt und dient dazu, Informationen von kontinuierlichen Signalen, wie z.B. Zeitmarken oder Totzeitinformationen, auszulesen.

Der Außenschalentrigger ist der eigentliche physikalische Trigger und dient dazu, die elastische Streuung aus den Daten zu selektieren und gleichzeitig inelastische Reaktionen oder Reaktionen, die nicht vom Target herrühren, weitgehend zu unterdrücken. Zur Generierung eines Triggers werden nur Daten der Außenschale verwendet, wobei die kinematische Signatur der elastischen Proton-Proton-Streuung

genutzt wird. Jedes der beiden in Gleichung (4.3) enthaltenen Kriterien, die *Koplanarität* und die *kinematische Korrelation*, kann für die Triggerentscheidung genutzt werden. Der koplanare Trigger überprüft, ob gegenüberliegende Bereiche der Stablage angesprochen haben, der kinematische Trigger überprüft das Ansprechen von Halbringen, die innerhalb der kinematischen Korrelation liegen. Die sich im Laborsystem mit der Strahlenergie ändernden Bedingung für die kinematische Korrelation kann berücksichtigt werden, indem die Vorhersagen des kinematischen Triggers während des Beschleunigungszyklus umprogrammiert werden.

Die Sensitivität beider Trigger kann dadurch angepaßt werden, daß die Toleranzbereiche für das Übereinstimmen mit der kinematischen Signatur im Rahmen der Detektorgranularität beliebig eingestellt werden können.

Für die in dieser Arbeit besprochenen Messungen der Analysierstärken wurde nur der koplanare Trigger verwendet. Die Wechselwirkungszone ist bei der Verwendung des Atomstrahltargets so weit ausgedehnt, daß der kinematische Trigger soweit geöffnet werden müßte, daß kein positiver Effekt mehr erwartet werden kann.

Vom Trigger akzeptierte Signale werden digitalisiert und nach Triggerquellen sortiert auf Magnetbänder geschrieben. Dieses Verfahren ermöglicht die spätere Zuordnung der Daten zu einzelnen Ereignissen, zu Zeitmarken in einem Beschleunigungszyklus oder z.B. zur gerade geschalteten Richtung der Haltefelder. Näheres zur Datenaufnahme findet man z.B. in [Die98].

4.5. Die Datenrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Rohdaten und die Extraktion der physikalischen Informationen, wie z.B. die rekonstruierten Winkel der nachgewiesenen Teilchen, geschieht entweder direkt bei der Datenaufnahme, um den Verlauf des Experimentes zu überwachen, oder später beim Analysieren der Daten von den Magnetbändern. In beiden Fällen wird dazu das Programmpaket YODA [Sch96] benutzt.

YODA dient zum Sortieren und Visualisieren der Daten nach selbstgewählten Kriterien. YODA bietet dabei einen Satz von Routinen, die die Standardprozeduren für die Ereignisrekonstruktion enthalten. Diese in *C++* geschriebenen Routinen sind in den YODA-Code hineinkompiliert und werden deswegen auch oft als *Hardcallbacks* bezeichnet.

Diese Routinen können im Rahmen der Datenanalyse über interpretativen Code gesteuert werden. Gleichzeitig können auch beliebig die Ergebnisse der Hardcallbacks neu kombiniert oder neue Kriterien definiert werden. Dies geschieht mittels der an *C* angelehnten Skriptsprache *HOC*, deren Interpreter Bestandteil von YODA ist.

Der Vorteil dieser Programmstruktur liegt in der sehr großen Flexibilität, die es erlaubt, Werkzeuge für die Datenanalyse schnell an ein gestelltes Problem anpassen zu können.

Die generelle Struktur der Datenrekonstruktion, die vollständig in den Hardcallbacks angelegt ist, soll nun skizziert werden. Fettgedruckt ist der Name des Hardcallbacks angegeben:

1. **ClusterSearch:** Benachbarte getroffene Elemente der Stab- und Halbringlage werden in sog. *Cluster* zusammengefaßt. Die Cluster werden für jedes Ereignis nach den erzeugten *Treffermustern* klassifiziert. Die Bezeichnung für ein Treffermuster ist dabei ein 3-Tupel von Zahlen (SLR), wobei S die Zahl der Cluster in der Stablage, L die Zahl der Cluster in der linken Halbringschale und R die Zahl der Cluster in der rechten Halbringschale bezeichnet.
2. **ClusterMatch:** Die Cluster der Ring- und Stablage werden zu möglichen Durchstoßpunkten eines Teilchens durch die Außenschale kombiniert. Die zugehörigen Winkel werden berechnet und mögliche Kombinationen mehrerer Durchstoßpunkte zu elastischen Streuereignissen werden gebildet. Kriterium ist dabei die Kinematik der elastischen Streuung.
3. **HelixCluster:** In der Innenschale werden Treffer in benachbarten Fasern gesucht und die Kreuzungspunkte solcher Fasern als mögliche Durchstoßpunkte registriert.
4. **FindTracks:** Die Durchstoßpunkte in Innen- und Außenschale werden zu Teilchenspuren kombiniert und eine geometrische Vertexrekonstruktion wird durchgeführt.
5. **VertexFit:** Mittels kinematischer Anpassung kann eine verbesserte Vertexrekonstruktion durchgeführt werden.

Ausgehend von den rekonstruierten Vertizes werden die Winkel der Teilchenspuren neu berechnet.

4.5.1. Die Vertexrekonstruktion

Die Methoden der Vertexrekonstruktion sollen nun etwas genauer dargestellt werden.

4.5.1.1. Geometrische Vertexrekonstruktion

Aus den Durchstoßpunkten der Innen- und Außenschale wird eine geometrische Vertexrekonstruktion durchgeführt. Dabei werden durch alle möglichen Kombinationen der Durchstoßpunkte Geraden als mögliche Trajektorien durch Innen- und Außenschale gelegt. Paarweise wird der kleinste Abstand zwischen je zwei Geraden bestimmt, und der Mittelpunkt des Abstands wird als vorläufiger Vertex rekonstruiert. Von diesem Vertex ausgehend werden die Polar- und Azimutwinkel der beiden Geraden neu bestimmt. Die so kombinatorisch erhaltene Verticeschar wird mittels des

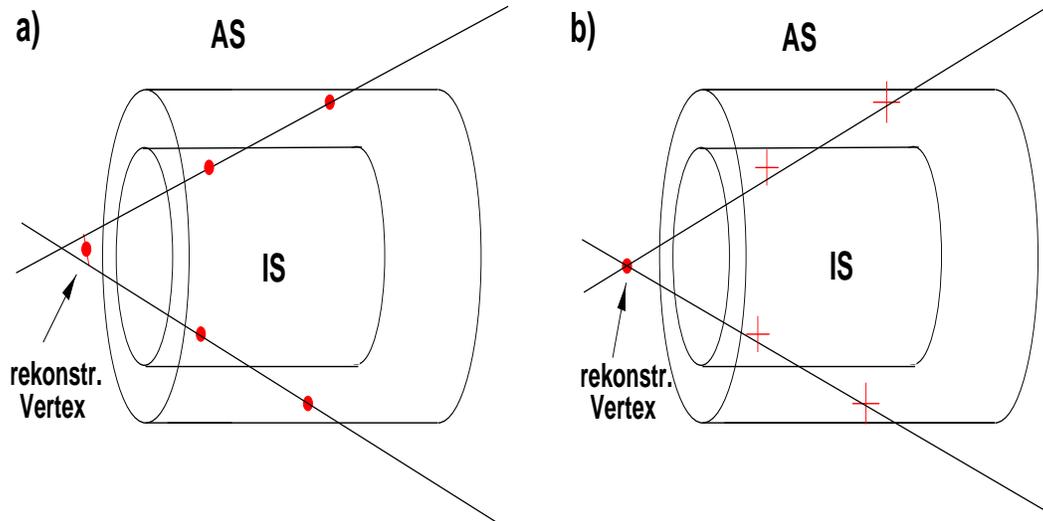


Abbildung 4.11.: Die zwei Methoden der Vertexrekonstruktion. Bei der geometrischen Rekonstruktion (a) werden die Durchstoßpunkte in der Innen- und Außenschale durch Geraden verbunden. Der Mittelpunkt des geringsten Abstands der Geraden wird als Vertex der Reaktion angenommen. Beim kinematischen Fit (b) werden die Trajektorien der beiden Protonen im Rahmen der Fehler der Durchstoßpunkte unter kinematischen Randbedingungen angepaßt.

kinematischen Defizits α (siehe Abbildung 4.12) bewertet. Die Kombination der Geraden, die zum kleinsten α führt wird als Kandidat eines elastischen Streuereignisses ausgegeben. Abbildung (4.11a) zeigt das Verfahren der geometrischen Vertexrekonstruktion.

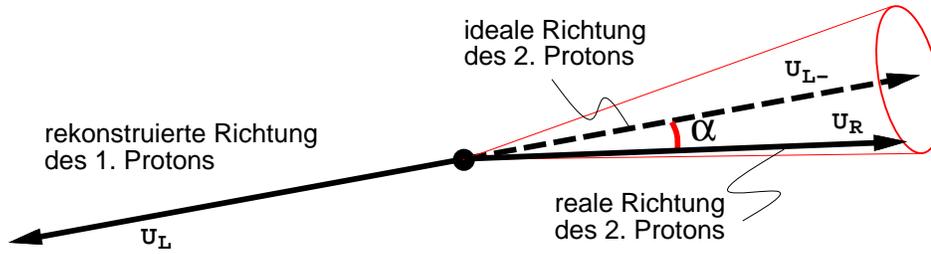
Das kinematische Defizit α

Das kinematische Defizit α quantifiziert das Abweichen der Winkel zweier Teilchenspuren von der Signatur der elastischen Streuung (Gleichung 4.1). Es wird konstruiert, indem man im Schwerpunktsystem den Einheitsrichtungsvektor eines rekonstruierten Teilchens am Ursprung spiegelt. Im Idealfall sollte dieser Vektor bei elastischer Streuung genau in Richtung des Richtungsvektors des zweiten Teilchens zeigen.

Aufgrund der endlichen Detektorauflösung oder inelastischen Reaktionen wird dieser Idealfall selten erreicht. Der Winkel zwischen dem gespiegelten Vektor und dem Vektor des zweiten Teilchens wird mit α bezeichnet (Abbildung 4.12). Er ist ein Maß für die Elastizität der Reaktion.

Mathematisch bestimmt man das kinematische Defizit aus dem Skalarprodukt

$$\cos \alpha = -\mathbf{u}_L \cdot \mathbf{u}_R . \quad (4.6)$$

Abbildung 4.12.: Konstruktion des kinematischen Defizits α [Wol96]

Die mit dem Verfahren der geometrischen Rekonstruktion erreichten Vertexpfösungen wurden mittels Monte-Carlo-Studien ermittelt und liegen bei einem Strahlimpuls von 2250 MeV/c im Bereich von 2.3 – 2.5 mm (FWHM) [Wei99].

4.5.1.2. Kinematische Anpassung

Im EDDA-Detektor werden für jedes Ereignis 8 Meßgrößen gemessen: Die Azimutwinkel jedes Teilchens in Innen- und Außenschale, sowie die z-Koordinaten der Durchstoßpunkte für jedes Teilchen in jeder Schale. Ein vollständig rekonstruiertes Ereignis ist allerdings durch 7 freie Parameter bereits vollständig beschrieben: Die Azimut- und Polarwinkel für jedes Teilchen und die drei Raumkoordinaten des rekonstruierten Vertex. Unter der Annahme, daß es sich um ein elastisches Streueignis handelt, sind es sogar nur 5 freie Parameter, da die Winkel der beiden Teilchen durch die Kinematik korreliert sind.

Ein mit EDDA nachgewiesenes elastisches Streueignis ist also überbestimmt. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Vertexrekonstruktion und damit auch die Winkelrekonstruktion durch einen kinematischen Fit präziser zu gestalten.

Die Idee geht davon aus, den tatsächlichen Vertex der Reaktion als Ursprungspunkt für zwei Geraden zu nehmen, die durch die Durchstoßpunkte von Außen- und Innenschale im Rahmen der Auflösungsgrenzen der Subdetektoren angepaßt werden [Wei99, Roh97a]. Abbildung (4.11b) veranschaulicht dieses Verfahren.

Für die Innenschale bestimmt man also zwei Geradengleichungen:

$$\begin{pmatrix} r \cos \phi_{1,2} \\ r \sin \phi_{1,2} \\ z_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} - \vec{I} + \lambda \begin{pmatrix} \cos \phi_{1,2} \\ \sin \phi_{1,2} \\ \cot \theta_{1,2} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnet r den Radius der Innenschale, die Indizes 1, 2 bezeichnen die beiden Teilchen, z ist die z-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Innenschale. \vec{I} ist ein Vektor, der einen möglichen Versatz der Innen- gegen die Außenschale berücksichtigt und (v_x, v_y, v_z) sind die Koordinaten des gesuchten Vertex.

Ebenso werden zwei Geradengleichungen für die Durchstoßpunkte durch die Außenschale bestimmt. Diese entsprechen den Gleichungen (4.7), nur ist der Vektor \vec{I} bei der Außenschale null, da die Außenschale den Nullpunkt des EDDA-Koordinatensystems definiert. Insgesamt erhält man also 12 gekoppelte Gleichungen.

Die 7 freien Parameter werden in einem Vektor

$$\vec{x} = (\phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2, v_x, v_y, v_z) , \quad (4.8)$$

die 8 Meßgrößen aus Innen- (IS) und Außenschale (AS) in einem Vektor

$$\vec{M} = (z_{IS,1}, z_{IS,2}, z_{AS,1}, z_{AS,2}, \phi_{IS,1}, \phi_{IS,2}, \phi_{AS,1}, \phi_{AS,2}) \quad (4.9)$$

zusammengefaßt. Man definiert eine Größe χ^2 :

$$\chi^2(\vec{x}) = \sum_{k=1}^8 \frac{1}{\sigma_k^2} (M_k - g_k(\vec{x}))^2 \quad (4.10)$$

Die Funktionen $g(\vec{x})$ beschreiben den Zusammenhang der Meßgrößen \vec{M} mit den freien Parametern \vec{x} . Dieser Zusammenhang wird in diesem Fall aus den Gleichungen (4.7) berechnet. Dabei bezeichnet σ_k den Fehler der Meßgröße M_k . Das sind für diesen Fall die Auflösungsgrenzen der Innen- bzw. Außenschale.

Durch eine numerische Minimierung des χ^2 kann man nun die freien Parameter x_i an die experimentellen Meßgrößen anpassen. Als Startwerte für die freien Parameter dienen die Ergebnisse der geometrischen Winkelrekonstruktion.

Die so durchgeführte Anpassung verbessert allerdings noch nicht wesentlich die Vertexrekonstruktion [Wei99]. Deswegen kann zusätzlich in diesem Fit die Kinematik der elastischen Streuung als Zwangsbedingung eingeführt werden. Dazu werden zwei weitere Pseudo-Meßgrößen definiert:

$$\begin{aligned} M_9 &= 0 & ; & & g_9 &= (|\phi_1 - \phi_2| - \pi)^2 \\ M_{10} &= 0 & ; & & g_{10} &= (|\theta_{cm,1} + \theta_{cm,2}| - \pi) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Diese Erweiterung der χ^2 -Minimierung führt zu einer Vertexpfängerlösung, die besser als 2 mm ist [Wei99].

Der kinematische Fit zwingt die rekonstruierten Trajektorien der Teilchen auf die Kinematik der elastischen Streuung. Dies bedeutet, daß das kinematische Defizit α nicht mehr zur Bewertung der Ereignisse herangezogen werden kann. Das χ^2 stellt nun allerdings stattdessen eine Bewertungsgröße dar.

In seiner jetzigen Form berücksichtigt der Fit weder Strahlverkippen, noch Verkippen der Detektorschalen untereinander. Eine Erweiterung des Fits ist in Vorbereitung [Wei00].

5. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Analysierstärken

In diesem Kapitel werden zwei experimentelle Verfahren diskutiert, aus elastischen Streudaten Analysierstärken zu extrahieren. Der Einfluß und die Korrektur von falschen Asymmetrien wird diskutiert.

5.1. Asymmetrien und Analysierstärken

In Kapitel 2 wurde der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung unpolarisierter Strahlprotonen an einem polarisierten Target hergeleitet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = 1 + A_N \cdot [P_{Ty} \cos \phi - P_{Tx} \sin \phi] \quad (5.1)$$

Sei zunächst angenommen, daß das Target nur in y-Richtung polarisiert ist und daß die Messung bei einer festen Strahlenergie T durchgeführt wird. Dann vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = 1 + A_N \cdot P_{Ty} \cdot \cos \phi \quad (5.2)$$

Der $\cos \phi$ -Term sorgt also für eine Asymmetrie zwischen den Zählraten in der linken Detektorhälfte ($270^\circ \leq \phi < 90^\circ \Rightarrow \cos \phi > 0$) und denen der rechten Detektorhälfte ($90^\circ \leq \phi < 270^\circ \Rightarrow \cos \phi < 0$). Im Idealfall zweier identischer, punktförmiger Detektoren unter gleichen Streuwinkeln links und rechts von der Strahlachse, kann man eine Asymmetrie ϵ zwischen den Zählraten im linken Detektor L und denen im rechten Detektor R definieren

$$\epsilon_y = \frac{L - R}{L + R} \quad (5.3)$$

und darüber die Analysierstärke aus

$$A_N = \frac{\epsilon_y}{P_{Ty}} \quad (5.4)$$

bestimmen. Im allgemeinen hängt die Analysierstärke von der Strahlenergie T und dem Streuwinkel θ ab: $A_N = A_N(T, \theta)$. Gleichung (5.4) kann man für den Fall

erweitern, daß die Detektoren nicht punktförmig sind, sondern Ausdehnungen $\Delta\theta$ bzw. $\Delta\phi$ im Polar- und Azimutwinkel haben:

$$\langle A_N(\theta) \rangle = \frac{\epsilon_y}{P_{Ty}} \cdot \frac{\int d\phi}{\int \cos \phi d\phi} \quad (5.5)$$

Die ϕ -Integration wird über die Detektorausdehnung in ϕ -Richtung durchgeführt. Man erhält dann die über den θ -Bereich gemittelte Analysierstärke.

Für ein in x-Richtung polarisiertes Target führen obige Überlegungen auf das gleiche Resultat, wenn man die Asymmetrie in den Zählraten zweier Detektoren oben (T) und unten (B) vom Strahlrohr bestimmt

$$\epsilon_x = \frac{T - B}{T + B} \quad (5.6)$$

und Gleichung (5.5) entsprechend formuliert:

$$\langle A_N(\theta) \rangle = \frac{\epsilon_x}{P_{Tx}} \cdot \frac{\int d\phi}{\int \sin \phi d\phi} \quad (5.7)$$

5.2. Die Methode nach Ohlsen

Im realen Experiment sind die Detektoren auf beiden Seiten des Strahlrohres nicht identisch oder der Strahl ist gegenüber den Detektoren versetzt oder verkippt. Dies führt zu sog. *falschen Asymmetrien* in den Zählraten, die korrigiert werden müssen, um die Messung der Analysierstärken nicht zu verfälschen. G. G. Ohlsen [Ohl73] hat ein Verfahren vorgeschlagen, das falsche Asymmetrien unter bestimmten Voraussetzungen korrigiert. Die ursprüngliche Idee geht auf R. C. Hanna zurück [Han66] und besagt, Zählraten in den linken und rechten Detektoren zu messen und mit einer Messung zu kombinieren, bei der die Richtung der Polarisation umgekehrt wird, ihr Betrag allerdings gleich bleibt. Eine solche Umkehr der Polarisation wird von Ohlsen als *proper flip* bezeichnet.

Es sei der Fall angenommen, daß Messungen mit Polarisation in +y- und -y-Richtung durchgeführt werden. Wenn man die Zählraten im rechten (R) und linken (L) Detektor bei Polarisation nach oben (\uparrow) und nach unten (\downarrow) zu den geometrischen Mitteln

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{L_{\downarrow} \cdot R_{\uparrow}} \\ L &= \sqrt{L_{\uparrow} \cdot R_{\downarrow}} \end{aligned} \quad (5.8)$$

kombiniert, so kann man zeigen (Anhang B), daß die resultierende Asymmetrie

$$\epsilon = \frac{L - R}{L + R} \quad (5.9)$$

mit dem zu Gleichung (5.4) äquivalenten Zusammenhang

$$A_N = \frac{\epsilon}{P_{Ty}} \quad (5.10)$$

bei bekannter Targetpolarisation P_{Ty} die Analysierstärke A_N bestimmt. Falsche Asymmetrien werden unter zwei Annahmen durch diese Methode vollständig korrigiert:

- Die Polarisationen in +y- und -y-Richtung ($P_{Ty}^\uparrow, P_{Ty}^\downarrow$) sind dem Betrage nach gleich groß.
- Die über die Raumwinkelabdeckung gemittelten Analysierstärken sind für den linken ($A_N(\theta_L)$) und rechten ($A_N(\theta_R)$) Detektor identisch.

Kobayashi und Mitarbeiter [Kob94] haben einen analytischen Ausdruck für die Asymmetrie für den Fall hergeleitet, daß diese Annahmen verletzt sind:

$$\epsilon = \bar{P}_{Ty} \bar{A}_N \left(1 + \frac{(\Delta P_{Ty} \bar{A}_N)^2 + (\bar{P}_{Ty} \Delta A_N)^2 - 2 \Delta P_{Ty} \Delta A_N}{2(1 - \bar{P}_{Ty}^2 \bar{A}_N^2)} \right) \quad (5.11)$$

Dabei gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{Ty} &= \frac{1}{2}(P_{Ty}^\uparrow + P_{Ty}^\downarrow) \\ \Delta P_{Ty} &= \frac{1}{2}(P_{Ty}^\uparrow - P_{Ty}^\downarrow) \\ \bar{A}_N &= \frac{1}{2}[A_N(\theta_L) + A_N(\theta_R)] \\ \Delta A_N &= \frac{1}{2}[A_N(\theta_L) - A_N(\theta_R)] \end{aligned} \quad (5.12)$$

Im allgemeinen sind die Differenzen in den Polarisationen und Analysierstärken so klein, daß die quadratischen Korrekturen in Gleichung (5.11) vernachlässigbar sind. Die Analysierstärken ergeben sich dann nach Gleichung (5.11) als Mittelwert über die Polarwinkelabdeckung der Detektoren bei einer mittleren Polarisation \bar{P}_{Ty} .

Diese Ausführungen gelten bei Polarisation in x-Richtung und Verwendung von Oben-Unten-Asymmetrien (Gleichung 5.6) entsprechend.

Die Anwendung des Ohlsen-Verfahrens korrigiert neben geometrischen Ungenauigkeiten auch Luminositätsunterschiede zwischen den Messungen mit unterschiedlicher Polarisationsrichtung (vgl. Anhang B).

5.3. Fit der Phi-Verteilungen

Das oben beschriebene Verfahren, die Analysierstärken aus Zählratenasymmetrien zu gewinnen, mittelt über große Bereiche im Azimutwinkel. Der EDDA-Detektor

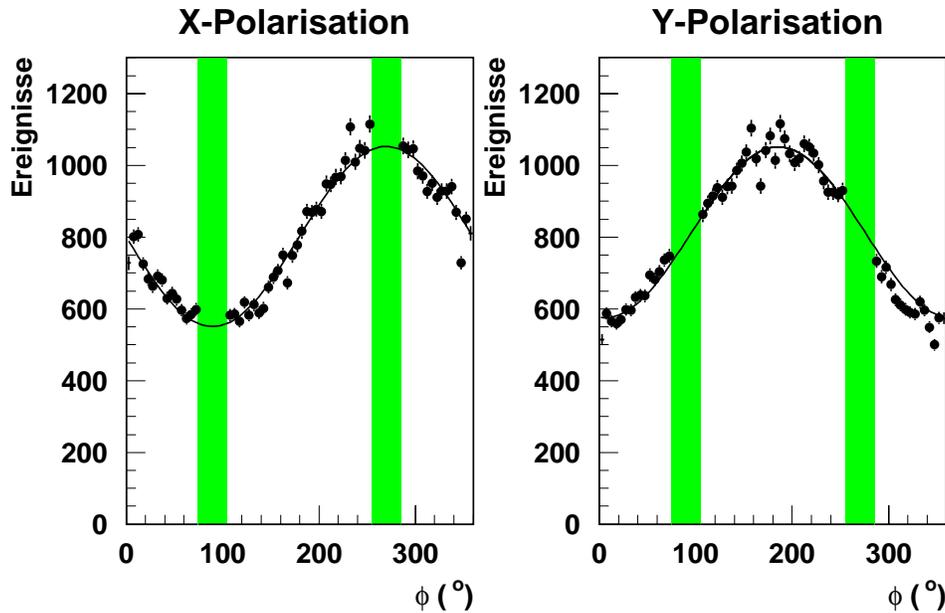


Abbildung 5.1.: Mittels Gleichung (5.14) gebildete Ereignisverteilungen aufgetragen gegen den Azimutwinkel ϕ im EDDA-Detektor bei Polarisation in x-Richtung (links) und y-Richtung (rechts) bei einem Polarwinkel von $\theta = 57.5 \pm 2.5^\circ$ und einem Strahlimpuls von 1300 ± 50 MeV/c. In den schraffierten Bereichen werden mit dem EDDA-Detektor keine Daten aufgenommen (vgl. Abschnitt 6.2.2.2). Die Kurven entsprechen einer Anpassung nach Gleichung (5.16).

kann diesen Azimutwinkel jedoch mit einer guten Winkelauflösung bestimmen, so daß es nahe liegt, die Modulation, die durch die polarisierte Streuung in den Azimutverteilungen verursacht wird, direkt an die Daten anzupassen und so die Analysierstärken zu extrahieren.

Problematisch an diesem Ansatz ist allerdings, daß durch Strahlversatz und -verkipfung Modulationen in den ϕ -Verteilungen erzeugt werden, die die Ergebnisse solcher Fits verfälschen. Dies ist ausführlich in [Col99] diskutiert worden.

Eine Kombination der Methode der geometrischen Mittel und der Anpassung der ϕ -Verteilungen ist allerdings erfolgversprechend. Die Idee geht davon aus, Zählraten in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ_0 bei Polarisationsrichtung nach oben (\uparrow) mit denen auf der gegenüberliegenden Detektorseite ($\phi_0 + 180^\circ$) bei Polarisationsrichtung nach unten (\downarrow) zu kombinieren.

$$\begin{aligned}
 N^\uparrow(\phi) &= N_0(\phi) [1 + P_{Ty} A_N \cos(\phi)] \\
 N^\downarrow(\phi + 180^\circ) &= N_0(\phi + 180^\circ) [1 - P_{Ty} A_N \cos(\phi + 180^\circ)] \\
 &= N_0(\phi + 180^\circ) [1 + P_{Ty} A_N \cos \phi]
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

Die Vorfaktoren N_0 enthalten die geometrischen Faktoren, den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und luminositätsabhängige Terme. Die Bildung des geometrischen Mittels führt zu

$$\begin{aligned}
 N(\phi) &= \sqrt{N^\uparrow(\phi) \cdot N^\downarrow(\phi + 180^\circ)} \\
 &= \sqrt{N_0(\phi) N_0(\phi + 180^\circ)} [1 + P_{Ty} A_N \cos \phi]
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

Der zweite Term von Gleichung (5.14) enthält die gesuchte $\cos \phi$ -Modulation, aus der man durch Anpassung die Analysierstärke extrahieren möchte. Man kann zeigen (Anhang B.3), daß die vom Azimutwinkel abhängigen Anteile in der Wurzel der Gleichung in erster Näherung verschwinden mit Ausnahme des geometrischen Mittels der Detektoransprehwahrscheinlichkeit:

$$\bar{E} = \sqrt{E(\phi_0) \cdot E(\phi + 180^\circ)} \tag{5.15}$$

Da es allerdings keine Hinweise auf eine ϕ -Abhängigkeit in der Nachweiswahrscheinlichkeit im EDDA-Detektor gibt, ist die dadurch verursachte Abweichung von der idealen \cos -Verteilung klein. Abb. (5.1) zeigt für ein Impuls- und Winkelintervall die Ereignisverteilung nach Gleichung (5.14) aufgenommen mit dem EDDA-Detektor. Die Zählraten können beinahe perfekt durch eine Anpassung an eine Verteilung der Form

$$N(\phi) = P_1 \cdot (1 + P_2 \cdot (\cos(\phi + P_3))) \tag{5.16}$$

beschrieben werden. Im Idealfall erhält man die Phasenlage P_3 des \cos -Termes bei y-Polarisation zu 0° (bzw. 180°) und bei x-Polarisation zu 90° (bzw. 270°), der Parameter P_1 enthält alle vom Azimutwinkel unabhängigen Terme von Gleichung (5.14). Der Parameter P_2 bestimmt dann das Produkt aus Analysierstärke und Polarisation.

5.4. Gültigkeit der Ohlsen-Methode

Gleichung (5.11) ermöglicht eine Abschätzung, inwieweit das Ohlsen-Verfahren im EDDA-Experiment Anwendung finden kann. Die beiden wichtigen Voraussetzungen sollen nun für den EDDA-Fall quantifiziert werden.

5.4.1. Unterschiede in der Polarwinkelabdeckung

Eine Voraussetzung dafür, daß die Korrekturen zur Asymmetrie (Gleichung 5.11) klein sind, ist, daß die Analysierstärken für die Polarwinkelabdeckung des linken und rechten Detektors annähernd gleich sind:

$$A_N(\theta_R) \approx A_N(\theta_L) \quad (5.17)$$

In Anhang B wird gezeigt, daß die Unterschiede im Polarwinkel durch einen um θ_0 verkippten COSY-Strahl verursacht werden können:

$$\begin{aligned} \theta_R &= \theta \pm \theta_0 \\ \theta_L &= \theta \mp \theta_0 \end{aligned} \quad (5.18)$$

Die Strahlverkipfung am EDDA-Targetplatz liegt unter 4 mrad [Wel98b]. Das entspricht einem Winkel von $\theta_0 \leq 0.23^\circ$.

Eine Abschätzung für den Einfluß eines solchen Winkelunterschiedes wurde anhand der Vorhersagen aus der SAID-Streuphasenanalyse [Arn97] für die Analysierstärken vorgenommen. Diese Analysierstärken wurden im gesamten EDDA zugänglichen Energie- und Laborwinkelbereich über θ -Intervalle von je zwei Grad gemittelt. Die Intervalle wurden um 0.8 Grad gegeneinander verschoben, d. h. ein Sicherheitsfaktor von etwa 2 wurde gegenüber den bisher beobachteten Strahlverkipfungen berücksichtigt. Die maximale Differenz $\Delta A_N = 0.04$ erhält man bei einer Strahlenergie von 800 MeV (Abbildung 5.2). Erwartungsgemäß ist die Differenz in den Bereichen am größten, in denen sich die Analysierstärke am stärksten mit dem Streuwinkel ändert.

5.4.2. Messung der magnetischen Haltefelder

Die Beträge der einzelnen Polarisationsrichtungen sind im EDDA-Experiment nicht direkt meßbar, da die falschen Asymmetrien effektiv nur in Kombination mehrerer Polarisationsrichtungen (wie z.B. beim Ohlsen-Verfahren) korrigierbar sind.

Der Betrag der Polarisation im Atomstrahl ist im zeitlichen Mittel konstant¹. Es wird im Target keine Änderung der Polarisation vorgenommen. Die Einstellung der Polarisationsrichtung geschieht erst nach Präparation der Polarisation mittels der magnetischen Haltefelder. Unterschiede in den Beträgen der einzelnen Polarisationsrichtungen können also nur in Unterschieden in den geschalteten Magnetfeldern begründet liegen.

Zur Abschätzung dieser Unterschiede wurden im Frühjahr 1999 die magnetischen Haltefelder am Targetort mit einer *Flux Gate*-Magnetfeldsonde vermessen [Bus99].

¹Von Langzeitschwankungen sei momentan abgesehen.

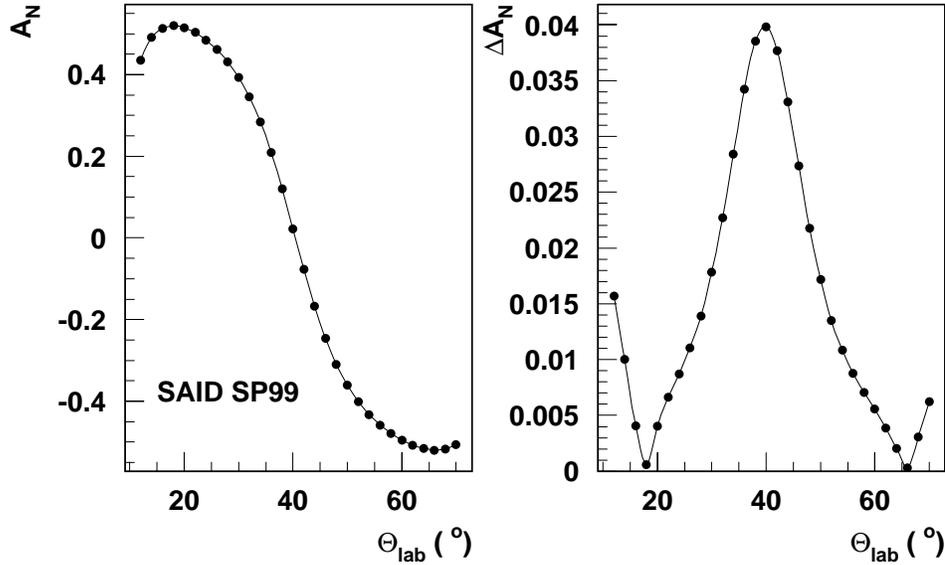


Abbildung 5.2.: Vorhersagen für A_N aus der Streuphasenlösung SP99 aus SAID gegen den Laborwinkel bei einer Energie von $T=800$ MeV (links). Die Differenzen von A_N in je zwei um 0.8 Grad gegeneinander versetzten Winkelintervallen ist in der rechten Darstellung gezeigt.

In Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes wurden Messungen auf einem Raster von 10 mm durchgeführt. Abbildung (5.3) zeigt eine Meßreihe für die in y-Richtung geschalteten Magnetfelder.

Es ist ersichtlich, daß die jeweiligen Nebenkomponenten B_x und B_z in x- und z-Richtung vernachlässigbar klein sind. Ihr Anteil liegt unter 1%. Man sieht auch, daß sich die Hauptkomponenten B_y in y-Richtung mit dem Ort x ändern. Diese Modulation kann die Bestimmung der Analysierstärken im EDDA-Experiment beeinflussen.

Da der COSY-Strahl während der Beschleunigung besonders in x-Richtung wandert (Abschnitt 6.3.1), ändert sich damit auch die Polarisation im Target. Das ist problematisch, da die Targetpolarisation bei ausgewählten Referenzenergien global für den gesamten Datensatz bestimmt wird (Abschnitt 6.11). Im Vertexbereich, der bei den verwendeten Datensätzen auftritt ($-20\text{mm} \leq x \leq +10\text{mm}$ (Abbildung 6.7)), beträgt die Änderung der Magnetfelder in x- und y-Richtung weniger als 3%.

Der Verlauf der Magnetfelder ist im Bereich von $\pm 20\text{mm}$ in alle Richtungen um den nominellen Targetort vergleichbar zum Verlauf in Abbildung (5.3). Der Betrag der Magnetfelder in x- und y-Richtung ist bei $z=\pm 20$ mm etwa 10% kleiner als am Ursprung ($z = 0$ mm). Da die Targetpolarisation über ein z-Intervall bestimmt wird, beeinflußt eine Modulation in z-Richtung nur die Gesamtnormierung der Da-

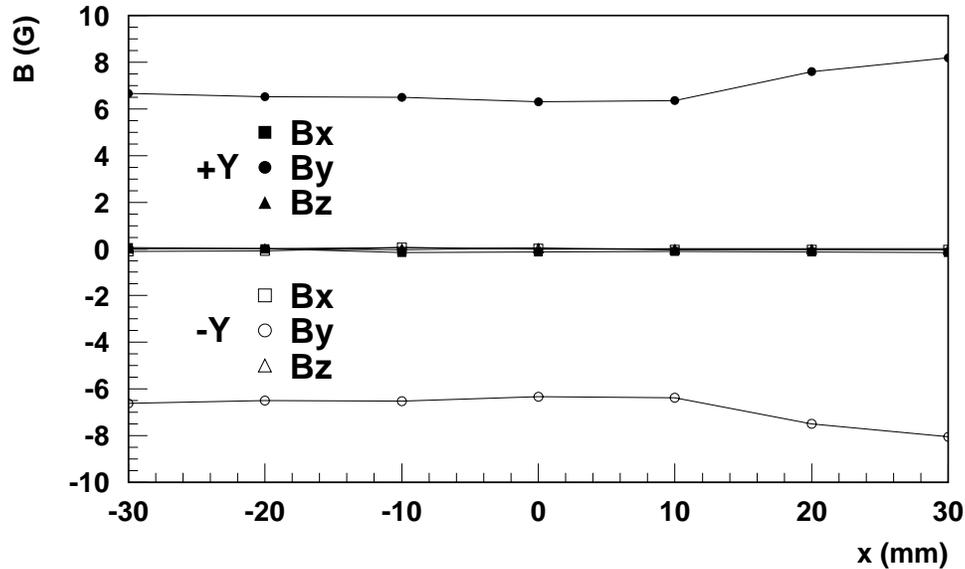


Abbildung 5.3.: Magnetfelder aufgetragen gegen den Ort in x-Richtung. Geschaltet wurde B_y in +y-Richtung (geschlossene Symbole) und -y-Richtung (offene Symbole). Diese Messung wurde bei $z=0$ und $y=0$ durchgeführt [Bus99].

tensätze und bedeutet in erster Ordnung keine inhärente Energieabhängigkeit der Polarisation.

