

Anregungsfunktionen der
Polarisationsobservablen A_{NN} ,
 A_{SS} und A_{SL} der elastischen
 $\vec{p}\vec{p}$ -Streuung

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Kjeld Oleg Eyser
aus Mölln

Hamburg 2004

| | |
|--|--|
| Gutachter der Dissertation: | Prof. Dr. W. Scobel Prof. Dr. F. Hinterberger |
| Gutachter der Disputation: | Prof. Dr. W. Scobel Prof. Dr. K. Wick |
| Datum der Disputation: | 09.06.2004 |
| Vorsitzender des Prüfungsausschusses: | Dr. H. D. Rüter |
| Vorsitzender des Promotionsausschusses: | Prof. Dr. R. Wiesendanger |
| Dekan des Fachbereichs Physik: | Prof. Dr. G. Huber |

Abstract

With the idea of precise measurements of the elastic proton proton scattering the EDDA experiment was developed as an internal experiment at the cooler synchrotron COSY at the Forschungszentrum Jülich. The detector setup consists of two cylindrical scintillator hodoscopes, which account for the kinematics of the reaction and concentrically surround the beam pipe. Data acquisition can take place already during acceleration of the COSY proton beam and leads to complete excitation functions from $350 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2500 \text{ MeV}$. The polar angular acceptance comprises $30^\circ \leq \vartheta_{cm} \leq 90^\circ$.

The experiment can be classified in three phases, which are devoted to different observables. The first two phases were aimed at the unpolarized differential cross section $d\sigma/d\Omega$ and the single polarized analyzing power A_N . Their Results have been published already. The completing third phase then turned to three double polarized spin correlation coefficients, namely A_{NN} , A_{SS} , und A_{SL} .

The measurement of double polarized scattering has taken place during four periods until summer 2001 and finally reached more than 70% of beam polarization of 10^{10} circulating protons at maximum energy. This equals luminosities of $2 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ with a typical target thickness of $1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (and effective target polarizations between 60% and 70%). Decreased cross sections at high energies result in low counting rates during the measurement of excitation functions, which has been compensated for by extended storage times at ten different energies for further data accumulation. As a whole the data base includes 4.6 mio. events within the excitation functions and 12.4 mio. more events at fixed energies.

This work is devoted to the analysis of excitation functions of double polarized scattering observables A_{NN} , A_{SS} , and A_{SL} . The results at fixed energies are used for consistency checks only. The data analysis has been carried out on the basis of asymmetries arising from the polarizations in the azimuthal angle. Corrections have been applied to the asymmetries with respect to the polarizations, and the data sets have been tested for internal consistency. Final results comprise 343 data points in either excitation functions and angular distributions in each of the three spin correlation coefficients, which have been compared to other experiments and phase shift analyses. A_{SS} has been measured for the first time above 792 MeV and shows strong deviations from phase shift analyses. Normalization of the spin correlation coefficients uses angle and energy dependant Legendre polynomials based upon the EDDA data of the analyzing power. Below 1700 MeV normalization uncertainties are less than 0.07, and the systematical errors are not exceeding 0.06.

The expanded world data base provides the basis for a direct reconstruction of the scattering amplitudes at five fixed energies. Finally this work includes an attempt to phenomenologically expand a meson exchange modell in order to describe the medium energy range satisfyingly above 1 GeV . The spin observables turn out to be partially very stiff and extremely difficult to reproduce in detail.

Kurzfassung

Das EDDA-Experiment wurde mit dem Vorsatz der präzisen Vermessung der elastischen Proton-Proton-Streuung als internes Experiment am Cooler Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich entwickelt. Der Detektor besteht im Hinblick auf die Kinematik der zu untersuchenden Reaktion aus zwei konzentrisch um das Strahlrohr angebrachten Szintillatorrhodoskopen, die bereits während der Beschleunigung des Protonenstrahls ganze Anregungsfunktionen mit hoher innerer Konsistenz zwischen $350 \text{ MeV} \leq T_{\text{Lab}} \leq 2500 \text{ MeV}$ aufnehmen. Der abgedeckte Polarwinkelbereich umfasst dabei $30^\circ \leq \vartheta_{\text{cm}} \leq 90^\circ$.

Das Experiment unterteilt sich in drei Phasen, die jeweils unterschiedlichen Observablen gewidmet sind. Die ersten beiden Phasen haben den spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ und die einfach polarisierte Analysierstärke A_N zum Ziel gehabt. Ergebnisse zu beiden Observablen sind bereits veröffentlicht. Die abschließende, dritte Phase ist auf drei doppelt polarisierte Observablen gerichtet, dies sind die Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} .

Die doppelt polarisierte Messung ist in vier Messzeiten bis zum Sommer 2001 durchgeführt worden und lief gegen Ende mit Strahlpolarisationen von über 70% mit etwa 10^{10} zirkulierenden Protonen bei maximaler Energie. Das entspricht Luminositäten von $2 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei typischen Flächendichten des Targets von $1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (mit effektiven Targetpolarisationen zwischen 60% und 70%). Eine reine Messung von Anregungsfunktionen bei hohen Energien erreicht durch die reduzierte Luminosität nur eine schwache Statistik, die Datennahme während der Beschleunigung wurde daher durch zehn Festenergien ergänzt. Insgesamt liegen 4.6 Mio. Streueignisse für die Anregungsfunktionen und weitere 12.4 Mio. Ereignisse bei festen Energien vor.

Diese Arbeit widmet sich den Anregungsfunktionen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} , die festen Energien werden lediglich zu Konsistenzprüfungen herangezogen. Die Analyse der Daten erfolgt mit Hilfe von Zählratenasymmetrien, die sich in den Azimutwinkelverteilungen in Folge der Polarisierungen ergeben. Es werden verschiedene Korrekturen der Asymmetrien mit besonderem Blick auf die Polarisierungseigenschaften durchgeführt und die Datenmenge auf innere Konsistenz geprüft. Die Ergebnisse umfassen jeweils 343 Datenpunkte für die drei Spinkorrelationskoeffizienten in Form von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen, die mit bestehenden Experimenten und Streuphasenlösungen auf Verträglichkeit untersucht werden. In A_{SS} erschließen die Daten oberhalb von 792 MeV einen bisher nicht vermessenen Energiebereich, in dem auch Streuphasenlösungen starke Diskrepanzen aufweisen. Die Normierung der Spinkorrelationskoeffizienten erfolgt mit winkel- und energieabhängigen Legendre-Polynomen auf Basis der im EDDA-Experiment bestimmten Analysierstärke. Bis 1700 MeV ist die Normierungsunsicherheit der Anregungsfunktionen kleiner als 0.07, und die systematischen Fehler betragen maximal 0.06 in den Observablen.

Der erweiterte Weltdatensatz bildet des Weiteren bei fünf Energien die Grundlage einer direkten Rekonstruktion der Streuamplituden. Abschließend wird der Versuch unternommen, ein Mesonenaustauschmodell durch phänomenologische Erweiterungen in den Mittelenergiebereich oberhalb von 1 GeV hinein zu erweitern. Die Spinobservablen erweisen sich hierbei teilweise als sehr starr und äußerst schwer zu reproduzieren.

Für
Herta Emma Pfläging

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Formalismus der Nukleon–Nukleon–Streuung | 5 |
| 2.1 | Streuung von spinlosen Teilchen | 5 |
| 2.1.1 | Partialwellenzerlegung | 7 |
| 2.1.2 | Formale Beschreibung des Streuprozesses | 8 |
| 2.2 | Teilchen mit Spin | 10 |
| 2.2.1 | Spin und Polarisation | 10 |
| 2.2.2 | Die Amplitudenmatrix | 12 |
| 2.2.3 | Observablen | 12 |
| 2.2.4 | Koordinatensysteme | 13 |
| 2.2.5 | Unabhängige Größen | 16 |
| 2.3 | Streuphasenanalyse | 19 |
| 2.3.1 | Partialwellenanalyse | 19 |
| 2.3.2 | Direkte Rekonstruktion | 20 |
| 2.4 | Die SAID–Datenbasis | 21 |
| 3 | Theoretische Grundlagen und Modellbeschreibungen | 25 |
| 3.1 | Phänomenologie | 26 |
| 3.1.1 | Allgemeiner Ansatz | 26 |
| 3.1.2 | Nijmegen–Potential | 27 |
| 3.1.3 | Optische Potentiale | 27 |
| 3.2 | Quantenchromodynamik | 27 |
| 3.2.1 | Nichtrelativistisches Modell | 28 |
| 3.2.2 | Gitterfeldtheorie | 29 |
| 3.2.3 | Quark–Bag–Modell | 29 |
| 3.3 | Effektive Feldtheorie mit Mesonen | 30 |
| 3.3.1 | Dispersive Erweiterung | 32 |
| 3.3.2 | Chirale Störungstheorie | 32 |
| 3.4 | Mesonenaustausch oberhalb der elastischen Schwelle | 33 |
| 3.4.1 | Bonn–Modell | 34 |
| 3.5 | Regge–Theorie | 35 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4 | Das EDDA-Experiment | 39 |
| 4.1 | Der Beschleuniger COSY | 39 |
| 4.1.1 | Beschleunigung polarisierter Protonen | 40 |
| 4.2 | Der Detektor | 44 |
| 4.2.1 | Die Außenschale | 45 |
| 4.2.2 | Die Innenschale | 47 |
| 4.2.3 | Das Detektorkoordinatensystem | 47 |
| 4.3 | Das Atomstrahltarget | 48 |
| 4.3.1 | Aufbau des Targets | 48 |
| 4.3.2 | Eigenschaften des Atomstrahls | 51 |
| 4.4 | Die Datenaufnahme | 51 |
| 4.4.1 | Messzyklus | 51 |
| 4.4.2 | Ereignisrekonstruktion | 52 |
| 4.5 | Simulationsuntersuchungen | 54 |
| 5 | Methoden der Datenauswertung | 55 |
| 5.1 | Asymmetrieverfahren | 56 |
| 5.1.1 | Methode nach Ohlsen | 56 |
| 5.1.2 | Erweiterung für doppelt polarisierte Streuung | 58 |
| 5.1.3 | Korrekturen für einen nicht-idealen Aufbau | 63 |
| 5.2 | Behandlung der Analysierstärke | 64 |
| 5.3 | Fitverfahren | 66 |
| 6 | Analyse der Daten | 69 |
| 6.1 | Datenauswahl | 69 |
| 6.1.1 | Datensätze | 70 |
| 6.1.2 | Auswahlkriterien und Schnitte | 72 |
| 6.1.3 | Detektorakzeptanz und Totzeiten | 75 |
| 6.2 | Korrekturen der Asymmetrien | 77 |
| 6.2.1 | Unterschiedliche Strahlprotonenanzahlen | 77 |
| 6.2.2 | Unterschiedliche Detektoreffizienzen | 78 |
| 6.3 | Polarisationsbestimmung | 78 |
| 6.3.1 | Impulseinteilung | 79 |
| 6.3.2 | Targetpolarisation | 79 |
| 6.3.3 | Qualität des Targets | 81 |
| 6.3.4 | Strahlpolarisation während der Beschleunigung | 81 |
| 6.3.5 | Entschleunigung des Strahls | 82 |
| 6.4 | Qualität der Daten | 84 |
| 6.4.1 | Innere Konsistenz der Rampendaten | 85 |
| 6.4.2 | Konsistenz zwischen Rampendaten und Festimpulsen | 87 |
| 6.5 | Anregungsfunktionen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} | 88 |
| 6.5.1 | Spinkorrelation A_{NN} | 88 |
| 6.5.2 | Spinkorrelation A_{SS} | 89 |
| 6.5.3 | Spinkorrelation A_{SL} | 96 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.5.4 | A_{LL} unter $\vartheta_{cm} = 90^\circ$ | 96 |
| 6.6 | Konsistenz der Analysierstärke | 97 |
| 6.7 | Systematische Fehler | 99 |
| 6.7.1 | Falsche Asymmetrien | 100 |
| 6.7.2 | Betragsunterschiede bei Umkehr der Polarisationsrichtung | 101 |
| 6.7.3 | Fehlausrichtung der Polarisation | 101 |
| 6.7.4 | Inelastischer Untergrund | 102 |
| 6.7.5 | Unpolarisierter Untergrund | 105 |
| 6.7.6 | Normierungsunsicherheiten | 106 |
| 6.7.7 | Zusammenfassung der systematischen Fehler | 106 |
| 6.8 | Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden | 107 |
| 7 | Ein erweitertes Mesonenaustauschmodell | 111 |
| 7.1 | Phänomenologische Erweiterungen | 112 |
| 7.2 | Spinobservable | 116 |
| 7.3 | Energien oberhalb $T_{lab} = 1 \text{ GeV}$ | 118 |
| 8 | Zusammenfassung | 121 |
| | Anhang | 125 |
| A | Winkelverteilungen von A_{NN}, A_{SS} und A_{SL} | 127 |
| B | Weitere Abbildungen zur direkten Rekonstruktion von Streuamplituden | 137 |
| | Literaturverzeichnis | 141 |
| | Index | 149 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Zeitliche Entwicklung des Weltdatensatzes | 2 |
| 1.2 | Energieabhängiger Weltdatensatz | 3 |
| 2.1 | Elastische Streuung | 6 |
| 2.2 | Laborkoordinatensystem und Streuebene | 14 |
| 2.3 | Koordinatensystem zur Beschreibung der Spinobservablen | 15 |
| 2.4 | Weltdatensatz der Analysierstärke | 22 |
| 2.5 | Weltdatensatz der Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} | 23 |
| 3.1 | Ein-Boson-Austausch | 30 |
| 3.2 | Zwei-Bosonen-Austausch | 34 |
| 3.3 | Gekreuzter Zwei-Bosonen-Austausch | 34 |
| 3.4 | Regge-Pole und -Trajektorien in der komplexen Ebene | 36 |
| 3.5 | Ein-Teilchen-Austausch im t - und s -Kanal | 36 |
| 4.1 | Das Cooler Synchrotron COSY | 41 |
| 4.2 | Arbeitspunkt während der Beschleunigung | 44 |
| 4.3 | Polarisation während der Beschleunigung | 45 |
| 4.4 | Der EDDA-Detektor | 46 |
| 4.5 | Das Detektorkoordinatensystem | 47 |
| 4.6 | Aufsicht des Atomstrahltargets | 49 |
| 4.7 | Hyperfeinstrukturaufspaltung von Wasserstoff | 50 |
| 4.8 | Beschleunigungszyklen | 52 |
| 4.9 | Vertexbestimmung | 53 |
| 5.1 | Sektoreinteilung des EDDA-Detektors in Hälften | 56 |
| 5.2 | Sektoreinteilung des EDDA-Detektors in Viertel | 58 |
| 5.3 | Modulation des Wirkungsquerschnittes bei Q_x und P_y | 60 |
| 5.4 | Modulation des Wirkungsquerschnittes bei Q_y und P_x | 61 |
| 5.5 | Anpassung der Analysierstärke bei 1793 MeV | 66 |
| 6.1 | Gesamtdatenmenge über Impuls | 72 |
| 6.2 | Zählratenverteilungen bei festem Impuls | 74 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 6.3 | Vertexbewegung während der Beschleunigung | 75 |
| 6.4 | Akzeptanz des Detektors und Totzeit | 76 |
| 6.5 | Einfluss der Haltefelder auf die Strahlintensität | 77 |
| 6.6 | Targetpolarisationen während der Beschleunigung | 80 |
| 6.7 | Strahlpolarisation während der Beschleunigung | 82 |
| 6.8 | Strahlpolarisation zwischen Resonanzen | 83 |
| 6.9 | Polarisation in der Abwärtsrampe | 84 |
| 6.10 | Konsistenz zwischen Datensätzen | 85 |
| 6.11 | Konsistenz zwischen Rampe und Festimpuls | 87 |
| 6.12.a | Anregungsfunktionen von A_{NN} (1) | 90 |
| 6.12.b | Anregungsfunktionen von A_{NN} (2) | 91 |
| 6.13.a | Anregungsfunktionen von A_{SS} (1) | 92 |
| 6.13.b | Anregungsfunktionen von A_{SS} (2) | 93 |
| 6.14.a | Anregungsfunktionen von A_{SL} (1) | 94 |
| 6.14.b | Anregungsfunktionen von A_{SL} (2) | 95 |
| 6.15 | A_{LL} unter $\vartheta = 90^\circ$ | 96 |
| 6.16 | Konsistenz der Analysierstärke | 98 |
| 6.17 | Simulation zur Abschätzung falscher Asymmetrien | 100 |
| 6.18 | Simulation inelastischer Reaktionen | 103 |
| 6.19 | Wirkung des inelastischen Untergrunds auf Spinobservable | 104 |
| 6.20 | Wirkung des inelastischen Untergrunds bei festen Impulsen | 105 |
| 6.21 | Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1600 MeV$ | 109 |
| 7.1 | Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt der pp -Streuung | 112 |
| 7.2 | Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung | 113 |
| 7.3 | Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt mit Erweiterungen | 115 |
| 7.4 | Differentielle Wirkungsquerschnitte des erweiterten Mesonenmodells | 116 |
| 7.5 | Spinobservable des erweiterten Mesonenaustauschmodells | 117 |
| 7.6 | Anpassung der Analysierstärke bei $1800 MeV$ | 119 |
| 8.1 | Erweiterter Weltdatensatz der Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} | 123 |
| B.1 | Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1300 MeV$ | 138 |
| B.2 | Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1800 MeV$ | 139 |
| B.3 | Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 2100 MeV$ | 140 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|------|---|-----|
| 2.1 | Verwendete Notationen der Observablen | 18 |
| 2.2 | Erlaubte Partialwellen in der Proton–Proton–Streuung | 20 |
| 3.1 | Mesonen und ihre Quantenzahlen | 31 |
| 4.1 | Depolarisierende Resonanzen | 43 |
| 6.1 | Datenmenge | 71 |
| 6.2 | Konsistenz zwischen den acht Rampenmessungen | 86 |
| 6.3 | Konsistenz der Analysierstärke | 99 |
| 6.4 | Zusammenfassung der systematischen Fehler | 106 |
| 6.5 | Datenbasis für direkte Rekonstruktion | 108 |
| A.1 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (1) | 127 |
| A.2 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (2) | 128 |
| A.3 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (3) | 129 |
| A.4 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (4) | 130 |
| A.5 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (5) | 131 |
| A.6 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (6) | 132 |
| A.7 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (7) | 133 |
| A.8 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (8) | 134 |
| A.9 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (9) | 135 |
| A.10 | Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten (10) | 136 |

Kapitel 1

Einleitung

The oldest and strongest emotion of mankind is fear, and the oldest and strongest kind of fear is fear of the unknown.

H. P. Lovecraft

Es ist offenbar ein Grundbedürfnis des Menschen, ihm Unbekanntem auf den Grund zu gehen und Dinge zu erforschen. Auch wenn die Mittel, derer er sich dazu bedient, im Laufe der letzten Jahrtausende verändert und weiter entwickelt wurden, ist doch die Frage nach dem Ursprung unseres Universums und des Lebens nicht abschließend beantwortet. Ganz im Gegenteil hält allein der Aufbau dieser Welt eine Komplexität bereit, die durch die Physik in weiten Bereichen noch unerschlossen ist. Als eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen ist die Kernkraft (oder die Starke Kraft) ganz entscheidend für den Zusammenhalt der Atomkerne, deren Eigenschaften in verschiedenen Modellen beschrieben werden können.

Als Bausteine der Nukleonen haben sich die Quarks als Elementarteilchen etabliert, die sich zu dreien zusammenfinden jedoch im ruhenden Nukleon nach außen praktisch unsichtbar sind. Sondiert man die Nukleonen mit hoher Energie, lässt sie zum Beispiel hochrelativistisch aufeinander treffen, treten die Quarks hervor – freilich ohne, dass sie dabei als freie Teilchen entweichen könnten. Es gibt also einen mittleren Energiebereich, in dem die einzelnen Quarks in die Beschreibung des Streuprozesses hinzukommen müssen. Dieser Übergangsbereich ist sehr schlecht verstanden.

Die Starke Kraft unterscheidet sich grundlegend von der, dem Menschen aus seiner Umwelt wohl bekannten Gravitation oder der elektromagnetischen Kraft. Neben einer Tensorkraft enthält sie nämlich auch starke, spinabhängige Komponenten, deren Auswirkungen in Streuexperimenten durch polarisierte, d.h. spin-ausgerichtete, Protonentargets und -strahlen studiert werden können.

Die Durchführung solcher Polarisationsexperimente ist in der Regel aufwändig, Abbildung 1.1 zeigt die zeitliche Entwicklung der gesammelten Datenmengen verschiedener Spinobservablen der elastischen Proton–Proton–Streuung. Die Angabe

der Polarisationsanzahl bezieht sich auf die vier beteiligten Teilchen der Reaktion, also Projektil und Target sowie Ejektil und rückgestreutes Proton. Die unpolarisierte Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist naturgemäß Gegenstand der ersten Messungen gewesen, bald gefolgt von der einfach polarisierten Streuung, in der entweder Projektil oder Target spinausgerichtet waren. Die Polarisation führt zu einer Brechung der azimuthalen Symmetrie des Streuprozesses und verursacht Asymmetrien in der Zählratenverteilung.

Die Bestimmung der Polarisation des Ausgangskanals ist um ein Vielfaches komplizierter, da die hierfür Asymmetrien nach Doppelstreuungen und Kenntnisse der einfach polarisierten Streuung vorhanden sein müssen. Doppelt polarisierte Experimente nutzen folglich in den meisten Fällen polarisierte Projektilstrahlen und polarisierte Targets. Spätestens in dreifach polarisierten Messungen muss aber zumindest eine der beiden Spinausrichtungen der gestreuten Protonen bestimmt werden.

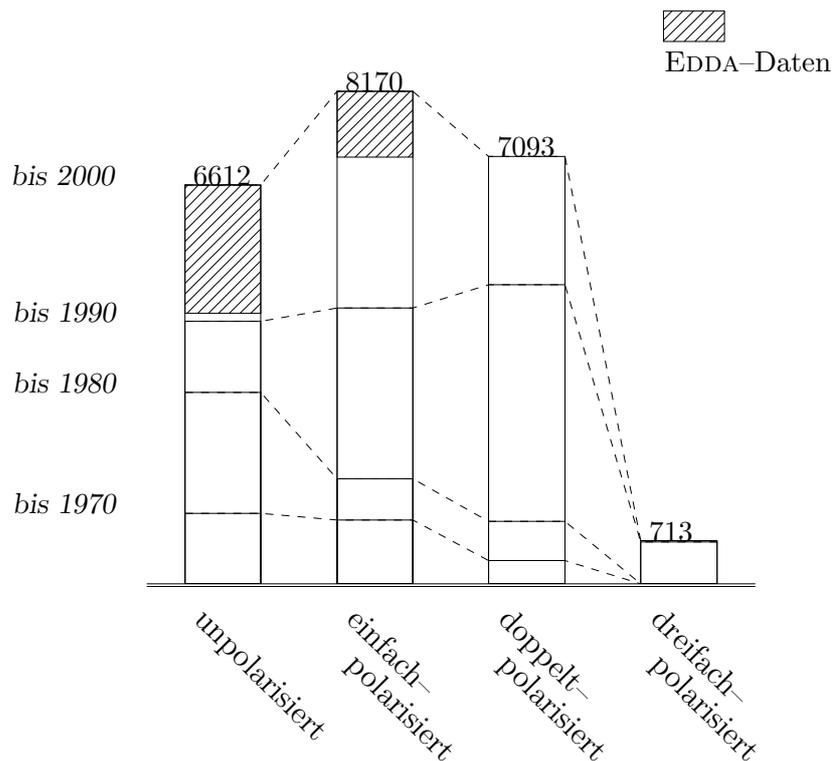


Abbildung 1.1: Zeitliche Entwicklung des Weltdatensatzes der elastischen Proton-Proton-Streuung bis $T_{Lab} = 3000$ MeV (aus der Streuphasenanalyse SAID). Das EDDA-Experiment hat bereits einige tausend Messpunkte zu den unpolarisierten und einfach polarisierten Datenmengen beigetragen, dargestellt durch die schraffierten Flächen nach 1990 ([Alb97], [Alt00]).

Bei der Datenmenge in Abbildung 1.1 ist weiterhin zu berücksichtigen, dass die gemessenen Observablen ganz allgemein abhängig vom Polarstreuwinkel ϑ_{cm} und von der Energie T_{Lab} des Streuprozesses sind. In Abbildung 1.2 ist der Datensatz bis einschließlich zum Jahr 2000 in Intervalle von $\Delta T_{Lab} = 100 \text{ MeV}$ Breite aufgetrennt. Man erkennt, dass oberhalb von 1000 MeV die Anzahl der durchgeführten Messungen rapide abnimmt.

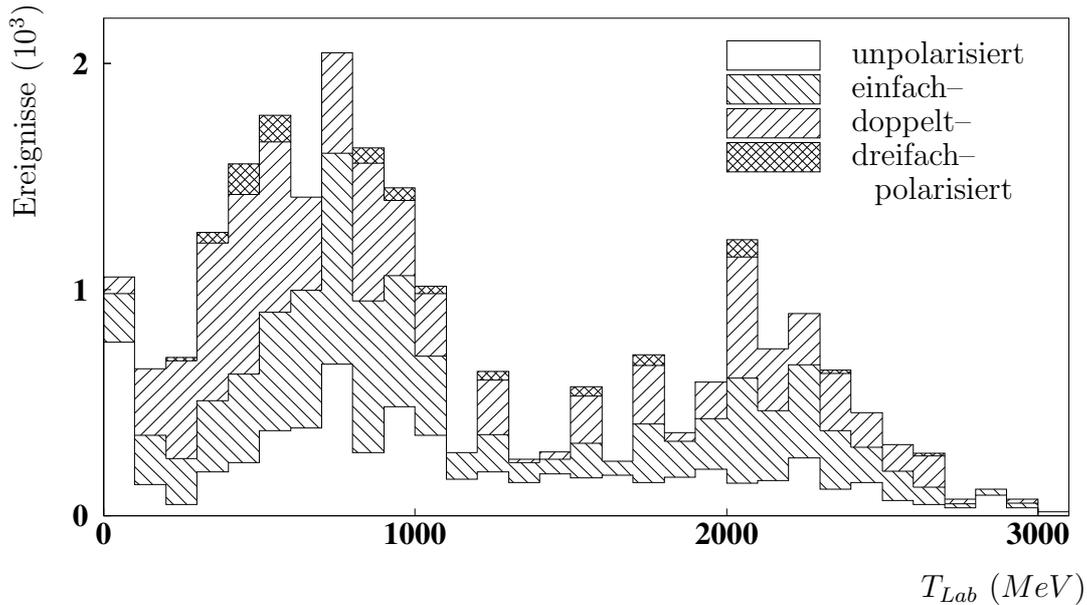


Abbildung 1.2: Welt Datensatz der elastischen Proton-Proton-Streuung in Intervallen der Breite $\Delta T_{Lab} = 100 \text{ MeV}$. Oberhalb von 1000 MeV nimmt die Datenbasis dramatisch ab, die Ergebnisse des EDDA-Experimentes aus [Alb97] und [Alt00] bis 2500 MeV sind bereits berücksichtigt.

Das EDDA-Experiment¹ wurde Anfang der 1990er Jahre begonnen, um den Welt Datensatz der elastischen Proton-Proton-Streuung in einem breiten Energie- und Winkelbereich zu ergänzen. Das Cooler Synchrotron COSY am Forschungszentrum Jülich liefert hierfür Protonenstrahlen bis 2500 MeV kinetischer Energie. Bereits während der Beschleunigung der Protonen lief dabei die Detektorauslese, und führte so zur Aufnahme von kompletten Anregungsfunktionen mit sehr guter innerer Konsistenz. Statistische Genauigkeit hat man durch mehrere tausend Wiederholungen des einzelnen Messzyklus erreichen können.

Das Experiment gliedert sich in drei Phasen, die jeweils den ersten drei Balken von Abbildung 1.1 gewidmet sind. Phase I hatte die Messung des unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnittes zum Ziel. Phase II war die einfach polarisierte Messung mit einem spinausgerichteten Target. Beide Messungen wurden bis

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

1999 abgeschlossen, und die Ergebnisse der Analyse sind bereits in den Abbildungen 1.1 und 1.2 enthalten. Die letzte Phase III war auf drei doppelt polarisierte Spinobservablen ausgerichtet, für die ein polarisierter Protonstrahl in COSY in Kombination mit dem bereits verwendeten Target aus Phase II zur Verfügung stand. Die Datennahme ist abgeschlossen, und diese Arbeit präsentiert die Ergebnisse der Anregungsfunktionen.