Die Vermessung der Magnetfelder ist bisher nur einmal durchgeführt worden, der Fehler der Messungen liegt im Bereich von $\pm 5\%$. Die Magnetfeldmessungen werden für die Messung der Spinkorrelationsparameter noch wichtiger. Die dann benötigten z-Felder haben aufgrund der Anordnung der z-Spule Fehlkomponenten in x- und y-Richtung, die sich stark in x-Richtung ändern und Größen von bis zu 20% der Hauptkomponente erreichen. Dies ist bei einem in x-Richtung wandernden Vertex eine nicht vernachlässigbare Störung. Eine genaue Vermessung der Magnetfelder befindet sich in Vorbereitung [Eys00]. Des weiteren werden zur Zeit zusätzliche Spulen installiert, um die Homogenität der z-Felder zu verbessern.

Die Abweichungen der Polarisationsbeträge voneinander in der Nähe des Wechselwirkungspunktes wurden untersucht.

Tabelle (5.1) zeigt die prozentualen Abweichungen ΔB der Magnetfelder in x- und y-Richtung:

$$\Delta BY = \frac{B_{+Y} - B_{-Y}}{\frac{1}{2}(B_{+Y} + B_{-Y})} \quad (5.19)$$

Ort (x,y,z) (mm)	$\Delta BY(\%)$	$\Delta BX(\%)$
(0,0,0)	0.3	0.6
(10,0,0)	0.2	1.5
(0,10,0)	0.2	1.4
(0,0,10)	1.0	1.4
(10,0,10)	0.7	1.7
(-10,0,0)	0.2	0.9
(0,-10,0)	0.5	1.4
(0,0,-10)	0.2	1.2
(-10,0,-10)	0.2	1.0

Tabelle 5.1.:

$$\Delta BX = \frac{B_{+X} - B_{-X}}{\frac{1}{2}(B_{+X} + B_{-X})} \quad (5.20)$$

Unter der Annahme, daß der Polarisationsvektor sich in Richtung des Magnetfeldvektors einstellt, erhält man bei einem festen Betrag für die Polarisation $|\mathbf{P}|$ die Richtungskomponenten zu

$$P_{\pm x,v} = \frac{|\mathbf{P}|}{|\mathbf{B}|} \cdot B_{\pm x,y} . \quad (5.21)$$

Die maximale Abweichung entgegengesetzter Hauptkomponenten der Magnetfelder liegt bei 1,7%. Man kann daraus eine maximale Abweichung der Polarisierungen von ebenfalls 1,7% folgern.

5.4.3. Fehlerabschätzung in der Ohlsen-Methode

Man kann nun den Korrekturterm in Gleichung (5.11) abschätzen. Es wird angenommen, daß die mittlere Polarisation einen realistischen Wert von $\bar{P}_{Tx,y} = 0,7$ hat. Die Analysierstärke habe einen Wert von $\bar{A}_N = 0.5$. Für die Abweichungen $\Delta P_{Tx,y}$ und ΔA_N gelte nach den Abschätzungen in den Abschnitten (5.4.1,5.4.2):

$$\begin{aligned} \Delta A_N &= 0.04 \\ \Delta P_{Tx,y} &= 0.017 \cdot 0.7 = 0.012 \end{aligned} \quad (5.22)$$

Damit wird für diesen Fall Gleichung (5.11) ausgewertet:

$$\epsilon = \bar{P}_{Tx,y} \bar{A}_N \cdot (1 - 8 \cdot 10^{-5}) \quad (5.23)$$

Es ist ersichtlich, daß die Annahmen für die Anwendung des Ohlsen-Verfahrens im EDDA-Experiment gut erfüllt sind. Die Verletzung der Voraussetzungen ist

minimal und braucht im weiteren nicht berücksichtigt zu werden. Umfangreiche Simulationsuntersuchungen [Lin00] bestätigen, daß die Fehler bei Anwendung des Ohlsen-Verfahrens vernachlässigbar klein sind.

6. Datenanalyse

In insgesamt drei Produktionsstrahlzeiten im Mai/Juni 1998, November 1998 und April/Mai 1999 wurden mit dem EDDA-Detektor und dem polarisierten Atomstrahl-target Daten zur Bestimmung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke genommen. Die Datenselektion und -reduktion, Diagnosen von Strahl und Target, sowie Abschätzungen zu Untergrundanteilen werden in diesem Kapitel diskutiert.

6.1. Methode der Datennahme

Die Messung der Analysierstärken geschieht wie die vorherigen Messungen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt [Alb97] *während der Strahlbeschleunigung*. Anders als bei Messungen mit Fädchentargets beeinflusst das Atomstrahl-target den COSY-Strahl hinsichtlich der Lebensdauer kaum. Auch ein Aufheizen des Strahls durch Kleinwinkelstreuung im Targetmaterial ist nicht wesentlich. Dies eröffnet die Möglichkeit, einen Meßzyklus besser auszunutzen, indem auch *während der Entschleunigung* des Strahls gemessen wird. Abbildung (6.1) zeigt die Beschleunigungszyklen während der drei Strahlzeiten. Die Zykluslänge in diesen Strahlzeiten lag bei etwa 14.7 s. Bei der Injektion beträgt der Strahlimpuls 295 MeV/c. Nach Injektion wird der Strom in den COSY-Magneten gemäß eines Fahrprogrammes wie in Abbildung (6.1) hochgefahren. Dies geschieht synchron mit dem Erhöhen der Beschleunigungsfrequenz in der Hochfrequenzeinheit. Die Beschleunigung geschieht über einen Bereich von etwa 4.5 s linear im Impuls. Der Maximalimpuls von 3300 MeV/c wird für etwa 1.5 s beibehalten. Diese Region wird auch als *flattop* bezeichnet. Danach wird der Strahl wiederum linear entschleunigt. Die Übergänge zwischen den Beschleunigungsbereichen und dem *flattop* wird in den sog. *Verrundungszonen* mittels einer polynominalen Impuls-Zeit-Funktion beschrieben.

Der Beschleunigungszyklus im Juni 1998 ist symmetrisch, d.h. die Geschwindigkeit¹ der Be- und Entschleunigung ist gleich ($0.47917 \text{ MeV/c} \cdot \text{s}^{-1}$). Im Beschleunigungszyklus der anderen Strahlzeiten unterscheidet sich die Beschleunigung ($0.4717 \text{ MeV/c} \cdot \text{s}^{-1}$) von der Entschleunigung ($0.43396 \text{ MeV/c} \cdot \text{s}^{-1}$).

¹Oberhalb von $p = 1000 \text{ MeV/c}$.

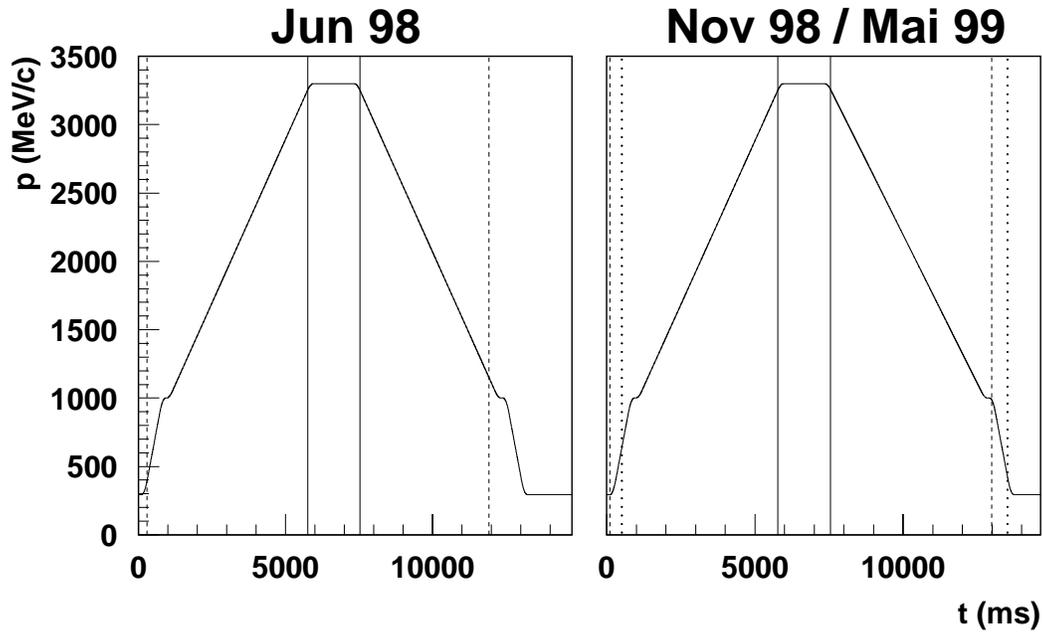


Abbildung 6.1.: Beschleunigungszyklus während der drei Produktionsstrahlzeiten. Der Zyklus während der Strahlzeiten im November 1998 und Mai 1999 war der gleiche. Die durchgezogenen senkrechten Linien markieren die *flat top*-Region. Die punktierten (Mai 1999) und gestrichelten Linien (Juni 1998, November 1999) zeigen das Intervall, in dem Daten genommen wurden.

Die Datenaufnahme des EDDA-Detektors ist während eines Zyklus für etwa 12 s aktiviert. In diesem Bereich ist allerdings nicht immer eine Datennahme möglich, da das Ansprechvermögen des EDDA-Detektors für niedrige Impulse sehr klein ist. Verwertbare Daten werden typischerweise bei Strahlimpulsen oberhalb von 1000 MeV/c genommen. In den Zeiten, in denen die Datenaufnahme für physikalische Streuereignisse deaktiviert ist, werden am Ende jedes Zyklus die magnetischen Haltefelder auf die nächste Magnetfeldrichtung im Superzyklus geschaltet. Zudem wird für etwa 1.5 s das Lasermonitorsystem aktiviert. Ab Beginn der Datenaufnahme in einem Zyklus werden Zeitmarken einer externen Uhr mit aufgenommen. Diese ermöglichen in der Ereignisrekonstruktion und Datenanalyse eine Zuordnung der einzelnen Ereignisse zum jeweiligen Strahlimpuls.

6.2. Schnitte und Korrekturen

Aus Gründen der Detektorakzeptanz und der Untergrundreduktion werden die rekonstruierten Daten aus dem EDDA-Detektor bestimmten Schnitten unterzogen.

6.2.1. Treffermuster

Die Treffermuster im EDDA-Detektor werden genutzt, um den inelastischen Untergrund in den Daten zu verringern. Im Idealfall erzeugt ein elastisches Ereignis in der Außenschale ein Treffermuster, das nach den Bezeichnungen von Abschnitt (4.5) mit (211) bezeichnet wird. Das bedeutet, man hat zwei Treffer in der Stab- und je einen Treffer in beiden Halbringlagen. Im Idealfall erhält man dabei in der Innenschale eine Zahl von 2 nachgewiesenen Teilchen. Durch Sekundärreaktionen und Übersprechen zwischen den Photomultiplierkanälen ist diese Zahl allerdings häufig höher. Untersuchungen an realen Daten ergaben [Lin00], daß 95,4% aller Ereignisse, welche die im folgenden besprochenen Schnitte überleben, das ideale Treffermuster in der Außenschale und maximal neun nachgewiesene Teilchen in der Innenschale erzeugten.

6.2.2. Detektorakzeptanz

Die Akzeptanz des EDDA-Detektors ist für die elastische Proton-Proton-Streuung in den Winkel- und Impulsbereichen beschränkt. Die Daten werden deswegen entlang der Akzeptanzgrenzen geschnitten.

6.2.2.1. Impulsschnitt

Bei niedrigen Strahlimpulsen werden die Energien der Protonen so niedrig, daß nicht mehr beide Teilchen vollständig im Detektor nachgewiesen werden können. Deswegen werden Daten nur bei Strahlimpulsen $p \geq 1000 \text{ MeV}/c$ verwendet.

6.2.2.2. Azimutwinkel

Der Azimutwinkel ϕ wird durch die Stäbe der Außenschale und die Innenschale über den gesamten Bereich von 2π vermessen. Allerdings ergeben sich im Bereich der Auslese der Halbringe bei $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 270^\circ$ Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Durchstoßpunkte durch die Außenschale. Dies ist im wesentlichen auf Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der *Gainfaktoren* der Halbringe in diesen Bereichen zurückzuführen, so daß die Messungen der z -Koordinaten der Durchstoßpunkte sehr ungenau werden. Deswegen werden die Bereiche um die Ausleesestellen mit $\Delta\phi = \pm 15^\circ$ ausgeschnitten. Abbildung (5.1) veranschaulicht die so erhaltenen Azimutwinkelverteilungen.

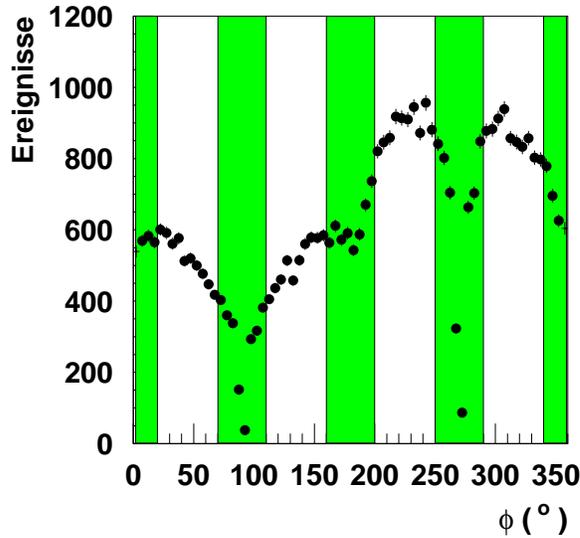


Abbildung 6.2.:

Azimutwinkelverteilung (Polarisation in x-Richtung) bei $T=585$ MeV und $\theta_{cm} = 40^\circ$. Dies entspricht einem Laborwinkel von 67.4° für das rückwärtige Proton. Die grauen Flächen stellen den erweiterten ϕ -Schnitt dar. Eine Verteilung für die Bereiche, in denen der erweiterte ϕ -Schnitt nicht angewendet werden muß zeigt Abbildung (5.1).

In Bereichen bei Laborwinkeln über 66° sieht man in den ϕ -Winkelverteilungen allerdings zusätzlich Einbrüche bei Winkeln um $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$. Abbildung (6.2) veranschaulicht einen solchen Fall.

Die Ursache für diese Einbrüche liegt in der Konstruktion und Lage der Innenschale. Die szintillierenden Fasern der Innenschale werden strahlaufwärts vom Targetpunkt ausgelesen. Dafür mußten sie um die vier Targetstützen herumgebogen werden [Zie98]. Im Designfall liegt dieser Bereich der Fasern außerhalb der nominalen Detektorakzeptanz bei $\theta_{lab} \geq 72^\circ$. Tatsächlich ist die Innenschale aber um 7 – 8 mm strahlabwärts verschoben [Lin98]. Damit kommen die gebogenen Fasern in Bereiche von bis zu $\theta_{lab} = 66^\circ$. In diesen Bereichen können keine Trajektorien von Teilchen zwischen Außen- und Innenschale mehr rekonstruiert werden.

Um diesen Fall zu berücksichtigen, werden, wenn ein Proton bei Winkeln größer 66° nachgewiesen wurde, die betreffenden ϕ -Winkelbereiche mit $\Delta\phi = \pm 20^\circ$ ausgeschnitten (vgl. Abb. 6.2).

6.2.2.3. Polarwinkel

Die Akzeptanz des EDDA-Detektors ist vom Polarwinkel und der Strahlenergie abhängig.

Abbildung (6.3) zeigt eine Ereignisverteilung aufgetragen gegen Strahlimpuls und Polarwinkel für die Strahlzeit im November 1998. Man erkennt, daß die Akzeptanz des EDDA-Detektors bei kleinen Impulsen und kleinen Polarwinkeln verschwindet. Entlang dieser Akzeptanzkante wird konservativ mittels eines Polynoms vierten Grades geschnitten.

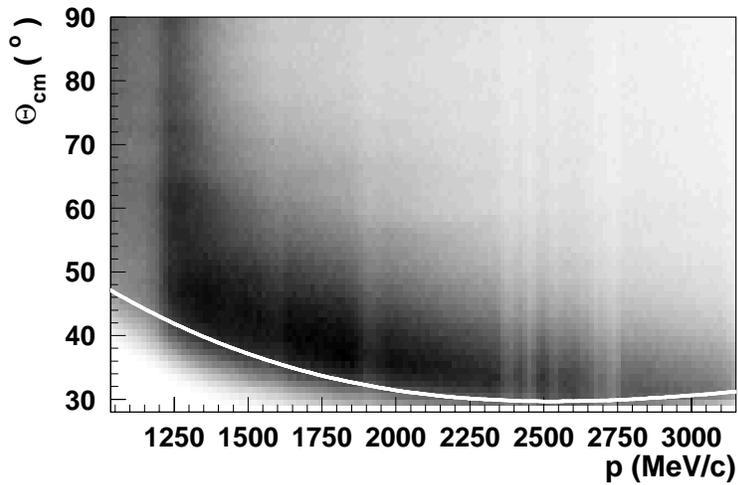


Abbildung 6.3.: Ereignisverteilung im EDDA-Detektor. Die Intensitätsdarstellung verläuft von hell (keine Ereignisse) nach dunkel. Die helle Linie zeigt den Akzeptanzschnitt.

6.2.3. z-Schnitt

Die Ausdehnung des Atomstrahls läßt sich in der Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der rekonstruierten z -Koordinate des Vertex nachweisen. Abbildung (6.4) zeigt ein solches z -Profil.

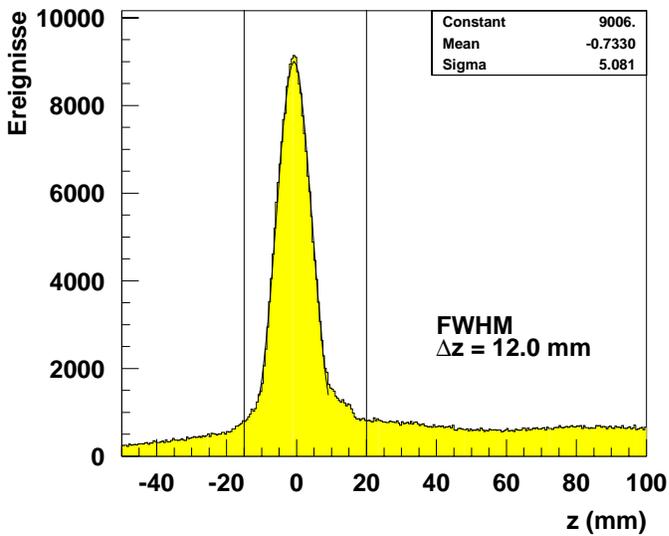


Abbildung 6.4.: Profil des Atomstrahls in z -Richtung. Die senkrechten Linien zeigen den z -Schnitt.

Man erkennt in den Ereigniszahlen deutlich das Intensitätsprofil des Targetstrahls mit einer Breite von $\Delta z = 12.0$ mm (FWHM) über einem breiten Untergrund. Der z -Schnitt wurde konservativ gewählt (-15.0 mm $\leq z \leq 20.0$ mm), um nicht in die

Flanken des Maximums zu schneiden und damit unter Umständen energieabhängige systematische Fehler zu produzieren. Die Asymmetrie im z -Profil und im z -Schnitt liegt an der asymmetrischen Akzeptanz des EDDA-Detektors, die strahlaufwärts vom Targetpunkt ($z < 0$) schnell auf null fällt.

6.2.4. χ^2 -Schnitt

Bei Verwendung des kinematischen Fits (vgl. Abschnitt 4.5.1.2) kann das χ^2 der Anpassung (Gleichung 4.10) als Entscheidungsgröße zur Selektion elastischer Daten herangezogen werden. Abbildung (6.5) zeigt χ^2 -Verteilungen gegen den Strahlimpuls und den impulsabhängigen (dynamischen) χ^2 -Schnitt, der von T. Colberg vorgeschlagen wurde [Col99].

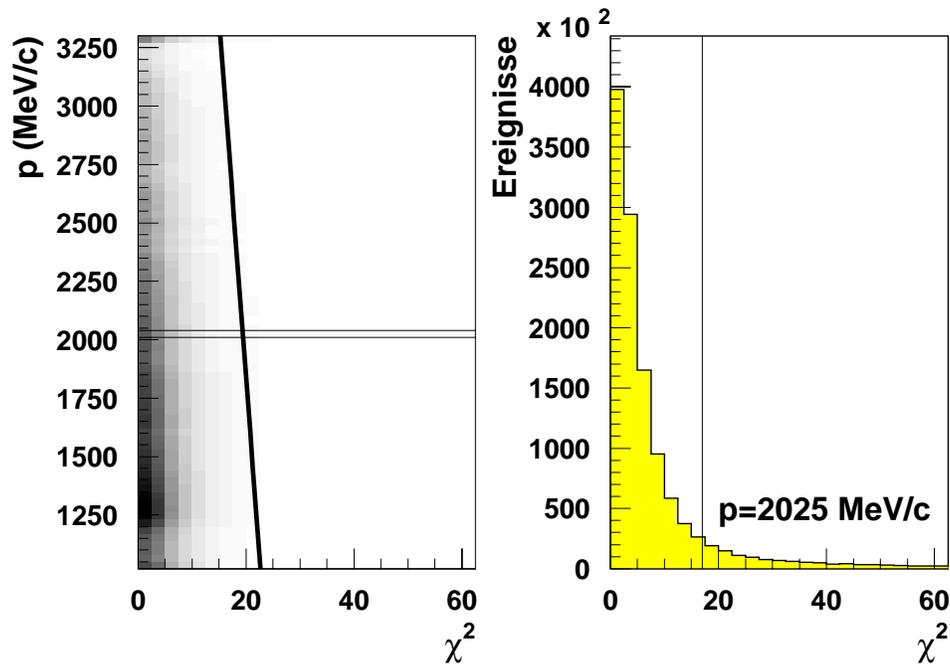


Abbildung 6.5.: χ^2 -Verteilungen gegen den Strahlimpuls (links). Die dunkle Linie zeigt den Verlauf des dynamischen χ^2 -Schnittes. Im rechten Bild ist eine einzelne Verteilung um 2025 MeV/c gezeigt (waagerechte Linien in der linken Abbildung).

Der so definierte χ^2 -Schnitt schneidet bei hohen Impulsen mehr elastische Ereignisse weg als bei niedrigen Impulsen. Gleichzeitig reduziert er dort aber auch den möglichen Untergrundanteil (vgl. Abschnitt 6.6). Dies ist für die Bestimmung der Analysierstärken unter Verwendung der bei einer Energie bestimmten effektiven Targetpolarisation wichtig.

6.2.5. Nachweiswahrscheinlichkeiten und Totzeiten

Für die Bestimmung der Analysierstärken nach den in Kapitel (5) diskutierten Verfahren sind Korrekturen der Totzeiten und des Ansprechvermögens nicht notwendig. Für Diagnosezwecke können beide Korrekturen trotzdem durchgeführt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde für die verwendeten Schnitte mittels Monte-Carlo-Simulationen bestimmt [Lin00]. Sie ist impuls- und winkelabhängig und beträgt im Mittel 86%.

Die Totzeit τ wird aus dem Verhältnis der gültigen Gesamttrigger T_G zu den von der Datenaufnahme akzeptierten Triggern T_A bestimmt:

$$\tau = \left(1 - \frac{T_A}{T_G}\right) \cdot 100\% \quad (6.1)$$

Die Totzeit wird immer dann größer als 0%, wenn gültige Trigger von der Datenaufnahme verworfen werden, da die Auslese der Detektorkanäle nach einem vorhergehenden Trigger noch im Gange ist. Die Zahl der gültigen und die der akzeptierten Trigger werden mit praktisch totzeitfreien Zählern aufgenommen und ermöglichen damit die präzise Bestimmung der Totzeit.

6.3. Diagnose des COSY-Strahles

Die Beschleunigung des COSY-Strahles ist ein dynamischer Prozeß, von dem man erwarten muß, daß er das gesamte Strahlverhalten beeinflusst. Deswegen wurden umfangreiche Studien zum Verhalten des COSY-Strahles während der Be- und Entschleunigung durchgeführt (vgl. z.B. auch [Col99]).

6.3.1. Vertexwanderungen

Die Datenanalyse der elastischen Streudaten im EDDA-Experiment erlaubt, über die Vertexrekonstruktion das Verhalten des COSY-Strahles während der Datennahme zu überwachen. Da der Atomstrahl in x-Richtung das Strahlrohr durchströmt und dabei eine Breite in y-Richtung von etwa 12 mm (FWHM) hat (vgl. Abbildung 6.4), gibt die rekonstruierte Vertexverteilung ein Momentanbild des Querschnittes des COSY-Strahles wieder.

Abbildung (6.6) zeigt rekonstruierte Strahlprofile in der xy-Ebene. Man erkennt, daß der Schwerpunkt des Strahlflecks nicht konstant bleibt, sondern sich mit änderndem Impuls bewegt. Zudem wird die Ausdehnung des COSY-Strahles mit höherem Impuls kleiner. Dies ist auf die adiabatische Dämpfung des Strahls während der Beschleunigung zurückzuführen [Hin97]. Man erkennt, daß die Ellipse des Strahlquerschnittes während der Beschleunigung ihre Orientierung ändert. Bei niedrigen

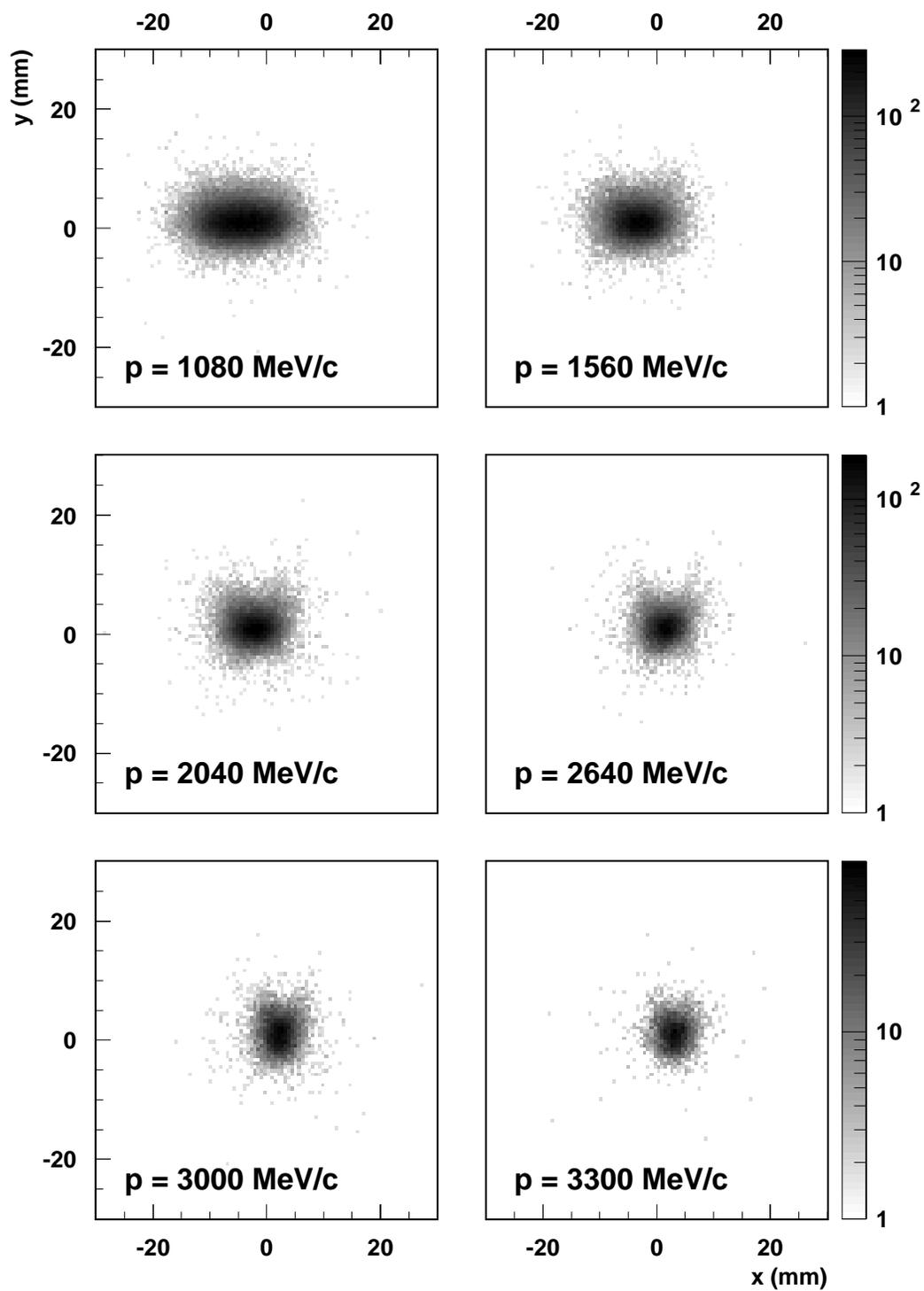


Abbildung 6.6.: Strahlprofile in der xy -Ebene bei verschiedenen Strahlimpulsen für die Meßzeit im November 1998.

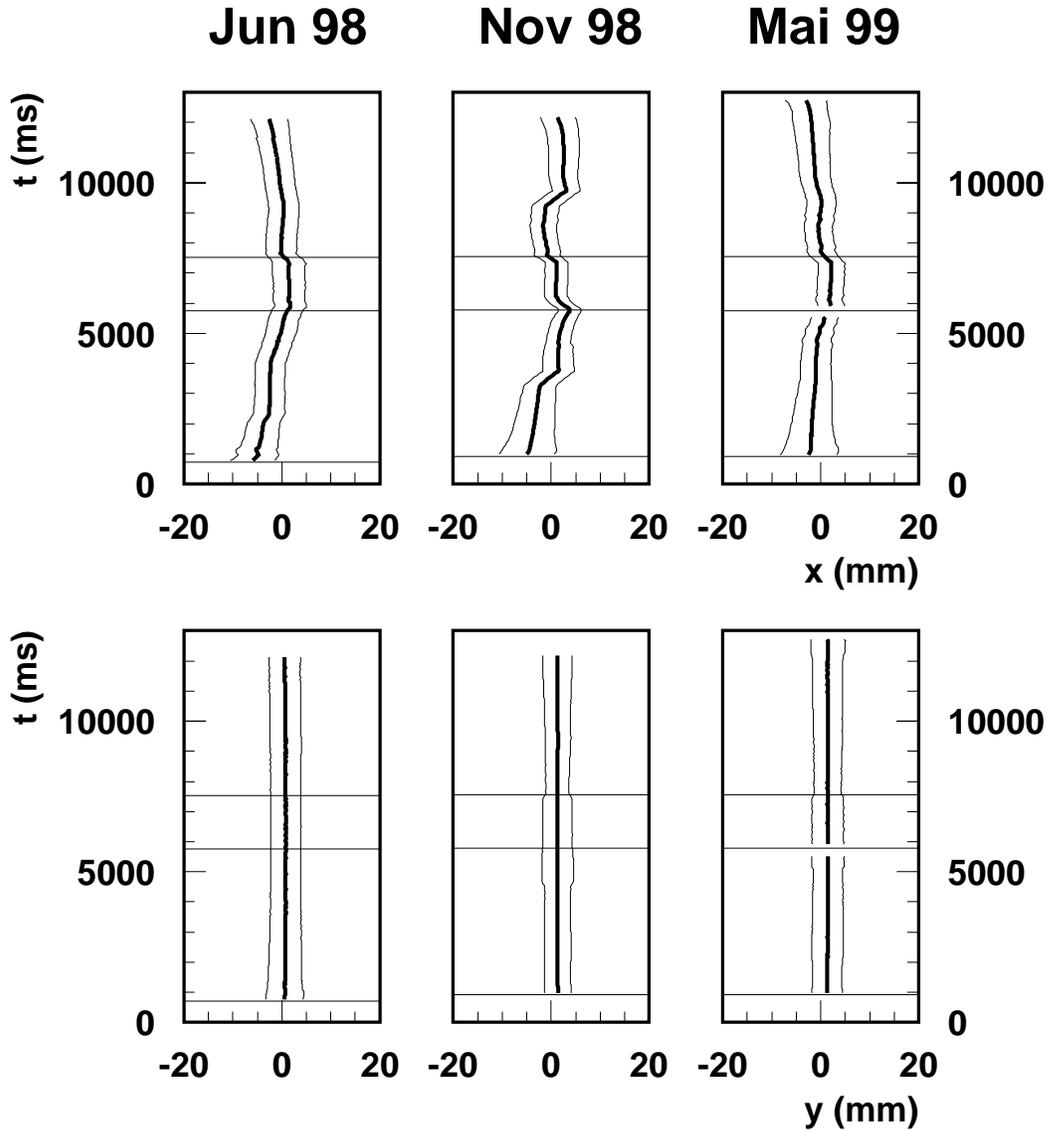


Abbildung 6.7.: Wanderung des Vertex während eines Beschleunigungszyklus für die Meßzeiten 1998 und 1999 aufgetragen gegen die Zeit (in ms) im Beschleunigungszyklus. **Oben:** Vertexverteilung in x-Richtung. Die dickere Linie gibt den mittleren Vertex an, die schwachen markieren die volle Breite bei halber Höhe der Vertexverteilung. **Unten:** Vertexverteilung in y-Richtung. Die waagerechten Linien markieren die *flat-top*-Region bei höchstem Strahlimpuls sowie den Beginn der Datenaufnahme mit dem EDDA-Detektor.

Impulsen wird der Strahlfleck durch eine Ellipse beschrieben, deren große Halbachse in x-Richtung orientiert ist. Bei hohen Impulsen steht die Ellipse hingegen aufrecht. Aus den Vertexverteilungen wurden die Strahlprofile in x- und y-Richtung als Funktionen der Zykluszeit bestimmt. Abbildung (6.7) zeigt den Verlauf der Vertices in x- und y-Richtung während der drei Strahlzeiten.

Man erkennt, daß während der Beschleunigung der Schwerpunkt der vertikalen Vertexverteilung (y-Richtung) konstant bleibt. Die Ausdehnung des Strahles in y-Richtung liegt zwischen 6 mm und 7mm (FWHM). Sie wird durch die adiabatische Dämpfung etwas schmaler bei hohen Energien.

Kritischer ist der Verlauf der mittleren x-Koordinate des Vertex. Sie wandert in einem Zyklus typischerweise bei der Beschleunigung von kleineren x-Werten zu größeren, das bedeutet im COSY-Strahlrohr nach außen. Die Amplitude der Bewegung beträgt dabei in den Strahlzeiten von 1998 ca. 8 mm. In der Mai-Strahlzeit von 1999 betrug sie etwa 6 mm.

Auffällig ist, daß die Wanderungen der Vertices nicht symmetrisch sind. Bei gleichen Impulsen beim Be- und Entschleunigen differieren die x-Vertices zum Teil deutlich. Die Vertexbewegungen sind auch nicht nur vom Beschleunigungszyklus abhängig. Diese sind bei den Strahlzeiten vom November 1998 und Mai 1999 identisch, während die Vertexbewegung grundsätzlich unterschiedlich sind. Dies liegt an unterschiedlichen Feineinstellungen des Beschleunigers, die in jeder Strahlzeit für die jeweiligen experimentellen Bedingungen neu eingestellt werden.

Diese starken Vertexwanderungen sind für die Messung der Analysierstärken hinderlich, verursachen allerdings keine großen systematischen Fehler, da die magnetischen Haltefelder sich nur wenig im Bereich der x-Koordinaten des Vertex ändern. Anders ist die Lage bei der Messung der Polarisationskorrelationskoeffizienten. Die Fehlkomponenten der z-Felder ändern sich stark in x-Richtung. Dies erfordert dann impulsabhängige Korrekturen der Polarisation und birgt das Risiko großer systematischer Fehler.

6.3.2. Strahlfüllungen und Strahlverluste

Das Atomstrahltarget hat im Vergleich mit Feststofftargets nur eine sehr dünne Materiebelegung. Um trotzdem Luminositäten in der Größenordnung von $10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, muß der COSY-Strahl auf hohe Intensität optimiert sein.