Zur Übersicht folgt ein kurzer Abriss der weiteren Kapitel in dieser Arbeit.

Kapitel 2 behandelt die formale Beschreibung der Nukleon–Nukleon–Streuung. Neben der Definition der Spinobservablen enthält es auch eine Vorstellung der SAID–Streuphasenanalyse und des experimentellen Welt Datensatzes.

Kapitel 3 widmet sich den theoretischen Grundlagen und stellt verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Kernkräfte vor. Ein Schwerpunkt ist dabei auf das Mesonenaustauschmodell gelegt, das die Grundlage für die Betrachtungen in Kapitel 7 darstellt.

Kapitel 4 ist eine Vorstellung des EDDA–Experimentes. Dazu gehören außer dem eigentlichen Detektor auch der Beschleuniger und das Targetsystem, die beide jeweils polarisierte Protonen zur Verfügung stellen, sowie die Datenaufnahme zur elektronischen Speicherung der Messungen.

Kapitel 5 stellt mit den Methoden der Datenanalyse die Grundlagen für das nachfolgende Kapitel bereit. Das Asymmetrieverfahren dient der Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten, greift dabei aber auf die Analyserstärke zurück, die also bekannt sein muss. Ein weiteres Fitverfahren dient lediglich zur Konsistenzprüfung der Ergebnisse.

Kapitel 6 enthält eine ausführliche Diskussion der gewonnenen Ergebnisse. Dabei werden verschiedene Datensätze zusammengeführt, nachdem die Konsistenz und Stabilität der Messungen gezeigt ist. Die Spinkorrelationskoeffizienten werden in Form von Anregungsfunktionen präsentiert und deren systematische Fehler angegeben. Abschließend wird eine *direkte* Rekonstruktion der Streuamplituden bei fünf festen Energien versucht.

Kapitel 7 führt zwei rein phänomenologische Erweiterungen in das Mesonenaustauschmodell ein, um dessen Vorhersagekraft bei mittleren Energien zu verbessern.

Kapitel 8 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und schließt mit einem kurzen Ausblick.

Kapitel 2

Formalismus der Nukleon–Nukleon–Streuung

Streuexperimente stellen eine grundlegende Möglichkeit dar, Wissen über die Struktur der Materie zu erlangen. Um die Dimension des zu untersuchenden Streuprozesses aufzulösen, werden hohe Energien benötigt. Die Betrachtung der Messgrößen muss demnach quantenmechanische Methoden enthalten, mit denen die gesuchten Informationen ermittelt werden können.

In diesem Kapitel sollen zunächst einmal die fundamentalen Zusammenhänge in einer allgemeinen Beschreibung von Streuexperimenten dargestellt werden. Ausgehend von spinlosen Teilchen (in Kapitel 2.1) lässt sich der Spin, im Experiment durch die Polarisation vertreten, in der Quantenmechanik später ohne große Probleme einführen (Kapitel 2.2). Hierbei treten verschiedene Koordinatensysteme und Observablen auf, die sich durch die Formulierung des Streuprozesses ergeben und deutlich unterschieden werden müssen. Die Streuphasenanalyse in Kapitel 2.3 bietet die Möglichkeit einer zusammenfassenden Parametrisierung des experimentellen Datensatzes unter Berücksichtigung der jeweiligen statistischen Messfehler und stellt ein Bindeglied mit den theoretischen Ansätzen des Kapitels 3 dar. Das abschließende Kapitel 2.4 fasst den vorhandenen Weltdatensatz der Proton–Proton–Streuung der im EDDA–Experiment gemessenen Polarisationsobservablen mit Ausblick auf die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

2.1 Streuung von spinlosen Teilchen

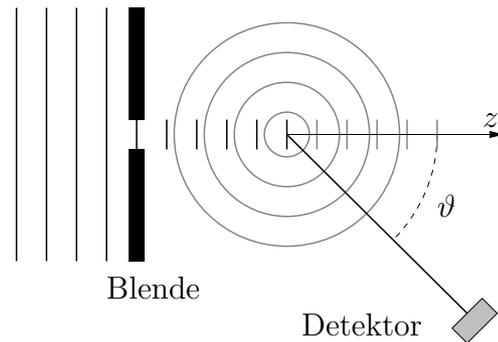
Der Streuprozess ist eine von zwei Möglichkeiten, nähere Informationen über die Struktur der Materie zu erhalten. Bei der Spektroskopie werden Atome oder Moleküle durch Energiezufuhr angeregt, um ihre Energieniveaus zu studieren und damit Rückschlüsse auf ihren inneren Aufbau erhalten zu können. Hierbei finden lediglich Übergänge zwischen gebundenen Zuständen (also diskreten Energieniveaus) statt. Ein elastischer Streuprozess hingegen ist ein asymptotischer Vorgang, bei dem sowohl der Ausgangs- als auch der Endzustand im kontinuierlichen Teil

des Eigenwertspektrums liegen.¹ Die zugängliche experimentelle Größe ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$, bei dem die Streuteilchen gezählt werden, die nach Beschuss eines Targets mit einem Teilchenstrahl in das Raumwinkelement $d\Omega(\vartheta, \varphi)$ unter den Polar- und Azimutwinkeln ϑ und φ fallen.

Der Streuprozess ist ein dynamischer Vorgang, der folglich durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben werden muss. Dabei gilt es, neben dem Ausgangszustand auch den eigentlichen Streuakt sowie den Endzustand befriedigend zu erklären. Quantenmechanisch ist das Streuteilchen als Wellenpaket zu verstehen, das durch ein Potential beeinflusst wird.

Kein Experiment wird die Streuung einzelner Teilchen auflösen können, sondern vielmehr einen ganzen Teilchenstrom in Richtung des Streuzentrums laufen lassen. Weiterhin ist ein Wellenpaket nichts anderes als eine durch eine Amplitudenfunktion geschnürte Überlagerung von ebenen Wellen verschiedener Wellenlängen. Die Betrachtung kann also zunächst auf ebene Wellen beschränkt werden. Sie ist zudem zeitunabhängig (stationär), wenn es innerhalb des Teilchenstroms keine internen Wechselwirkungen gibt, d.h. die Stromdichte nicht zu hoch ist ([Mes91]).

Abbildung 2.1: *Elastische Streuung einer einlaufenden, ebenen Welle an einem lokal begrenzten Streuzentrum. Die gestreute Kugelwelle überlagert sich mit dem ungestreuten Anteil der ebenen Welle asymptotisch.*



Das Streupotential sei hinreichend schwach, so dass es einen Ausgangszustand gibt, in dem sich das einfallende Teilchen unbeeinflusst und kräftefrei bewegen kann. Dies beschreibt die zeitunabhängige Schrödingergleichung in nichtrelativistischer Darstellung:

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

Während des Streuaktes gelangt das Teilchen in den Einflussbereich des Streuers. Die Streuung soll rein elastisch erfolgen, demnach darf sich nur die Bewegungsrichtung des Teilchens, nicht aber seine kinetische Energie ändern. Der spinlose Streuer lässt sich in diesem Fall durch ein Potential $V(\vec{r})$ darstellen, das als kugelsymmetrisch angenommen wird. Die Betrachtung beschränkt sich auf ein einzelnes Streupotential, wodurch Doppelstreuungen explizit ausgeschlossen sind. Im Experiment sollte das Target nicht zu dick sein, um diese Annahmen zu

¹Wenn im Streuprozess angeregte Zustände erzeugt werden, kommen hierfür wiederum spektroskopische Analysemethoden zur Anwendung.

erfüllen. Weiterhin sollte der Atomabstand innerhalb des Targets groß gegenüber der Compton–Wellenlänge der Streuteilchen sein, damit Interferenzen durch Beugung vermieden werden. Für den Streuakt gilt:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r})\right)\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (2.2)$$

Dabei wird durch das Potential aus der einlaufenden, ebenen Welle $\psi_0(\vec{r})$ eine auslaufende Kugelwelle $\psi_S(\vec{r})$ herausgetrennt, siehe Abbildung 2.1. Im kräftefreien Raum in genügend großem Abstand hinter dem Streuzentrum lässt sich das gestreute Teilchen als Überlagerung beider Wellenzüge verstehen:

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0(\vec{r}) + \psi_S(\vec{r}) = A(e^{-i\vec{k}\vec{r}} + f(\vartheta)\frac{e^{ikr}}{r}) \quad (2.3)$$

Der Faktor A folgt aus Normierungsgründen und erfüllt Randbedingungen bezüglich Stetigkeit und Differenzierbarkeit der Wellenfunktion, $f(\vartheta)$ ist ein streuwinkelabhängiger Amplitudenfaktor, der sich aus der asymptotischen Interferenz ergibt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Experiments folgt aus den Stromdichten der einfallenden und gestreuten Teilchenstrahlen j_{ein} und j_{aus} ([Nol96]):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{j_{aus} \cdot r^2}{j_{ein}} = |f(\vartheta)|^2 \quad (2.4)$$

Er lässt sich direkt aus dem Quadrat des Amplitudenfaktors ableiten und ist daher ebenso vom Streuwinkel abhängig. Eine direkte Bestimmung der Streuamplituden aus dem Wirkungsquerschnitt ist nicht möglich, die Lösung ist nicht eindeutig.

2.1.1 Partialwellenzerlegung

Die Einfallsrichtung der ebenen Welle (mit Wellenvektor \vec{k}) definiert eine Symmetrieachse der Streuung, die also rotationssymmetrisch und nicht abhängig vom Azimutwinkel ist. Am kugelsymmetrischen Streupotential stellt der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße dar, die Drehimpulsoperatoren (\mathbf{L}^2 und L_z) vertauschen mit dem Hamilton–Operator des vollen Streuproblems. Eine Beschreibung des Problems nach Eigenfunktionen des Drehimpulses ist naheliegend und gelingt mit Hilfe von Kugelflächenfunktionen. Der azimutale Anteil kann aufgrund der vorliegenden Symmetrie vernachlässigt werden, so dass sich der Ansatz schließlich auf Legendre–Polynome $\mathcal{L}_l(\cos \vartheta)$ reduziert:

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_l(r)}{r} \mathcal{L}_l(\cos \vartheta) \quad (2.5)$$

Für die Bessel–Funktionen $u_l(r)$ muss die asymptotische Kräftefreiheit der Bewegung berücksichtigt werden:

$$u_l(r) \sim \alpha_l \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (2.6)$$

α_l ist ein normierender Faktor. Ein Vergleich dieser Lösung mit der eines freien Teilchens ($V = 0$) zeigt die Wirkung des Potentials einzig in der komplexen Phasenverschiebung δ_l des asymptotischen Streuzustandes. Man nennt δ_l deshalb auch Streuphasen der entsprechenden Partialwellen l .

Gleichung 2.5 muss zunächst über unendlich viele l summiert werden. Für eine gegebene Energie E der Streuteilchen mit Masse m sind jedoch im Abstand r_0 nur beschränkt viele Drehimpulse möglich. In halbklassischer Betrachtung ist:

$$\sqrt{l(l+1)} \leq \frac{r_0}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (2.7)$$

Im Energiebereich des EDDA–Experimentes liegt die Anzahl der zu berücksichtigenden Streuphasen zwischen $4 \leq l_{max} \leq 11$ ([Doh97]), wobei der Einfluss der einzelnen Streuphasen auf den Streuprozess gemeinhin mit zunehmendem Drehimpuls sinkt.

Die Gleichungen 2.3 und 2.5 beschreiben die gleiche Wellenfunktion ψ , demnach gilt für die Streuamplituden:

$$f(\vartheta) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l \mathcal{L}_l(\cos \vartheta) \quad (2.8)$$

Die Streuphasen beschreiben die Streuamplituden und damit den differentiellen Wirkungsquerschnitt vollständig, da sie energieabhängig und charakteristisch für das vorliegende Potential sind.

2.1.2 Formale Beschreibung des Streuprozesses

Die Streuung einer ebenen Welle am Potential ist stationär und lässt sich anschaulich im Ortsraum beschreiben. Eine erweiterte, formale Betrachtung ([Nol96]) verfolgt einen Zustand $|\psi(t)\rangle$, der durch einen vollständigen Satz von Eigenzuständen $|E_n^{(0)}\rangle$ (Quantenzahlen n) des freien Hamiltonoperators H_0 vor der Streuung präpariert ist:

$$\psi_0 = \int dn \alpha_n |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.9)$$

Dabei sind die Entwicklungskoeffizienten α_n als experimentelle Messgrößen und somit bekannt vorauszusetzen.

Der exakte zeitliche Verlauf lässt sich im Experiment nicht nachvollziehen, zugänglich sind lediglich die Anfangs- und Endzustände. Hierbei sind im Wesentlichen die Übergangswahrscheinlichkeiten von Interesse, die die kräftefreien

Zustände lange vor ($t \rightarrow -\infty$) und lange nach ($t \rightarrow +\infty$) der Streuung ineinander überführen. Man sucht also nach einer Möglichkeit, die unbekanntenen Koeffizienten β_n aus α_n zu berechnen:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi(t)\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} \int dn \alpha_n e^{-\frac{i}{\hbar} E_n^{(0)} t} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.10)$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi(t)\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} \int dn \beta_n e^{-\frac{i}{\hbar} E_n^{(0)} t} |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.11)$$

Die zeitliche Entwicklung geschieht am besten im *Dirac*- oder Wechselwirkungs-Bild, in dem nur die Zeitabhängigkeit der Zustände von der Wechselwirkung H_1 übernommen, die der Operatoren aber durch H_0 bestimmt wird. Für den Zeitentwicklungoperator $U_D(t, t')$ bedeutet das:

$$|\psi_D(t')\rangle = U_D(t, t') |\psi_D(t)\rangle \quad (2.12)$$

Dadurch vereinfachen sich die Darstellungen der Zustände erheblich:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi_D(t)\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} \int dn \alpha_n |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.13)$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi_D(t)\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} \int dn \beta_n |E_n^{(0)}\rangle \quad (2.14)$$

Unter Beachtung der Vollständigkeitsrelation für die Energieeigenzustände $|E_n^{(0)}\rangle$ ergeben sich:

$$\beta_m = \int dn \langle E_m^{(0)} | U_D(+\infty, -\infty) | E_n^{(0)} \rangle \alpha_n = \int dn S_{mn} \alpha_n \quad (2.15)$$

durch die sogenannte Streumatrix $U_D(+\infty, -\infty)$ mit den Elementen S_{mn} .