Abbildung (6.8) zeigt für die drei Strahlzeiten den Verlauf der für EDDA nutzbaren gespeicherten Protonenzahlen in COSY, aufgetragen gegen die Runnummer². Dabei ist die Protonenzahl jeweils über die Beschleunigungszyklen gemittelt worden.

²Ein durchschnittlicher Run entspricht einer aufgezeichneten Datenmenge von etwa 200 MByte. Das entspricht im Meßbetrieb mit dem Atomstrahltarget und dem intensiven unpolarisierten COSY-Strahl einer Aufnahmezeit von etwa 25 min.

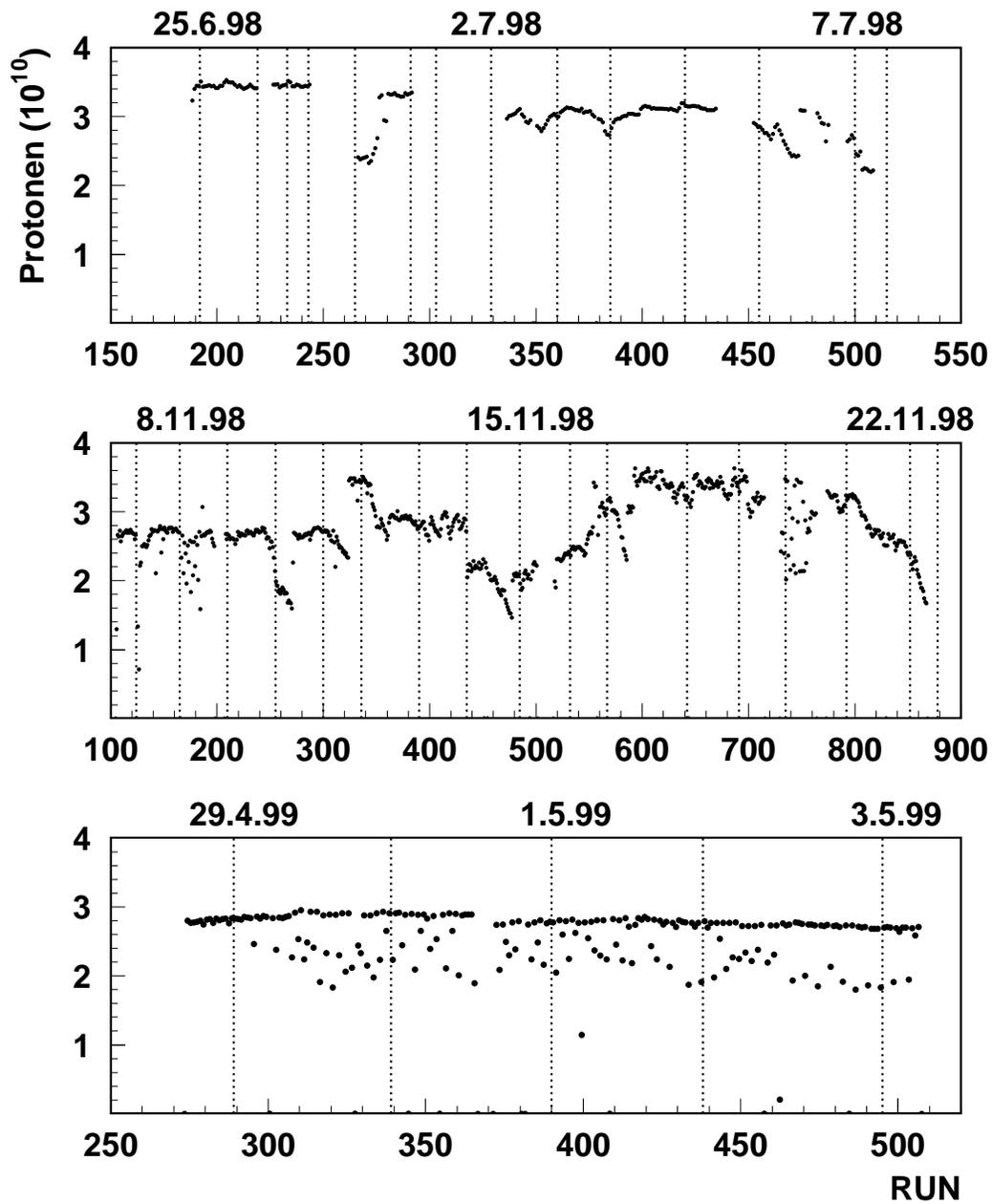


Abbildung 6.8.: Über jeweils einen Run gemittelte Zahl der gespeicherten Protonen in COSY in den drei Strahlzeiten vom Sommer 1998 (oben), Herbst 1998 (Mitte) und Frühjahr 1999 (unten). Man beachte die unterschiedlichen Zeitskalen.

Die Protonenzahlen werden durch *Beam to Current Transformer (BCTs)* im COSY-Ring ermittelt. Deren Meßwerte werden in der EDDA-Datenaufnahme mit gespeichert. Für Runs, die nicht für die Produktion von Analysierstärken, sondern für Diagnose- oder Kalibrationszwecke aufgenommen wurden, sind keine Strahlfüllungen berechnet worden. Sie erklären die Lücken in Abbildung (6.8).

Man erkennt, daß gemittelte Protonenzahlen bis etwa $3.5 \cdot 10^{10}$ erreichbar sind. Zuverlässig werden auch über zweiwöchige Strahlzeiten Protonenzahlen von mehr als $2 \cdot 10^{10}$ erreicht. In den Werten vom Frühjahr 1999 erkennt man einen glatten Verlauf, von dem einzelne Runs mit signifikant niedrigeren Protonenzahlen abweichen. Die Ursache dafür liegt in dem vom intensiven COSY-Strahl erzeugten Neutronenuntergrund in den Kontrollbereichen der Beschleunigeranlage. Wenn die zulässige Stundendosis erreicht ist, wird der Strahlbetrieb automatisch von der Personensicherheitsanlage für den Rest der Stunde unterbrochen. Dies führte zu Unterbrechungen von etwa 5-10 min für die betroffenen Runs, was in den gemittelten Protonenzahlen deutlich wird. In den anderen Strahlzeiten war der Strahl anders eingestellt, so daß weniger Neutronenuntergrund erzeugt wurde.

Abbildung (6.9) zeigt im oberen Teil die Zahl der in COSY zirkulierenden Protonen aufgetragen gegen die Zykluszeit. Man erkennt, daß 30% – 40% der anfangs vorhandenen Protonen im Laufe eines Zyklus verloren gehen.

Die sehr dünne Materiebelegung des Atomstrahltargets schließt als Ursache dieser kurzen Strahllebensdauer die Strahl-Target-Wechselwirkung aus. Zudem sprechen die sprunghaften Abnahmen der Protonenzahlen in den späteren beiden Strahlzeiten eher für eine Ursache im Beschleunigungsvorgang von COSY.

Im unteren Teil von Abbildung (6.9) ist die Totzeit im EDDA-Detektor aufgetragen. Man erkennt im Verlauf der Totzeit über einem Untergrund von 30% – 40% Ausschläge, die mehr als 90% erreichen. Diese sind zum Teil korreliert mit den Strahlverlusten. Die Ursache für die hohe Totzeit sind Treffer im Detektor mit sehr großer Multiplizität und Raten von vielen kHz in kurzen Zeitintervallen. Sie stammen vermutlich daher, daß der COSY-Strahl oder der Halo des Strahles während der Beschleunigung Hindernisse strahlaufrwärts vom EDDA-Targetplatz trifft und so eine große Zahl an Sekundärteilchen erzeugt, die den EDDA-Detektor treffen. Diese Phänomene können entweder durch die Vertexwanderungen oder möglicherweise durch das Durchlaufen von Resonanzen während des Beschleunigungsvorganges hervorgerufen werden. Kurze Phasen der Instabilität können zu einem Aufblähen des Strahlquerschnittes führen, so daß der Strahlhalo leicht Untergrundreaktionen erzeugen kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Diagnose des COSY-Strahles mit den von EDDA registrierten Streueignissen gut funktioniert. Die Wanderungen des Strahls und die Strahlverluste während der Beschleunigung sind unschön. Die sehr hohen Totzeiten ergeben Bereiche, in denen der Detektor praktisch blind ist und kein elastisches Streueignis aus dem Untergrund herausfiltern kann. In Abbildung (6.3) kann man diese Zonen als senkrechte hellere Streifen in der Zählratenverteilung erkennen.

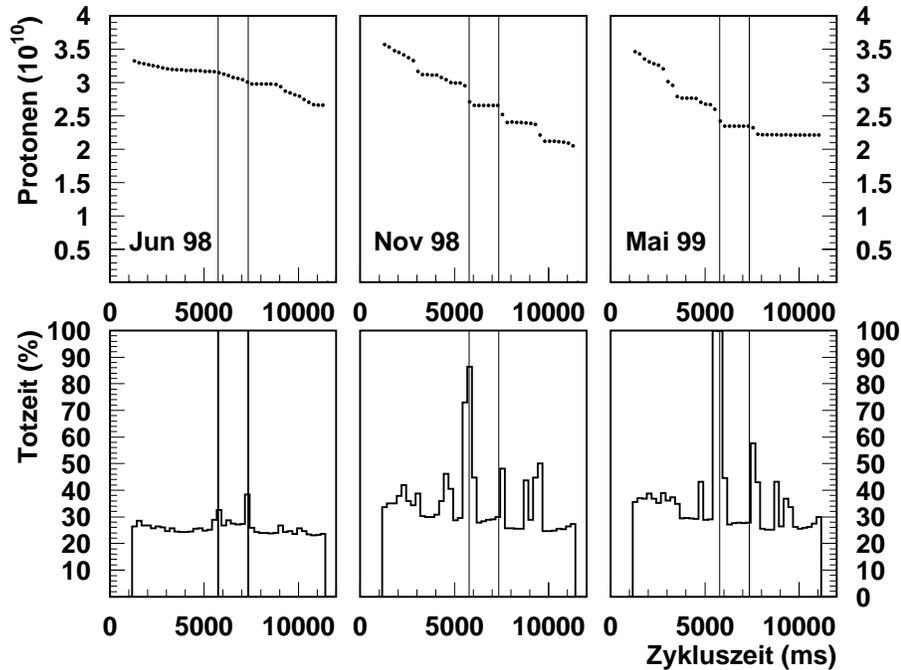


Abbildung 6.9.: Zahl der gespeicherten Protonen (oben) und Totzeiten im EDDA-Detektor (unten) gegen die Zykluszeit aufgetragen. Die Daten sind jeweils über alle Produktionsruns einer Strahlzeit gemittelt.

Dies führt zu Bereichen mit sehr niedriger Statistik in den Anregungsfunktionen. Die Vertexwanderungen sind beim jetzigen Aufbau der magnetischen Haltefelder ebenfalls ein Problem. In Verbindung mit den inhomogenen Fehlkomponenten der z-Magnetfelder würde dies Vertexabhängigkeiten in der Normierung verursachen.

6.4. Polarisationsbestimmung und Normierung der Daten

Die Polarisation im Target kann mittels des eingebauten Breit-Rabi-Polarimeters nur relativ bestimmt werden. Im Strahlrohr wird der polarisierte Atomstrahl zudem von einem Halo an unpolarisierten Wasserstoffmolekülen umgeben. Dies führt dazu, daß die Polarisation am Targetort direkt, d.h. mit einem Atomstrahlpolarimeter, nicht meßbar ist.

Die effektive, über den Vertexbereich gemittelte, Polarisation kann man allerdings mit Hilfe der im EDDA-Detektors gemessenen elastischen Streuung unter Verwendung von Referenzdaten der Analysierstärke bestimmen. Dies geschieht mit dem

gleichen Verfahren wie die Bestimmung der Analysierstärken, also z.B. mit dem Ohlsen-Verfahren und Anwendung von Gleichung (5.4).

Die Zählraten werden dabei für ein festes Energie- und Streuwinkelintervall und für jede geschaltete Polarisationsrichtung gegen den Azimutwinkel ϕ sortiert. Der Detektor wird in vier Segmente (**TL**, **TR**, **BL**, **BR**) eingeteilt, wobei der Bereich des ϕ -Schnittes bzw. des erweiterten ϕ -Schnittes nicht berücksichtigt wird (vgl. Abbildung 6.10).

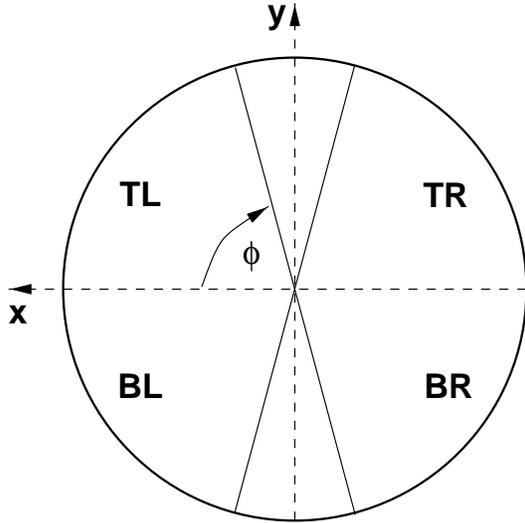


Abbildung 6.10.:
Polarisationsbestimmung mit dem EDDA-Detektor. Der erweiterte ϕ -Schnitt ist nicht dargestellt.

Die Zählraten werden dann für alle Polarisationsrichtungen zu den Zählraten L und R bzw. B und T kombiniert:

$$\begin{aligned}
 L &= TL + BL \\
 R &= TR + BR \\
 T &= TL + TR \\
 B &= BL + BR
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

Nach Bildung der geometrischen Mittel (Gleichung 5.8) kann dann die Polarisation in x-Richtung (Gleichung 5.7) und y-Richtung (Gleichung 5.5) bestimmt werden. Dafür benötigt man Referenzdaten der Analysierstärke bei bestimmten Energien. An diesen Referenzenergien kann man dann die effektive Targetpolarisation als *globale Normierungskonstante* für den gesamten Datensatz bestimmen.

Die Referenzdaten müssen folgende Kriterien erfüllen:

- Die statistischen und systematischen Fehler müssen klein sein.
- Eine globale Normierungsunsicherheit soll ebenfalls klein sein.

- Die Daten sollen möglichst den gesamten von EDDA vermessenen Winkelbereich abdecken und deutlich von null verschiedene Referenzwerte der Analysierstärke aufweisen.

Solche Bedingungen erfüllen nur wenige Datensätze aus dem vorhandenen Welt Datensatz. Da die Analysierstärke und der Wirkungsquerschnitt mit höherer Energie kleiner werden, erfüllen zumeist nur Daten niedriger Energien die Forderung nach kleinen statistischen Fehlern. Die Daten in Tabelle (6.1) wurden für die Normierung herangezogen.

	Zitat	Labor	Energie (MeV)	Datenpunkte	NU (%)
A	[Prz98]	IUCF	448.9	22	1.0
B	[Ber83]	SIN	582.0	10	1.0
C	[McN82]	LAMPF	643.0	9	1.0
D	[McN90]	LAMPF	730.0	12	1.0
E	[Bev78]	LAMPF	787.0	6	1.0
F	[Bev78]	LAMPF	796.0	10	1.0

Tabelle 6.1.: Referenzdatensätze zur Normierung der Targetpolarisation. Die Zahl der Datenpunkte bezieht sich auf das Intervall $35^\circ < \theta_{cm} \leq 85^\circ$. Die Normierungsunsicherheit (NU) bezieht sich auf die in der SAID-Datenbasis angegebene.

Die Experimente unterscheiden sich alle in wesentlichen Merkmalen. Während die Daten vom IUCF³ Cooler Ring an einem internen Target mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Atomstrahltarget genommen wurden [Prz98], sind die Experimente am SIN⁴ und an der LAMPF⁵ externe Experimente. Die Messungen von Berdoz et al. [Ber83] und Bevington et al. [Bev78] wurden mit polarisiertem Protonenstrahl und CH_2 -Feststofftargets durchgeführt. Die Experimente von McNaughton und Mitarbeitern [McN82, McN90] wurden mit polarisiertem Strahl und polarisierten Propandioltargets gemacht.

Zur Bestimmung der Targetpolarisation wurden die EDDA-Daten für jede Strahlzeit um jeden Meßpunkt der Referenzmessungen in $\Delta p = \pm 30 \text{ MeV}/c$ und $\Delta \theta_{cm} = \pm 1^\circ$ gebinnt und die Asymmetrien nach dem Ohlsen-Verfahren bestimmt. Die Polarisation wurde dann nach Gleichung (5.4) bestimmt und über einen Winkelbereich von $35^\circ \leq \theta_{cm} \leq 85^\circ$ gemittelt. Abbildung (6.11) zeigt die erhaltene Targetpolarisation für alle Strahlzeiten und Referenzenergien. Die angegebenen Fehler enthalten die statistischen Fehler und Normierungsunsicherheiten der Referenzexperimente, sowie die statistischen Fehler der Asymmetrien der EDDA-Messungen.

³Indiana University Cyclotron Facility

⁴Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, jetzt Paul-Scherrer-Institut (PSI)

⁵Los Alamos Meson Physics Facility

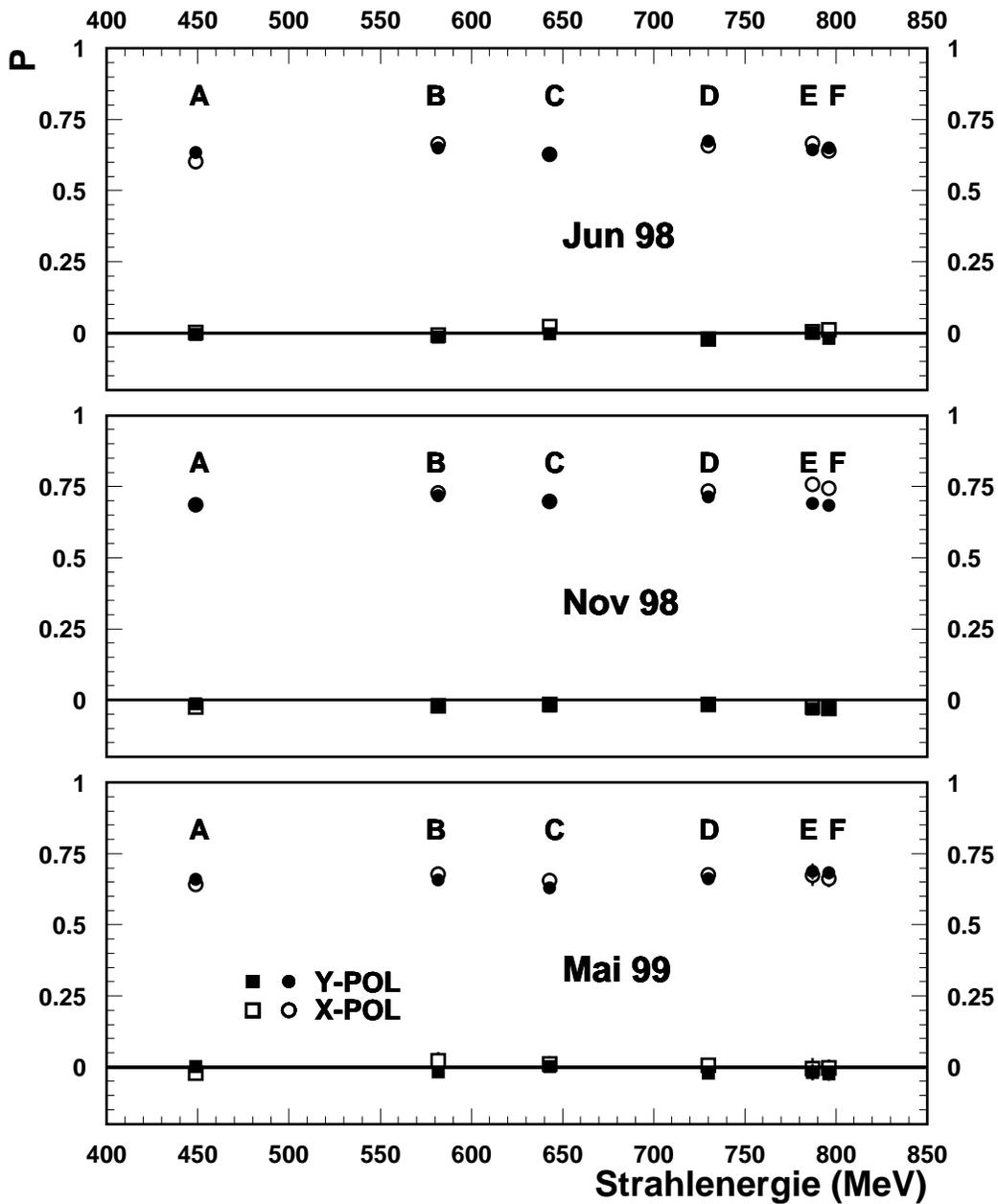


Abbildung 6.11.: Effektive Targetpolarisationen bei Normierung auf verschiedene Referenzdaten. Die runden Symbole bezeichnen die Polarisationen in der geschalteten Richtung. Die rechteckigen Symbole zeigen die Fehlkomponenten. Die Buchstaben beziehen sich auf die Datensätze nach Tabelle (6.1).

Gezeigt sind sowohl die Polarisierungen in Richtung der geschalteten Magnetfelder (runde Symbole), als auch die Fehlkomponenten (rechteckige Symbole) wie z.B. die y-Polarisation bei angelegtem x-Feld.

Die so erhaltenen Polarisierungen stimmen im Rahmen der Fehler überein. Der maximale Wert einer Fehlkomponente wird für die Meßzeit im November 1998 bei der niedrigsten Referenzenergie mit $3.5\% \pm 2\%$ Anteil der x-Polarisation bei geschaltetem y-Feld erreicht. Dies liegt allerdings am äußersten Rand der Detektorakzeptanz. In den anderen Fällen betragen die Fehlkomponenten typischerweise $1.5\% \pm 2\%$. Dies liegt in dem Bereich, den man aufgrund der Magnetfeldmessungen (Abschnitt 5.4.2) erwartet.

Strahlzeit	y-Polarisation (%)	x-Polarisation (%)
Juni 1998	67.3 ± 1.2	65.8 ± 1.6
November 1998	71.4 ± 1.1	73.5 ± 1.3
Mai 1999	66.2 ± 1.7	67.61 ± 2.2

Tabelle 6.2.: Effektive Targetpolarisationen bei Normierung auf die Daten von McNaughton et al. [McN90]. Die Fehler enthalten die statistischen Fehler der EDDA-Daten, die statistischen Fehler des Referenzexperiments und die für das Referenzexperiment angegebene Normierungsunsicherheit.

Für die Normierung der EDDA-Daten werden die Daten von McNaughton et al. [McN90] herangezogen. Es wäre auch möglich, einen über alle Referenzdatensätze gemittelten Polarisationswert zu nutzen. Allerdings ist das Normieren der Daten auf *eine* fremde Messung vorteilhaft. Falls Zweifel an den Normierungsdaten auftreten sollten, ist ein Renormieren dann problemlos möglich. Die Daten von McNaughton liegen bei einer Energie von 730 MeV voll im Akzeptanzbereich von EDDA, was bei den IUCF-Daten nicht unbedingt der Fall wäre. Zudem sind die McNaughton-Daten bei den höheren Energien die modernsten und haben bei kleinen statistischen Fehlern die meisten Datenpunkte im EDDA-Winkelbereich. Tabelle (6.2) gibt die für die weitere Datenanalyse verwendeten Polarisierungen an.

6.5. Diagnose des Targets

Die EDDA-Daten sollen global normiert werden. Das bedeutet, die bei der Referenzenergie bestimmte effektive Targetpolarisation (vgl. Abschnitt 6.4) wird für den gesamten Datensatz einer Polarisationsrichtung übernommen. Es ist in diesem Zusammenhang wichtig, das Verhalten des Targets zu studieren, um systematischen Fehler ausschließen bzw. abschätzen zu können.

6.5.1. Targetdichten und Luminositäten

Die über alle Polarisationsrichtungen gemittelten Zählraten im Detektor können genutzt werden, um die effektiven Flächendichten des Targets und die damit erzielten Luminositäten zu bestimmen.

Die Zählrate der in einem Detektor mit der Nachweiswahrscheinlichkeit E in einem Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ nachgewiesenen, elastisch gestreuten Protonen ergibt sich nach:

$$\frac{N}{t} = n_T \cdot N_S \cdot \nu \cdot E \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \quad (6.3)$$

Dabei ist t die tatsächliche Meßdauer⁶, n_T die effektive Flächendichte des Targets, N_S die Zahl der im Synchrotron gespeicherten Protonen und ν die Umlauffrequenz der Protonen im Beschleuniger. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für die elastische Proton-Proton-Streuung wird für diese Untersuchungen aus den Vorhersagen der SAID-Streuphasenanalyse [Arn97] genommen. Die Luminosität L ist gegeben durch

$$L = n_T \cdot N_S \cdot \nu \quad (6.4)$$

Sie kann aus den mit EDDA gemessenen Zählraten und Gleichung (6.3) bestimmt werden:

$$L = \frac{N}{t} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{1}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega} \quad (6.5)$$

Die Zählraten müssen dazu um die Totzeit τ (Gleichung 6.1) korrigiert werden. Abbildung (6.12) zeigt die Entwicklung der Luminositäten in den drei Strahlzeiten. Es werden Werte bis $9 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Unter Verwendung der unabhängig bestimmten Zahl der gespeicherten Protonen in COSY (Abbildung 6.8) kann man aus Gleichung (6.4) unter Verwendung der bekannten Umlauffrequenz ν der Protonen in COSY die Targetflächendichte n_T berechnen. Abbildung (6.13) zeigt die Entwicklung der Targetdichten in den Strahlzeiten.

Im Routinebetrieb werden Dichten von $1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erreicht. Diese Dichten verstehen sich über den Bereich des Targets gemittelt, der vom COSY-Strahl abgedeckt wird und der sich innerhalb des z-Schnittes (Abschnitt 6.2.3) befindet. Die regelmäßigen Sprünge in der Targetdichte sind auf Wartungsarbeiten im Target zurückzuführen. Da die gekühlte Düse im Target im Betrieb allmählich zufriert, wurde das Target etwa alle 3 Tage routinemäßig aufgewärmt. In Abbildung (6.13) kann man gut erkennen, daß das Target etwa einen Tag Betriebszeit benötigt, um seine maximale Dichte erneut zu erreichen.

⁶Gemeint ist die Zeit, während der tatsächlich Daten genommen werden, in denen also die Datenaufnahme aktiviert ist.

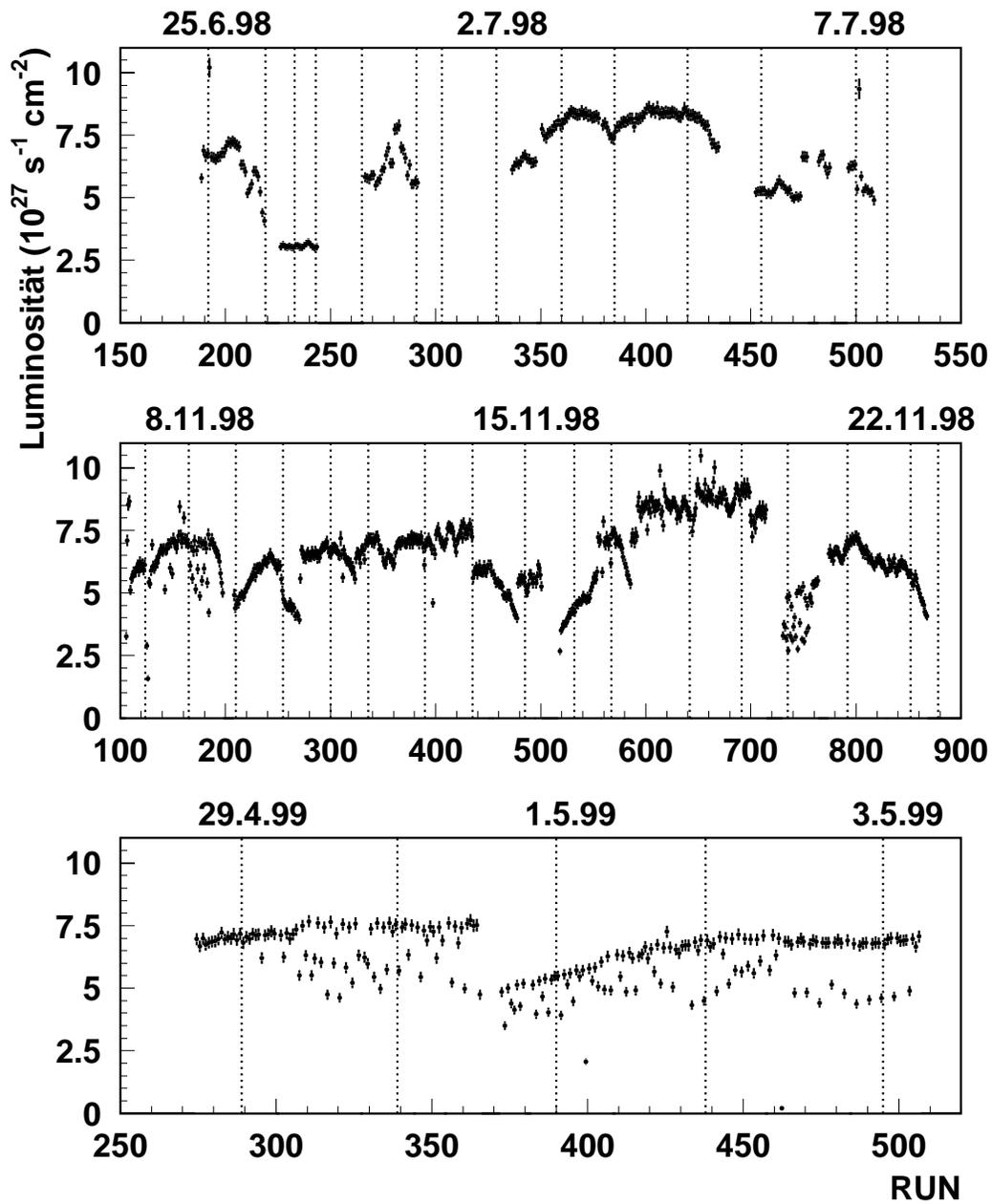


Abbildung 6.12.: Über jeweils einen Run gemittelte Luminosität in den drei Strahlzeiten. Die Fehler sind statistische Fehler.

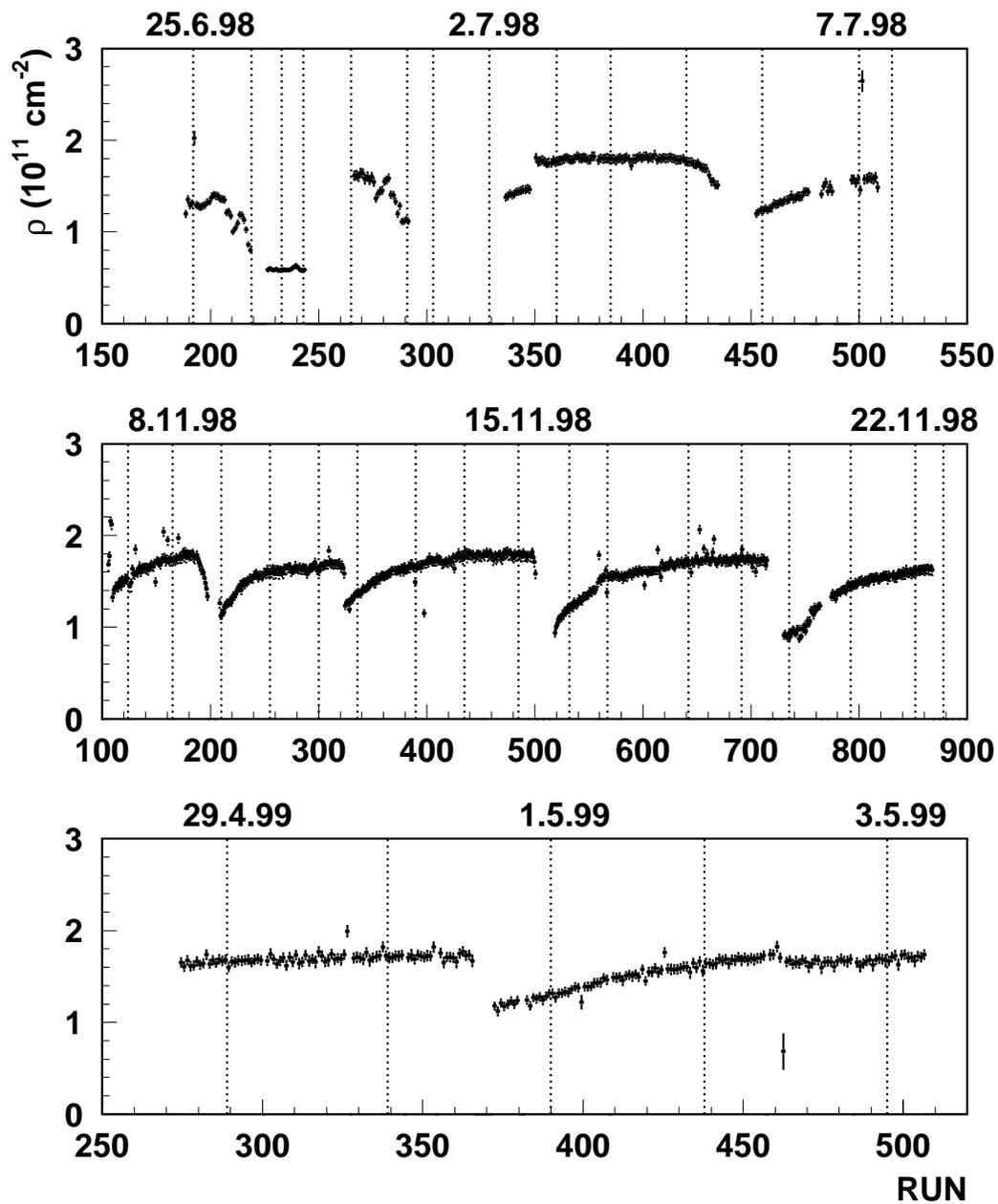


Abbildung 6.13.: Über jeweils einen Run gemittelte Flächendichte des Atomstrahl-targets in den drei Strahlzeiten. Die Fehler sind statistische Fehler.

6.5.2. Polarisations- und Dichteprofile

6.5.2.1. Vertikales Dichteprofil

Das Dichteprofil des Targetstrahls in z -Richtung wurde in Abbildung (6.4) bereits gezeigt. Um auch Informationen über die Ausdehnung des Atomstrahls in vertikaler Richtung zu bekommen, wurde im November eine Messung bei fester Energie des COSY-Strahles von $T = 796$ MeV durchgeführt. Dabei wurde in einer *flattop*-Phase von etwa 30 s Länge der COSY-Strahl mit Hilfe von Steuerungsmagneten vertikal über den Targetstrahl bewegt. Abbildung (6.14) zeigt die Verteilung der aufgenommenen Ereignisse in vertikaler Richtung gegen die Zykluszeit.

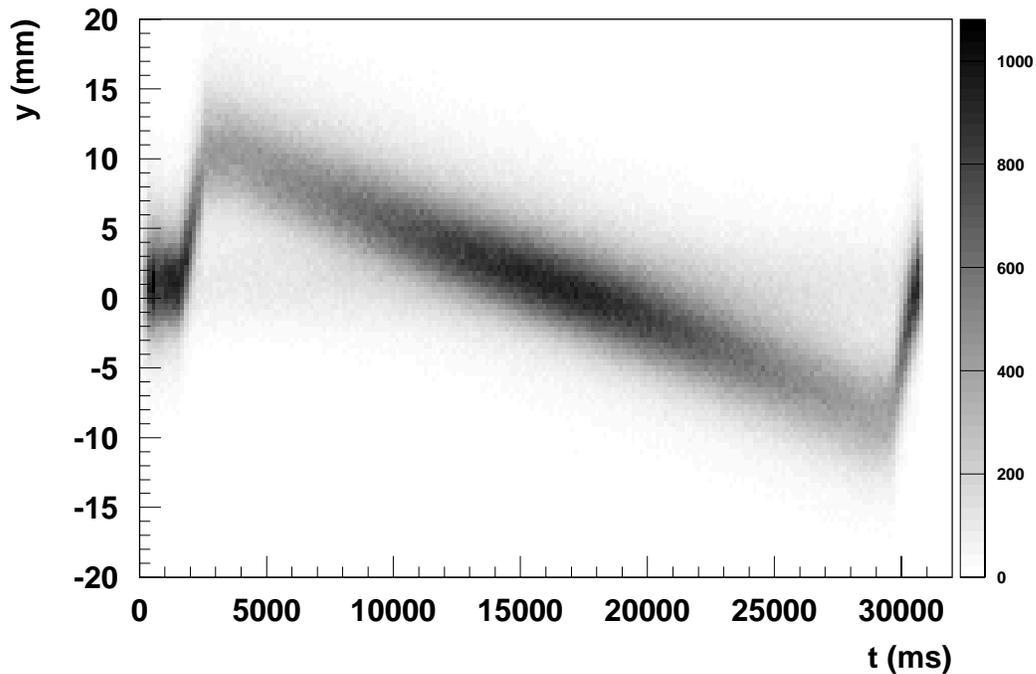


Abbildung 6.14.: Ereignisverteilung aufgetragen gegen die Zykluszeit und die rekonstruierte y -Koordinate des Vertex, während der COSY-Strahl vertikal und linear in der Zeit über den Atomstrahl bewegt wurde.