Die asymptotischen Anfangs- und Endzustände $|E_n^{(\pm)}\rangle$ sind Eigenzustände des vollen Hamiltonoperators H , die durch die Streumatrix ineinander überführt werden:

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

Die Streumatrix beschreibt den Streuprozess vollständig und sorgt für die notwendige Normierung der Zustände. In der Grundformel der Streutheorie trennt man in der Streumatrix die einlaufende von der gestreuten Welle:

$$S_{mn} = \delta(m - n) - 2\pi i \delta(E_m^{(0)} - E_n^{(0)}) T_{mn} \quad (2.17)$$

Ohne Wechselwirkung läuft die Welle ungestört durch, und der Anfangszustand ist gleich dem Endzustand ($\delta(m - n)$). Ist eine Wechselwirkung vorhanden, kommt es zu einem Transfer (T_{mn}) der einlaufenden Welle in die gestreute. Die zweite δ -Funktion sorgt hierbei für die Energieerhaltung, die bei einer elastischen Streuung innere Anregungen unterbindet. Ein Rest der einlaufenden Welle kann ungestört weiterlaufen. Die Transfermatrix T vermittelt in Gleichung 2.17 die Wirkung der

Streuung, ihre Matrixelemente bilden also das entscheidende Maß für die Stärke der Wechselwirkung.

Eine Darstellung der Transfermatrix im Basissystem der Impulseigenzustände $|\vec{k}\rangle$ macht ihre zentrale Bedeutung noch einmal besonders deutlich. Die Bewegungsrichtung im Ausgangszustand \vec{k} wird nach \vec{k}' abgelenkt, es ist dann:

$$T(\vec{k}, \vec{k}') = -\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m} f(\vec{k}, \vec{k}') \quad (2.18)$$

Über die Streuphasen ist die Reaktion eindeutig bestimmt, sie legen die Transfermatrix und damit die Streumatrix fest. Gelingt es, die Streuphasen im Modell zu beschreiben (siehe Kapitel 3), hat man damit einen direkten Zugriff auf die Messgrößen des Experiments.

2.2 Teilchen mit Spin

Bisher ist die Betrachtung von einer Streuung zweier spinloser Teilchen ausgegangen. Auf den Spin kann jedoch nicht verzichtet werden, da er insbesondere bei der in dieser Arbeit betrachteten Starken Wechselwirkung erhebliche Auswirkungen auf den Streuprozess zeigt. Der Spin lässt sich quantenmechanisch als ein zusätzlicher Freiheitsgrad einführen, wodurch der Zustandsraum an Komplexität zunimmt ([No196]). Um die folgende Diskussion nicht unnötig aufwändig zu gestalten, beschränkt sie sich auf einen Spin von $s = \frac{1}{2}\hbar$, wie er für Protonen vorhanden ist. Die grundlegenden Annahmen in diesem Kapitel unterscheiden sich nicht von Kapitel 2.1, sie werden lediglich um den Spin erweitert. Zunächst sollen die Eigenschaften spinbehafteter Teilchen kurz vorgestellt werden, bevor diese in den eigentlichen Streuprozess einfließen.

2.2.1 Spin und Polarisation

Der quantenmechanische Zustandsraum (Hilbert–Raum) erweitert sich durch den Spin der Teilchen, indem der Ortsraum H_R mit dem Raum der Spinzustände H_S multipliziert wird:

$$H = H_R \otimes H_S \quad (2.19)$$

Einen Zustand in diesem Raum beschreibt man nun durch die Orts- und Spinwellenfunktionen $|\psi\rangle_R$ und $|\chi\rangle_S$:

$$|\psi, \chi\rangle = |\psi\rangle_R |\chi\rangle_S \quad (2.20)$$

Die Spinoperatoren erfüllen die allgemeinen Eigenwertgleichungen für Drehimpulse:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_s^2 |\psi, \chi\rangle &= s(s+1)\hbar |\psi, \chi\rangle = \frac{3}{4}\hbar |\psi, \chi\rangle \\ I_{s_z} |\psi, \chi\rangle &= m\hbar |\psi, \chi\rangle = \pm \frac{1}{2}\hbar |\psi, \chi\rangle \end{aligned}$$

Für Protonen gibt es hiernach zwei mögliche Ausrichtungen entlang einer von außen vorgegebenen Quantisierungsachse \vec{z} , nämlich parallel (*spin up*, \uparrow) oder antiparallel (*spin down*, \downarrow) zur Richtung \vec{z} .

Praktischerweise erfolgt die Angabe des Spinoperators \mathbf{I}_s durch die Pauli-Spinmatrizen²:

$$\mathbf{I}_s = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma} = \frac{1}{2}\hbar(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) \quad (2.21)$$

Die Spinausrichtung eines Teilchens wird mit Hilfe des Spinors beschrieben, der die möglichen Einstellungen zur gewählten Quantisierungsachse enthält. Ein einzelnes Proton kennt dabei nur genau zwei reine Zustände, es gibt keine Mischzustände zwischen diesen. Bei einem Ensemble von vielen Protonen, wie es zum Beispiel im Experiment vorkommen wird, sind nicht notwendigerweise alle Spins gleichgerichtet. Die von außen messbare Größe ist in diesem Fall nur die mittlere Ausrichtung aller Protonenspins, dies ist die Polarisation P . Anschaulich kann die Polarisation bei Protonen als Summe aller Spinkomponenten entlang der Quantisierungsachse gemacht werden. Das ist die normierte Differenz von Teilchen mit parallel und antiparallel ausgerichtetem Spin:

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (2.22)$$

Damit liegt der Polarisationsbetrag zwischen $0 \leq |P| \leq 1$, und das Vorzeichen bestimmt die Ausrichtung bezüglich der Quantisierungsachse.

Formaler ist die statistische Beschreibung über die Besetzungswahrscheinlichkeiten p_n der verschiedenen Zustände im Rahmen der Dichtematrix ρ :

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

Die Polarisation ergibt sich daraus als Erwartungswert des Spinoperators, also durch Spurbildung aus den Pauli-Matrizen und der Dichtematrix:

$$P = Tr(\mathbf{I}_s\rho) \quad (2.24)$$

Entwickelt man die Dichtematrix nach den Pauli-Matrizen, stößt man ebenfalls auf die Polarisation:

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P}\vec{\sigma}) \quad (2.25)$$

Hierbei wird noch einmal besonders deutlich, dass die Polarisation die mittlere Ausrichtung des Spins der Protonen beschreibt. Mit der Dichtematrix kann die Streuung von polarisierten Fermionen nun befriedigend beschrieben werden.

² $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

2.2.2 Die Amplitudenmatrix

Analog zu Gleichung 2.18 können für die Streuung spinbehafteter Teilchen die erweiterten Streuamplituden definiert werden:

$$f(\vec{k}_A, \chi_A, \vec{k}_E, \chi_E) = -4\pi^2 m T(\vec{k}_A, \chi_A, \vec{k}_E, \chi_E) \quad (2.26)$$

Dabei kann sowohl die Richtung \vec{k} als auch der Spinzustand χ durch die Streuung verändert werden. Der präparierte Spinzustand χ_E muss also nicht notwendigerweise im Experiment erhalten sein und mit dem Ausgangszustand χ_A übereinstimmen. Die Streuamplituden fasst man übersichtlich in der sogenannten Amplitudenmatrix \mathbf{M} zusammen³. Bei einfach polarisierter Streuung ist dies eine (2×2) -Matrix, jede der zwei möglichen Spinausrichtungen des Ausgangszustandes kann erhalten bleiben oder wechseln.

Die Dichtematrix eines Teilchenensembles vor der Streuung $\rho_{\mathbf{A}}$ wird durch die Amplitudenmatrix überführt in:

$$\rho_{\mathbf{E}} = \mathbf{M} \rho_{\mathbf{A}} \mathbf{M}^\dagger \quad (2.27)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist damit spin- und winkelabhängig:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Tr}(\rho_{\mathbf{E}}) = \sum_n p_n |\langle n | \mathbf{M} | n \rangle|^2 \quad (2.28)$$

In der Dichtematrix können im Falle doppelt polarisierter Streuung auch die Polarisationen des Projektilstrahls und des Targets vereint werden:

$$\rho_{\mathbf{A}} = \rho_{\text{Strahl}} \otimes \rho_{\text{Target}} \quad (2.29)$$

Die Spinoren wachsen in diesem Fall auf vier Komponenten an, die sich als Produkt aus den einfachen Spinoren ergeben. Die entsprechend erweiterten Möglichkeiten der Änderung von Spinausrichtungen drücken sich dann in einer (4×4) -Amplitudenmatrix aus.

2.2.3 Observablen

Die Amplitudenmatrix der doppelt polarisierten Streuung lässt sich nach direkten Produkten der Spinoperatoren entwickeln:

$$\mathbf{M} = \sum_{E,A} a_{E,A} \sigma_A \otimes \sigma_E \quad (2.30)$$

Dies führt nach Gleichung 2.28 auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_{0000} + \sum_n P_n \cdot a_{00n0} + \sum_m Q_m \cdot a_{000m} + \sum_{mn} P_n \cdot Q_m \cdot a_{00nm} \quad (2.31)$$

³Die Amplitudenmatrix ist nicht unitär, da sie nur auf den Spinanteil wirkt. Sie überführt den Ausgangszustand $|\chi_A\rangle$ in den Endzustand $|\chi_E\rangle = \mathbf{M} |\chi_A\rangle$

Dabei bezeichnen P_n und Q_m die Strahl- bzw. Targetpolarisationen. Die Faktoren a_{ijpq} (Elemente der Amplitudenmatrix) tragen im Subskript Informationen über die beteiligten Polarisationsrichtungen im End- und Ausgangszustand (in der Reihenfolge: Ejektil, rückgestreutes Proton, Projektil, Target). Als Richtungen sind x , y oder z für m und n möglich, eine 0 bezeichnet den unpolarisierten Fall und damit explizit auch eine nicht bekannte Polarisation. Entsprechend komplizierter wird die Gleichung, wenn zusätzlich noch die Polarisationen der Endzustände mit in die Betrachtung einbezogen werden. Da Endzustandspolarisationen im EDDA-Experiment nicht messbar sind, sollen solche Details hier nicht weiter diskutiert werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich nach der Ausrichtung und dem Betrag der Polarisationen von Strahl und Target im Ausgangs- und Endzustand. Die Messung des unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnittes erlaubt keine Aussagen über die Spinabhängigkeiten der Streuung. Dies wird deutlich, indem in Gleichung 2.31 auf der rechten Seite $a_{0000} = (d\sigma/d\Omega)_0$ ausgeklammert wird:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot \left(1 + \sum_n P_n \cdot A_{00n0} + \sum_m Q_m \cdot A_{000m} + \sum_{mn} P_n \cdot Q_m \cdot A_{00nm} \right) \quad (2.32)$$

Die Linearkombination aller Polarisationszustände resultiert im unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_0$. Gehen Polarisationskomponenten mit unterschiedlich starker Gewichtung ein, kommt es zu einer Modulation des Wirkungsquerschnitts, dies gilt insbesondere, wenn einige Polarisationszustände komplett wegfallen. Durch die Modulation lassen sich die Observablen A_{ijpq} später im Experiment bestimmen. Die Nomenklatur der Observablen ist abhängig vom betrachteten Koordinatensystemen, die im Folgenden aus diesem Grunde kurz vorgestellt werden sollen.

2.2.4 Koordinatensysteme

Die elastische Streuung von zwei Teilchen läuft grundsätzlich in einer Ebene ab, zusammen mit der Richtung des Projektils ist damit das Streukoordinatensystem, dargestellt in Abbildung 2.2, definiert. Das leicht abgewandelte System der invarianten Amplituden wird vorwiegend im theoretischen Bereich verwendet. Das Helizitätssystem hat sich für experimentelle Betrachtungen empfohlen, indem es gleich zwei Koordinatensysteme ableitet.

Helizitätssystem

Im Helizitätssystem nach der Madison-Konvention ([Bys78]) wird jeweils ein Koordinatensystem für den Ausgangs- und den Endzustand definiert. Der Teilchenimpuls \vec{k} bestimmt dabei die longitudinalen Richtungen (\vec{l} und \vec{l}'). Die Normale \vec{n} steht senkrecht auf der Streuebene und ist invariant unter der Streuung, in rechtshändigen Systemen folgen daraus direkt die transversalen Achsen (\vec{s} und

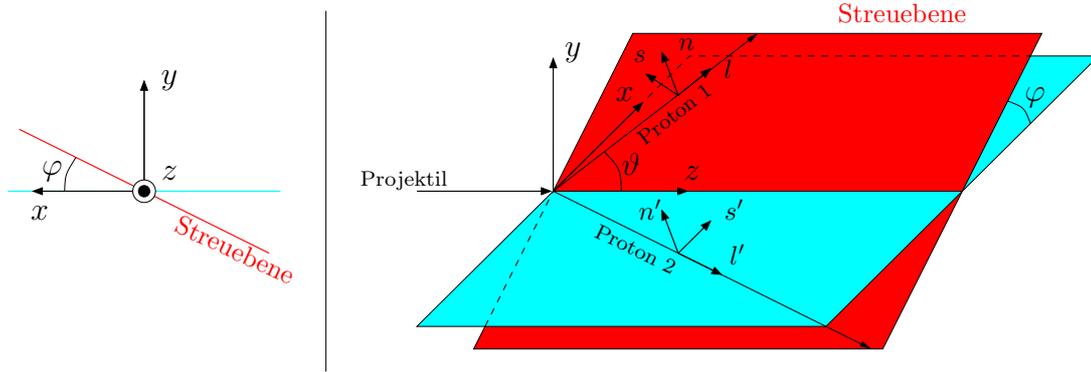


Abbildung 2.2: Streukoordinatensystem. Die Richtungen der gestreuten Protonen spannen mit der Projektilrichtung die Streuebene auf. In der Streuebene dienen das Helizitätssystem und das System der invarianten Amplituden zur Beschreibung der spinabhängigen Observablen (siehe Abbildung 2.3).