Die Ausdehnung des Atomstrahls in vertikaler Richtung ist deutlich zu erkennen. Aus diesen Ereignissen wurde eine Ereignisverteilung erstellt (Abbildung 6.15). Sie stellt eine Faltung der Intensitätsverteilungen von COSY-Strahl und Targetstrahl dar.

Wegen der Ausdehnung des COSY-Strahls von etwa 6 mm (FWHM) in y -Richtung erhält man mit 14.6 mm eine größere Breite als die über die z -Profile bestimmte Breite des Targetstrahls (Abbildung 6.4). Der breite Untergrund unter der Tar-

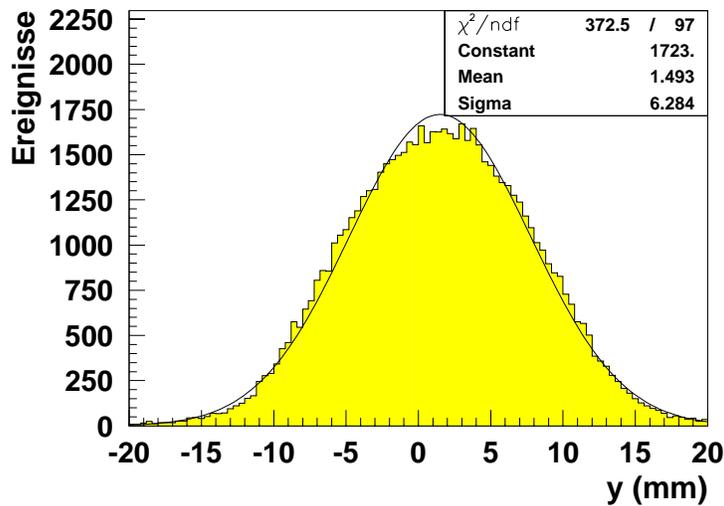


Abbildung 6.15.:
Vertikale Ereignisverteilung. Die durchgezogene Linie ist eine angepaßte Gauß-Verteilung.

getstrahldichte ist hier nicht zu erkennen, da der COSY-Strahl nur um maximal ± 15 mm ausgelenkt wurde.

6.5.2.2. Polarisationsprofile

Die Messungen im *flattop* wurden genutzt, um ein Polarisationsprofil des Targetstrahls in y -Richtung zu erstellen. Abbildung 6.16 zeigt im rechten Teil die Ermittelten Profile für x - und y -Polarisation.

Die Polarisationsprofile in z -Richtung (Abbildung 6.16, links) wurden aus Messungen bei einer Energie von $T = 796$ MeV ermittelt. Dabei wurde der COSY-Strahl nicht ausgelenkt. Die Koordinaten des Vertex wurden durch die Vertexrekonstruktion ermittelt.

Man erkennt an den z -Verteilungen, daß der breite Untergrund in den Dichteverteilungen des Atomstrahls offensichtlich unpolarisiert ist. Dieser Untergrund wird vermutlich durch das unpolarisierte Restgas im Strahlrohr und durch einen Halo des Atomstrahls gebildet, der aus rekombinierten und unpolarisierten Wasserstoffmolekülen besteht. Der unpolarisierte Untergrund verringert die effektive Targetpolarisation in Abhängigkeit vom gewählten z -Schnitt.

Die Polarisationsverteilungen in y -Richtung sind jeweils über den Bereich des z -Schnittes gemittelt worden. Dies erklärt die etwas niedrigere maximale Polarisation in diesen Verteilungen. In den z -Verteilungen kann man erkennen, daß die maximale Polarisation im Atomstrahl bei etwa 90 % liegt.

6.5.3. Langzeitverhalten der Polarisation

Für die Normierung der Daten und für das Ausschließen von zeitabhängigen Effekten ist es notwendig, die Targetpolarisation während des Verlaufes der Produktions-

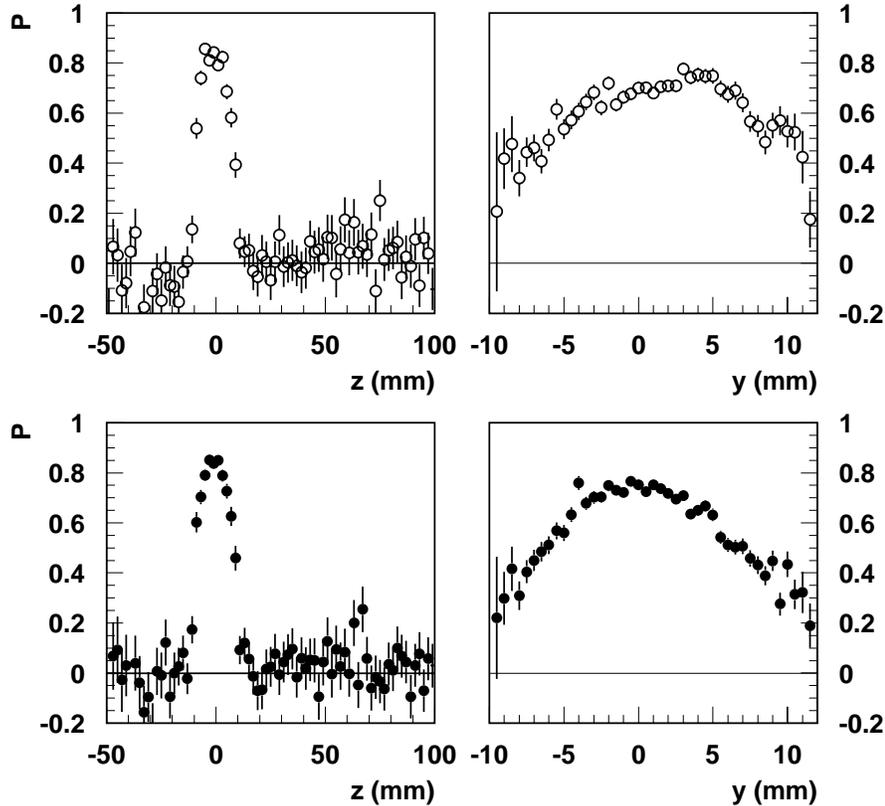


Abbildung 6.16.: Polarisationsprofile des Atomstrahls in z -Richtung (links) und y -Richtung (rechts). Die offenen Symbole bezeichnen die Polarisation in x -Richtung, die geschlossenen die in y -Richtung. Man beachte die unterschiedlichen Skalen in z - bzw. y -Richtung.

strahlzeiten zu kontrollieren. Deswegen wurde für jeweils vier Runs zusammengefaßt die mittlere Polarisation des Targets bestimmt (Abbildung 6.17). Man erkennt, daß sich die Polarisation sehr stabil verhält. Auch über einen Zeitraum von zwei Wochen sind im Rahmen der Fehler keine Drifts oder Sprünge in der Polarisation zu erkennen. Dies gilt auch für die Phasen verringerter Flächendichte nach den Wartungsperioden des Targets (vgl. Abbildung 6.13).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Atomstrahltarget in den Strahlzeiten sehr zuverlässig lief. Die Flächendichten liegen nahe am Designwert von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, die Polarisation ist hoch und stabil. Dies rechtfertigt das Verfahren, jeweils die Daten einer gesamten Strahlzeit zusammenzufassen und mit Referenzdaten der Analyserstärke mit *einer* effektiven Polarisation zu normieren.

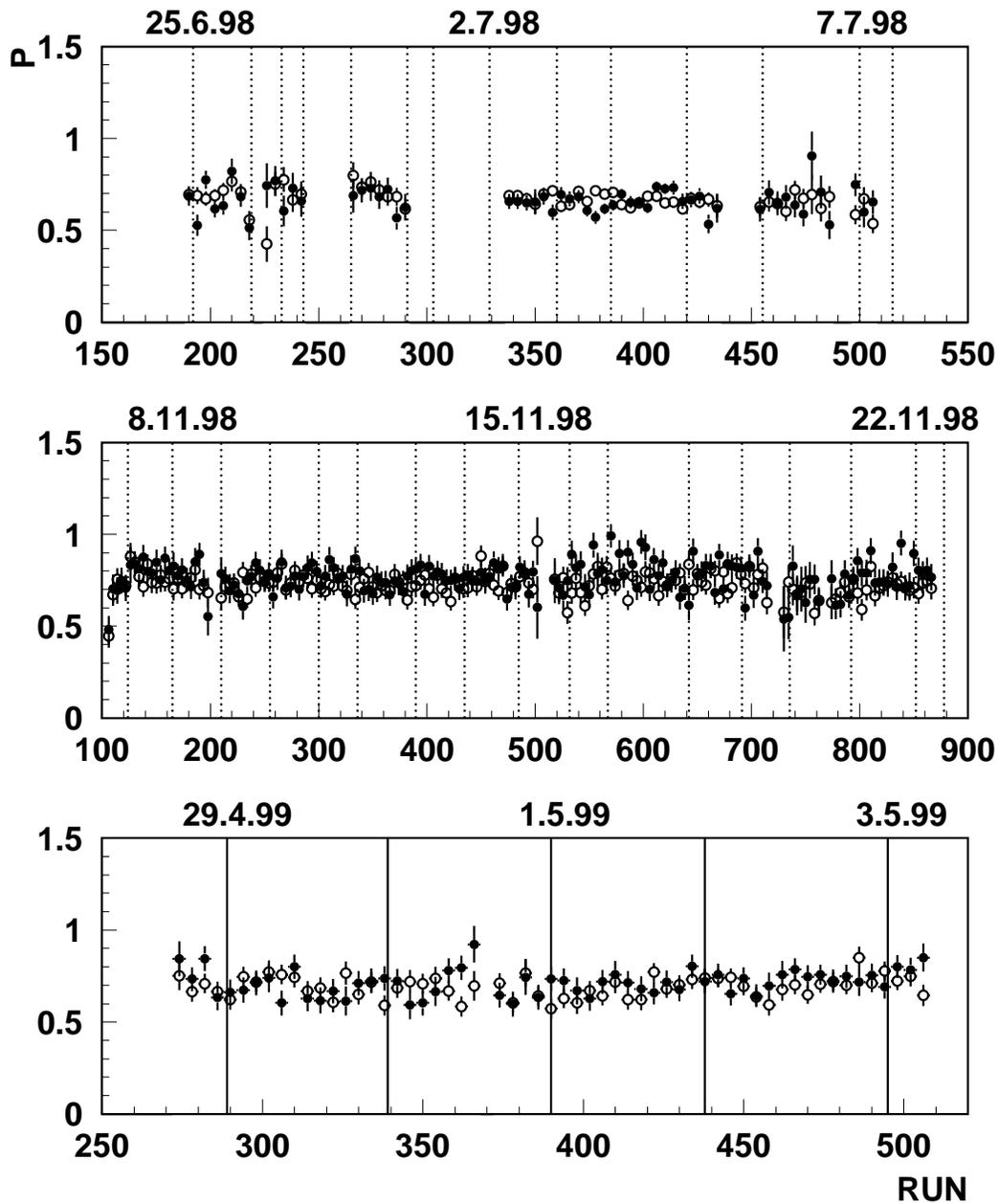


Abbildung 6.17.: Über jeweils vier Runs gemittelte y-Polarisation (geschlossene Symbole) und x-Polarisation (offene Symbole) des Atomstrahlargets in den drei Strahlzeiten.

6.6. Inelastischer Untergrund

Der Einfluß der verschiedenen Schnitte und der eventuell in den Daten verbleibende inelastische Untergrund soll nun diskutiert werden. Abbildung (6.18) zeigt den Verlauf der elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte bei Proton-Proton-Streuung.

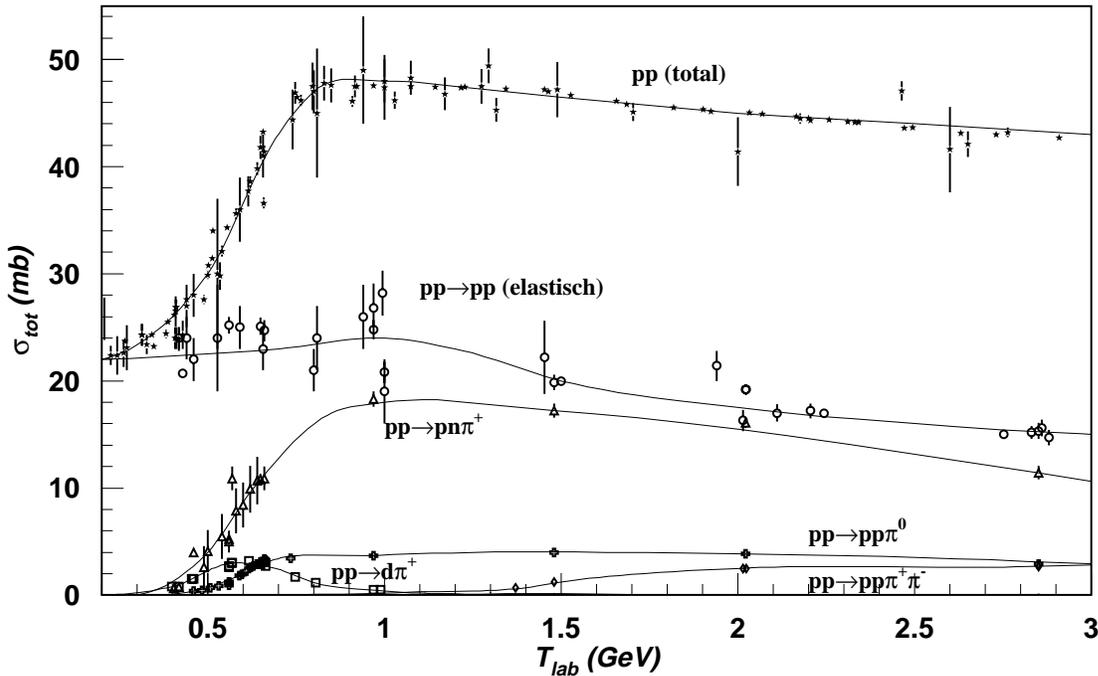


Abbildung 6.18.: Totale elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte der pp-Streuung (aus[Wol96]).

Man erkennt, daß ab Strahlenergien von etwa 1 GeV die inelastischen Prozesse etwa die Hälfte des gesamten Wirkungsquerschnittes ausmachen. Es ist demnach wichtig, die Effizienz der Ereigniselektion und der Schnitte zu überprüfen, um eine Abschätzung des verbleibenden inelastischen Untergrundes vornehmen zu können. Abschätzungen zum inelastischen Untergrund wurden im Rahmen umfangreicher Monte-Carlo-Studien durchgeführt [Lin00]. Allerdings stößt man dort auf die Schwierigkeit, daß es keinen Ereignisgenerator gibt, der Proton-Proton-Reaktionen bis zu Energien von 2500 MeV beschreiben kann. Die Wirkungsquerschnitte der inelastischen Reaktionen sind zum Teil nicht bekannt oder im Generator nicht implementiert [Lin00]. Deswegen wurden Untersuchungen anhand der vorliegenden Daten vorgenommen, um den Anteil der inelastischen Ereignisse in den EDDA-Daten abzuschätzen.

6.6.1. α - und χ^2 -Verteilungen

Die Verteilungen des kinematischen Defizits α und der Anpassungsgröße χ^2 bieten die Möglichkeit, die Ereignisse aufgrund der Kinematik der elastischen Streuung zu bewerten. Die α -Verteilungen spiegeln dabei direkt die Kinematik wieder (Gleichung 4.6), während das χ^2 angibt, wie gut ein Ereignis im EDDA-Detektor unter den kinematischen Randbedingungen an zwei Trajektorien angepaßt werden kann (Gleichung 4.10).

Abbildung (6.19) zeigt χ^2 - und α -Verteilungen bei einem niedrigen Impuls von 1560 MeV/c und einem Streuwinkel von 49° , und bei hohem Strahlimpuls von 3240 MeV/c im symmetrischen Winkel. Die χ^2 -Verteilungen stammen aus der kinematischen Anpassung in der Vertexrekonstruktion, während die α -Verteilungen bei der geometrischen Vertexrekonstruktion ermittelt wurden (vgl. Abschnitt 4.5.1). Die Daten wurden den oben beschriebenen Schnitten unterzogen.

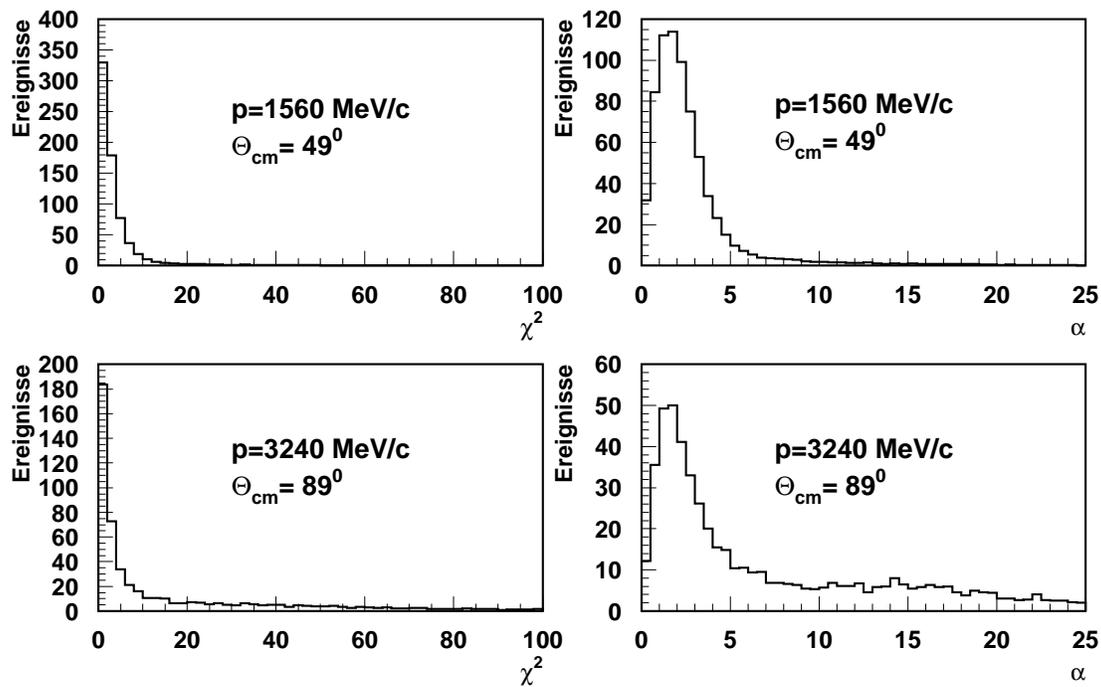


Abbildung 6.19.: χ^2 -Verteilungen (links) und α -Verteilungen (rechts) bei zwei Impulsen und Winkeln. Die Einheiten an der y-Achse sind willkürlich.

Man sieht, daß die Verteilungen beider Größen Ausläufer zu hohen Werten haben, die bei hohen Energien ausgeprägter sind als bei niedrigen. Das gleiche gilt auch beim Vergleich von niedrigen zu hohen Streuwinkeln, unter denen der elastische Wirkungsquerschnitt klein ist, in denen man also den größten Anteil an inelasti-

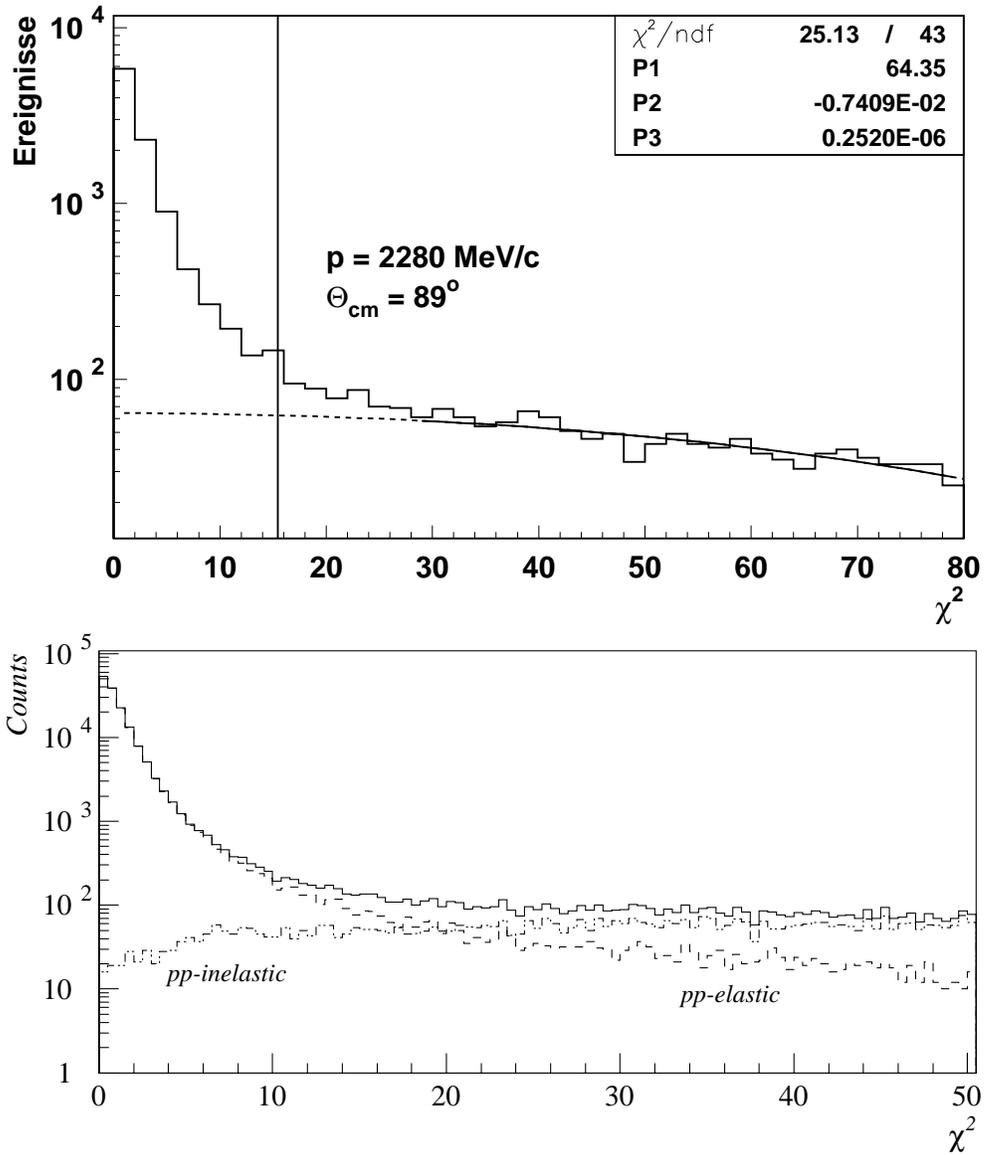


Abbildung 6.20.: **Oben:** Logarithmische Darstellung der χ^2 -Verteilung bei $p = 2280 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{cm}} = 89^\circ$. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Anpassung eines geraden Polynoms vierten Grades, das in den Bereich $\chi^2 \leq 30$ extrapoliert wurde (gestrichelte Linie). Die senkrechte Linie zeigt den χ^2 -Schnitt bei diesem Impuls. **Unten:** Simulierte χ^2 -Verteilung für eine Energie von $T = 1500 \text{ MeV}$ (entspricht $p = 2250 \text{ MeV}/c$). Die durchgezogene Linie ist die Summe des elastischen und inelastischen Anteils [Lin00].

schen Reaktionen erwarten würde. Es liegt also nahe, diesen Untergrund unter den Verteilungen als inelastischen Untergrund anzunehmen.

Um diesen Anteil quantifizieren zu können, wurden die χ^2 -Verteilungen für alle Strahlimpulse und Streuwinkel erzeugt. Die Ausläufer der χ^2 -Verteilungen wurden mittels eines geraden Polynoms vierten Grades angepaßt. Abbildung (6.20, oben) zeigt ein Beispiel für einen Strahlimpuls von $p = 2280 \text{ MeV}/c$ nahe beim symmetrischen Winkel.

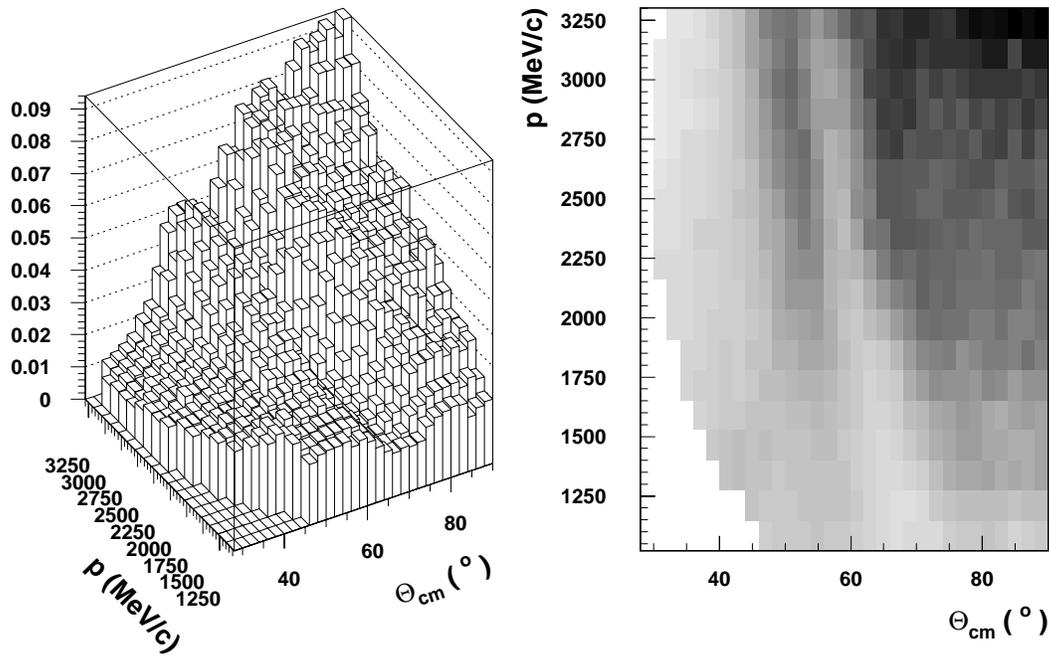


Abbildung 6.21.: Obergrenze für den inelastischen Untergrundanteil als Balkenhistogramm (links) und in einer Intensitätsdarstellung (rechts).

Das Polynom wurde bis in den Bereich von $\chi^2 = 0$ extrapoliert (gestrichelte Linie in Abbildung (6.20, oben)). Es wird also angenommen, daß der Untergrund unter den Verteilungen dem Verlauf des Polynoms folgt und sein Maximum bei $\chi^2 = 0$ liegt. Diese Annahme ist konservativ. Wie Simulationsuntersuchungen zeigen [Lin00], ist die Tendenz des inelastischen Untergrundes eher, bei kleinen χ^2 -Werten niedriger zu werden (vgl. Abbildung 6.20, unten).

Die χ^2 -Verteilungen wurden im Bereich, der vom χ^2 -Schnitt akzeptiert wird, aufintegriert, um das Verhältnis des durch das Polynom beschriebenen Anteils bestimmen zu können. Abbildung (6.21) zeigt diesen Anteil an den Gesamtereignissen in Abhängigkeit von Winkel und Strahlimpuls. Er stellt eine Obergrenze für den in den Daten verbleibenden inelastischen Untergrund dar.

Man sieht, daß der Untergrund wie erwartet mit wachsendem Strahlimpuls und Streuwinkeln zunimmt. Maximal werden 9 % Untergrund im symmetrischen Winkel bei $p = 3300 \text{ MeV}/c$ erreicht. Eine Obergrenze von 6 % wird für Winkel größer als $\theta_{cm} = 60^\circ$ bei Impulsen von $p \geq 2700 \text{ MeV}/c$ überschritten.

Der in Abbildung (6.21, rechts) sichtbare helle Streifen, der sich bei Streuwinkeln von $60 - 70^\circ$ erstreckt, ist auf ein Artefakt der Vertexrekonstruktion zurückzuführen. Dieser Bereich entspricht im Laborsystem dem Winkelbereich von $50-54^\circ$. In diesem Bereich liegt der Übergang von den regulären Ringen zu den Faserringen der Außenschale (vgl. Abbildung 4.6). Die Bestimmung der Durchstoßpunkte durch die Außenschale führt dort zu Artefakten [Roh97b]. Dies wird im Rahmen der kinematischen Anpassung geglättet, indem für diesen Bereich das Auflösungsvermögen künstlich verschlechtert wird. Damit gehen größere Fehler σ_k in die Bestimmung des χ^2 ein (Gleichung 4.10). Dies verkleinert das χ^2 in diesen Bereichen und führt damit zu den Strukturen, die in Abbildung (6.21) erkennbar sind.

In diesem Zusammenhang wurde der Einfluß des Treffermuster-Schnittes (maximal neun Teilchen in der Innenschale und Treffermuster (211) in der Außenschale) untersucht (vgl. Abschnitt 6.2.1).

Ohne diesen für Abbildung (6.21) geforderten Schnitt wächst die Obergrenze für den inelastischen Untergrund auf etwa 15% (Abbildung 6.22).

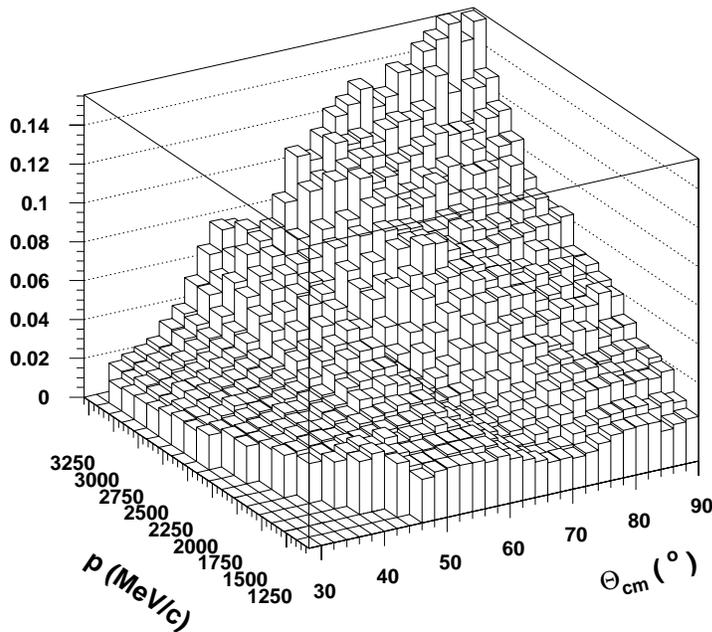


Abbildung 6.22.:
Untergrundanteil ohne den
Treffermuster-Schnitt.

Aus diesem Grund wurde der Treffermuster-Schnitt in den weiteren Analysen stets angewendet.

6.6.2. Vergleich mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt

Der Vergleich mit dem unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt ermöglicht einen unabhängigen Test auf möglichen inelastischen Untergrund. Dazu wurden θ -Winkelverteilungen polarisationsgemittelt und unter Berücksichtigung aller beschriebenen Schnitte für den gesamten Impuls- und Winkelbereich aufgenommen. Nach dem Verfahren aus Abschnitt (6.5.1) kann man aus den Gleichungen (6.4,6.5) die Targetdichte in Abhängigkeit vom Impuls und Streuwinkel bestimmen:

$$n_T = \frac{N}{t \cdot E \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot N_S \cdot \nu} \quad (6.6)$$

Da sich die Dichte des Targets mit diesen Größen nicht ändern sollte, ist der Verlauf ein Hinweis darauf, ob die gemessenen Zählraten dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung entsprechen. Abbildung (6.23) zeigt die Targetdichten für zwei verschiedene Winkel gegen die Zykluszeit, sowie für zwei Strahlenergien gegen den Streuwinkel.

Die Winkelverteilungen zeigen im Rahmen der Fehler einen glatten Verlauf. Inelastischer Untergrund abweichender Winkelverteilung wird im Verlauf nicht wiedergespiegelt. Dieser müßte die Zählraten bei hohen Energien zum symmetrischen Winkel hin ansteigen lassen und damit auch die über den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung definierte Targetdichte.

Die über die Zykluszeit aufgetragenen Targetdichten zeigen hingegen deutliche Strukturen. Bei größeren Strahlimpulsen in der Mitte des Zyklus nimmt die Targetdichte signifikant ab. Dies ist ein Verhalten, das durch den χ^2 -Schnitt beeinflusst ist. Offensichtlich schneidet dieser bei hohen Energien mehr elastische Ereignisse heraus als man durch Simulationsuntersuchungen abschätzen kann (vgl. auch Abbildung 6.20). Dies ist für die Bestimmung der Analysierstärken bei der Anwendung der in Kapitel (5) diskutierten Methoden nicht kritisch, da die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ereignisrekonstruktion aus den Asymmetrien herausfällt. Ein offener gestalteter χ^2 -Schnitt würde hingegen den Anteil inelastischen Untergrunds erhöhen. Dies ist kritischer, da eine eventuell vorhandene Analysierstärke der inelastischen Reaktionen die globale Normierung verhindern würde.

Man kann sich als Erklärung für das Verhalten der Targetdichte auch andere Ursachen vorstellen. So kann die Bestimmung der Protonenzahlen im Beschleuniger falsch sein, oder die Targetdichte nimmt tatsächlich bei höheren Impulsen ab. Dies kann z.B. sein, wenn der Strahl bei hohen Energien systematisch in einen Bereich des Targetstrahls wandert, der eine dünnere Dichte hat.

Diese Hypothesen lassen sich ohne eine von der elastischen Streuung unabhängige Luminositätsbestimmung nicht widerlegen, sie sind allerdings wenig wahrscheinlich. Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß sich der Anteil des inelastischen Untergrundes in den Daten nur abschätzen läßt. Eine konservative Abschätzung ergibt,

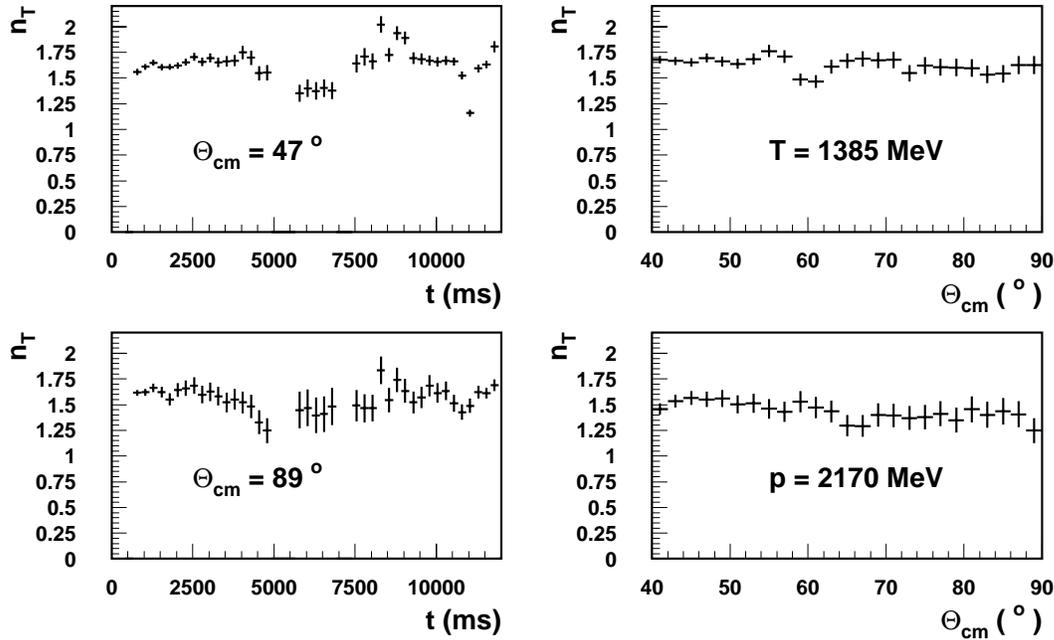


Abbildung 6.23.: Targetdichten n_T in Einheiten von $10^{11} \cdot \text{cm}^{-2}$ gegen die Zykluszeit (links) und den Streuwinkel (rechts). Die Daten stammen aus der Strahlzeit vom November 1998. Die Bereiche der Verrundungen (Abbildung 6.1) sind wegen der dort sehr großen Totzeiten in den Zykluszeiten herausgeschnitten worden.

daß weniger als etwa 9 % der Daten inelastischen Ursprungs sind. Die polarisationsgemittelten Zählraten sind im Verlauf gegen den Streuwinkel kompatibel mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung. Die Anregungsfunktionen zeigen Strukturen, die vermutlich auf die gewählten Schnitte zurückzuführen sind. Inelastischer Untergrund ist bei der vorhandenen Statistik so nicht erkennbar. Wegen der möglichen Fehlerquellen muß man ohne eine zusätzliche Luminositätsbestimmung den systematischen Fehler dieser Untersuchungen bei 10 % ansetzen.

7. Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Die Ergebnisse aus den drei Produktionsstrahlzeiten werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei wird die Konsistenz der Ergebnisse aus den drei Strahlzeiten und die Konsistenz der Analyseverfahren diskutiert. Die Daten werden mit existierenden Daten verglichen.

Tabelle (7.1) gibt die Zahl der Ereignisse aus den drei Meßzeiten nach Anwendung der oben beschriebenen Schnitte an.

	Juni 1998	November 1998	Mai 1999	Summe
Beschleunigungsphase	7.2	11.1	3.3	21.6
Entschleunigungsphase	5.5	6.3	2.5	14.3
Summe	12.7	17.4	5.8	35.9

Tabelle 7.1.: Zahl der elastischen Ereignisse (in Millionen) in den drei Strahlzeiten, unterteilt nach den Beschleunigungsphasen.

Insgesamt wurden also knapp 36 Millionen Ereignisse berücksichtigt.

7.1. Ergebnisse der Fitmethode

Die in Kapitel (5.3) vorgeschlagene Analysemethode, die auf Anpassung der Azimutwinkelverteilungen beruht, wurde auf die EDDA-Daten angewendet.

Dabei wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte Streuung für jedes Strahlimpuls- und Streuwinkelbin an die jeweilige ϕ -Winkelverteilung angepaßt (vgl. Abbildung 5.1):

$$N(\phi) = P_1 \cdot (1 + P_2 \cdot (\cos(\phi + P_3))) \quad (7.1)$$

Aus dieser Anpassung erhält man dann die Parameter $P_{1,2,3}$, wobei der Parameter P_1 alle Luminositätsterme, Nachweiswahrscheinlichkeiten und den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt enthält. Der Parameter P_2 ist das gesuchte Produkt aus Polarisation und Analysierstärke, P_3 ist ein Phasenlageparameter. Wenn die Polarisation in y-Richtung geschaltet ist und die Fehlkomponenten klein sind, sollte P_3 null

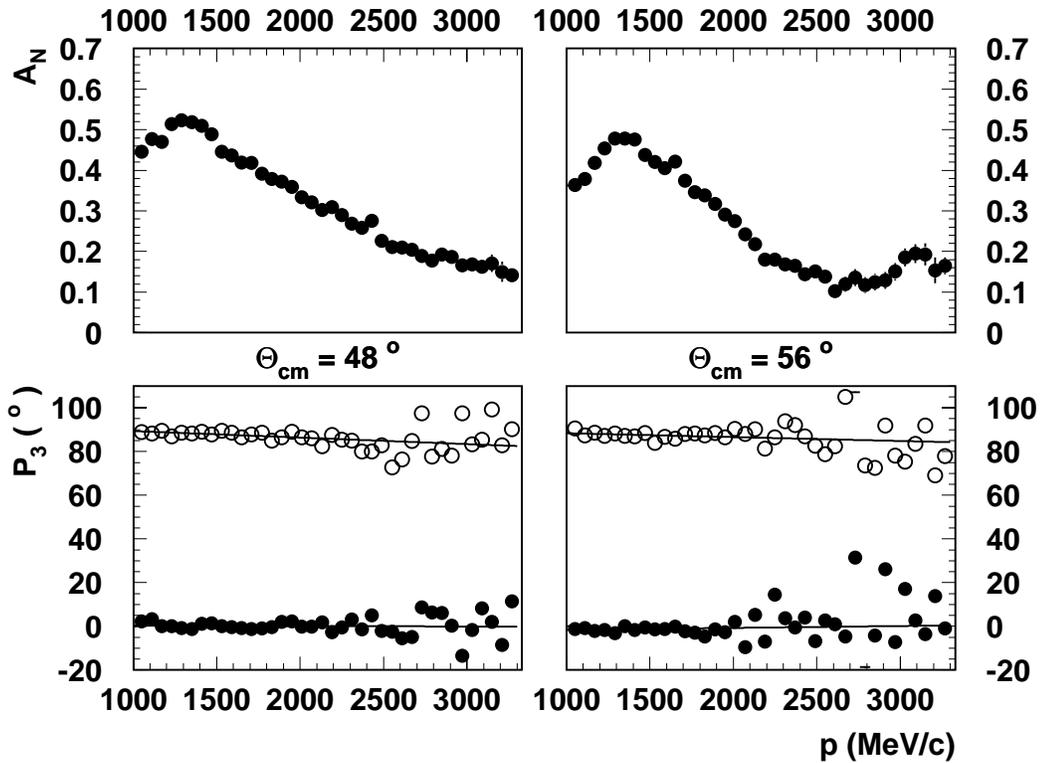


Abbildung 7.1.: Ergebnisse der Anpassung der Azimutwinkelverteilungen für die Strahlzeit im November 1998. Die Anregungsfunktionen der Analysierstärken (oben) sind aus den Messungen mit x- und y-Polarisation gemittelt. Der Phasenparameter P_3 (unten) ist für x-Polarisation (offene Symbole) und y-Polarisation (geschlossene Symbole) dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind Geraden, die an die Parameter P_3 angepaßt wurden.

werden. Für x-Polarisation erwartet man $P_3 = 90^\circ$. Damit ist der Verlauf dieses Parameters ein wichtiges Diagnosemerkmal für die Funktionsweise des Verfahrens. Abbildung (7.1) zeigt die Ergebnisse der Anpassung für die Daten der Strahlzeit vom November 1998.

Es ist erkennbar, daß die Phasenlage P_3 bei x-Polarisation bei 90° und bei y-Polarisation um 0° liegt. In Bereichen, in denen die Analysierstärken klein werden, ist die Phasenlage allerdings weitgehend unbestimmt. Damit ist auch die Qualität

der aus dem Parameter P_2 ermittelten Analysierstärken¹ in diesen Bereichen zweifelhaft.

In den Bereichen großer Analysierstärken ist hingegen sichtbar, daß sich der Parameter P_3 nur wenig ändert. Die maximale Änderung über den gesamten Impulsbereich liegt nach Aussage der angepaßten Geraden in Abbildung 7.1 bei weniger als 2° . Ein solcher Gang kann z.B. in der Bewegung des COSY-Strahles bei der Beschleunigung begründet liegen. Damit wandert der Vertex im Magnetfeld der Haltespulen und die Fehlkomponenten werden größer (vgl. Abschnitt 5.4.2).

Die Beobachtung, daß der Parameter P_3 sich nur wenig mit dem Strahlimpuls und den Streuwinkeln ändert, ist eine gute Bestätigung für die Annahmen, die zur Anwendung des Ohlsen-Verfahrens nach Gleichung (5.14) und insbesondere zur globalen Normierung der Daten vorausgesetzt wurden.

Um die Aussagen des Fit-Verfahrens auch auf Bereiche niedriger Analysierstärken ($|A_N| \leq 0.2$) ausdehnen zu können, wurde der Fit dahingehend verändert, daß der Phasenparameter P_3 auf den erwarteten Wert von $P_3 = 90^\circ$ bei x-Polarisation bzw. $P_3 = 0^\circ$ bei y-Polarisation festgelegt wird. Es gibt keine physikalische Motivation, warum die Polarisation im Target vom Streuwinkel der nachgewiesenen Teilchen abhängen sollte.

7.1.1. Vergleich von Fitmethode und Ohlsen-Verfahren

Die mit diesem auf zwei Parameter reduzierten Fit ermittelten Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärken werden nun mit den Ergebnissen des Ohlsen-Verfahrens verglichen.

Dazu wurden Anregungsfunktionen der Analysierstärke mit dem Ohlsen-Verfahren (vgl. Abschnitte 5.2 und 6.4) und dem Fit-Verfahren bestimmt für ein θ -Binning von $\pm 2^\circ$ und ein Impulsbinning von ± 30 MeV/c. Abbildung (7.2) zeigt drei Anregungsfunktionen und den Quotient $Q = \frac{A_{N,Fit}}{A_{N,Ohlsen}}$.

Während die Ergebnisse bei größeren Streuwinkeln übereinstimmen, erkennt man bei kleinen Streuwinkeln Differenzen in den Anregungsfunktionen. Diese Differenzen treten in den Bereichen auf, in denen der erweiterte ϕ -Schnitt (Abschnitt 6.2.2.2) angewendet wird. In diesen Bereichen schlagen die Fits der Azimutwinkelverteilungen fehl, da ein zu großer Teil der ϕ -Verteilungen herausgeschnitten wird. Die Ohlsen-Methode, die insbesondere für punktförmige Detektoren gilt, ist bei Berücksichtigung des richtigen Raumwinkels nicht empfindlich auf diese Schnitte.

Außerhalb der Bereiche des erweiterten ϕ -Schnittes ist die Übereinstimmung zwischen beiden Methoden sehr gut. Abbildung (7.3) zeigt die Verteilung des Quo-

¹Zur Bestimmung der Analysierstärken wurden die global bestimmten Polarisationen des Targets (vgl. Abschnitt 6.4) verwendet. Für alle im folgenden gezeigten Abbildungen gilt, daß die dargestellten Fehler die statistischen Fehler der EDDA-Daten und den Fehler in der Normierungskonstanten (vgl. Tabelle 6.2) enthalten.

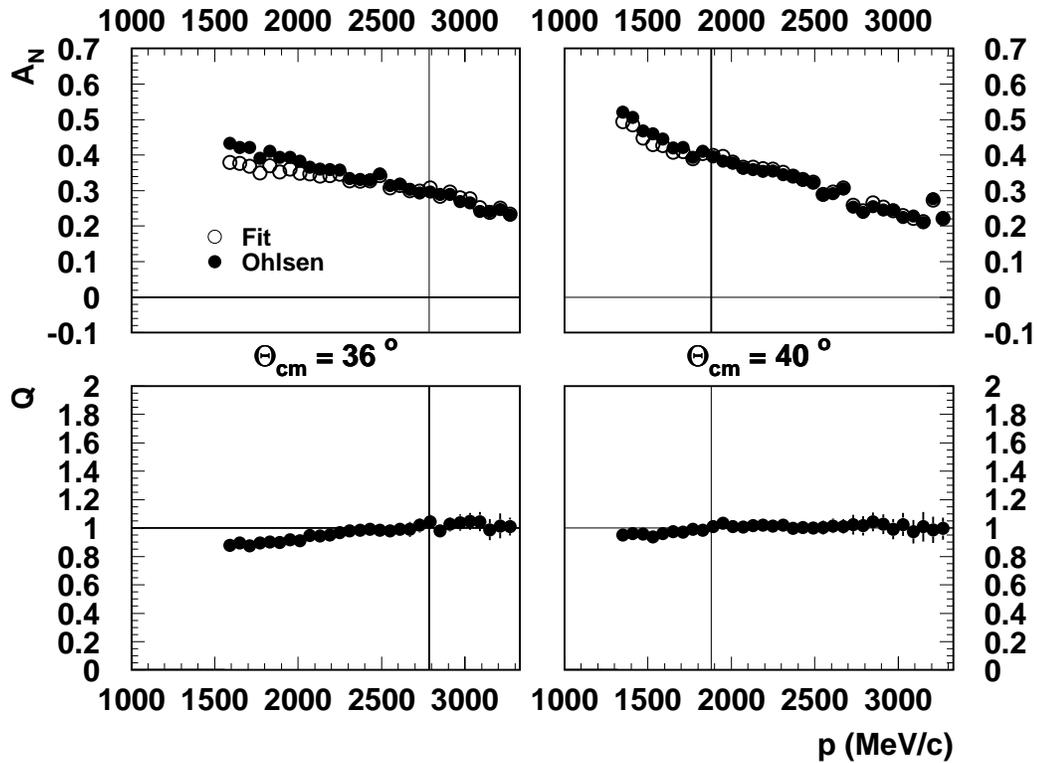


Abbildung 7.2.: **Oben:** Anregungsfunktionen der Analysierstärke ermittelt aus der Fitmethode (offene Symbole) und dem Ohlsen-Verfahren (geschlossene Symbole). **Unten:** Quotient Q der Anregungsfunktionen aus den beiden Methoden. Die senkrechten Linien in den Darstellungen begrenzen den Bereich kleiner Energien, in dem der erweiterte ϕ -Schnitt angewendet wird.

tienten Q für alle Datenpunkte in den Anregungsfunktionen in Bereichen, wo der erweiterte ϕ -Schnitt nicht durchgeführt wurde.

Aufgrund der Schwächen der Fitmethode im Bereich kleiner Streuwinkel wurden die Analysierstärken im weiteren mit dem Ohlsen-Verfahren ausgewertet. Mit dem Ausgleich der ϕ -Verteilungen über die geometrischen Mittel, das im Fitverfahren angewendet wurde, steht allerdings ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem es offensichtlich gut gelingt, falsche Asymmetrien aus den Verteilungen zu eliminieren. Das kann gerade im Hinblick auf die Bestimmung der Spinobservablen A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} nützlich werden.

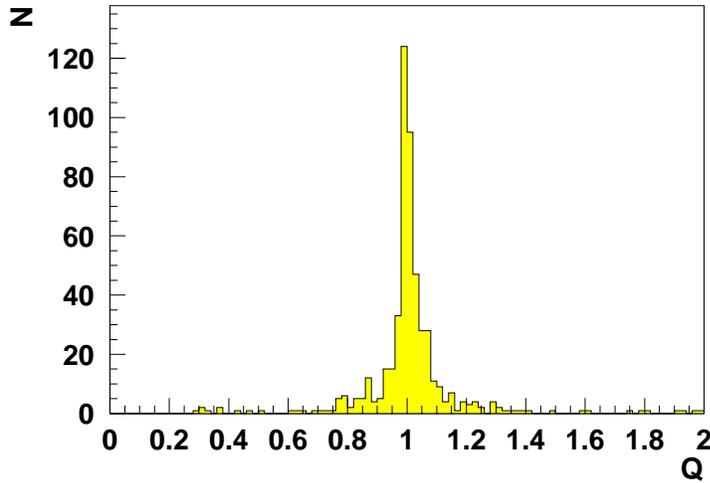


Abbildung 7.3.:
Vergleich von Fitmethode
und Ohlsen-Verfahren:
Häufigkeitsverteilung des
Quotienten Q .

7.2. Selbstkonsistenz der Daten

Bedingt durch die Meßmethode eröffnen sich drei Möglichkeiten, die Daten auf ihre Selbstkonsistenz zu testen:

- Vergleich der Daten bei x- und y-Polarisation.
- Vergleich der Daten aus Be- und Entschleunigungsphase von COSY.
- Vergleich der Daten aus den drei Strahlzeiten.

7.2.1. Vergleich der Daten bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen

Die Daten, die bei x- und y-Polarisation genommen wurden, sollten im Rahmen der Fehler identisch sein. Eventuelle Abweichungen in den Beträgen der Polarisationen werden durch die getrennte Normierung der Datensätze für die x- und y-Polarisation berücksichtigt. Abbildung (7.4) zeigt die Anregungsfunktionen der Analysierstärke für beide Polarisationsrichtungen bei einem Winkel von $\theta_{cm} = 64^\circ$.

Man erkennt bereits optisch, daß keine signifikanten Abweichungen vorliegen. Um dieses Ergebnis zu quantifizieren, wurden für jeden Datenpunkt zwei Verhältnisse gebildet:

$$Q = \frac{V - 1}{\Delta V} ; \quad V = \frac{A_{N,x}}{A_{N,y}} \quad (7.2)$$

$$R = \frac{A_{N,x} - A_{N,y}}{\frac{1}{2} \cdot (A_{N,x} + A_{N,y})} \quad (7.3)$$

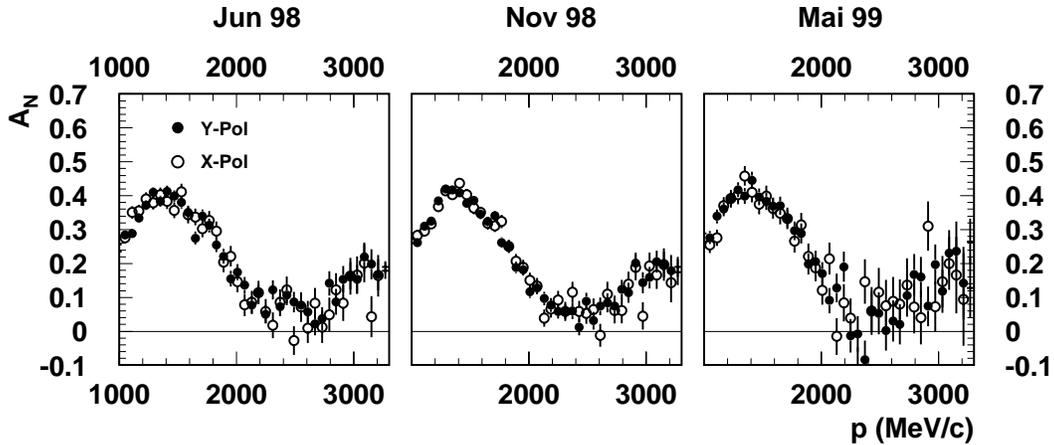


Abbildung 7.4.: Die Anregungsfunktionen für x-Polarisation (offene Symbole) und y-Polarisation (geschlossene Symbole) bei $\theta = 64^\circ \pm 2^\circ$ in den drei Strahlzeiten.

Das Verhältnis Q beschreibt die Abweichung des Quotienten der Analysierstärken aus der x-Polarisation $A_{N,x}$ und denen aus der y-Polarisation $A_{N,y}$ vom Idealfall eins. Dabei wird diese Abweichung auf den Fehler ΔV normiert. Die Häufigkeitsverteilung dieser Verhältnisse sollte durch eine Gaußverteilung mit Mittelwert $\bar{Q} = 0$ und Standardabweichung $\sigma = 1$ beschrieben werden.

Der Quotient R gibt die Differenz der Analysierstärken bezogen auf den Mittelwert an. Er ermöglicht unter Umständen bestehende globale Normierungsunterschiede zwischen x-Polarisation und y-Polarisation zu quantifizieren. Abbildung (7.5) zeigt die Häufigkeitsverteilungen für Q und R in den drei Strahlzeiten.

Man erkennt, daß die Analysierstärken, die aus den verschiedenen Polarisationsrichtungen ermittelt wurden, statistisch nicht signifikant voneinander abweichen. Die erwartete Standardabweichung $\sigma = 1$ für den Quotienten Q wird im Rahmen der Statistik erreicht. Die prozentualen Abweichungen \bar{R} der Analysierstärken sind im Rahmen der Fehler verträglich mit null.

7.2.2. Vergleich der Daten bei Be- und Entschleunigung

Der Vergleich der Daten aus der Be- und Entschleunigungsphase von COSY ermöglichen einen Test auf die Abhängigkeit der Daten auf die unterschiedlichen Strahlagen in einem Zyklus (vgl. Abschnitt 6.3.1) und auf etwaige systematische Fehler bei der Impulsrekonstruktion in der Datenanalyse. Ähnlich wie in Abschnitt (7.2.1) werden für jeden Datenpunkt die Bewertungsgrößen Q und R berechnet:

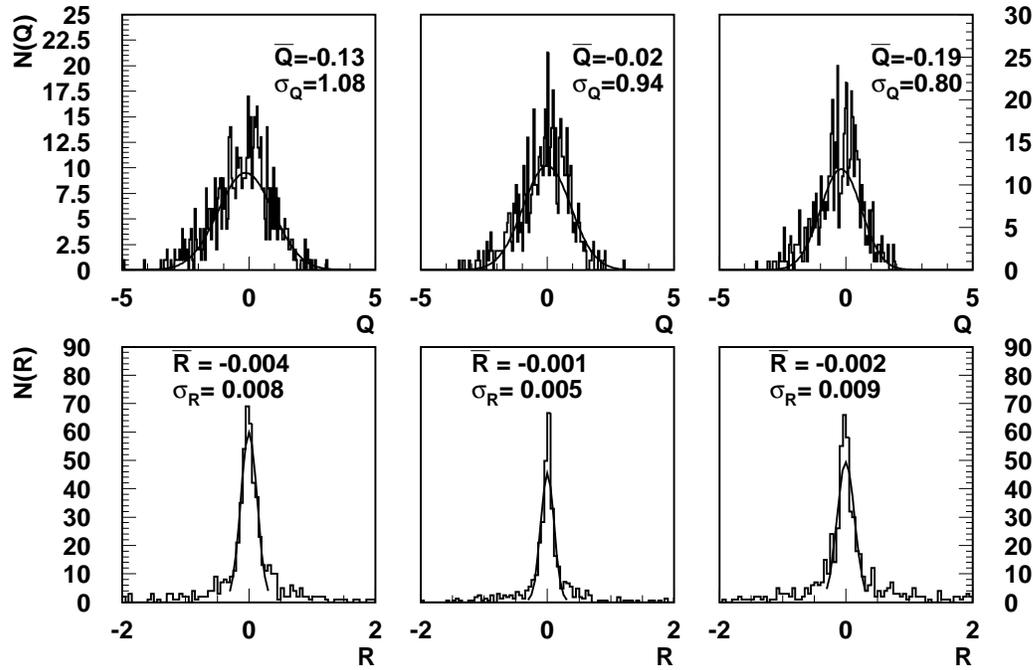


Abbildung 7.5.: Häufigkeitsverteilungen der Verhältnisse Q und R (vgl. Text) beim Vergleich der Daten mit unterschiedlicher Polarisationsrichtung für die Strahlzeiten vom Juni 1998 (links), November 1998 (Mitte) und Mai 1999 (rechts). Angepaßt wurde jeweils eine Gaußverteilung.

$$Q = \frac{V - 1}{\Delta V} ; \quad V = \frac{A_{N,up}}{A_{N,down}} \quad (7.4)$$

$$R = \frac{A_{N,up} - A_{N,down}}{\frac{1}{2} \cdot (A_{N,up} + A_{N,down})} \quad (7.5)$$

Dabei bezeichnet V nun den Quotienten aus den Analysierstärken beim Beschleunigen ($A_{N,up}$) und denen beim Entschleunigen ($A_{N,down}$). Die Mittelwerte \bar{Q} , \bar{R} und die Standardabweichung σ_Q und σ_R sind für jede Polarisationsrichtung für die Strahlzeiten in 1998 in Tabelle (7.2) dargestellt.

Die mittlere Abweichung der Analysierstärken, beschrieben durch R , ist in allen Fällen kleiner als 0.3%. Die Breiten der Häufigkeitsverteilungen der Größe Q entsprechen dem erwarteten Wert von $\sigma_Q = 1$ nahezu perfekt.

Eine ausführliche Diskussion des Verhaltens des COSY-Strahles bei Be- und Entschleunigung findet sich auch bei [Col99]. Die dort dargestellten Analysen wurden

Strahlzeit	Q	σ_Q	R	σ_R
Jun 98	0.013	1.065	0.003	0.128
Nov 98	-0.124	1.005	-0.002	0.097
Mai 99	-0.174	0.9523	-0.004	0.171

Tabelle 7.2.: Bewertungsgrößen Q und R beim Vergleich der Analysierstärken aus Be- und Entschleunigung.

parallel aber unabhängig zu den hier gezeigten durchgeführt und ergeben ebenfalls eine gute Konsistenz der Daten.

7.2.3. Vergleich der Ergebnisse der drei Strahlzeiten

Als letzter Test zur Selbstkonsistenz wurden die Daten der drei Meßzeiten miteinander verglichen. Ein optischer Vergleich der Anregungsfunktionen zeigt keine signifikanten Schwankungen im Vergleich zwischen den Strahlzeiten. Abbildung (7.6) zeigt ein Beispiel einer Anregungsfunktion. Die Quotienten der Anregungsfunktionen liegen erwartungsgemäß bei eins. Man erkennt, daß im Bereich kleiner Analysierstärken der Vergleich schwierig wird, da die Fehler durch die reduzierte Statistik (besonders für den Vergleich der Meßzeiten vom Mai 1999 und Juni 1998; vgl. Tabelle (7.1)) und damit die Schwankungen der Werte untereinander groß werden.

Um die Schwankungen zu bewerten, wurden wieder die Quotienten Q und R gebildet. Die Ergebnisse für den paarweisen Vergleich zweier Strahlzeiten sind in Tabelle (7.3) angegeben. An der Standardabweichung des normierten Quotienten Q kann man ablesen, daß auch in diesem Vergleich nicht signifikant viele Datenpunkte vom Mittelwert abweichen. Die Schwerpunkte der Häufigkeitsverteilungen von R geben mittlere Abweichungen von maximal 3.6 % zwischen den Strahlzeiten an.

Strahlzeit	Q	σ_Q	R	σ_R
Nov 98 – Jun 98	0.194	0.978	0.015	0.096
Mai 99 – Jun98	0.226	0.908	0.036	0.112
Mai 99 – Nov 98	0.179	0.939	0.032	0.123

Tabelle 7.3.: Bewertungsgrößen Q und R beim Vergleich der Analysierstärken aus den drei Strahlzeiten.

Um die Daten der drei Meßzeiten auf winkel- oder impulsabhängige Abweichungen hin zu untersuchen, wurde der Quotient R für einzelne Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen bestimmt. Abbildung (7.7) zeigt den Verlauf von R für den paarweisen Vergleich der Strahlzeiten gegen den Streuwinkel bzw. den Strahlimpuls. Man erkennt keine signifikanten Abweichungen der Daten im Verlauf der Winkel oder des Impulses.

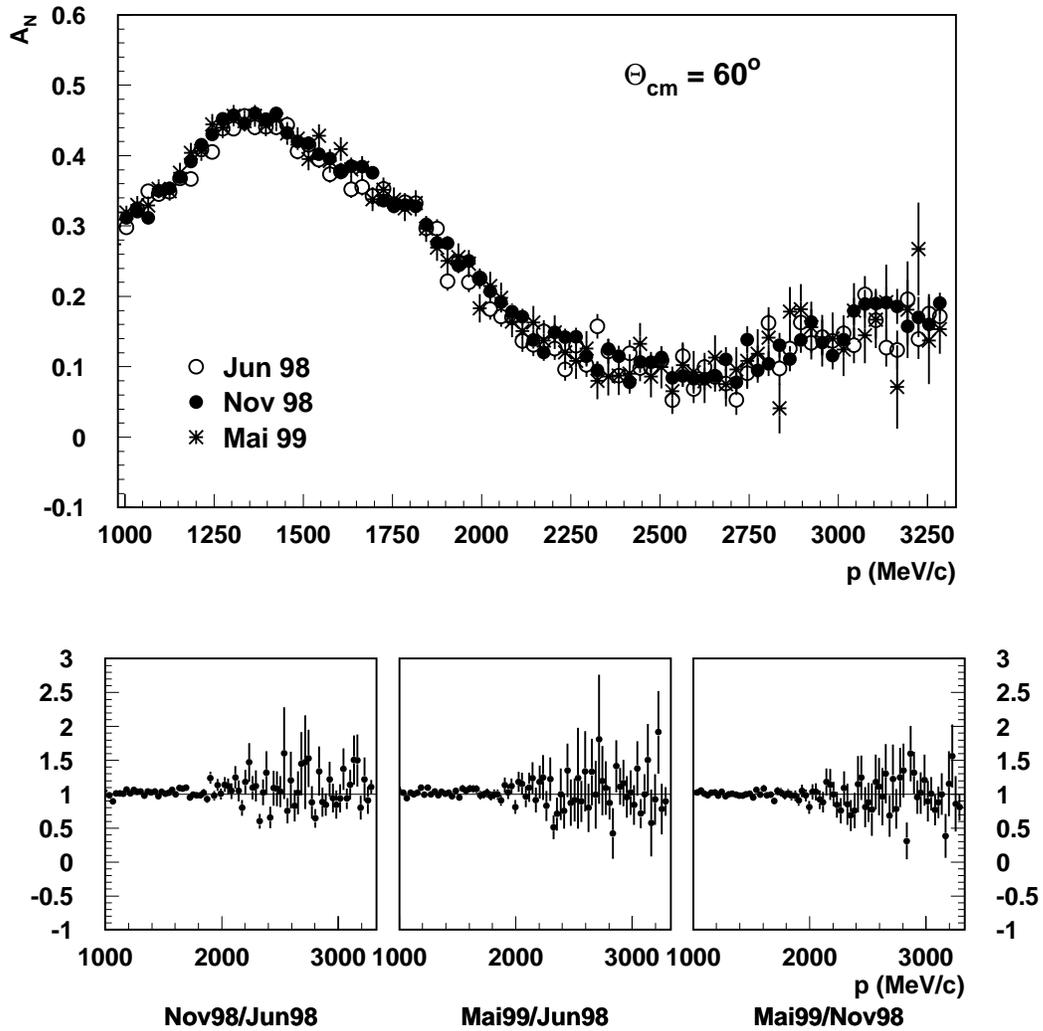


Abbildung 7.6.: Vergleich der Analysierstärken in den drei Meßzeiten am Beispiel einer Anregungsfunktion bei $\theta_{cm} = 60 \pm 6^\circ$ (oben). Die drei unteren Darstellungen zeigen jeweils den Quotienten der Anregungsfunktionen zweier Strahlzeiten.

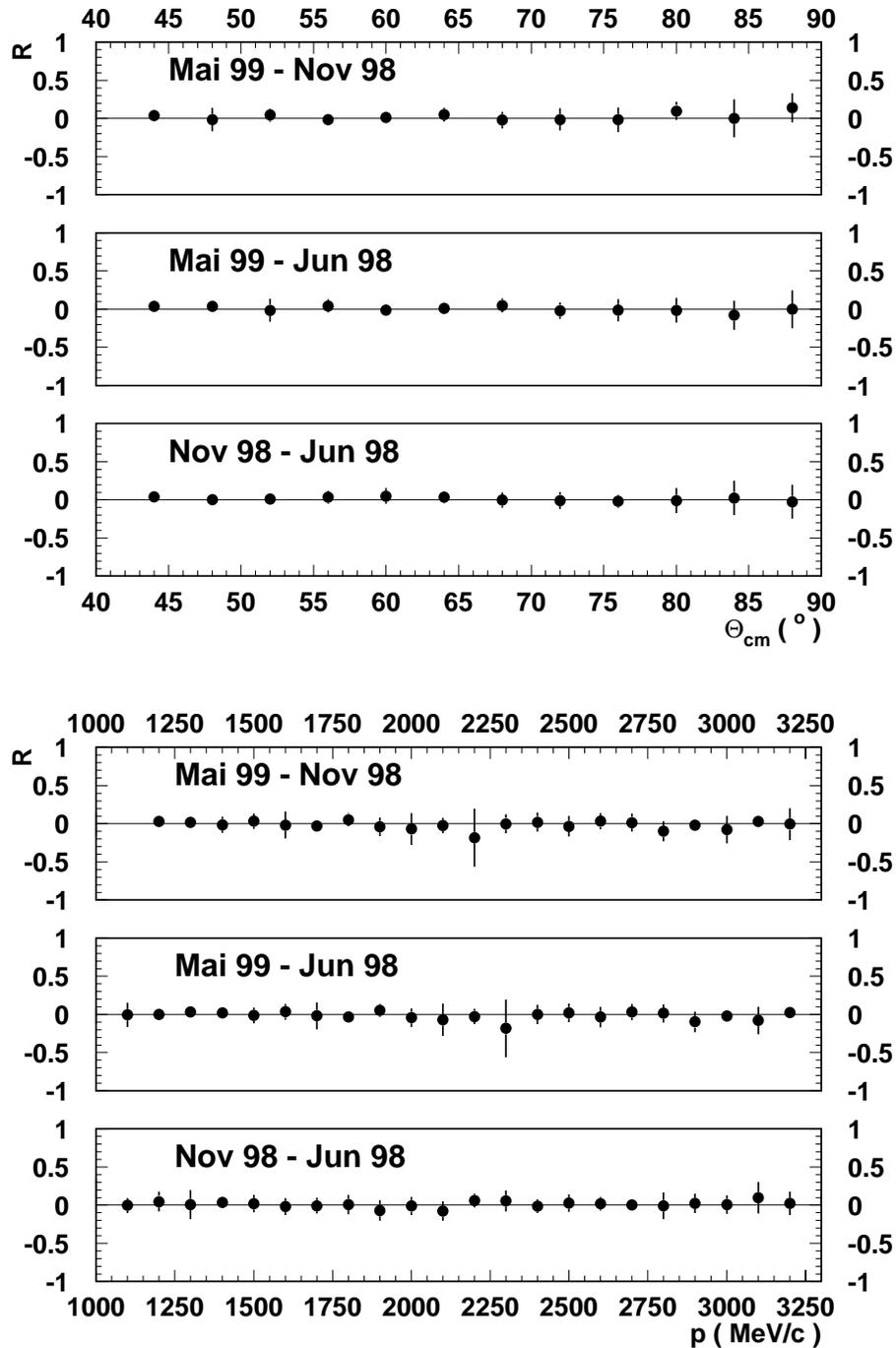


Abbildung 7.7.: Winkelabhängigkeit (obere drei Darstellungen) und Impulsabhängigkeit (untere Darstellungen) des Quotienten R im Vergleich der drei Meßzeiten. Für die oberen Darstellungen wurde der Impuls in ± 30 MeV/c und der Streuwinkel in $\pm 2^\circ$ gebinnt, für die unteren Abbildungen gilt $\Delta p = \pm 50$ und $\Delta \theta = \pm 0.5^\circ$.

Man kann zusammenfassen, daß der Vergleich der Daten aus den verschiedenen Polarisationsrichtungen, den Be- und Entschleunigungsphasen von COSY sowie aus den verschiedenen Strahlzeiten keine signifikanten Abweichungen oder Schwankungen ergibt. Daraus kann man folgern, daß tatsächlich die angewendeten Verfahren zur Bestimmung der Polarisation systematische Fehler, die aus Inhomogenitäten der Magnetfelder und verkippten oder wandernden Strahllagen oder sich ändernden Nachweiswahrscheinlichkeiten herrühren, gut kompensieren können.

7.3. Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen

Es wurde gezeigt, daß die EDDA-Daten konsistent in Hinblick auf die verschiedenen Strahlzeiten, die x- bzw. y-Polarisation, sowie auf die Datennahme während der Be- und Entschleunigung des COSY-Strahles sind. Dies berechtigt nun dazu, alle Datenpunkte mit ihren Fehlern gewichtet zu addieren und einen kompletten Datensatz zu erstellen.

Diese Daten können nach Belieben in Impuls- und Winkelintervalle gebinnt werden. Für die Darstellung der Anregungsfunktionen in Abbildung (7.8) wurde ein Binning von $\Delta\theta = 5^\circ$ und $\Delta p = 30 \text{ MeV}/c$ gewählt.

Die durchgezogene Linie in Abbildung (7.8) zeigt die Vorhersage für die Analysierstärke aus einer Streuphasenanalyse von R. Arndt und Mitarbeitern [Arn97]. Diese Analyse beruht auf dem Welt Datensatz der Nukleon-Nukleon-Streuung, die zwar die unpolarisierten EDDA-Daten enthält [Alb97], allerdings nicht die hier vorgestellten Daten zur Analysierstärke. Die Übereinstimmung mit den Vorhersagen ist überraschend gut. Nur in den Bereichen zwischen 1800 und 2400 MeV/c bei kleineren Streuwinkeln erkennt man Diskrepanzen. Diese liegen genau in den Bereichen, in denen bis jetzt kaum Daten vorlagen (vgl. Abb. 1.1). Auffällig ist auch, daß die Analysierstärken für Winkel um $\theta_{cm} = 80^\circ$ und Impulse um 2100 MeV/c negativ zu werden scheinen. Auch dies ist in den Vorhersagen der Streuphasenanalysen nicht enthalten. Der Einfluß dieser Daten auf die Streuphasen wird in [Lin00] ausführlicher diskutiert.

Die Darstellung der Daten als Anregungsfunktionen ermöglicht die Suche nach energieabhängigen Strukturen. Diese werden z.B. vorhergesagt für das Auftreten von gebundenen 6-Quark-Zuständen im Proton-Proton-System. Bis jetzt konnten die unpolarisierten EDDA-Daten solche dibaryonischen Resonanzen auf einem Signifikanzniveau von drei Standardabweichungen bei einer Breite von $\Gamma > 10 \text{ MeV}$ und einer Elastizität von $\eta_{el} > 0.2$ ausschließen [Wel98b].

Man erwartet für Spinobservablen eine höhere Sensitivität auf solche resonante Strukturen. Für derartige Untersuchungen sind die Anregungsfunktionen in Abbildung (7.9) grob in Streuwinkelintervalle von $\Delta\theta = 12^\circ$ gebinnt dargestellt. Man erkennt bei Impulsintervallen von $\Delta p = 30 \text{ MeV}/c$ keine ausgeprägten resonanten

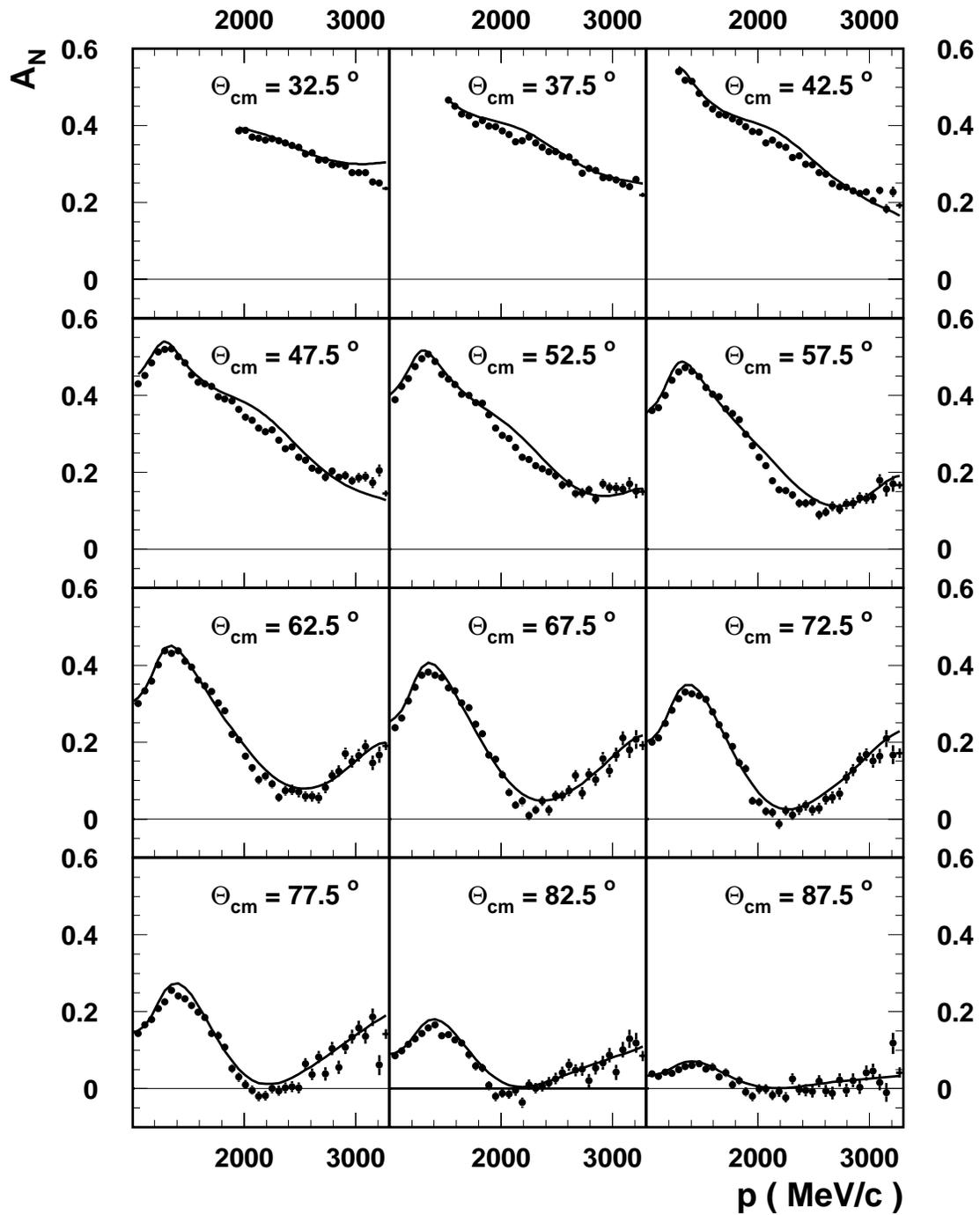


Abbildung 7.8.: Anregungsfunktionen der Analysierstärke bei einem Impulsbinning von ± 30 MeV/c und einem Winkelbinning von $\pm 2.5^\circ$. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage der Streuphasenlösung SP99 aus SAID.

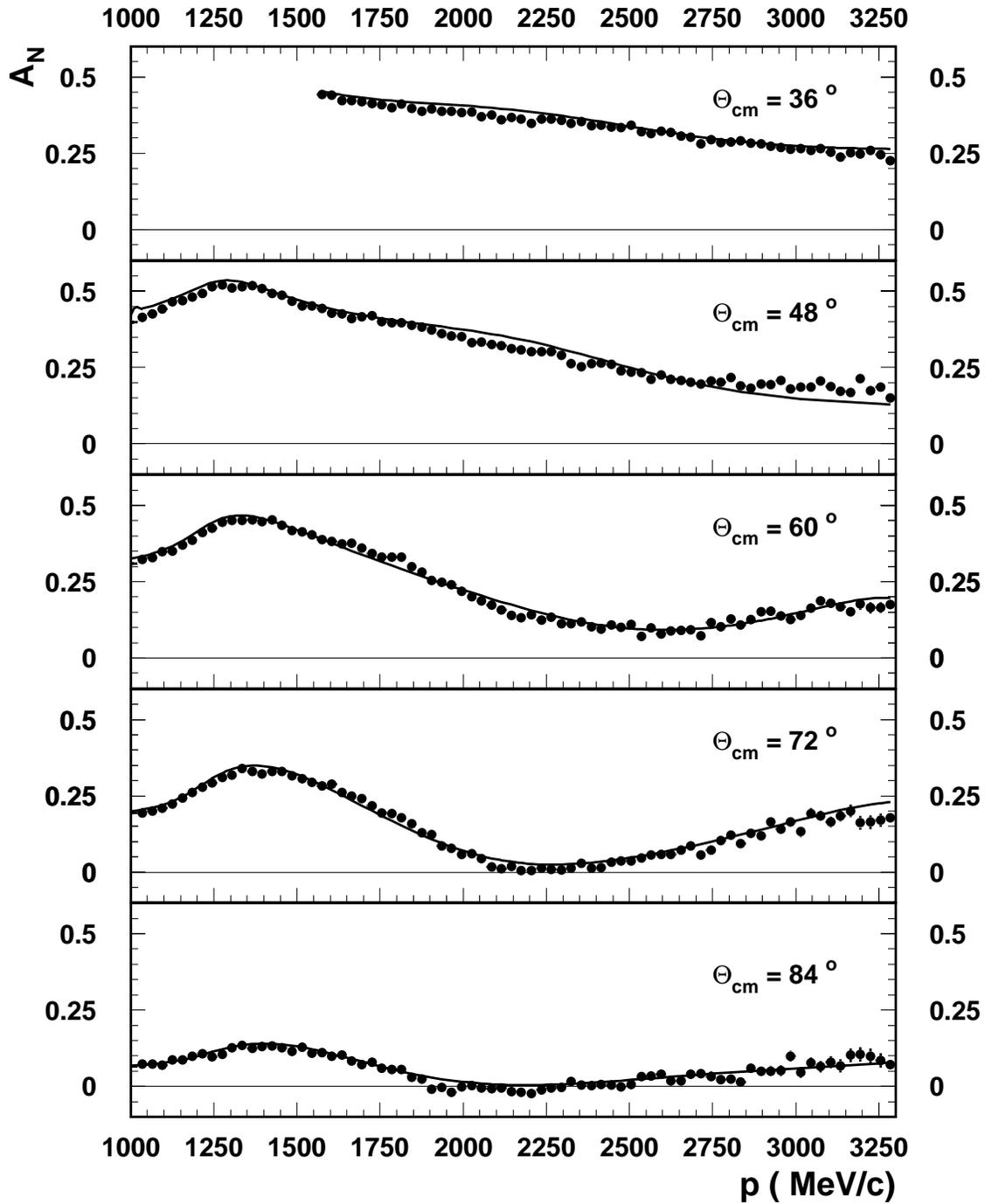


Abbildung 7.9.: Anregungsfunktionen der Analysierstärke bei einem Impulsbinning von $\pm 15 \text{ MeV}/c$ und einem Winkelbinning von $\pm 6^\circ$. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage der Streuphasenlösung SP99 aus SAID.

Strukturen in den Anregungsfunktionen. Eine quantitative Analyse des Einflusses der Analysierstärken wird in [Lin00] vorgestellt.

Abbildung (7.10) zeigt einige Winkelverteilungen der Analysierstärke. In diesem Fall sind die Daten in feinere Winkelintervalle gebinnt worden (vgl. Bildunterschrift).

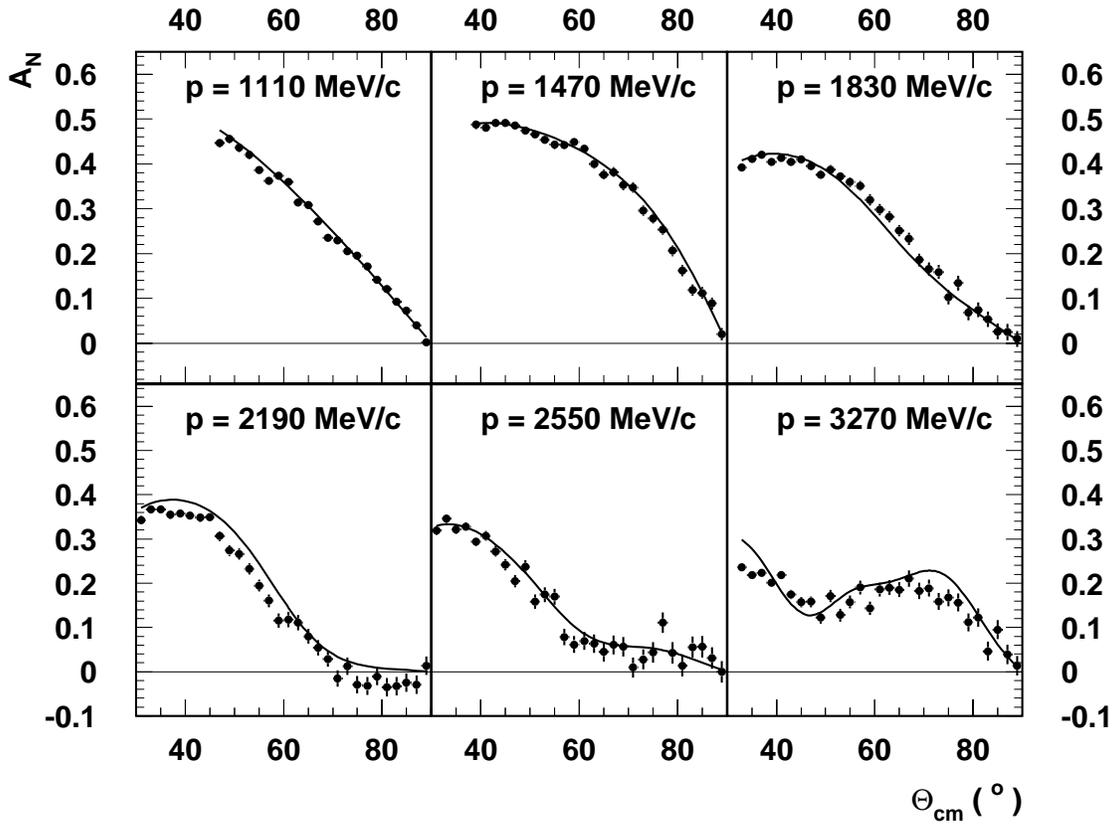


Abbildung 7.10.: Winkelverteilungen der Analysierstärke bei einem Impulsbinning von ± 30 MeV/c und einem Winkelbinning von $\pm 1^\circ$. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage der Streuphasenlösung SP99 aus SAID.

Auch in den Winkelverteilungen sind die Diskrepanzen zu den Vorhersagen der Streuphasenanalyse im Bereich um $p = 2200$ MeV/c deutlich erkennbar. Die Analysierstärken werden im symmetrischen Winkel $\theta_{cm} = 90^\circ$ null, wie von der Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen gefordert.

7.4. Vergleich mit existierenden Daten

Die Qualität der EDDA-Daten wird im Vergleich mit Daten aus der Literatur deutlich. Abbildung (7.11) zeigt zwei Anregungsfunktionen der Analysierstärke im Vergleich mit Fremddaten. Die meisten existierenden Daten wurden bei festen Strahl-

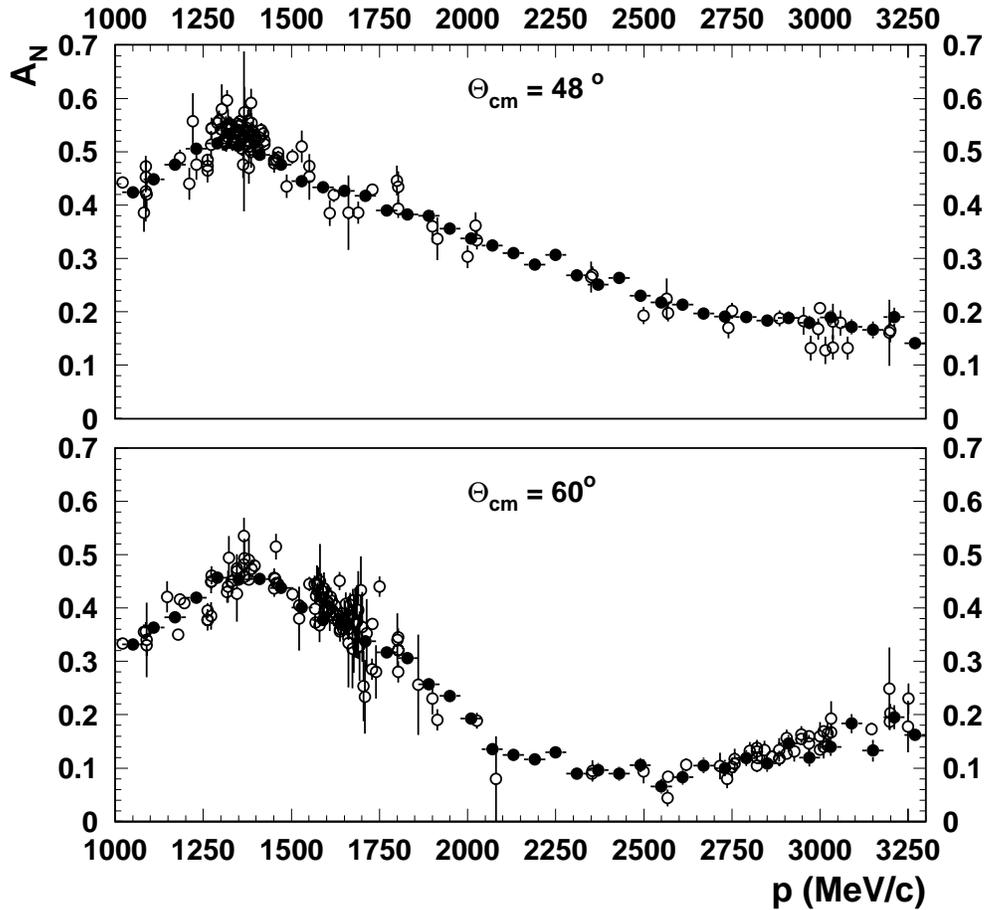


Abbildung 7.11.: Zwei Anregungsfunktionen der Analysierstärke (geschlossene Symbole) im Vergleich mit Daten aus der Literatur (offene Symbole). Die EDDA-Daten sind in $\Delta p = \pm 30$ MeV/c und $\Delta \theta = \pm 2^\circ$ gebinnt.

energien in Form von Winkelverteilungen aufgenommen. Die Darstellung gegen den Strahlimpuls zeigt dabei deutlich die Inkonsistenz der unterschiedlichen Datensätze, die durch die unterschiedlichen Normierungen der Experimente bedingt ist. Die EDDA-Daten (geschlossene Symbole) zeigen klar den Vorteil der Messung während der Strahlbeschleunigung. Die Daten sind selbstkonsistent und fügen sich gut in den

Weltdatensatz ein. Damit schaffen sie Grundlagen zur Verbesserung der Streuphasenanalysen.

Abbildung (7.12) zeigt den Vergleich von Winkelverteilungen mit präzisen Daten für feste Energien aus der Literatur. Diese Daten werden alle mit einer Normierungsunsicherheit von 1% angegeben und wurden im Abschnitt 6.4 zur Diskussion des Normierungsproblems herangezogen. Man erkennt nicht nur beim Normierungsimpuls von $p = 1380 \text{ MeV}/c$ eine gute Übereinstimmung mit den Fremddaten. Dies gilt insbesondere auch für die IUCF-Daten, die mit einem Impuls von $p = 1020 \text{ MeV}/c$ am Rand des Akzeptanzbereiches von EDDA liegen.

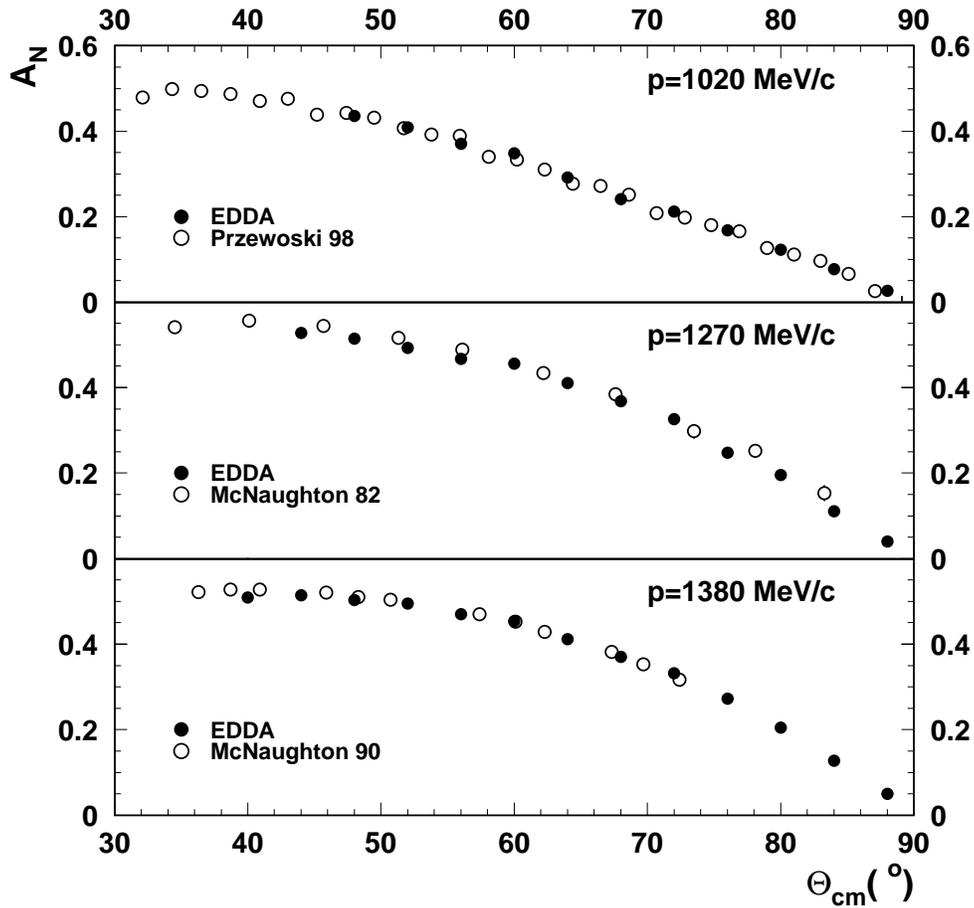


Abbildung 7.12.: Winkelverteilungen im Vergleich mit Daten von Przewoski et al. [Prz98] und McNaughton et al. [McN82, McN90]. Auf die Daten bei $p = 1380 \text{ MeV}/c$ wurden die EDDA-Daten integral im Winkelbereich $35^{\circ} \leq \theta_{cm} \leq 75^{\circ}$ normiert.

7.5. Fehlerabschätzung

Im Rahmen der vorherigen Kapitel wurden die möglichen Fehlerquellen für die EDDA-Daten analysiert und diskutiert. Hier soll nun abschließend eine Aufstellung der systematischen Fehler angegeben werden.

Die systematischen Fehler werden durch verschiedene Faktoren beeinflusst:

- Impuls- und Winkelauflösung
- Fehler bei Verwendung der Ohlsen-Methode
- Normierungsunsicherheit
- Fehler durch inelastischen Untergrund

7.5.1. Auflösungsgrenzen

Die Winkelauflösung des Streuwinkels liegt bei $\Delta\theta = 1.3^\circ$ (vgl. Abschnitt 4.2.3). Der Strahlimpuls in COSY ist mit einer Genauigkeit von besser als 2 MeV/c bekannt [Eng98].

7.5.2. Fehler bei Verwendung der Ohlsen-Methode

Diese Fehler werden verursacht durch die Verletzung der Voraussetzungen für die Anwendung des Ohlsen-Verfahrens. Sie wurden in Abschnitt (5.4.3) mit weniger als 0.01% abgeschätzt.

7.5.3. Normierungsunsicherheit

Die Normierungsunsicherheit setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Zum einen ist die Bestimmung der Polarisierung bei einer Energie mit einem Fehler verknüpft, der sich aus der Statistik des Referenzexperimentes und der EDDA-Daten, sowie aus der Normierungsunsicherheit des Referenzexperimentes zusammensetzt. Diese Fehler sind in den verwendeten Polarisierungen (Tabelle 6.2) bereits berücksichtigt. Der auf den gesamten Datensatz (alle Strahlzeiten und Polarisationsrichtungen) gewichtete relative Fehler beträgt 1.9 %.

Dieser Wert kann getestet werden im Vergleich mit den Polarisierungen, die sich aus den anderen möglichen Referenzexperimenten ergeben und mit den Konsistenztests der verschiedenen Strahlzeiten, Polarisationsrichtungen und Be- bzw. Entschleunigungsphasen von COSY.

Der Vergleich mit anderen Referenzexperimenten zeigt im Rahmen der Fehler keine Abweichung vom verwendeten Polarisationswert. Bei Mittelung der Polarisierung

über alle Experimente erhält man eine Abweichung vom verwendeten Polarisationswert, die nur in einem Fall (Strahlzeit Juni 1998, x-Polarisation) zwei Standardabweichungen erreicht und sonst kleiner als eine Standardabweichung ist.

Der Vergleich der Daten aus den verschiedenen Polarisationsrichtungen ergibt Abweichungen, die bei maximal 0.4% liegen (Abbildung 7.5). Die Abweichungen im Vergleich der Be- und Entschleunigungsphasen sind klein, die maximale Abweichung im Vergleich der verschiedenen Strahlzeiten liegt bei 3.6%.

Die andere Komponente der Normierungsunsicherheit umfaßt die Übertragung dieser Polarisation auf den gesamten Datensatz bei allen Energien und Winkeln.

Aus den Magnetfeldmessungen folgt, daß sich die Hauptkomponenten der Felder im Bereich der Vertexbewegungen um maximal 3% ändern. Die Fehlkomponenten liegen unter 1% und ändern sich ebenfalls wenig (vgl. Abschnitt 5.4.2). Die effektive Polarisation des Targets ist die Projektion des Polarisationsvektors auf die Hauptfeldkomponenten. Diese kann sich deswegen im Verlauf eines Beschleunigungszyklus ebenfalls um maximal 3% ändern. Diese Vermutung wird gestützt durch die Übereinstimmung der Ergebnisse bei Normierung auf die verschiedenen Referenzexperimente. Allerdings ist der Einfluß des inelastischen Untergrundes in diesem Zusammenhang problematisch.

7.5.4. Fehler durch inelastischen Untergrund

Der inelastische Untergrund kann die systematischen Fehler beeinflussen. Dies gilt nicht für einen über alle Energien und Winkel konstanten Untergrund, für den die Analysierstärke überall null ist. Ein solcher Untergrund verringert nur die effektive Polarisation des Targets und beeinflusst die Daten ansonsten nicht.

Die Untersuchungen in Abschnitt (6.6) zeigen jedoch, daß zumindest die Obergrenzen für den inelastischen Untergrund winkel- und energieabhängig sind. Wenn die Untergrundreaktionen selber keine Asymmetrien verursachen, bedeutet das, daß die Polarisation um den Untergrundanteil (vgl. Abbildung (6.21)) für jedes Impuls- und Winkelbin gemindert werden müßte. Damit gleichbedeutend könnte man ebenfalls den statistisch ermittelten Untergrund von den Daten abziehen. Dies führt zu dem gleichen Effekt, nämlich zu einer Reduktion der effektiven Polarisation um den Untergrundanteil.

Für die bislang gezeigten Analysierstärken bedeutet das eine Normierungsunsicherheit von bis zu 9% im Bereich von $p \geq 2700 \text{ MeV}/c$ bei Winkeln $\theta \geq 60^\circ$ und eine Unsicherheit von maximal 6% bei allen anderen Impulsen und Winkeln. Am Normierungspunkt beträgt der Untergrund weniger als 3%. Dies erhöht die Normierungsunsicherheit bei der Normierungsenergie, die man aus dem Vergleich der drei Meßzeiten auf 3.6% abschätzen kann (s.o.), auf 4.2%.

Problematisch wird die Bestimmung des systematischen Fehlers, wenn die Untergrundreaktionen Asymmetrien verursachen. Zur Korrektur der Daten ist dann eine

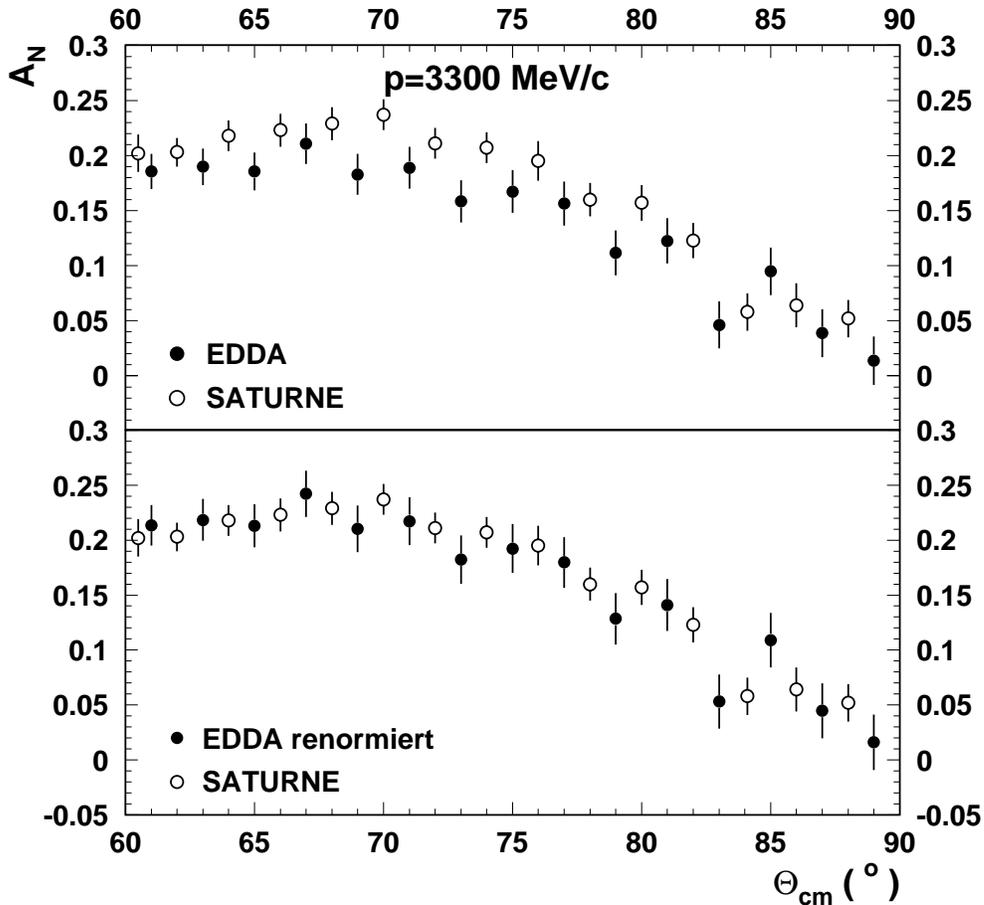


Abbildung 7.13.: Winkelverteilung bei hohem Strahlimpuls im Vergleich mit Daten von SATURNE (oben). In der Darstellung unten wurde die effektive Polarisierung in den EDDA-Daten um 15% reduziert.

genaue Kenntnis der Beiträge der Untergrundreaktionen und der Analysierstärken der beteiligten Reaktionen nötig.

Abbildung (7.13) zeigt einen Vergleich einer Winkelverteilung bei höchstem Impuls mit einer noch nicht veröffentlichten, aber bereits in der SAID-Datenbasis [Arn97] vorhandenen Winkelverteilung, die am SATURNE-Beschleuniger in Saclay gemessen wurde [All99]. Diese Daten decken genau den Bereich ab, in dem der größte Untergrund in den EDDA-Daten vermutet wird. Die Normierungsunsicherheit des Experimentes wird mit 3.4% angegeben.

Man erkennt deutlich, daß die EDDA-Daten systematisch unter den SATURNE-Daten liegen. Im unteren Teil der Darstellung wurde die Polarisierung für die EDDA-Daten um 15% reduziert. Die Übereinstimmung ist dann deutlich besser. Dies ist ein starkes Indiz dafür, daß sich die effektive Polarisierung tatsächlich um die

Größenordnung des in den Daten enthaltenen Untergrundes ändert. Weiterführende Studien zum Untergrund in den EDDA-Daten werden zur Zeit durch Kombination von mehrdimensionalen Schnitten und unscharfer *Fuzzy-Logik* durchgeführt [Bus00].

7.6. Theoretischer Ausblick

Es wurde gezeigt, daß die Daten des EDDA-Experimentes in einem Bereich, der über die Geltungsbereiche der existierenden Mesonenaustauschpotentiale hinausreicht, eine neue Qualität im Hinblick auf Konsistenz und Genauigkeit darstellen. Es soll nun kurz diskutiert werden, welche Ansätze im theoretischen Bereich unternommen werden, um diesen Bereich der Wechselwirkung beschreiben zu können. Im Bereich vom Strahlimpuls zwischen 1 GeV/c bis zu 10 GeV/c erwartet man, daß die Freiheitsgrade der Wechselwirkung nicht nur die farbneutralen Mesonen sind, sondern daß die farbgeladenen Quarks und Gluonen als Trägerteilchen der Kraft in Erscheinung treten. Die Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen in die Mesonenaustauschpotentiale einzubauen, erweist sich als äußerst kompliziert.

Zur Weiterentwicklung des Paris-Potentials wurde z.B. von R. Vinh Mau und Mitarbeitern [Vin91] ein Modell vorgeschlagen, bei dem ein kritischer Abstand zwischen beiden Nukleonen $0.5 \text{ fm} \leq r_c \leq 1.0 \text{ fm}$ eingeführt wird. Ist der Abstand der Nukleonen größer als r_c , wird die Wechselwirkung zwischen ihnen mit dem mittel- und langreichweitigen Teil des Paris-Potentials beschrieben.

Bei kleineren Abständen überlappen die Nukleonen, und die Quark-Freiheitsgrade können zur Wechselwirkung beitragen. Dies wird durch ein nichtrelativistisches Quark-Cluster-Modell (QCM) [Tak89] berücksichtigt. Dabei wird die Wechselwirkung zwischen zwei Clustern aus je drei Quarks über ein Potential beschrieben, welches das Confinement der Quark-Cluster beinhaltet und dazu den Ein-Gluonen-Austausch zwischen den Quarks durch QCD-Störungsrechnung berücksichtigt.

Das so konstruierte Potential kann die Daten der Nukleon-Nukleon-Streuung nur mit einem χ^2 von ≈ 100 pro Datenpunkt beschreiben, wobei der einzige Fitparameter der Abstand r_c ist. Alle anderen Parameter werden aus dem Paris-Potential bzw. aus dem Quark-Cluster-Modell übernommen. Daraus folgern R. Vinh Mau und Mitarbeiter [Vin91, Vin99], daß die kurzreichweitigen Anteile der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung durch die Quark-Freiheitsgrade nicht beschrieben werden.

Eine anderes Modell wurde von R. Machleidt und Mitarbeitern entwickelt [Mac98b]. Dieses beschreibt den totalen Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung bei niedrigen Energien ($0 \leq T \leq 800 \text{ MeV}$) mit dem Bonn-Potential. Bei hohen Energien ($T \geq 10 \text{ GeV}$) wird ein optisches Streumodell² angewendet.

²Da der totale Wirkungsquerschnitt durch die Streuung bei kleinen Winkeln, bei der der Impulsübertrag klein ist, dominiert wird, ist eine störungstheoretische Behandlung im Rahmen der QCD auch bei sehr hohen Energien nicht möglich.

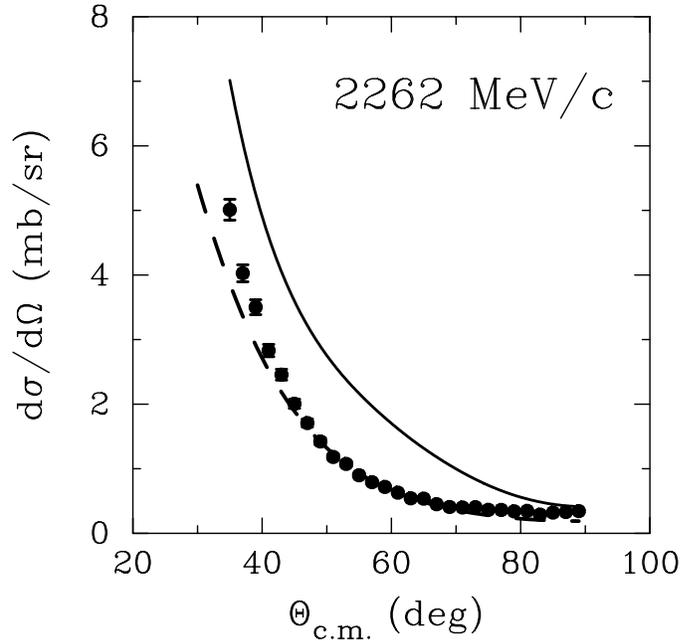


Abbildung 7.14.: Das Bonn-Potential im Vergleich mit einer Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts gemessen mit EDDA (geschlossene Symbole). Die durchgezogene Linie stellt das unveränderte Bonn-Potential mit einer ω -Kopplungskonstante von 23 dar. Bei der gestrichelten Linie wurde die Kopplungskonstante auf 10 reduziert [Mac98a].

Der Übergang zwischen beiden Bereichen wird durch ein Ausblenden der mesonentheoretischen Beschreibung und ein Einblenden des optischen Modells beschrieben. Damit kann der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts bei mittleren Energien ($800 \text{ MeV} \leq T \leq 10 \text{ GeV}$) gut beschrieben werden. Das Ausblenden der mesonentheoretischen Beschreibung wird dabei v.a. durch das Verringern der Kopplungskonstante des ω -Mesons realisiert. Dieses dominiert die Beschreibung des Wirkungsquerschnittes im mittleren Energiebereich.

Abbildung (7.14) zeigt eine Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einem Impuls von $2262 \text{ MeV}/c$, was einer kinetischen Energie von etwa 1510 MeV entspricht. Zum Vergleich sind dazu die Vorhersagen des Bonn-Potentials mit zwei verschiedenen ω -Kopplungskonstanten gezeigt. Es wird deutlich, daß durch eine Reduktion der Kopplungskonstante die Daten besser beschrieben werden. Untersuchungen sind im Gange, inwieweit dadurch auch gleichzeitig die Polarisationsobservablen besser beschrieben werden können [Mac99].

Bei hohen Energien existieren hingegen Modelle, die basierend auf der QCD auch

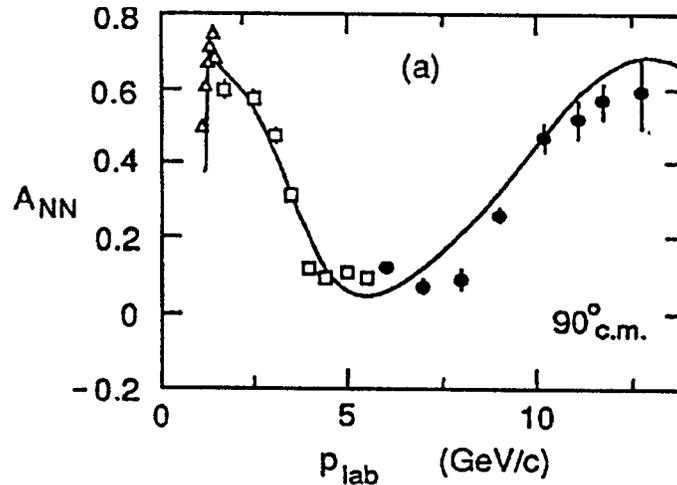


Abbildung 7.15.: Beschreibung des Spinkorrelationsparameters A_{NN} bei hohen Energien mit dem Modell von Brodsky und de Teramond (aus [Bro88]).