\vec{s}'). Es gibt also insgesamt fünf verschiedene Einheitsvektoren (siehe auch den linken Teil von Abbildung 2.3):

$$\begin{aligned}
 \vec{l} &= \frac{\vec{k}_A}{|\vec{k}_A|} & \vec{l}' &= \frac{\vec{k}_E}{|\vec{k}_E|} \\
 \vec{n} &= \frac{\vec{k}_A \times \vec{k}_E}{|\vec{k}_A \times \vec{k}_E|} & \vec{n}' &= \frac{\vec{k}_A \times \vec{k}_E}{|\vec{k}_A \times \vec{k}_E|} = \vec{n} \\
 \vec{s} &= \vec{k} \times \vec{n} & \vec{s}' &= \vec{k} \times \vec{n}
 \end{aligned}$$

Die beiden Koordinatensysteme lassen sich durch eine einfache Drehung um die Streunormale ineinander überführen. Sie können zudem sowohl im Labor- als auch im Schwerpunktsystem definiert werden und haben ein wohldefiniertes Verhalten unter der Paritätsoperation.

Die Amplitudenmatrix \mathbf{M} kann parametrisiert werden durch fünf sogenannte Helizitätsamplituden $\phi_{i=1\dots 5}$, die komplexe Eigenwerte zu positiven bzw. negativen Helizitätseigenzuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ sind. Die Helizitätsamplituden sind im Einzelnen:

$$\begin{aligned}
 \phi_1 &= \langle ++ | \mathbf{M} | ++ \rangle \\
 \phi_2 &= \langle -- | \mathbf{M} | -- \rangle \\
 \phi_3 &= \langle +- | \mathbf{M} | +- \rangle \\
 \phi_4 &= \langle +- | \mathbf{M} | -+ \rangle \\
 \phi_5 &= \langle ++ | \mathbf{M} | +- \rangle
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

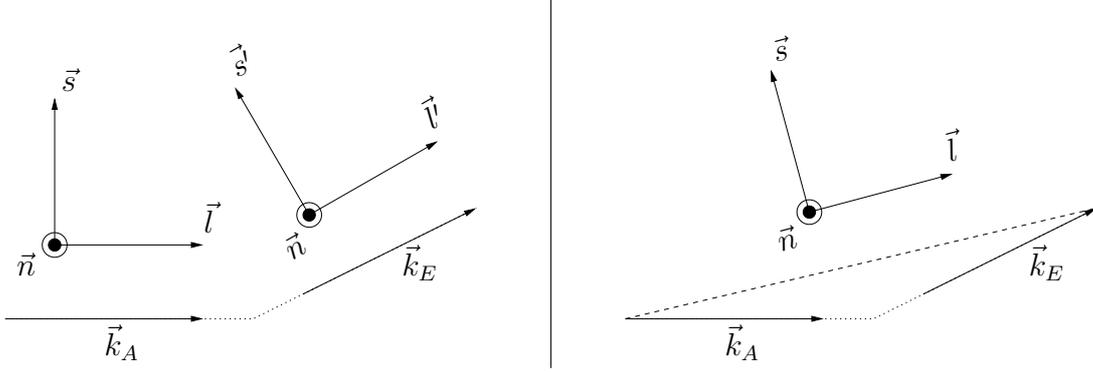


Abbildung 2.3: Koordinatensystem zur Beschreibung der Spinobservablen. Das Helizitätssystem (linker Teil der Abbildung) wird für Ausgangs- und Endzustände separat angegeben. Im System der invarianten Amplituden (rechte Abbildung) werden alle Teilchen in einem einzigen System beschrieben.

System der invarianten Amplituden

Das System der invarianten Amplituden beschreibt die Richtungen aller Teilchen durch ein einzelnes Koordinatensystem ([Bys78]), in dem die longitudinale Richtung durch die Summe der Impulsvektoren $\vec{k}_E + \vec{k}_A$ gegeben ist (rechter Teil von Abbildung 2.3). Der zweite Einheitsvektor in der Streuebene folgt aus der Differenz, die Normale zeigt wie im Helizitätssystem. Auch das System der invarianten Amplituden kann also durch eine Drehung in die Helizitätseinzelsysteme transformiert werden und umgekehrt.

Im Detail heißt das:

$$\begin{aligned}\vec{l} &= \frac{\vec{k}_E + \vec{k}_A}{|\vec{k}_E + \vec{k}_A|} \\ \vec{m} &= \frac{\vec{k}_E - \vec{k}_A}{|\vec{k}_E - \vec{k}_A|} \\ \vec{n} &= \frac{\vec{k}_E \times \vec{k}_A}{|\vec{k}_E \times \vec{k}_A|}\end{aligned}$$

Die Amplitudenmatrix lässt sich wiederum entwickeln nach Projektionen der Pauli-Matrizen $(\vec{\sigma}, \vec{u}_e)$ entlang der Einheitsvektoren $\vec{u}_e = \vec{l}, \vec{m}$ und \vec{n} :

$$\begin{aligned}\mathbf{M}(\vec{k}_A, \vec{k}_E) &= \frac{1}{2}[(a + b) + (a - b)(\vec{\sigma}_1, \vec{n})(\vec{\sigma}_2, \vec{n}) + (c + d)(\vec{\sigma}_1, \vec{m})(\vec{\sigma}_2, \vec{m}) \\ &\quad + (c - d)(\vec{\sigma}_1, \vec{l})(\vec{\sigma}_2, \vec{l}) + e(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \vec{n})]\end{aligned}\quad (2.34)$$

Die Subskripte 1, 2 der Pauli-Matrizen bezeichnen die beiden Reaktionspartner. Die invarianten Amplituden a, b, c, d und e sind komplexe Zahlen und beschreiben das Streuproblem vollständig. Sie sind energie- und winkelabhängig.

2.2.5 Unabhängige Größen

Bei der Bestimmung einer reinen experimentellen Größe (Observablen, bisher A_{ijpq}) der elastischen Proton–Proton–Streuung sind die Spins aller vier Teilchen wohldefiniert entlang der Achsen des gewählten Koordinatensystems oder unbekannt. Für die folgende Betrachtung wird das System der invarianten Amplituden verwendet, das die Einheitsvektoren \vec{l} , \vec{m} und \vec{n} besitzt.

Die Anzahl der reinen Experimente und damit auch der Observablen beträgt $4 \times 4 \times 4 \times 4 = 256$, die als Komponenten verschiedener Tensoren aufgefasst werden können. Man verwendet je nach Bedeutung der Tensoren die Buchstaben I , P , A , D , K , M , N und C , vereinfachend sind sie im Weiteren unter X_{ijpq} zusammengefasst, sofern keine ausdrücklichen Einschränkungen gemacht werden. Die Wahl der Buchstaben hat sich historisch ergeben (in Klammern ist jeweils die Anzahl der enthaltenen Observablen angegeben), dabei meint $I(1)$ den unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt. $P(6)$ steht für Polarisation (nicht zu verwechseln mit Strahl- und Targetpolarisation), $A(15)$ für Asymmetrie, $D(18)$ für Depolarisation, $K(18)$ für Polarisationstransfer, $M(27)$ und $N(27)$ für den Polarisationsbeitrag am gestreuten bzw. rückgestreuten Teilchen von Strahl und Target sowie $C(144)$ für Polarisationskorrelation. Die Subskripte an X_{ijpq} bezeichnen die Ausrichtung der Polarisation in der Reihenfolge gestreutes (k) und rückgestreutes (l) Teilchen, Strahl (p) und Target (q).

Für die elastische Streuung zweier Protonen reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Observablen deutlich, da die starke Wechselwirkung neben dem verallgemeinerten Pauli–Prinzip auch der Paritätserhaltung unterliegt. Außerdem soll die Reaktion invariant unter Zeitumkehr sein.

Verallgemeinertes Pauli–Prinzip

Das verallgemeinerte Pauli–Prinzip verbindet Experimente, in denen sowohl Strahl und Target als auch das gestreute und rückgestreute Proton vertauscht werden. Für die reinen Experimente bedeutet dies, dass:

$$X_{jiqp} = (-1)^{[l]+[m]} X_{ijpq} \quad (2.35)$$

Die Anzahl der Indizes in Richtung von \vec{m} und \vec{l} sind mit $[m]$ bzw. $[l]$ bezeichnet.

Paritätserhaltung

Die Amplitudenmatrix hat eine wohldefinierte Parität, geht aber quadratisch in die Observablen ein. Nur \vec{l} und \vec{m} ändern dabei ihr Vorzeichen, weshalb nur bei geraden Summen von $[l] + [m]$ überhaupt ein von null verschiedenes Experiment existiert. In Kombination mit Gleichung 2.35 ergibt sich:

$$X_{jiqp} = X_{ijpq} \quad (2.36)$$

Invarianz unter Zeitumkehr

Unter Zeitumkehr vertauschen Ausgangs- und Endzustände, und die Richtungen der Impulse und Vorzeichen der Spin–Matrizen kehren sich um. Unter Berücksichtigung

sichtigung der Einheitsvektoren des Koordinatensystems folgt daraus:

$$X_{pqij} = (-1)^{[m]} X_{ijpq} \quad (2.37)$$

Spezielle Symmetrien bei einer Spiegelung in der Streuebene werden in der Bohrschen Regel dargestellt und führen weitere Observablen zusammen.

Von den insgesamt 256 oben eingeführten Observablen sind weniger als die Hälfte (nur 122) von null verschieden, und diese reduzieren sich weiter auf lediglich 25 unabhängige Messgrößen. Die einzelnen Bestandteile der Tensoren umfassen im Detail ([Bys78]):

Tensor 0. Stufe: den skalaren, differentiellen Wirkungsquerschnitt I_{0000} ,

Tensoren 1. Stufe: einen Axialvektorbetrag $P_{n000} = A_{00n0} = P_{0n00} = A_{000n}$,

Tensoren 2. Stufe: zwölf weitere Komponenten der Depolarisierungs-, Polarisations-transfer- und Korrelationstensoren (unter anderem A_{00nn} , A_{00mm} , A_{00ll} und A_{00ml}),

Tensoren 3. Stufe: neun unabhängige Größen in den Tensoren dritter Stufe und

Tensoren 4. Stufe: zwei weitere Amplituden.

Die in dieser Arbeit betrachteten Observablen ergeben sich aus den invarianten Amplituden (Gl. 2.34) durch:

$$I_0 = \frac{d\sigma}{d\Omega} = I_{0000} = \frac{1}{2} [|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2] \quad (2.38)$$

$$I_0 \cdot A_{000n} = \text{Re}(a^* e) \quad (2.39)$$

$$I_0 \cdot A_{00nn} = \frac{1}{2} [|a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2] \quad (2.40)$$

Für eine relativistische Berechnung der Observablen, wie sie in Kapitel 7 benötigt wird, folgen die weiteren Observablen aus den Endzustandspolarisationskorrelationen:

$$I_0 \cdot C_{kp} = \text{Im}(d^* e) - \text{Re}(b^* c + a^* d)$$

$$I_0 \cdot C_{kk} = -\text{Im}(d^* e) + \text{Re}(b^* c + a^* d)$$

$$I_0 \cdot C_{pp} = \text{Im}(d^* e) + \text{Re}(a^* d - b^* c)$$

Damit sind:

$$A_{00mm} = \frac{(\sin 2\vartheta'_L + \sin 2\vartheta_L)C_{kp} - (1 - \cos 2\vartheta_L)C_{pp} + (1 - \cos 2\vartheta'_L)C_{kk}}{2 \sin(\vartheta'_L + \vartheta_L)} \quad (2.41)$$

$$A_{00ml} = \frac{(\sin 2\vartheta'_L - \sin 2\vartheta_L)C_{kp} + \sin 2\vartheta_L C_{pp} - \sin 2\vartheta'_L C_{kk}}{2 \sin(\vartheta'_L + \vartheta_L)} \quad (2.42)$$

$$A_{00ll} = \frac{(\sin 2\vartheta'_L + \sin 2\vartheta_L)C_{kp} + (1 + \cos 2\vartheta_L)C_{pp} + (1 + \cos 2\vartheta'_L)C_{kk}}{2 \sin(\vartheta'_L + \vartheta_L)} \quad (2.43)$$

Die Streuwinkel der gestreuten und rückgestreuten Protonen ϑ_L bzw. ϑ'_L im Laborsystem erhält man durch eine Lorentztransformation aus den diametral gerichteten Schwerpunkts winkeln $\vartheta'_{cm} = \pi + \vartheta_{cm}$.

Notation

| Observable | Saclay | SAID | Argonne |
|-------------------------------------|-----------------------|------|-----------------------|
| differentieller Wirkungsquerschnitt | I_0 | DSG | $(d\sigma/d\Omega)_0$ |
| Analysierstärke | $A_{00n0} = A_{000n}$ | P | A_N |
| Spinkorrelationskoeffizienten | A_{00nn} | AYY | A_{NN} |
| | A_{00mm} | AXX | A_{SS} |
| | A_{00ll} | AZZ | A_{LL} |
| | $A_{00ml} = A_{00lm}$ | AXZ | A_{SL} |

Tabelle 2.1: Verwendete Notationen zur Beschreibung der polarisierten Streuung von zwei Nukleonen. In dieser Arbeit wird die Notation nach der Argonne–Gruppe benutzt.

Tabelle 2.1 fasst verschiedene Nomenklaturen und Notationen der Observablen der Nukleon–Nukleon–Streuung zusammen, die in der Literatur Verwendung finden oder gefunden haben. Sie sind völlig kompatibel zueinander und beschreiben den Streuprozess in gleicher Weise. In dieser Arbeit wird die Argonne–Notation gewählt und fortan verwendet.

Die Observablen im Experiment

Der nach den Pauli–Matrizen entwickelte, differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der Streuebene letztlich zu:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = 1 &+ A_N \cdot (P_N + Q_N) \\
 &+ A_{NN} \cdot P_N \cdot Q_N \\
 &+ A_{SS} \cdot P_S \cdot Q_S \\
 &+ A_{LL} \cdot P_L \cdot Q_L \\
 &+ A_{SL} \cdot (P_S \cdot Q_L + P_L \cdot Q_S)
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Hierbei sind P_i und Q_j jeweils die Strahl- und Targetpolarisationen in Richtung der Achsen des Streuebenensystems L , N oder S . Für die im Experiment bestimmbaren Größen muss die Streuebene durch eine einfache Drehung um den Azimutwinkel ins Laborsystem transformiert werden (siehe Abbildung 2.2), damit ergeben sich die Polarisationen zu:

$$P_N = -P_x \sin \varphi + P_y \cos \varphi \tag{2.45}$$

$$P_S = P_x \cos \varphi + P_y \sin \varphi \tag{2.46}$$

$$P_L = P_z \tag{2.47}$$

Gleiches gilt für die Targetpolarisationen Q_N , Q_S und Q_L .

Die Polarisationen senkrecht zur Projektionrichtung (P_x und P_y sowie Q_x und Q_y) sind im Streukoordinatensystem lediglich für die vier Azimutwinkel $\varphi \in \{0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ\}$ reine Polarisationszustände. Für alle anderen Azimutwinkel verursacht die Transformation eine Polarisationsmischung, durch die sowohl Terme mit A_{NN} und A_{SS} in Kombination mit Q_x und Q_y auftreten. Die polarisierte Streuung führt im Laborsystem zu Modulationen des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Azimutwinkel und damit zu einer zentralen Gleichung, die die Grundlage der Datenanalyse (Kapitel 5) und der Bestimmung der Korrelationskoeffizienten bildet:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = 1 &+ A_N \cdot [(P_y + Q_y) \cos \varphi - Q_x \sin \varphi] \\ &+ A_{NN} \cdot [P_y \cdot Q_y \cos^2 \varphi - P_y \cdot Q_x \sin \varphi \cos \varphi] \\ &+ A_{SS} \cdot [P_y \cdot Q_y \sin^2 \varphi + P_y \cdot Q_x \sin \varphi \cos \varphi] \quad (2.48) \\ &+ A_{SL} \cdot P_y \cdot Q_z \sin \varphi \end{aligned}$$

Hierbei ist bereits berücksichtigt, dass im EDDA-Experiment die Strahlpolarisation nur senkrecht zur der Beschleunigerebene (y -Richtung) bereit gestellt werden kann, d.h. $P_x = P_z = 0$.

2.3 Streuphasenanalyse

Die Amplitudenmatrix und damit der gesamte Streuprozess werden vollständig durch die energie- und polarwinkelabhängigen fünf komplexen, invarianten Amplituden oder die Helizitätsamplituden beschrieben. Für eine komplette Bestimmung der Amplituden benötigt man demnach zehn Parameter, wobei eine Phasenbeziehung frei gewählt werden kann. Das Problem ist also letztendlich durch neun unabhängige Parameter gelöst, zu deren Ermittlung lassen sich insgesamt (wie in Kapitel 2.2.5 gezeigt) 25 Observablen heranziehen lassen. Sind alle Observablen experimentell bestimmt, ist das Problem folglich überbestimmt.

Es gibt zwei unterschiedliche Ansätze, die Amplitudenmatrix aus den Observablen zu berechnen. In einer Streuphasenanalyse wird versucht, aus einem notfalls unvollständigen Satz von Observablen die beteiligten Partialwellen zu fitten, die dann die Amplitudenmatrix bestimmen. Die direkte Rekonstruktion hingegen versucht, aus einem vollständigen Experiment in eindeutiger Weise die Streuamplituden zu ermitteln.

2.3.1 Partialwellenanalyse

Bei der Zerlegung nach Partialwellen beschreiben die Streuphasen δ_i den Streuprozess (siehe Kapitel 2.1.1). Mit der Projektilenergie nimmt die Anzahl der

beitragenden Partialwellen zu, deren komplexe Streuphasen zudem selbst energieabhängig sind. Die elastische Streuung wird durch reale Streuphasen erfasst, oberhalb der Pionenproduktionsschwelle ($T_{Lab} > 280 \text{ MeV}$) jedoch öffnen sich inelastische Kanäle, die nur mit komplexen Streuphasen zu beschreiben sind. Die Partialwellenanalyse hat die Berechnung der Streumatrix durch Anpassung der Streuphasen in einem Fitverfahren zum Ziel. Die Bezeichnung der Streuphasen orientiert sich dabei an der aus der Atomspektroskopie bekannten Notation:

$${}^{2S+1}L_J \quad (2.49)$$

Hier sind L der Bahndrehimpuls, S der Spin und J der Gesamtdrehimpuls. Wie in der Atomphysik werden für den Bahndrehimpuls die Buchstaben S , P , D , F und danach weiter fortlaufend gewählt.

Bei der Proton–Proton–Streuung lässt sich die Anzahl der erlaubten Streuphasen einschränken, wenn das verallgemeinerte Pauli–Prinzip berücksichtigt wird. Der Gesamtsospin ist hierbei Teil eines Triplets $T = 1$, somit muss $L + S$ gerade sein, damit $(-1)^{L+S+T} = (-1)$. Es gibt folglich keine Spinsinglettzustände mit ungeradem Drehimpuls⁴. Die beitragenden Partialwellen bis zum Gesamtdrehimpuls $J = 7$ sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Im Mittelenergiebereich liefern sie die Hauptbeiträge, höhere Partialwellen haben hier nur sehr geringe Effekte auf die Observablen.

Der Bahndrehimpuls ist keine gute Quantenzahl in der zu untersuchenden Reaktion, es kann folglich zu Mischungen von Zuständen kommen, die die gleiche Parität bei übereinstimmendem Gesamtdrehimpuls aufweisen. Diese Mischungsformen werden in Tabelle 2.2 durch ϵ_J gekennzeichnet.

| J | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|---------|-----------|-----------|--|-----------|--|-----------|--|-----------|
| $S = 0$ | 1S_0 | – | 1D_2 | – | 1G_4 | – | 1I_6 | – |
| $S = 1$ | 3P_0 | 3P_1 | ϵ_2 (${}^3P_2, {}^3F_2$) | 3F_3 | ϵ_4 (${}^3F_4, {}^3H_4$) | 3H_5 | ϵ_6 (${}^3H_6, {}^3J_6$) | 3L_7 |

Tabelle 2.2: Erlaubte Partialwellen in der Proton–Proton–Streuung. Die Anzahl der beitragenden Streuphasen reduziert sich durch das verallgemeinerte Pauli–Prinzip um die Hälfte. In der Neutron–Proton–Streuung müssen entsprechend alle Streuphasen berücksichtigt werden.

2.3.2 Direkte Rekonstruktion

Die direkte Rekonstruktion benötigt ein vollständiges Experiment zur eindeutigen Bestimmung der Amplitudenmatrix. Im idealen Fall sollten genau neun Observable ausreichen, um ein vollständiges Experiment auszuzeichnen ([Hau89]). Die

⁴Der Drehimpuls ist direkt verknüpft mit der Parität $P_L = (-1)^L$.

Eindeutigkeit der Lösung ist allerdings nicht allein durch eine genügend große Zahl von Observablen sicher gestellt.

Einige Observable sind von sehr kleinem Betrag und haben dadurch nur eine schwach einschränkende Wirkung auf die Anzahl der möglichen Lösungen. Zudem lassen große, statistische Fehler einen entsprechend hohen Freiraum bei der Minimierungsprozedur, so dass weiterhin Mehrdeutigkeiten in den Ergebnissen verbleiben. Einige Observable sind experimentell nur sehr schwer und mit großem Aufwand zu ermitteln. Dies betrifft im Wesentlichen Experimente, die die Polarisationen der Endzustände betreffen, da solche Polarisierungen üblicherweise nur durch Doppelstreuung bestimmt werden können.

Die relativistische Transformation der Schwerpunktsobservablen ins Laborsystem kann weiterhin zu einer Vermehrung der unabhängigen Observablen führen. Außerdem sind einige Observable redundant bezüglich der beitragenden Amplitudenanteile. Je mehr Observablen zur Verfügung stehen, um so erfolgreicher lässt sich eine direkte Rekonstruktion durchführen. In der Folge werden daher meist mehr als zwölf Observable in solchen Rechnungen berücksichtigt.

Da der experimentelle Aufwand enorm ist, gibt es bisher lediglich 19 Energien im Bereich von 445 *MeV* bis 5135 *MeV*, bei denen man eine direkte Rekonstruktion der Streuamplituden versucht hat. Es ist jedoch noch nicht gelungen, sämtliche Mehrdeutigkeiten in den Lösungen bei einer dieser Energien auszuräumen ([Hau89], [All98a]). Die doppelt und dreifach polarisierten Observablen sind hierbei die Schwachpunkte, da sie wichtige Informationen vermitteln aber am schlechtesten bekannt sind.⁵

2.4 Die SAID–Datenbasis

Die SAID⁶–Streuphasenanalyse soll in diesem Kapitel abschließend kurz vorgestellt werden, da sie in übersichtlicher Form den vorhandenen Weltdatensatz bereitstellt und parametrisiert. Das Programmpaket ermittelt eine für inelastische Produktionskanäle erweiterte *S*–Matrix, auf deren Grundlage sowohl die Streuphasen als auch die Observablen berechnet werden. Die Basis der Analyse bilden neben der Proton–Proton–Streuung auch andere Nukleon–Nukleon–Reaktionen, bis zum Jahr 2000 haben insgesamt über 21.700 PP- und 11.400 NP–Datenpunkte Eingang gefunden und damit einen Energiebereich bis 3000 *MeV* (für NP allerdings nur bis 1300 *MeV*) abgedeckt.

Insbesondere die Daten des spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitt aus dem EDDA–Experiment haben einen entscheidenden Beitrag geliefert, um die Lösungen der Streuphasen auch oberhalb einer Energie von 1600 *MeV* zu

⁵Die Bestimmung aller vier Polarisation im Streuprozess ist noch nie in einem Experiment gelungen, da allein die zweifache Doppelstreuung im Endzustand eine starke Einschränkung der statistischen Aussagekraft bedeutet.

⁶Scattering Analysis Interactive Dial–In

ermöglichen. Experimente am SATURNE–Beschleuniger haben noch im Jahr 2000 etwa 1.000 weitere Messpunkte zu mehreren Spinobservablen beisteuern und die Datenbasis entsprechend aufwerten können.

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen die Datensätze der vier Spinobservablen der elastischen Proton–Proton–Streuung, die im EDDA–Experiment zugänglich sind. Die Ergebnisse der Analysierstärke sind bereits veröffentlicht ([Alt00]) und in den Weltdatensatz eingefügt, bei den Spinkorrelationskoeffizienten ist der Akzeptanzbereich des Experimentes durch die Kästen markiert.

Die Abdeckung der Datenpunkte ist nicht gleichförmig und zeigt für alle Spinobservablen mehr oder minder große Lücken. Insbesondere A_{SS} ist im EDDA–Energiebereich fast vollständig unbekannt, es existieren bisher nur Messungen unterhalb von 800 MeV (mittlerer Teil von Abbildung 2.5). In den Spinkorrelationskoeffizienten lassen sich Strukturen von senkrechten Linien ausmachen, die auf die Messung von Winkelverteilungen bei festen Energien zurückzuführen sind. Mit zunehmender Energie verändert sich dabei der akzeptierte Streuwinkel, wodurch auch eine leicht von der horizontalen Richtung verkippte Linienstruktur entsteht; diese ist besonders deutlich an der Analysierstärke bei Energien $500\text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 1000\text{ MeV}$ in Abbildung 2.4 zu erkennen.

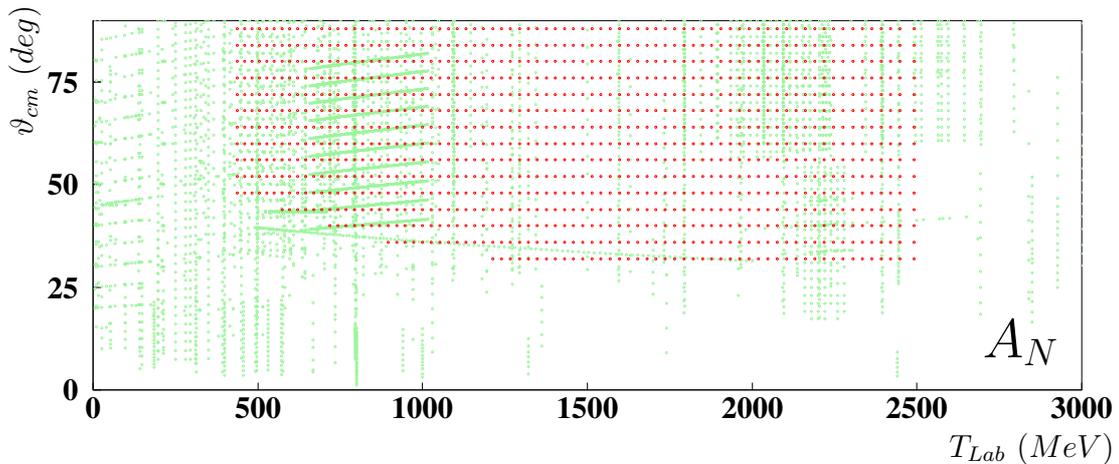


Abbildung 2.4: Weltdatensatz der Analysierstärke A_N . Jeder Punkt entspricht einer Messung zu fester Energie T_{Lab} und Polarwinkel ϑ_{cm} . Die Ergebnisse des EDDA–Experimentes wurden bereits veröffentlicht ([Alt00]) und dem Datensatz zugefügt (dunkle Punkte).

Die EDDA–Daten legen sich gleichförmig über den bestehenden Datensatz in A_N und schließen hierbei auftretende Lücken. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse von Anregungsfunktionen der Spinkorrelationskoeffizienten entwickelt, die die Kästen in Abbildung 2.5 in gleicher Weise füllen sollen.