Spinobservablen zumindest qualitativ beschreiben können. Abbildung (7.15) zeigt den Verlauf des Spinkorrelationsparameters A_{NN} bei $\theta_{cm} = 90^\circ$ im Bereich bis $p = 15$ GeV/c. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung eines Modelles von S. Brodsky und G. de Teramond [Bro88]. Dieses Modell beruht auf einer Beschreibung der Wechselwirkung beider Protonen durch ein Quark-Austauschmodell. Dabei wird angenommen, daß der dominante Prozeß in diesem Energiebereich der Austausch von Quarks zwischen den Protonen darstellt, während z.B. der Gluonenaustausch dagegen nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Ausgehend von diesem störungstheoretischen Modell führen die Autoren zwei Resonanzen ein, die bei den Schwellenenergien zur Produktion schwerer Quarks liegen: Eine Resonanz liegt bei der Schwerpunktsenergie von $M_s^* = 2.55$ GeV, also an der Schwelle zur Produktion eines $s\bar{s}$ -Quarkpaares, und eine zweite bei $M_c^* = 5.08$ GeV an der Schwelle zur $c\bar{c}$ -Produktion. Die Breiten der Resonanzen werden mit $\Gamma_s = 1.6$ GeV und $\Gamma_c = 1.0$ GeV angenommen. Im Quarkbild stellt man sich z.B. die Resonanz an der $c\bar{c}$ -Schwelle als ein 8-Quark-System vor: $|uuuuddc\bar{c}\rangle$. Direkt an der Schwelle sind die Relativgeschwindigkeiten der Quarks sehr klein, so daß dieser Zustand einen relativem Bahndrehimpuls $l = 0$ hat. Dabei ist der Spin des $c\bar{c}$ -Systems $s = 1$ und die Parität ist negativ³. Die negative Parität verlangt, daß der Bahndrehimpuls im Proton-Proton-System ungerade ist. Als Quantenzahlen des Proton-Proton-Systems kommen also an der Schwelle nur $J = L = S = 1$ in Frage. Dieser Zustand ergibt für den Spinkorrelationsparameter $A_{NN} = 1$. Eine ähnliche Argumentation gilt auch für den Bereich der *strangeness*-Schwelle.

³Dies entspricht den Quantenzahlen der J/Ψ -Resonanz von $J^P = 1^-$.

Zusammen mit dem Untergrund aus dem QCD-Modell kann dieses Modell den Verlauf von A_{NN} im symmetrischen Winkel über einen großen Impulsbereich qualitativ beschreiben. Die Überhöhung von A_{NN} bei $p = 1.26 \text{ GeV}/c$ wird in diesem Modell durch eine 3F_3 -Resonanz an der Schwelle der Reaktion $pp \rightarrow p\Delta(1232)$ beschrieben. Obwohl dieses Modell für die Analysierstärke $A_N = 0$ vorhersagt, zeigt es, daß es Ansätze im Rahmen der QCD gibt, Spinobservablen in der Proton-Proton-Streuung im Bereich mittlerer Energien zu beschreiben.

Es läßt sich zusammenfassend also feststellen, daß das EDDA-Experiment genau in dem Bereich Daten zur Verfügung stellt, in dem die theoretischen Beschreibungen der Kernphysik und der Hochenergiephysik überlappen und zusammenwachsen. Gerade in diesem Bereich sind konsistente Daten nötig, um zur Entwicklung neuer Modelle und zur Bewertung bestehender Potentiale Beiträge liefern zu können.

8. Ein Polarimeter für COSY

Mit der Messung und der Auswertung der Analysierstärken befindet sich die zweite Phase des EDDA-Experimentes im Abschluß. Derzeitig wurden erste Messungen zur Bestimmung der Polarisationskorrelationsparameter A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} begonnen. Für diese Messungen benötigt man einen intensiven COSY-Strahl mit hoher und bekannter Polarisierung. Für die Optimierung des polarisierten Strahls ist eine ständige Überwachung der Polarisierung nötig. Dieses kann mit dem EDDA-Detektor durchgeführt werden [Sch99]. Allerdings ist die Verwendung des EDDA-Detektors personal- und zeitintensiv. Deswegen wurde ein Polarimeter entwickelt, das unabhängig vom EDDA-Experiment die Polarisierung des COSY-Strahles in einem großen Energiebereich vermessen kann [Bau99].

Dabei steht die unproblematische Bedienung für die Optimierungsarbeiten im Vordergrund. Gleichzeitig sollen die Ergebnisse mit kleinen systematischen Fehlern behaftet sein, damit eine unabhängige Kontrolle der EDDA-Ergebnisse möglich ist. Dies soll helfen, die systematischen Fehler in den zukünftigen EDDA-Messungen abschätzen zu können.

8.1. Der polarisierte COSY-Strahl

Für den polarisierten COSY-Strahl steht eine polarisierte H^- -Ionenquelle zur Verfügung. Diese ist in der Konstruktion ihres Atomstrahlteils dem in Abschnitt (4.3) beschriebenen Atomstrahlteil des polarisierten EDDA-Atomstrahltargetts weitgehend identisch. Allerdings besitzt die Quelle, anders als das Atomstrahltarget, einen Cäsium-Teil, in dem ein intensiver Strahl aus neutralem Cäsium erzeugt werden kann. Dieser wird dann dem polarisierten Atomstrahl entgegen beschleunigt. In einem magnetischen Haltefeld findet dann die Umladungsreaktion



statt. Wegen dieses Aufbaus wird eine solche Ionenquelle auch als *Colliding Beams Source* (CBS) bezeichnet. Die kernpolarisierten H^- -Ionen durchlaufen dann den gleichen Beschleunigungsweg wie die unpolarisierten Ionen.

Im COSY-Synchrotron steht der Spin der umlaufenden Protonen in ständiger Wechselwirkung mit den Magnetfeldern der Dipol- und Quadrupolmagnete. Die senkrechten Führungsfelder bewirken, daß der Spin um diese Quantisierungsachse herum präzediert. Die Anzahl der Präzessionen pro Umlauf nennt man den *Spin-Tune* ν_s . Er ist von der Energie der Protonen abhängig:

$$\nu_s = \gamma \cdot G \quad (8.2)$$

Dabei ist γ der Lorentz-Faktor und G ist das anomale magnetische Moment, das für Protonen $G = 1.7928$ beträgt.

Im Idealfall bewegen sich die Protonen auf der Sollbahn im Beschleuniger und werden durch die Felder der fokussierenden Quadrupole nicht beeinflusst. Weicht allerdings die Bahn der Protonen vertikal von der Sollbahnebene ab, wirken die horizontalen Feldkomponenten der Quadrupole und beeinflussen die Spinbewegung. Wenn der Spin-Tune ganzzahlig ist, führt das dazu, daß sich diese im realen Beschleuniger unvermeidlichen Störungen kohärent addieren. Diese Situation entspricht einer depolarisierenden Resonanz, die man als *Imperfektionsresonanz* bezeichnet, da sie auf Fehler in den Magnetfeldern zurückzuführen ist. Die Bedingung für eine solche Resonanz lautet

$$\gamma \cdot G = k , \quad (8.3)$$

wobei k eine ganze Zahl ist. Im COSY-Energiebereich gibt es fünf Imperfektionsresonanzen mit Abständen von $\Delta T = 523.25$ MeV (siehe Tabelle (8.1)).

$\gamma \cdot G$	T (MeV)	$\epsilon_R (10^{-3})$
2	108.4	0.95
3	631.8	0.61
4	1155.1	0.96
5	1678.5	0.90
6	2201.8	0.46

Tabelle 8.1.: Imperfektionsresonanzen im COSY-Energiebereich. ϵ_R gibt die Stärke der Resonanz an [Leh97].

Zusätzlich gibt es eine weitere Art von depolarisierenden Resonanzen, die *intrinsic Resonanzen*. Diese sind nicht auf Fehler in den Führungsfeldern zurückzuführen, sondern werden durch die vertikalen Betatronoszillationen im Beschleuniger angeregt. Diese führen ebenfalls dazu, daß die Protonen vertikal aus der Sollbahnebene ausgelenkt werden und dann die horizontalen Feldkomponenten der Quadrupole die Spinpräzession stören. Die Resonanzbedingung für intrinsische depolarisierende Resonanzen ist:

$$\gamma \cdot G = k \cdot P \pm (\nu_y - 2) \quad (8.4)$$

Dabei ist k wieder eine ganze Zahl und ν_y ist der *vertikale Tune* des Beschleunigers. Dies ist die Zahl der vertikalen Betatronschwingungen pro Umlauf. P ist die Periodizität des Beschleunigers, d.h. die Zahl der Quadrupolgruppen, die mit identischen Strömen gefahren werden. Bei COSY ist die Periodizität 2 oder 6. Die Lage dieser Resonanzen ist vom Arbeitspunkt (also von einem bestimmten Wert des vertikalen Tunes ν_y) des Beschleunigers abhängig. Tabelle (8.2) zeigt die Lage der intrinsischen Resonanzen bei COSY für einen typischen Arbeitspunkt.

P	$\gamma \cdot G$	T (MeV)	$\epsilon_R (10^{-3})$
2	$6 - \nu_y$	312.4	0.26
2	$0 + \nu_y$	950.7	0.21
2,6	$8 - \nu_y$	1358.8	1.62
2	$2 + \nu_y$	1997.1	0.53
2	$10 - \nu_y$	2405.2	0.25

Tabelle 8.2.: Intrinsische Resonanzen bei COSY. P bezeichnet die Periodizität, bei der die Resonanz auftritt, ϵ_R gibt die Stärke der Resonanz an. Diese Werte gelten für einen Arbeitspunkt von $\nu_y=3.61$ [Leh97].

Im COSY-Energiebereich überqueren die beschleunigenden Protonen also bis zu 10 depolarisierende Resonanzen. Dabei kann es, je nach Art und Stärke der Resonanz, zum vollständigen Polarisationsverlust kommen. Zur Zeit werden bei COSY zwei Verfahren angewendet, um den Polarisationsverlust an den Resonanzen zu minimieren.

Bei den Imperfektionsresonanzen wird die Sollbahn der Protonen bewußt mit Steuerungsmagneten vertikal verschoben. Damit nimmt die Resonanzstärke zu und der Spin der Protonen kann durch die Resonanz vollständig umgeklappt werden. Die Polarisation ändert dabei ihr Vorzeichen.

In der Nähe der intrinsischen Resonanzen wird mit einem System aus schnellen Quadrupolen der vertikale Tune der Maschine so verändert, daß der Durchgang durch die Resonanz sehr schnell geschieht. So kann ein Großteil der Polarisation erhalten werden.

Die Optimierungen des polarisierten Strahls sind nur bei ständiger Überwachung der Polarisation möglich. Dies erfordert ein Diagnosegerät, das einfach und zuverlässig die Polarisation *auch während der Beschleunigung* messen kann.

8.2. Polarimeterkonzept und -design

Das Polarimeterkonzept sieht vor, für Präzisionsmessungen die elastische Proton-Proton-Streuung zu verwenden. Diese bietet sich durch die hohen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken in Verbindung mit der klaren Signatur (vgl. Gleichung 8.1).

chung 4.3) an. Um die notwendige Meßzeit zu minimieren, werden dabei CH_2 -Polypropylentargetfädchen mit $14\mu\text{m}$ Durchmesser verwendet. Dies führt zu Zählraten die in Bereichen von 100 Hz liegen. Die Strahllebensdauern betragen bei *flattop*-Messungen etwa 1 s. Bei Messungen während der Strahlbeschleunigung sorgt die adiabatische Dämpfung des Strahls für Lebensdauern, die die Datennahme während der gesamten Beschleunigungsphase erlauben. Der Untergrund, der durch inelastische Reaktionen und durch quasielastische Streuung an den Kohlenstoffkernen im CH_2 -Target hervorgerufen wird, wird durch separate Messungen mit $7\mu\text{m}$ dicken Kohlenstofftargets bestimmt und statistisch abgezogen.

8.2.1. Detektordesign

Das Polarimeterdesign ist darauf optimiert, die aus der polarisierten Streuung resultierende Links-Rechts-Asymmetrie (vgl. Abschnitt 5.2) zu vermessen. Abbildung 8.1 zeigt die aktiven Detektorelemente des Polarimeters.

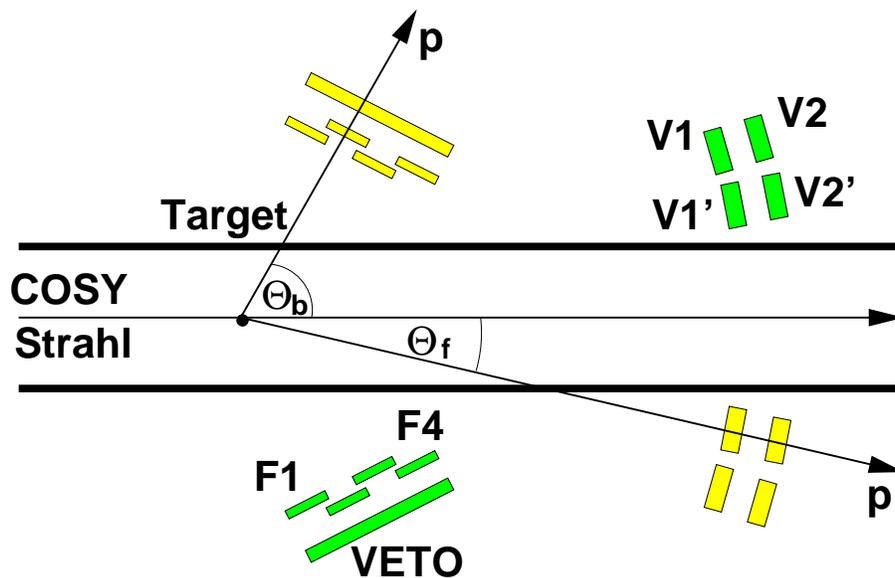


Abbildung 8.1.: Die aktiven Detektorelemente des Polarimeters. Die Darstellung ist nicht maßstäblich.

Das Design beruht auf einer Anordnung von 18 Szintillationsdetektoren mit rechteckigem Querschnitt. Die Streuwinkel der Protonen werden durch die in Vorwärtsrichtung angeordneten Detektoren $V1$ bzw. $V1'$ definiert. Die Ausdehnung dieser Detektoren beträgt dabei $\Delta\theta_f = 2^\circ$. Zur Unterdrückung von Untergrund, der nicht vom Target kommt, sind die Vorwärtsdetektoren in Teleskopanordnung mit den Detektoren $V2$ und $V2'$ montiert. Jedes Teleskop läßt sich mechanisch auf 10 Streuwinkel zwischen 10° und 19° einstellen.

Die Rückstoßprotonen werden in einem breiten segmentierten Detektorsystem ($F1$ bis $F4$ und $VE TO$) nachgewiesen. Dieses System deckt kontinuierlich den Winkelbereich von $52^\circ \leq \theta_b \leq 72^\circ$ ab. Die Segmente des Rückwärtsdetektors überlappen, um Lücken in der Akzeptanz zu vermeiden. Die Dimensionen der Detektoren sind in Tabelle (8.3) dargestellt.

Detektorelement	Anzahl	Entfernung zum Target	Dicke	Höhe	Breite
V1, V1'	4	630 mm	4 mm	50 mm	22 mm
V2, V2'	4	662 mm	4 mm	55 mm	25 mm
F1–F4	8	200 mm	2 mm	127 mm	19.5 mm
VE TO	2	233 mm	4 mm	152 mm	88 mm

Tabelle 8.3.: Dimensionen der Polarimeterdetektoren.

Die gesamte Detektoranordnung kann um das Strahlrohr herum rotiert werden. Damit können die Positionen der Detektoren vertauscht werden. Dies ist für die Bestimmung systematischer Fehler wichtig. Insbesondere, wenn die Polarisation im Beschleuniger nicht umgekehrt werden kann, wenn also ein *proper flip* nach Ohlsen [Ohl73] (vgl. Abschnitt 5.2) nicht durchführbar ist, ermöglicht dies in Verbindung mit Messungen an einem unpolarisierten Strahl eine Korrektur der falschen Asymmetrien. Das Design des Polarimeters wird ausführlich in [Alb96, Bü96] diskutiert.

Die Detektoren werden mit schnellen totzeitfreien Zählern ausgelesen, eine schnelle Triggerbedingung wird dazu aus der Koinzidenz der Detektoren ($V1$, $V2$ und $VE TO$) bzw. ($V1'$, $V2'$ und $VE TO$) gebildet. Es wird also stets der Nachweis *beider* gestreuter Protonen gefordert. Um bei Messungen während der Strahlbeschleunigung die Zuordnung zum Strahlimpuls zu ermöglichen, werden gleichzeitig Zeitsignale einer externen Uhr aufgenommen. Die Daten können für eine spätere Analyse auf Magnetbänder gespeichert werden, werden aber auch gleichzeitig während der Messung analysiert, um während der Optimierungsarbeiten am polarisierten Strahl schnell Ergebnisse zu erhalten. Näheres zur Datenaufnahme und zum Meßverfahren findet sich bei [Bau98].

8.2.2. Meßbereich und Güte

Abbildung (8.2) zeigt die Korrelation der Vorwärtswinkel mit der Winkelabdeckung der Segmente des Rückwärtsdetektors.

Man erkennt, daß der Rückwärtsdetektor breit genug ist, um der kinematischen Korrelation (Gleichung (4.3)) der elastischen Streuung im gesamten COSY-Energiebereich zu genügen. Gleichzeitig ist die Segmentierung breit genug, daß ein Segment für alle Energien immer so weit außerhalb der kinematischen Korrelation steht, daß es von elastisch gestreuten Protonen nicht getroffen wird. Dies wird benötigt, um den im Detail weiter hinten beschriebenen Untergrundabzug durchführen zu können.

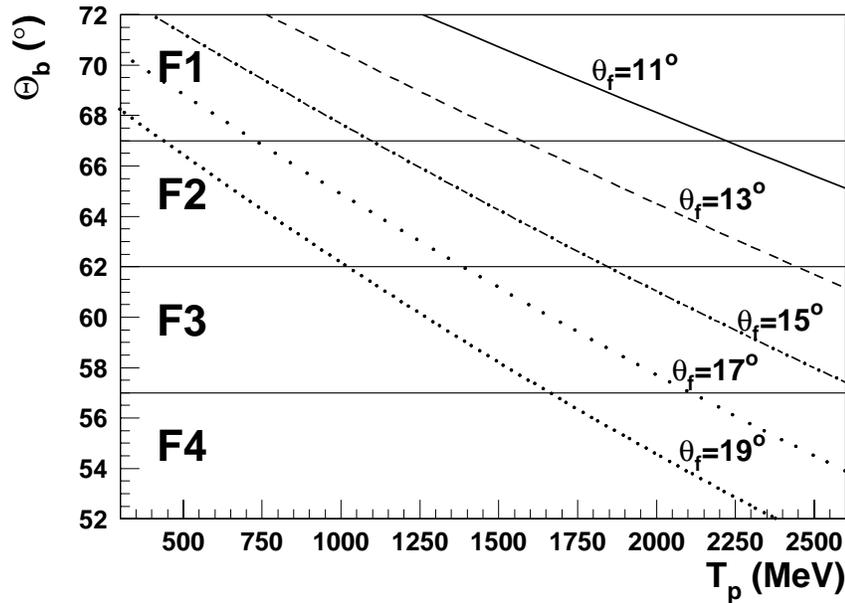


Abbildung 8.2.: Laborwinkelakzeptanz des Polarimeters. Die zu fünf Vorwärtswinkeln θ_f korrelierten Rückwärtswinkel θ_b sind als gestrichelte Linien dargestellt. Die Segmente des Rückwärtsdetektors ($F1$ bis $F4$) decken jeweils 5° ab.

Für eine effektive Polarisationsmessung ist es zudem nötig, daß die Analysierstärke für den betreffenden Winkel einen großen Wert hat. Die Fehler in der Polarisationsmessung werden durch die sog. *Güte* der Messung bestimmt. Sie ist definiert durch

$$Q = A_N^2 \cdot I_0, \quad (8.5)$$

wobei I_0 den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt darstellt.

Abbildung (8.3) zeigt den Verlauf des Laborwinkels, bei dem die Analysierstärke maximal ist, aufgetragen gegen die Strahlenergie. Die graue Fläche grenzt den Bereich ein, in dem die Analysierstärke¹ um höchstens 2% vom Maximalwert abweicht. Außerhalb dieser Grenze fällt die Analysierstärke schnell auf kleine Werte.

Die Konstruktion des Polarimeters erlaubt bei Messungen bei fester Energie, die Vorwärtsteleskope auf einen Winkel einzustellen, der nahe am Maximum der Analysierstärke liegt. Bei Messungen *während der Beschleunigung* werden beide Tele-

¹Die Werte der Analysierstärke stammen hier aus der Vorhersage von SAID, Lösung SM97.

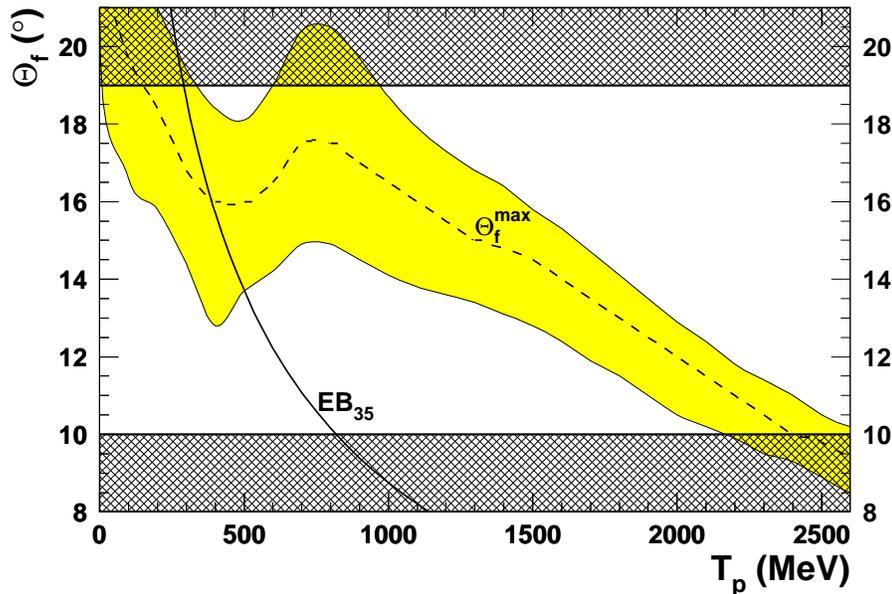


Abbildung 8.3.: Meßbereich des Polarimeters. Die gestrichelte Linie (θ_f^{max}) beschreibt den Verlauf des Laborwinkels, bei dem die Analysierstärke maximal wird. Die durchgezogenen Linien begrenzen den Bereich um diesen Wert, in dem die Analysierstärke um nicht mehr als 2% vom Maximum abweicht. Die Linie mit der Bezeichnung EB_{35} zeigt die Grenze zu niedrigen Energien, bei denen die Rückwärtsprotonen weniger als 35 MeV haben. Die schraffierten Flächen oben und unten grenzen den Meßbereich des Polarimeters ein.

skoppaare genutzt. Eines ($V1$ und $V2$) z.B. bei einem Winkel von 17° wird für Strahlenergien bis 1500 MeV genutzt, danach werden die Daten des zweiten Teleskops ($V1'$ und $V2'$) verwendet, das dann zweckmäßigerweise bei einem Winkel von $\theta_f = 11^\circ$ montiert ist. Dieses Verfahren gewährleistet eine möglichst hohe Güte Q der Messung über den gesamten Beschleunigungszyklus.

Die mit der Bezeichnung EB_{35} bezeichnete Kurve in Abbildung (8.3) zeigt die Grenze des Meßbereiches zu niedrigen Energien. Jenseits dieser Linie haben die Rückstoßprotonen weniger als 35 MeV kinetische Energie und können das Strahlrohr nicht mehr durchqueren. Die Triggerbedingungen können dann nicht erfüllt werden.

8.3. Ergebnisse der Polarimetermessungen

8.3.1. Untergrundsubtraktion

Abbildung 8.4 zeigt das Ergebnis einer Messung bei einer festen Strahlenergie. Diese Messung wurde mit dem Polarimeter am EDDA-Targetplatz durchgeführt, wobei das horizontal gespannte Fädchentarget an diesem Ort genutzt wurde. Dargestellt sind die in Koinzidenz mit dem entsprechenden Vorwärtsteleskop nachgewiesenen Ereignisse im Rückwärtsdetektor.

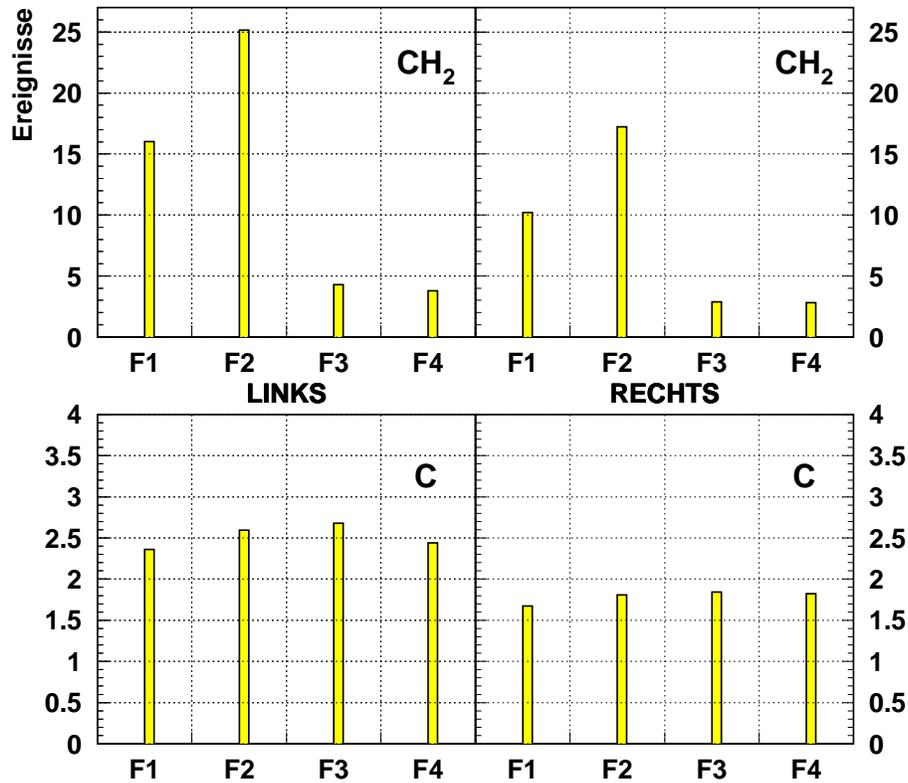


Abbildung 8.4.: Ereignisse in den Segmenten des Rückwärtsdetektors für eine Messung mit einem CH_2 -Target (oben) und einem C-Target (unten). Die Einheiten an der y-Achse sind willkürlich.

Die obere Darstellung in Abbildung (8.4) zeigt die Ereignisse, die bei Messungen mit dem CH_2 -Target aufgenommen wurden. Man erkennt eine deutliche Überhöhung der Einträge für die Segmente $F1$ und $F2$. Für die gewählten geometrischen Einstellungen und für die eingestellte Strahlenergie lagen diese beiden Segmente im zu den Vorwärtsdetektoren kinematisch korrelierten Winkelbereich. Man sieht, daß auch die Segmente $F3$ und $F4$ Ereignisse nachgewiesen haben. Diese Ereignisse

sind auf inelastische und quasielastische Streureaktionen am Kohlenstoffanteil des CH_2 -Targets zurückzuführen.

In den unteren beiden Abbildungen sind die Ergebnisse einer Messung mit einem reinen Kohlenstofftarget dargestellt. Man erkennt kein ausgeprägtes Maximum, sondern eine flache Verteilung der Ereignisse über die Rückwärtssegmente.

Zur Untergrundsubtraktion wird die Ereignisverteilung der Kohlenstoffmessung auf die der CH_2 -Messung normiert. Dazu werden die Ereigniszahlen in einem Segment herangezogen, das weit außerhalb der kinematischen Korrelation liegt (bei dieser Messung also F_4). Dabei wird angenommen, daß die Ereigniszahlen dort nur von der inelastischen bzw. quasielastischen pC -Streuung stammen. Die Ereignisse in diesem Segment N_{F_4} werden von den Ereignissen in den anderen Segmenten (also, z.B. N_{F_1}) abgezogen. Die elastischen Ereignisse $N_{F_1,pp}$ in Segment F_1 erhält man dann nach:

$$N_{F_1,pp} = N_{F_1,CH_2} - \left(\frac{N_{F_1,C}}{N_{F_4,C}} \right) \cdot N_{F_4,CH_2} \quad (8.6)$$

Entsprechend wird die Subtraktion auch für die anderen Segmente durchgeführt. Der Normierungsfaktor in Gleichung (8.6) ist im Rahmen von 2% Abweichung identisch bei polarisiertem und unpolarisiertem Strahl.

8.3.2. Polarisationsmessung

Die nach dem Untergrundabzug erhaltenen elastischen Zählraten werden nun zur Bildung der geometrischen Mittel und Asymmetrien nach den Gleichungen (5.8) und (5.9) herangezogen. In den Ereigniszahlen von Abbildung (8.4) ist die Links-Rechts-Asymmetrie der polarisierten Streuung gut erkennbar. Mit Analysierstärken, die aus den Vorhersagen der SAID-Streuphasenanalyse stammen, wird dann nach Gleichung (5.10) die Polarisation ermittelt.

Abbildung (8.5) zeigt das Ergebnis einer Polarisationsmessung während der Beschleunigung des COSY-Strahles über zwei depolarisierende Resonanzen bei $\gamma \cdot G = 4$ und $\gamma \cdot G = 8 - \nu_y$ hinweg. Beide Resonanzen klappen den Spin nahezu vollständig um. Die Meßzeit für eine Messung bei einer festen Energie beträgt bei Strahlfüllungen von etwa $3 \cdot 10^8$ gespeicherten Protonen etwa 5 min. In dieser Zeit erhält man etwa 10000 elastische Ereignisse. Dies führt zu einem Fehler in der Polarisationsmessung von $\frac{\Delta P}{P} \approx 5\%$ [Bau98].

Die Vermessung eines gesamten Beschleunigungszyklus dauert entsprechend dann je nach Zahl der Impulsintervalle einige Stunden. Da für Optimierungsarbeiten allerdings meist nur der Polarisationsverlust in der Umgebung einer Resonanz untersucht werden soll, ist die Meßdauer für diese Optimierungen nicht wesentlich länger als bei einer Messung fester Energie.

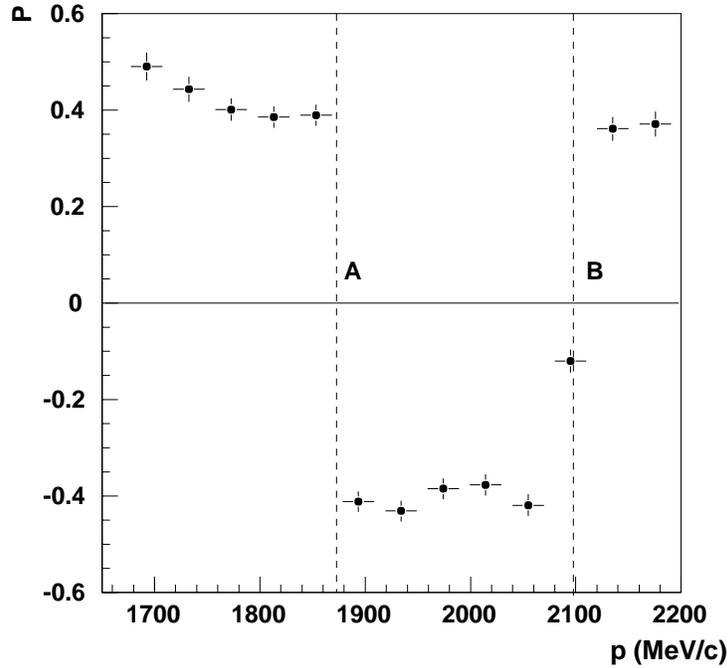


Abbildung 8.5.: Ergebnis einer Polarisationsmessung während der Beschleunigung. Die depolarisierenden Resonanzen bei $\gamma \cdot G = 4$ (A) und $\gamma \cdot G = 8 - \nu_y$ (B) ändern das Vorzeichen der Polarisation.

8.4. EDDA und das Polarimeter: Ein Ausblick

Das Polarimeter ist an einem internen Strahlplatz in einem der Halbbögen des Beschleunigers installiert (siehe Abbildung 4.1). Ein Photo des Polarimeters an diesem Strahlplatz befindet sich im Anhang (Abbildung A.3).

Dort wurde ein Targetfahrmechanismus installiert, an dem an einer Targetgabel zwei senkrecht gespannte Targets (ein CH_2 - und ein Kohlenstofftarget) angebracht sind. Wahlweise kann jedes Targetfädchen in die Strahlmitte gefahren werden [Jon99]. Es gibt Überlegungen, für die Optimierungsmessungen in der Umgebung einzelner Resonanzen wesentlich dickere Targets zu verwenden. Die dann reduzierte Strahllebensdauer reicht aus, um die Umgebung einer Resonanz zu vermessen, während man durch die deutlich erhöhten Zählraten die Meßzeit wesentlich verkürzen kann.

Das Polarimeter bietet auch für das EDDA-Experiment eine unabhängige Möglichkeit, systematische Fehler abzuschätzen. Bei der Messung der Spinkorrelationsparameter ist die Polarisation des COSY-Strahls ein wichtiger Parameter, der aus den EDDA-Messungen extrahiert wird. Ein Vergleich mit den unabhängigen Messungen des internen Polarimeters ist attraktiv. Dabei bietet sich ein Meßverfahren an, bei dem man EDDA und das Polarimeter parallel betreibt. Da das EDDA-Atomstrahltarget

die Strahllebensdauer kaum beeinflußt, kann man am Ende eines typischerweise 15-30 s langen Meßintervalls mit dem EDDA-Experiment das Polarimetertarget aktivieren und die Strahlpolarisation mit dem Polarimeter kontrollieren. Dies läßt sich in einen routinemäßigen Meßbetrieb integrieren und erlaubt die quasikontinuierliche gegenseitige Kontrolle von EDDA und dem Polarimeter über Meßzeiten von einigen Wochen hinweg. Langzeitschwankungen sind so z.B. bereits während der Messung nachweisbar.

Ein zweites, baugleiches Polarimeter wurde im Herbst 1999 fertiggestellt. Es soll in der Extraktionsstrahlführung (vgl. Abbildung 4.1) installiert werden, um dort die Polarisation des extrahierten Strahls kontrollieren zu können.

9. Zusammenfassung

Das EDDA-Experiment am Protonensynchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich erlaubt es, über einen großen Raumwinkelbereich und während der Strahlbeschleunigung fünf Observable der elastischen Proton-Proton-Streuung mit hoher Präzision zu vermessen. In einer ersten Phase wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt mit unpolarisiertem Strahl und unpolarisierten CH_2 -Fädchentargets vermessen [Alb97].

Die vorliegende Arbeit behandelt die Analyse von Daten aus drei Meßzeiten in den Jahren 1998 und 1999, die in der zweiten Phase des EDDA-Experimentes mit dem intensiven, unpolarisierten COSY-Strahl und einem polarisierten Atomstrahltarget genommen wurden, um daraus Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der Analysierstärke zu extrahieren.

Der EDDA-Detektor erlaubt durch seine Konstruktion als zweischaliges zylindrisches Szintillatorrhodoskop eine ereignisweise Vertexrekonstruktion mit einer Auflösung von weniger als 2 mm (FWHM). Die Trajektorien der beiden Protonen werden mittels kinematischer Anpassung an die Durchstoßpunkte der beiden Zylinderschalen bestimmt. Die Akzeptanz des Detektors erlaubt Messungen für Strahlimpulse von $p \geq 1000$ MeV/c und Schwerpunktwinkel von $\theta_{cm} \geq 30^\circ$.

Bei Strahlfüllungen von typischerweise $3 \cdot 10^{10}$ Protonen im Beschleuniger und einer Flächendichte von $1.8 \cdot 10^{11}$ cm⁻² Protonen im Target werden Luminositäten von $7.5 \cdot 10^{27}$ cm⁻² s⁻¹ erreicht.

Die Extraktion der Analysierstärken aus den Daten geschieht über ein Verfahren, das auf Ohlsen und Mitarbeiter zurückgeht [Ohl73]. Dabei werden die Asymmetrien im Detektor bei verschiedenen Polarisationsrichtungen durch die Bildung geometrischer Mittelwerte um falsche Asymmetrien, die aus versetzten oder verkippten Geometrien und unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten herrühren, korrigiert.