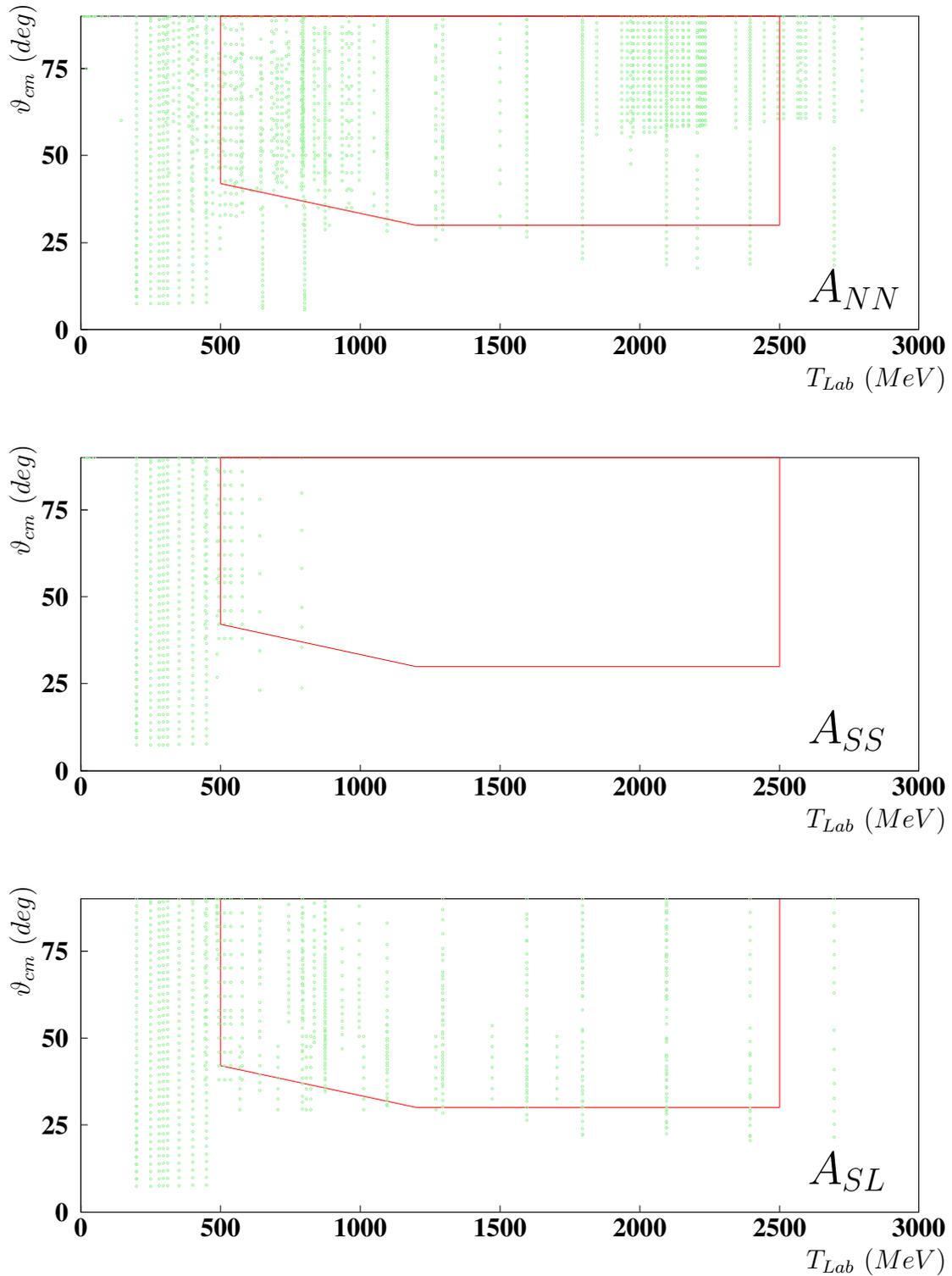


Abbildung 2.5: Weltdatensatz der im EDDA-Experiment vermessenen Spin-korrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} . Der Akzeptanzbereich des Experimentes ist durch die Kästen zwischen $500 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2500 \text{ MeV}$ und $30^\circ \leq \vartheta_{cm} \leq 90^\circ$ markiert.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen und Modellbeschreibungen

Die Starke Wechselwirkung hat im Zwanzigsten Jahrhundert wahrscheinlich mehr Aufmerksamkeit erhalten als jede andere Frage in der Physik. Die ersten Modelle zur Beschreibung der Atomkerne, wie etwa das Tröpfchenmodell von Bethe und Weizsäcker ([MK94]), waren rein phänomenologische Parameteranpassungen zur Wiedergabe gemessener Daten. Kapitel 3.1 gibt eine Übersicht über moderne, phänomenologische Modelle. Der Austauschcharakter der Starken Kraft wurde bereits 1935 von Yukawa erkannt und durch Einführung des Pions als Austauschteilchen erklärt. Mit Entdeckung der Quarks vor mittlerweile vier Jahrzehnten erhielt die Quantenchromodynamik (QCD) die Rolle der fundamentalen Theorie der Starken Wechselwirkung, in der die Gluonen als Austauschteilchen wirken. Aufgrund der starken Kopplung lässt sie sich aber nicht störungsrechnerisch bei kleinen Energien ($\leq 10 \text{ GeV}$) behandeln. Kapitel 3.2 zeigt verschiedene QCD-basierte Modelle, die befriedigende Ergebnisse liefern, in ihren physikalischen Aussagen jedoch sehr beschränkt sind.

Die sogenannten QCD-inspirierten Modelle in Kapitel 3.3 bauen auf einer effektiven Feldtheorie auf, in der die relevanten Freiheitsgrade die Mesonen sind, die als Austauschteilchen direkt zwischen Nukleonen wirken. Mesonenaustauschmodelle beschreiben die Observablen der Nukleon–Nukleon–Streuung gut bis etwa 350 MeV , danach öffnen sich inelastische Kanäle in Form von Mesonenproduktion. Oberhalb der Pionenproduktionsschwelle kann das Modell durch verschiedene Techniken erweitert werden, die in Kapitel 3.4 zusammengefasst sind.

Kapitel 3.5 enthält eine kurze Einführung in Regge–Pole und -trajektorien, mit denen das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei Energien oberhalb von 10 GeV beschrieben werden kann. Die Kapitel 3.3 bis 3.5 bilden die Basis der Untersuchungen, die in Kapitel 7 anhand der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit wieder aufgenommen werden.

Dieses Kapitel soll lediglich einen Überblick über bestehende Modelle und Theorien liefern und kann in den einzelnen Abschnitten nicht erschöpfend sein. Daher werden an den entsprechenden Stellen weiterführende Literaturquellen angegeben.

3.1 Phänomenologie

Die Kernkräfte besitzen nur eine sehr kurze Reichweite. Sie sind in guter Näherung ladungsunabhängig und bei Abständen von wenigen Femtometern anziehend. Es gibt einen starken, abstoßenden Anteil, der unterhalb von $0,5 \text{ fm}$ für einen harten Kern sorgt und ein Verschmelzen der Nukleonen verhindert. Neben einer Zentralkraft treten auch nicht-zentrale Anteile auf, auf die man bereits aus den Eigenschaften des Deuterons schließen kann. Diese Tensorkräfte sind nicht drehimpulserhaltend. Die Zentralkraft ist im Wesentlichen vom Abstand der Nukleonen abhängig, hinzu kommen aber auch spin-abhängige Terme, die im relativen Vergleich mit Effekten in der Atomphysik einen erheblich stärkeren Einfluss haben.

3.1.1 Allgemeiner Ansatz

Ein Potential, mit dem die Schrödinger-Gleichung angegeben werden kann, muss alle Eigenschaften der Kernkräfte in jedem der möglichen Isospinzustände berücksichtigen ([MK94], [Puz57]). Hierfür sind jeweils sechs Terme in jedem Isospinzustand nötig:

$$\begin{aligned}
 V = & V_Z \\
 & + V_{SS} \cdot \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \\
 & + V_T \cdot 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})/r^2 - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \\
 & + V_{LS} \cdot \vec{L} \cdot \vec{S} \\
 & + V_Q \cdot [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})]/2 \\
 & + V_A \cdot (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{L}/2
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Im Einzelnen sind dies ein Zentralpotential (V_Z), ein Spin-Spin- (V_{SS}) und ein Tensoranteil (V_T), eine Spin-Bahn-Komponente (V_{LS}) und ein quadratischer Spin-Bahn-Term (V_Q) sowie ein antisymmetrisches Potential (V_A). Die Radialfunktionen sind von r^2 und L^2 abhängig und müssen mit Hilfe des bestehenden Datensatzes angepasst werden. Die einzelnen Potentiale müssen nicht unbedingt für alle Partialwellen gleich sein, sondern können auf Funktionen von S^2 und J^2 basieren.

Empirische Anpassungen dieser Radialfunktionen findet man zum Beispiel im Hamada-Johnston-Potential oder im Reid-Potential ([Mus95]). Da aus Symmetrieüberlegungen keinerlei Einschränkungen hinsichtlich der Parametrisierung folgen, werden die phänomenologischen Potentiale teilweise durch eine große Anzahl von Parametern beschrieben, das Hamada-Johnston-Potential nutzt derer insgesamt über 30. Um den Nulldurchgang der 1S_0 -Streuphase bei etwa 200 MeV korrekt zu beschreiben,¹ benötigt das Potential nicht notwendigerweise ein unendlich

¹Dies sorgt für das abstoßende Verhalten zweier Nukleonen bei starker Annäherung.

hohes Potential bei sehr kurzen Abständen unterhalb von 0.5 fm . Das Reid-Potential erzielt in diesem Bereich auch mit einem (exponentiellen) Yukawa-Potential ebenso gute Ergebnisse.

3.1.2 Nijmegen-Potential

Das Nijmegen-Potential ist ein erweitertes Reid-Potential, in das phänomenologisch der Mesonenaustausch (inklusive Pomeron) integriert wurde. Die auftretenden Formfaktoren haben Dipolcharakter oder eine exponentielle Form. Zusammenfassend reproduzieren die verschiedenen Potentiale die experimentellen Daten mit einem $\chi^2 = 1.03$ pro Datenpunkt bei Verwendung von 39 bis 50 Parametern ([Sto94]). Eine Reduktion der Parameter führt zu recht drastischen Einschränkungen bei der Qualität der Aussagen.

3.1.3 Optische Potentiale

Optische Modelle gründen sich direkt auf die Schrödinger-Gleichung als Bewegungsgleichung ([Ger98], [Fun01]). Probleme erwachsen hierbei aus dem Datensatz, der nicht vollständig und mit statistischen Unsicherheiten behaftet ist. Bei Interpolation und Extrapolation der Daten wird die S -Matrix unitär gehalten und für jede Partialwelle ein einzelnes, optisches Potential durch Quanteninversion berechnet. Diese energieabhängigen Potentiale nutzen üblicherweise einen gaußförmigen oder quadratisch gaußförmigen Formfaktor und können zusätzlich mit Hintergrundpotentialen kombiniert werden, die man auch aus anderen Modellen übernehmen kann.

Inversionspotentiale sind hochpräzise in ihren Aussagen und lassen sich aufgrund ihrer einfachen Struktur für kompliziertere Mehrteilchen-Probleme heranziehen. Dies umfasst zum Beispiel die statischen Eigenschaften von Atomkernen oder die Nukleon-Kern-Streuung. Die physikalische Interpretation der Starken Wechselwirkung ist nicht das primäre Ziel der Inversionspotentiale.

3.2 Quantenchromodynamik

Das Starke Feld besitzt Quellen in Form von Quarks und Gluonen als Feldquanten. Die Starke Ladung stellt hierbei die Farbe dar, von der es drei verschiedene Zustände gibt; *Flavour* und elektrische Ladung spielen in diesem Zusammenhang keine Rolle ([Sch95]). Das statische Quarkmodell beschreibt den Aufbau der Hadronen, die immer farblich neutral sind (ähnlich den Atomen bei der elektromagnetischen Wechselwirkung). Die Natur kennt Kombinationen aus drei Quarks (qqq , Baryonen) und Quark-Antiquark-Paaren ($q\bar{q}$, Mesonen). Es gibt außerdem Hinweise auf exotischere Quarkzustände ($qqqq\bar{q}$, Pentaquarks; [Gao99], [Zhu03]).

Im Gegensatz zu den drei anderen Wechselwirkung in der Natur können allerdings niemals freie Farbladungen erzeugt werden, da das Kraftgesetz der Starken Wechselwirkung völlig verschieden von diesen ist.

Das dynamische Verhalten im Quarkmodell beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD), in der Gluonen zwischen Quarks ausgetauscht werden und die Starke Kraft vermitteln. Die Quarks besitzen nur eine sehr geringe Ruhemasse. Die Austauscheteilchen tragen ihrerseits selbst Farbladungen, genau dies macht die Starke Kraft zwischen Hadronen extrem kurzreichweitig, obwohl die Ruhemasse der Gluonen verschwindet². Die Kraft zwischen zwei Quarks ist unabhängig vom Abstand als konstant anzunehmen. Eine dynamische Trennung der Quarks ist demnach nicht möglich, weil durch die aufzuwendende Separationsarbeit neue Quark–Antiquark–Paare gebildet werden können, das System fragmentiert oder hadronisiert in der Folge. Diesem Quark–Einschluss steht die asymptotische Freiheit gegenüber, die sich aus der energieabhängigen Kopplungsstärke α_S ergibt ([Sch95]):

$$\alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{(32 - 2N_f) \ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \quad (3.2)$$

Bei hohen Impulsüberträgen q^2 in einem Streuprozess sinkt die Stärke der Kopplung, und die Quarks sind als quasifreie Teilchen zu betrachten. Die Anzahl der möglichen Quarksorten $N_f = 6$ wird aus den drei existierenden Leptonenfamilien geschlossen, der Skalenparameter $\Lambda = 100 - 500 \text{ MeV}$ ist experimentell zu ermitteln und kann nicht berechnet werden.

3.2.1 Nichtrelativistisches Modell

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Vielfalt der existierenden Hadronen gründet auf der einfachen Idee, die statischen Eigenschaften dieser ausgedehnten Teilchen durch Anregung von Konstituenten ähnlich in einem Schalenmodell zu erklären. Die Konstituenten sind bei niedriger Energie nur die Quarks, deren Masse in einem Baryon folglich etwa einem Drittel der Gesamtmasse entsprechen sollte. Das einbettende Potential muss von außen vorgegeben werden und die Voraussetzungen für den Quarkeinschluss erfüllen können; es nimmt linear oder quadratisch mit dem Abstand zu ([Mus95]).

Die berechneten Massen der Baryonen sind zwar in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, allerdings liegen die Massen der leichten Quarks ($m_u \approx 5 \text{ MeV}/c^2$, $m_d \approx 8 \text{ MeV}/c^2$) um beinahe zwei Größenordnungen niedriger, als sie in diesem Modell für die Konstituenten angenommen werden ($m_K \approx 300 \text{ MeV}/c^2$).

²Es gibt farblose Gluonen, die Teil eines Farboktetts sind. Allerdings existiert (offenbar) kein Farbsinglett, das als einziges Gluon eine langreichweitige Kraft vermitteln könnte.