Die Messungen wurden bei typischen Zykluslängen von 14.7 s sowohl während der Be-, als auch während der Entschleunigung des COSY-Strahles durchgeführt. Dadurch wird der Meßzyklus beinahe vollständig für die Datennahme genutzt. Zudem erlaubt der Vergleich der Daten aus der Be- und Entschleunigungsphase einen Konsistenztest. Die Daten weichen im Mittel weniger als 0.5% voneinander ab.

Die Vertexrekonstruktion erlaubt eine ständige Überwachung der Strahlposition. Horizontale Vertexwanderungen von 6–8 mm wurden während der Be- und Entschleunigung diagnostiziert.

Die Polarisationsrichtungen des polarisierten Atomstrahltargets wurden mittels magnetischer Haltefelder zyklusweise in vertikale und horizontale Richtung eingestellt. Dies ermöglicht einen weiteren Konsistenztest der Daten. Die mittlere Abweichung der Daten unterschiedlicher Polarisationsrichtung ist kleiner als 0.5 %.

Die Daten werden auf Daten eines Präzisionsexperimentes von McNaughton und Mitarbeitern [McN90] normiert. Die Analysierstärken dieses Experimentes bei einer Strahlenergie von $T = 730 \text{ MeV}$ werden genutzt, um die effektive vertikale und horizontale Polarisation des Atomstrahls zu bestimmen. Die so durchgeführte Normierung führt zu einem Fehler in der Polarisationsbestimmung der kleiner als $\frac{\Delta P}{P} = 3.3\%$ ist. Eine vergleichende Normierung auf andere Experimente im Energiebereich von $449 \leq T \leq 796 \text{ MeV}$ bestätigt die effektiven Polarisierungen im Rahmen der Fehler. Die Daten der drei einzeln normierten Meßzeiten weichen maximal 3.6% voneinander ab.

Studien zu verbleibendem inelastischen Untergrund in den Daten ergeben im Bereich von Impulsen $p \geq 2700 \text{ MeV}/c$ und Streuwinkeln von $\theta_{cm} \geq 60^\circ$ eine Obergrenze von 9%, während bei allen anderen Impulsen und Winkeln maximal 6% inelastischer Untergrund in den Daten verbleibt. Am Normierungspunkt ($T = 730 \text{ MeV}$) beträgt der inelastische Untergrund maximal 3%. Dies ergibt mit dem Wert, der aus dem Vergleich der verschiedenen Meßzeiten ermittelt wurde, eine Normierungsunsicherheit von 4.2% bei dieser Energie. Die Daten können in beliebige Impuls- und Winkelintervalle gebinnt werden. Bei einem Impulsbinning von $\Delta p = 60 \text{ MeV}/c$ und einem Winkelbinning von $\Delta\theta_{cm} = 5^\circ$ liegen die absoluten statistischen Fehler für die Analysierstärke zwischen $\Delta A_N = 0.005$ und $\Delta A_N = 0.028$.

Der Vergleich der Daten mit existierenden Fremddaten zeigt gute Übereinstimmung. Die Vorhersage der Streuphasenanalyse SAID [Arn97], Lösung SP99, die nicht auf diesen Daten beruht, zeigt Abweichungen von den EDDA-Daten im Impulsbereich $1800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 2400 \text{ MeV}/c$.

Mit der abschließenden Analyse dieser Daten geht die zweite Phase des EDDA-Experimentes zuende. In der beginnenden dritten Phase sollen die Spinkorrelationsparameter A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} gemessen werden. Dafür wird neben dem polarisierten Target auch der polarisierte COSY-Strahl benötigt. Zur Diagnose des polarisierten COSY-Strahls wurde eine Polarimeter entwickelt, das schnell und vom EDDA-Experiment unabhängig die Polarisation des COSY-Strahles vermessen kann. Messungen am EDDA-Targetplatz unter Verwendung von CH_2 -Fädchentargets zeigten die Möglichkeit, die Polarisation sowohl bei festen Energien, als auch während der Strahlbeschleunigung zu messen. Zur ständigen Strahldiagnose ist das Polarimeter an einem eigenen Targetplatz im COSY-Ring installiert worden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, für die EDDA-Messungen der Korrelationsparameter eine unabhängige Messung der Strahlpolarisation zu erhalten.

Die Messungen der Spinkorrelationsparameter haben im Herbst 1999 unter Verwendung des polarisierten COSY-Strahls und des polarisierten Atomstrahltargets begonnen.

A. Photos

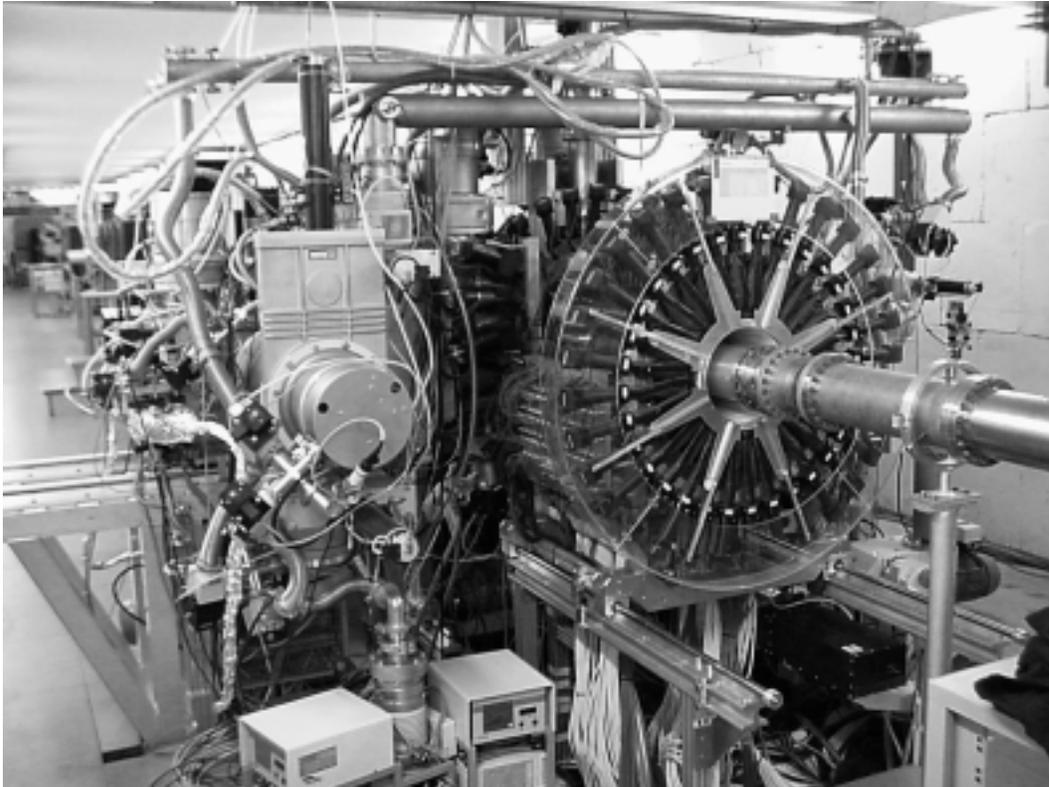


Abbildung A.1.: Photo des EDDA-Detektors mit dem Atomstrahltarget. Die Blickrichtung ist strahlaufrwärts. Im links sichtbaren Teil des Targets wird der Atomstrahl präpariert. Die ringförmige Photomultiplieranordnung gehört zur Auslese der Stäbe.

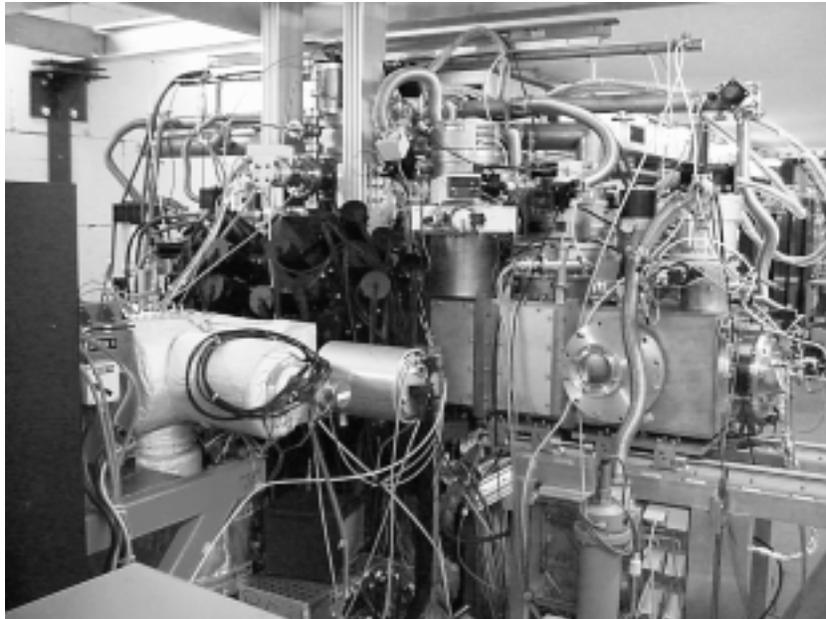


Abbildung A.2.: Blickrichtung strahlabwärts auf das Atomstrahltarget. Die sichtbaren Photomultiplier gehören zur Auslese der Innenschale des EDDA-Detektors.

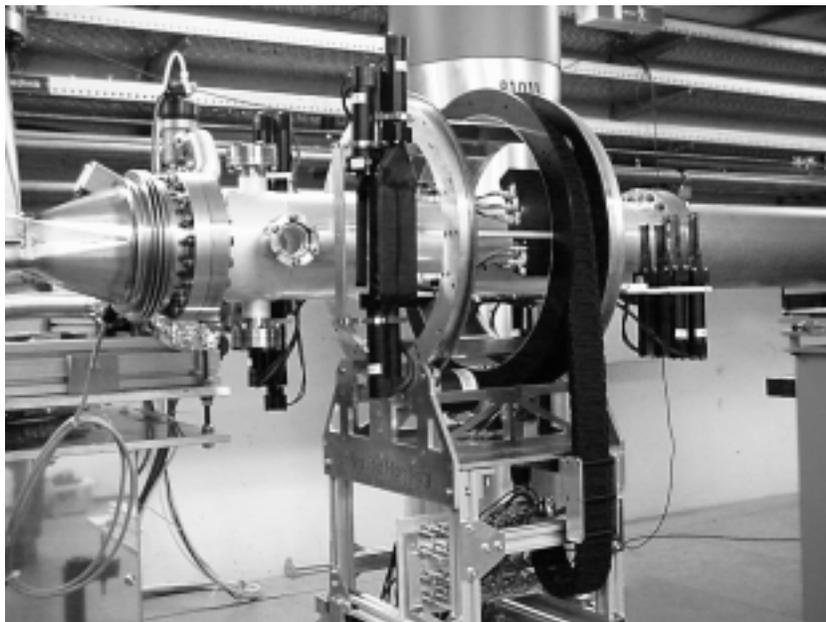


Abbildung A.3.: Photo des Polarimeters. Zum Größenvergleich: Der Durchmesser des Strahlrohres beträgt 15 cm.

B. Korrektur falscher Asymmetrien

Die Korrektur falscher, nicht von polarisierter Streuung stammender, Asymmetrien ist für die Bestimmung der Analysierstärken essentiell. Die folgende Darstellung orientiert sich an [Ohl73].

B.1. Luminositätsunterschiede

Betrachte man zuerst zwei Detektoren, die links und rechts unter gleichen Streuwinkeln θ vom Target aus stehen. Es sollen zunächst keine Verkippungen von Strahl- oder Detektorachse erlaubt sein, allerdings seien die Detektoren real, d.h. sie haben ein unterschiedliches Ansprechvermögen und eine unterschiedliche Raumwinkelabdeckung. Es werden zwei Messungen vorgenommen, wobei die Polarisation P_y in +y-Richtung (\uparrow) und in -y-Richtung (\downarrow) steht. Im ersten Fall erhält man für die Zählraten im linken (L) und rechten (R) Detektor:

$$\begin{aligned} L^\uparrow &= n_T N_S \Omega_L E_L I_0(\theta) [1 + P_y A_N(\theta)] \\ R^\uparrow &= n_T N_S \Omega_R E_R I_0(\theta) [1 - P_y A_N(\theta)] \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Dabei bezeichnet $\Omega_{L,R}$ den Raumwinkel, den die Detektoren abdecken, n_T ist die Teilchenflächendichte im Target, N_S ist die Gesamtzahl der auf das Target einfallenden Protonen aus dem Strahl und $E_{L,R}$ sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren. I_0 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt bei unpolarisierter Streuung. Die Messung finde bei einer festen Energie statt. Der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt I_0 und die Analysierstärke A_N sind vom Streuwinkel abhängig.

Ein vollständiges Umklappen der Polarisation in -y-Richtung führt zu folgenden Zählraten:

$$\begin{aligned} L^\downarrow &= n'_T N'_S \Omega_L E_L I_0(\theta) [1 - P_y A_N(\theta)] \\ R^\downarrow &= n'_T N'_S \Omega_R E_R I_0(\theta) [1 + P_y A_N(\theta)] \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Dabei wird angenommen, daß sich die Targetdichte und die Zahl der Strahlprotonen geändert hat.

Man bildet die geometrischen Mittel:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{L^\uparrow \cdot R^\downarrow} = \sqrt{n_T n'_T N_S N'_S \Omega_L \Omega_R E_L E_R I_0 [1 + P_y A_N]} \\ R &= \sqrt{R^\uparrow \cdot L^\downarrow} = \sqrt{n_T n'_T N_S N'_S \Omega_L \Omega_R E_L E_R I_0 [1 - P_y A_N]} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Die Asymmetrie

$$\epsilon = \frac{L - R}{L + R} = P_y A_N \quad (\text{B.4})$$

ist unabhängig vom Ansprechvermögen der Detektoren, von Raumwinkelunterschieden und von den Teilchendichten im Strahl oder im Target.

B.2. Verkippte und versetzte Geometrien

Nun soll das Problem auf den Fall erweitert werden, daß die Achsen von Strahl oder Detektoraufbau gegeneinander versetzt oder verkippt sein können.

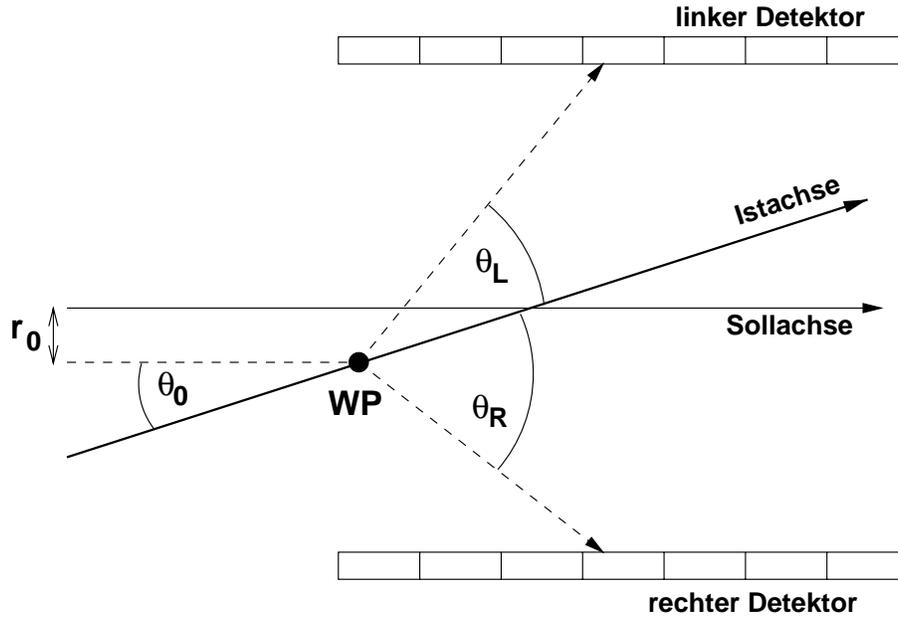


Abbildung B.1.: Geometrische Verhältnisse bei einem von der Sollachse um r_0 verschobenen und θ_0 verkippten Strahl (nach [Col99]). **WP** bezeichnet den Wechselwirkungspunkt.

Dies führt zu einer Änderung des tatsächlichen Streuwinkels θ für jeden Detektor um einen Wert $\Delta\theta_{L,R}$ und zu einer Änderung der Entfernung r der Detektoren vom Wechselwirkungspunkt um $\Delta r_{L,R}$ und damit zu einer Änderung des abgedeckten Raumwinkelbereiches. Für die Zählraten in beiden Detektoren gilt also:

$$\begin{aligned}
 L^\uparrow &= n_T N_S E_L \Omega_L(\Delta r_L, \Delta \theta_L) I_0(\theta + \Delta \theta_L) [1 + P_y A_N(\theta + \Delta \theta_L)] \\
 R^\uparrow &= n_T N_S E_R \Omega_R(\Delta r_R, \Delta \theta_R) I_0(\theta + \Delta \theta_R) [1 - P_y A_N(\theta + \Delta \theta_R)]
 \end{aligned} \tag{B.5}$$

Nun soll wiederum die Polarisation umgeklappt werden, wobei die Strahleigenschaften hinsichtlich Verkippung und Versatz, sowie Überlappung mit dem Target gleich bleiben (*Proper Flip*). Luminositätsunterschiede seien zugelassen. Damit erhält man die Zählraten für den umgeklappten Spin:

$$\begin{aligned}
 L^\downarrow &= n'_T N'_S E_L \Omega_L(\Delta r_L, \Delta \theta_L) I_0(\theta + \Delta \theta_L) [1 - P_y A_N(\theta + \Delta \theta_L)] \\
 R^\downarrow &= n'_T N'_S E_R \Omega_R(\Delta r_R, \Delta \theta_R) I_0(\theta + \Delta \theta_R) [1 + P_y A_N(\theta + \Delta \theta_R)]
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

Analog zu Gleichung (B.3) werden die geometrischen Mittel gebildet. Man erhält

$$\begin{aligned}
 L &= \left\{ n_T n'_T N_S N'_S E_L E_R \Omega_L(\Delta r_L, \Delta \theta_L) \Omega_R(\Delta r_R, \Delta \theta_R) \cdot \right. \\
 &\quad \cdot I_0(\theta_L + \Delta \theta_L) I_0(\theta_R + \Delta \theta_R) \cdot \\
 &\quad \left. \cdot [1 + P_y A_N(\theta + \Delta \theta_L)] [1 + P_y A_N(\theta + \Delta \theta_R)] \right\}^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

und

$$\begin{aligned}
 R &= \left\{ n_T n'_T N_S N'_S E_L E_R \Omega_L(\Delta r_L, \Delta \theta_L) \Omega_R(\Delta r_R, \Delta \theta_R) \cdot \right. \\
 &\quad \cdot I_0(\theta_L + \Delta \theta_L) I_0(\theta_R + \Delta \theta_R) \cdot \\
 &\quad \left. \cdot [1 - P_y A_N(\theta + \Delta \theta_L)] [1 - P_y A_N(\theta + \Delta \theta_R)] \right\}^{\frac{1}{2}} .
 \end{aligned} \tag{B.8}$$

Unter der Annahme, daß A_N sich nicht sehr im Winkelintervall ändert, d.h., daß gilt

$$A_N(\theta + \Delta \theta_R) \approx A_N(\theta + \Delta \theta_L) \approx A_N(\theta) \tag{B.9}$$

erhält man wieder eine automatische Korrektur aller falschen Asymmetrien:

$$\epsilon = P_y A_N = \frac{L - R}{L + R} \tag{B.10}$$

B.3. Asymmetrien in Azimutalverteilungen

Nun sollen nicht nur Zählratenasymmetrien betrachtet werden, sondern die gesamte im EDDA-Detektor aufgenommene ϕ -Verteilung. Die Zählrate für einen Azimutwinkel ϕ_0 bei Polarisationsrichtung nach oben (\uparrow) ist gegeben durch:

$$N^\uparrow(\theta, \phi_0) = n_T N_S E(\theta + \Delta\theta(\phi_0), \phi_0) \Omega(r + \Delta r(\theta, \phi_0), \theta + \Delta\theta(\phi_0)) I_0(\theta + \Delta\theta(\phi_0)) \cdot [1 + P_{Ty} A_N(\theta + \Delta\theta(\phi_0)) \cos(\phi_0)] \quad (\text{B.11})$$

Für die Zählrate im gegenüberliegenden Azimutwinkelintervall bei Polarisation nach unten gilt (wegen $\cos(\phi_0) = -\cos(\phi_0 + 180^\circ)$):

$$N^\downarrow(\theta, \phi_0 + 180^\circ) = n'_T N'_S E(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ), \phi_0 + 180^\circ) \cdot \Omega(r + \Delta r(\phi_0 + 180^\circ), \theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ)) \cdot I_0(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ)) \cdot [1 + P_{Ty} A_N(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ)) \cos(\phi_0)] \quad (\text{B.12})$$

Unter der Annahme, daß (vgl. Gleichung B.9)

$$A_N(\theta + \Delta\theta(\phi_0)) \approx A_N(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ)) \approx A_N(\theta) \quad (\text{B.13})$$

gilt, wird das geometrische Mittel gebildet:

$$N(\theta, \phi_0) = \sqrt{N^\uparrow(\theta, \phi_0) \cdot N^\downarrow(\theta, \phi_0 + 180^\circ)} \quad (\text{B.14})$$

Man erhält:

$$N(\theta, \phi_0) = \{n_T n'_T N_S N'_S \cdot E(\theta + \Delta\theta(\phi_0), \phi_0) E(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ), \phi_0 + 180^\circ) \cdot \Omega(r + \Delta r(\phi_0), \theta + \Delta\theta(\phi_0)) \Omega(r + \Delta r(\phi_0 + 180^\circ), \theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ)) \cdot I_0(\theta + \Delta\theta(\phi_0)) I_0(\theta + \Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ))\}^{\frac{1}{2}} \cdot [1 + P_{Ty} A_N(\theta) \cos(\phi_0)] \quad (\text{B.15})$$

Man kann zeigen [Ohl73], daß in erster Ordnung gilt (es gelten die Bezeichnungen von Abbildung (B.1)):

$$\begin{aligned} \Delta r(\phi_0) &= -\Delta r(\phi_0 + 180^\circ) = -\frac{r_0}{\sin\theta} \\ \Delta\theta(\phi_0) &= -\Delta\theta(\phi_0 + 180^\circ) = -\theta_0 \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Man kann dann schreiben

$$\begin{aligned} \bar{\Omega}(r, \theta) &= \sqrt{\Omega(r + \Delta r, \theta + \Delta\theta) \cdot \Omega(r - \Delta r, \theta - \Delta\theta)} \\ \bar{I}_0(\theta) &= \sqrt{I_0(\theta + \Delta\theta) \cdot I_0(\theta - \Delta\theta)}, \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

wobei die geometrischen Mittel $\bar{\Omega}$ und \bar{I}_0 in erster Ordnung nicht vom Azimutwinkel abhängen.

Ebenso kann man in erster Ordnung ein geometrisches Mittel für die Detektornachweiswahrscheinlichkeit definieren:

$$E(\theta, \phi) = \sqrt{E(\theta, \phi_0) \cdot E(\theta, \phi_0 + 180^\circ)} \quad (\text{B.18})$$

Dabei ist ϕ der über beide Detektorhälften gemittelte Azimutwinkel. Gleichung (B.15) schreibt sich dann:

$$N(\theta, \phi) = K_L \bar{E}(\theta, \phi) \bar{\Omega}(r, \theta) \bar{I}_0(\theta) \cdot [1 + P_{Ty} A_N(\theta) \cos(\phi)] \quad (\text{B.19})$$

Dabei ist K_L ein konstanter Faktor, der die Luminositätsterme enthält. Die ϕ -Abhängigkeiten in Gleichung (B.19) sind auf diese Weise mit Ausnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit in den \cos -Term absepariert. Unter der Annahme, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der linken und rechten EDDA-Detektorhälfte, jeweils über gegenüberliegende ϕ -Bins gemittelt, unabhängig vom Azimutwinkel ist, kann man durch Anpassung einer Verteilung der Form

$$N(\theta, \phi) = P_1 \cdot (1 + P_2 \cos \phi) \quad (\text{B.20})$$

an die Zählratenverteilungen die Analysierstärke extrahieren.

Literaturverzeichnis

- [Alb96] D. Albers. *Ein internes Protonen-Polarimeter für das Streuexperiment EDDA am Speicherring COSY und das Konzept einer Simulation*. Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.
- [Alb97] D. Albers et al. Proton-proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies. *Phys. Rev. Lett.*, 78:1652, 1997.
- [All99] C. E. Allgower, F. Lehar et al. unveröffentlicht, enthalten in der Weltdatenbasis von SAID [Arn97], 1999.
- [Alt98] M. Altmeier. *Die Entwicklung und der Bau des polarisierten Wasserstoffatomstrahlteils für das EDDA-Experiment an COSY-Jülich*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.
- [Arn97] R. A. Arndt et al. Nucleon-nucleon elastic scattering analysis to 2.5 GeV. *Phys. Rev.*, C 56:3005, 1997.
- [Bau98] F. Bauer. *Polarisationsbestimmung mit einem internen Polarimeter am Cooler Synchrotron COSY*. Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998.
- [Bau99] F. Bauer and K. Büßer on behalf of the EDDA-collaboration. A polarimeter for GeV protons of recirculating synchrotron beams. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 431:385, 1999.
- [Ber83] A. Berdoz et al. Measurement of the analysing power of elastic proton-proton scattering at 582 MeV. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 9:L261, 1983.
- [Bev78] P. R. Bevington et al. Polarization analyzing power $A_y(\theta)$ in pp elastic scattering at 643, 787 and 796 MeV. *Phys. Rev. Lett.*, 41:384, 1978.
- [Bjo64] J. D. Bjorken and S. D. Drell. *Relativistische Quantenmechanik*. Bibliographisches Institut, Mannheim, 1964.
- [Bla66] R. Blankenbecler and R. Sugar. *Phys. Rev.*, 142:1051, 1966.

- [Bou80] C. Bourrely et al. Polarization phenomena in hadronic reactions. *Rep. Prog. Phys.*, 59:95, 1980.
- [Bro88] S. J. Brodsky and G. F. de Teramond. Spin correlations, QCD color transparency and heavy-quark thresholds in proton-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 60:1924, 1988.
- [Bü96] K. Büßer. *Entwicklung der Detektorkomponenten eines Polarimeters für das EDDA-Experiment am Protonensynchrotron COSY*. Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.
- [Bus99] M. Busch and N. Schirm. private Mitteilung, EDDA-Kollaborationstreffen, Hamburg, 1999.
- [Bus00] M. Busch. Dissertation in Vorbereitung, ISKP, Universität Bonn, 2000.
- [Bys78] J. Bystricky, F. Lehar and P. Winternitz. Formalism of nucleon-nucleon elastic scattering experiments. *Journal de Physique*, 39:1, 1978.
- [Col99] T. Colberg. *Messung von Analysierstärken der elastischen Proton-Proton-Streuung mit dem EDDA-Detektor bei Be- und Entschleunigung des COSY-Protonenstrahls*. Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.
- [Con93] H. E. Conzett. Spin polarization in nuclear and particle physics. Internal Report LBL - 34403, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, 1993.
- [Die98] O. Diehl. *Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.
- [Doh97] F. Dohrmann. *Ergebnisse des EDDA-Experimentes zur elastischen Proton-Proton-Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen*. Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1997.
- [EDD99] The EDDA-Collaboration: M. Altmeier et al. A helical scintillating fiber hodoscope. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 431:428, 1999.
- [Eng98] H. P. Engelhardt. *Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.
- [Eri88] T. Ericson and W. Weise. *Pions and Nuclei*. Clarendon Press, Oxford, 1988.

- [Eve97] P. D. Eversheim, M. Altmeier and O. Felden. The polarized atomic-beam target for the EDDA experiment and the time-reversal invariance test at COSY. *Nucl. Phys.*, A626:117c, 1997.
- [Eys00] O. Eyser. Diplomarbeit in Vorbereitung, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000.
- [Fel98] O. Felden. *Die Inbetriebnahme des polarisierten Atomstrahltargets für das EDDA-Experiment am Cooler Synchrotron COSY*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.
- [Fic71] D. Fick. *Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen*. Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971.
- [Ger98] H. V. v. Geramb et al. Analysis of NN amplitudes up to 2.5 GeV: An optical model and geometric interpretations. *Phys. Rev.*, C 58:1948, 1998.
- [Han66] R. C. Hanna. Some experimental aspects of the use of polarized beams. In P. Huber and H. Schopper, editors, *Proceedings of the 2nd International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons*, page 280, Basel, 1966.
- [Hei95] S. Heider. *Bestimmung des Azimutwinkels im EDDA-Experiment*. Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1995.
- [Hin97] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [Jon99] E. Jonas. Diplomarbeit in Vorbereitung, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.
- [Kob94] Y. Kobayashi et al. Energy-dependent measurements of the pp elastic analyzing power and narrow dibaryon resonances. *Nucl. Phys.*, A 569:791, 1994.
- [Lac80] M. Lacombe et al. *Phys. Rev.*, C 21:861, 1980.
- [Leh97] A. Lehrach. *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*. Dissertation, Universität Bonn, 1997.
- [Lin98] T. Lindemann. *Einfluß der Innenschale des EDDA-Detektors auf die Winkelauflösung und Vertexrekonstruktion*. Diplomarbeit, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998.

- [Lin00] J. Lindlein. Dissertation in Vorbereitung, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000.
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde and C. Elster. *Phys. Rep.*, 149:1, 1987.
- [Mac89] R. Machleidt. The meson theory of nuclear forces and nuclear structure. *Adv. Nucl. Phys.*, 19:189, 1989.
- [Mac94] R. Machleidt and G. Q. Li. Nucleon-nucleon potentials in comparison: Physics or polemics ? *Phys. Rep.*, 242:5, 1994.
- [Mac96] R. Machleidt, F. Sammarruca and Y. Song. Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure. *Phys. Rev.*, C 53:R 1483, 1996.
- [Mac98a] R. Machleidt. private Mitteilung, 1998.
- [Mac98b] R. Machleidt. The nucleon-nucleon interaction at intermediate energies. In *Progress Report of the Workshop on Intermediate Energy Spin Physics*, page 169, Jülich, 1998.
- [Mac99] R. Machleidt. private Mitteilung, 1999.
- [Mad70] Madison convention in polarization phenomena in nuclear reactions. In H. H. Barschall, W. Haeberli, editor, *Proc. 3rd Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, Madison, 1970.
- [Mai97] R. Maier. Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A390:1, 1997.
- [Mar70] P. Marmier and E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles*. Academic Press, New York, London, 1970.
- [May84] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik - Eine Einführung*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [McN82] M. W. McNaughton et al. Spin correlation A_{NN} and analyzing power A in $pp \rightarrow pp$ at 643 MeV. *Phys. Rev.*, C 25:2107, 1982.
- [McN90] M. W. McNaughton et al. Three-spin measurements in $pp \rightarrow pp$ at 730 MeV. *Phys. Rev.*, C 41:2809, 1990.
- [Mes90] A. Messiah. *Quantenmechanik*. de Gruyter, Berlin, New York, 1990.
- [Nag78] M. M. Nagels, T. A. Rijken and J. J. de Swart. *Phys. Rev.*, D 17:768, 1978.
- [Nol93] W. Nolting. *Quantenmechanik*. Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1993.

- [Occ47] G. P. S. Occhialini et al. *Nature*, 159:694, 1947.
- [Ohl73] G. G. Ohlsen and P. W. Keaton. Techniques for measurement of spin- $\frac{1}{2}$ and spin-1 polarization analyzing tensors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 109:41, 1973.
- [Prz98] B. v. Przewoski et al. Proton-proton analyzing power and spin correlation measurements between 250 and 450 MeV at $7^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$ with an internal target in a storage ring. *Phys. Rev., C* 58:1897, 1998.
- [Rei68] R. V. Reid jr. *Ann. Phys.*, 50:411, 1968.
- [Roh94] H. Rohdjeß. Offline analysis of EDDA run june 13-17 1994: θ -reconstruction. Internal Report 94-02, EDDA, 1994.
- [Roh97a] H. Rohdjeß. A kinematic fit for the EDDA experiment. Internal Report 97-02, EDDA, 1997.
- [Roh97b] H. Rohdjeß. The ring 9/10/11 problem. Internal report, EDDA, 1997.
- [Sal51] E. E. Salpeter and H. A. Bethe. *Phys. Rev.*, 84:1232, 1951.
- [Sch95] P. Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2. Auflage, 1995.
- [Sch96] F. Schwandt. YODA-users guide. Internal report, ISKP, Universität Bonn, 1996.
- [Sch99] V. Schwarz. *Kontinuierliche Messung der Polarisierung eines Synchrotronstrahls während der Hochbeschleunigung*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1999.
- [Sco99] W. Scobel for the EDDA collaboration. pp elastic scattering: New results from EDDA (COSY). In H.O. Meyer, editor, *Proceedings of the 4th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings*, Bloomington, IN, 1999.
- [Sto94] V. G. J. Stoks et al. Construction of high-quality NN potential models. *Phys. Rev., C* 49:2950, 1994.
- [Tak51] M. Taketani, S. Nakamura and M. Sasaki. *Proc. Theor. Phys.*, 7:45, 1951.
- [Tak89] S. Takeuchi et al. *Nucl. Phys., A* 504:77, 1989.
- [Tay72] J. R. Taylor. *Scattering Theory*. John Wiley & Sons, New York, 1972.

- [Vin91] R. Vinh Mau et al. Nuclear forces and quark degrees of freedom. *Phys. Rev. Lett.*, 67:1392, 1991.
- [Vin99] R. Vinh Mau. private Mitteilung, 2nd Intl. Workshop on Nucleon-Nucleon Interactions, Bad Honnef, 1999.
- [Wei99] E. Weise. private Mitteilung, EDDA-Kollaborationstreffen, Hamburg, 1999.
- [Wei00] E. Weise. Dissertation in Vorbereitung, ISKP, Universität Bonn, 2000.
- [Wel98a] A. Wellinghausen. private Mitteilung, 1998.
- [Wel98b] A. Wellinghausen. *Das EDDA-Experiment bei COSY: Elastische Proton-Proton-Streuung und die Frage nach dibaryonischen Resonanzen*. Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998.
- [Wig33] E. Wigner. *Phys. Rev.*, 43:252, 1933.
- [Wir95] R. B. Wiringa V. G. J. Stoks and R. Schiavilla. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Phys. Rev.*, C 51:38, 1995.
- [Wit86] B. de Wit and J. Smith. *Field Theory in Particle Physics*, volume 1. North Holland Physics Publishing, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, 1986.
- [Wol95] K. Woller. Rotbuch der EDDA-Außenschale. Internal Report 95-01, EDDA, 1995.
- [Wol96] K. Woller. *Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei $T=1505$ MeV und $T=2201$ MeV*. Dissertation, I. Inst. f. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.
- [Yuk35] H. Yukawa. *Proc. Phys. Math. Soc. Jpn.*, 17:48, 1935.
- [Zie98] R. Ziegler. *Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle meinen Dank all denen aussprechen, die mich bei der Durchführung dieses Projektes unterstützt haben. Insbesondere danke ich ...

...Prof. Dr. W. Scobel für die ausgezeichnete Betreuung während der letzten Jahre. Seine ständige Bereitschaft zur Diskussion und seine richtungsweisenden Ratschläge waren immer sehr hilfreich.

...Jürgen Lindlein für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

...Frank Bauer, der nicht nur in Diskussionen über Polarisationsprobleme häufig den besten Überblick hat.

...Jan Greiff für den gemeinsamen Spaß bei der Rechnerverwaltung.

...Tilman Colberg für die vielen Diskussionen, die fast immer auch mit den Polarisationsdaten zu tun hatten.

...Levent Demirörs für sein vorbildliches Engagement für ein Experiment, mit dem er eigentlich nie direkt etwas zu tun hatte.

...Eike Jonas für seine engagierte Mitarbeit an dem Polarimeterprojekt.

...Thore Lindemann, nicht nur für einen Ausflug nach Holland.

...Dr. Heiko Rohdjeß für seine Hilfsbereitschaft bei allen Problemen mit der Analysesoftware und für seine wertvollen Ratschläge.

...allen weiteren heutigen und ehemaligen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn und Hamburg für die hervorragende Zusammenarbeit während der Strahlzeiten und dazwischen.

...dem COSY-Team in Jülich für die Zusammenarbeit im Rahmen des Polarimeterprojektes, sowie für die Kooperation in den Strahlzeiten.

...allen Mitarbeitern des I. Instituts für die gut funktionierende Zusammenarbeit. Hervorgehoben seien dabei besonders Herr Schirm und Herr Gärtner, ohne die man gar keine Polarimeter bauen kann.

...den ehemaligen Doktoranden Arne Wellinghausen, Frank Dohrmann und Knut Woller für ihr nicht erloschenes Interesse an EDDA und an uns.

...meinen Freunden Claudia, Andreas, Maike, Olaf, Torsten und meiner Schwester Heike, die alle so erfrischend unphysikalisch sein können.

...meinen Eltern für ihre Unterstützung und ihr stetiges Interesse durch das gesamte Studium hinweg.

...Tina. Für alles.