3.2.2 Gitterfeldtheorie

Die hohe Kopplungsstärke α_S stellt das eigentliche Problem der QCD dar, da sie eine störungstheoretische Behandlung des Problems bei kleinen Energien verhindert. Um die Wechselwirkung vollständig darzustellen, muss das Raum–Zeit–Kontinuum gebrochen bzw. diskretisiert werden. Dies geschieht mit einem vierdimensionalen Gitter, das alle zu betrachtenden Teilchen umschließt und nur an den Gitterpunkten charakteristische Werte der Quantenfelder beschreibt. Nach der Diskretisierung werden alle Ableitungen durch einfache Differenzen ersetzt und das Problem numerisch lösbar.

Die Störung eines auf dem Gitter platzierten Hadrons auf die mit Monte–Carlo–Methoden simulierten Vakuumfluktuationen gestatten Aussagen über die Eigenschaften der Teilchen. Die statistische Genauigkeit der Ergebnisse nimmt mit der Anzahl der simulierten Vakuumbilder und der Feinheit des Gitters zu. Dadurch werden extrem hohe Rechnerleistungen erforderlich, um Massen und Zerfallsbreiten von Hadronen befriedigend vorhersagen zu können. Die Vakuumfluktuationen blieben zunächst auf einfache Gluonen beschränkt (*quenched approximation*), da Quark–Antiquark–Paare (als Fermionen mit halbzahligen Spin) eine Vervielfachung der Rechenzeit verursachen. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass insbesondere die leichten Quarks (*up* und *down*) nicht vernachlässigt werden dürfen.

Der Quark–Einschluss kann in der Gitterfeldtheorie verstanden werden, allerdings zeigt auch die Quantenelektrodynamik bei einem solchen Vorgehen Einschlussverhalten, dass erst beim Grenzübergang ins Kontinuum verloren geht ([Dav00]). Dieses asymptotische Verhalten ist in der starken Wechselwirkung noch nicht verstanden.

3.2.3 Quark–Bag–Modell

Phänomenologische Einschränkungen der QCD münden im sogenannten Quark–Bag–Modell, das die Quarks durch ein äußeres, unendliches Potential in einen begrenzten Hohlraum zwingt ([Mus95]). Die zunächst als masselos angenommenen Quarks bewegen sich im engen Bag aufgrund ihrer hohen Impulse wechselwirkungsfrei, so dass die Energieniveaus ähnlich dem Schalenmodell in der Kernphysik für die einzelnen Teilchen berechenbar sind. Das Modell kann zusätzlich durch den Ein–Gluon–Austausch und eine nichtverschwindende Masse des *s*–Quarks ergänzt werden, wodurch sich die Massen und magnetischen Momente der leichten Baryonen und Mesonen erklären lassen.

Ein Problem stellt die Verletzung der chiralen Symmetrie bei der Reflexion der eingeschlossenen Teilchen am Bag–Rand dar, da sich nur die Impulsrichtung, nicht aber der axiale Spin umkehrt ([Tho84]). Ein äußeres Pionenfeld kann diese Verletzung kompensieren, indem es den entstehenden Drehimpuls aufnimmt. In einem weiteren Schritt mag das Pionenfeld nicht nur auf den externen Bereich

beschränkt sein und teilweise in den Bag eindringen. Mit diesem Cloudy-Bag-Modell lässt sich sogar die Nukleon-Pion-Kopplung bestimmen (siehe Kapitel 3.3). Der Quarkeinschluss muss allerdings immer mit einem Potential per Hand in das Bag-Modell eingeführt werden.

3.3 Effektive Feldtheorie mit Mesonen

Die ersten Versuche, die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu verstehen, gründeten sich auf massive Austauschteilchen, von denen das leichteste das Pion ist. Diese Mesonenmodelle nutzen Ansätze der Quantenfeldtheorie, deren Freiheitsgrade nicht die Quarks und Gluonen sondern die Nukleonen und die ausgetauschten Mesonen sind. Solche Modelle sind relativ einfach zu konstruieren, und sie erlauben quantitative Aussagen in einem Energiebereich, der durch die QCD bisher noch nicht erschlossen ist. Gleichzeitig ermöglichen sie ein intuitives Verständnis der zugrundeliegenden Physik durch die verschiedenen Eigenschaften der im Modell berücksichtigten Mesonen.

Das einfachste Mesonenaustauschmodell ist zunächst das sogenannte Ein-Boson-Austauschmodell (*one-boson-exchange*, OBE), in dem lediglich einzelne Mesonen zwischen den Nukleonen ausgetauscht werden können, dargestellt in Abbildung 3.1. Üblicherweise berücksichtigt man dabei nur Mesonen, die leichter als die Nukleonen sind. Die unterschiedlichen Eigenschaften der Wechselwirkung werden dabei von verschiedenen Mesonen vermittelt:

- Das leichte Pion (π) ist für den langreichweitigen Teil der Kraft und einen Großteil der Tensorkraft verantwortlich.
- Das ρ -Meson drückt im Wesentlichen die Tensorkraft des Pions bei kleinen Abständen aus.
- Das ω -Meson erzeugt eine stark abstoßende Zentralkraft für kleine Abstände (abstoßender Kern) und den Hauptteil der Spin-Bahn-Kraft.
- Das σ -Meson hält die anziehende Kraft bei mittleren Abständen, die für die Bindung von Nukleonen nötig ist.

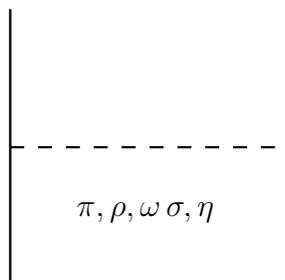


Abbildung 3.1: Im Ein-Boson-Austausch werden verschiedene Mesonen berücksichtigt, die leichter als die beteiligten Nukleonen sind. Das resultierende Potential ergibt sich als Summe über alle Diagramme.

- Das η -Meson hat nur schwache Auswirkungen auf die Kernkraft, soll aber der Vollständigkeit halber aufgeführt werden.

Die fünf Mesonen unterscheiden sich in ihren Quantenzahlen (siehe Tabelle 3.1), so dass sie in unterschiedlicher Weise an die Nukleonen koppeln können. Die Lagrange-Funktionen:

$$\mathcal{L}_s = -g_s \bar{\psi} \psi \varphi^{(s)} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{L}_v = -g_v \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \varphi_\mu^{(v)} - \frac{f_v}{4M} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi (\partial_\mu \varphi_\nu^{(v)} - \partial_\nu \varphi_\mu^{(v)}) \quad (3.4)$$

$$\mathcal{L}_{ps} = -\frac{f_{ps}}{m_{ps}} \bar{\psi} \gamma^5 \psi \partial_\mu \varphi^{(ps)} \quad (3.5)$$

beschreiben die Kopplungen für skalare, vektorielle und pseudoskalare Bosonen φ an Nukleonen ψ (unter anderem [Mac87] oder [Mac89]). Die Summe der Amplituden der einzelnen Feynman-Diagramme ergibt das resultierende Potential des einfachen Mesonenaustausches. Aufgrund der endlichen Ausdehnung der beteiligten Teilchen kommen Formfaktoren $F([\vec{p}' - \vec{p}]^2)$ an jedem Meson-Nukleon-Vertex hinzu, die hohe Impulsebeträge $(\vec{p}' - \vec{p})$ und damit große Annäherungen der Nukleonen aneinander unterdrücken sollen:

$$F([\vec{p}' - \vec{p}]^2) = \left(\frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 + (\vec{p}' - \vec{p})^2} \right)^{n_\alpha} \quad (3.6)$$

Der Exponent n_α ist in diesem Modell für alle Vertizes gleich eins, er wird erst später in Kapitel 3.4 benötigt. Die Parameter Λ_α heißen *Cut-Off*-Massen und liegen etwas höher als die Nukleonenmasse (siehe Tabelle 3.1).

| Meson | J^P | I | $m_\alpha (MeV/c^2)$ | $g^2/4\pi$ bzw. $f^2/4\pi$ | $\Lambda_\alpha (GeV/c^2)$ |
|--------------------------|-------|-----|----------------------|----------------------------|----------------------------|
| $NN\alpha$ Vertizes | | | | | |
| π | 0^- | 1 | 138.03 | 14.4 | 1.6 |
| η | 0^- | 0 | 548.8 | 2.0 | 1.5 |
| ρ | 1^- | 1 | 769.0 | 1.1 | 1.3 |
| ω | 1^- | 0 | 782.6 | 23.0 | 1.5 |
| σ | 0^+ | 0 | 500.0 | 3.676 | 1.5 |
| $N\Delta\alpha$ Vertizes | | | | | |
| π | 0^- | 1 | 138.03 | 0.35 | 0.9 |
| ρ | 1^- | 1 | 769.0 | 20.45 | 1.4 |

Tabelle 3.1: Mesonen und ihre Quantenzahlen. Im Ein-Boson-Austauschmodell werden nur die Mesonen in der oberen Tabellenhälfte benötigt. Die zwei letzten Zeilen sind im Vorgriff auf Kapitel 3.4 bereits angegeben.

Die zu betrachtenden Energien machen eine relativistische Behandlung des Problems nötig, die in der Bethe–Salpeter–Gleichung ihren Ausdruck findet:

$$\mathcal{M} = \mathcal{V} + \mathcal{V}\mathcal{G}\mathcal{M} \quad (3.7)$$

Diese vierdimensionale Integralgleichung verknüpft die Amplitudenmatrix \mathcal{M} mit der Summe aller Feynman–Diagramme \mathcal{V} und dem relativistischen Propagator \mathcal{G} . Numerisch gelöst wird die Bethe–Salpeter–Gleichung über dreidimensionale Reduktionen, die nicht einzigartig sind und von denen im Gegenteil unendlich viele existieren. Üblicherweise ist die Zeit die fixierte Größe, so dass die Reduktion auf zwei gekoppelte Gleichungen führt:

$$\mathcal{M} = \mathcal{W} + \mathcal{W}g\mathcal{M} \quad (3.8)$$

$$\mathcal{W} = \mathcal{V} + \mathcal{V}(\mathcal{G}-g)\mathcal{W} \quad (3.9)$$

Der dreidimensionale Propagator g muss die gleiche Unitarität für elastische Reaktionen wie \mathcal{G} gewährleisten. Das Problem wird weiter vereinfacht, indem man $(\mathcal{G}-g)$ als klein annimmt.

Ein häufig verwendeter Propagator ist der Thomson–Propagator, der beide Nukleonen auf der positiven Massenschale hält. Die Transfermatrix:

$$T(\vec{q}', \vec{q}, \sqrt{s}) = V(\vec{q}', \vec{q}) + \int d^3k V(\vec{q}', \vec{k}) \frac{1}{\sqrt{s} - 2E_k + i\epsilon} T(\vec{q}', \vec{k}) \quad (3.10)$$

ähnelt der relativistischen Lippmann–Schwinger–Gleichung und führt auf ein reelles Potential. Der Ein–Boson–Austausch ist daher in dieser Form nur in der Lage, die elastische Streuung zu beschreiben. Oberhalb der Pionenproduktionsschwelle ($T_{lab} > 280 \text{ MeV}$) verliert das Modell seine Vorhersagekraft, da hier unweigerlich inelastische Kanäle in das Modell integriert werden müssen.

3.3.1 Dispersive Erweiterung

Dispersionsmodelle versuchen, sich von abstrakten Größen wie z.B. einem Potential zu lösen und stattdessen direkt physikalische Observable miteinander in Verbindung zu bringen. Dabei sind neben der Kausalität und der Unitarität der Prozesse vor allem die *crossing symmetry* unbedingte Voraussetzung. Beim Zwei–Mesonen–Austausches verzichtet man auf komplizierte Ansätze zur Beschreibung des Problems, sondern überträgt vielmehr Observablen aus einfachen Reaktionen (z. B. aus der $N\pi$ - oder $\pi\pi$ -Streuung), die auch aus Phasenanalysen stammen können, auf die Subelemente komplizierter Diagramme. Das Paris–Modell ist ein nach dieser Idee entwickeltes, erweitertes Mesonenaustauschmodell ([Lac80]).

3.3.2 Chirale Störungstheorie

Die Chirale Störungstheorie gründet auf der allgemeinsten Formulierung der Lagrange–Dichte, die alle Symmetrien der QCD, also auch die Brechung der chi-

ralen Symmetrie, berücksichtigt. Eine chirale Symmetrieerhaltung würde bedeuten, dass in unserer Welt zu jedem Hadron einen Partner mit gleicher Masse und entgegengesetzter Parität existiert. Die Ursache für die Brechung der chiralen Symmetrie liegt in den unterschiedlichen Massen der beiden leichtesten Quarks (u und d).

Bei niedrigen Energien sind die Freiheitsgrade die Baryonen und Mesonen, die durch die Symmetrien direkt mit der zugrundeliegenden QCD verknüpft werden³([Ent03]). Die effektive Lagrangedichte stellt eine Summe unendlich vieler Terme dar, die nach Ableitungen der Pionfelder geordnet sind. Nach Weinberg ([Wei90]) ist das Problem lösbar, wenn man eine Entwicklung nach Impuls oder Pionenmasse Q vornimmt: $(Q/\Lambda_\chi)^\nu$. Die Skala der chiralen Symmetriebrechung ist $\Lambda \approx 1 \text{ GeV}$, die Ordnung der Entwicklung ν bestimmt eine feste Anzahl von Parametern, die eindeutig und modellunabhängig sind.

Die Berechnungen der chiralen Störungstheorie sind um so genauer, je höher die berücksichtigte Ordnung ist, und liefern sehr gute Ergebnisse bis $T_{Lab} \approx 300 \text{ MeV}$. Eine obere Grenze ist durch Skalenparameter Λ gegeben, nach dem die Entwicklung durchgeführt wird.

3.4 Mesonenaustausch oberhalb der elastischen Schwelle

Ein Mesonenaustauschmodell, das über den mittlereenergetischen Bereich gute Ergebnisse liefern soll, muss auch inelastische Kanäle berücksichtigen, die sich oberhalb der Pionenproduktionsschwelle öffnen. Bis etwa 1.5 GeV verläuft die Produktion von Pionen zum größten Teil über die Formation eines Δ -Isobars ($m_\Delta = 1232 \text{ MeV}/c^2$), das als eine Pion-Nukleon-Resonanz verstanden werden kann.

Damit erhält das Modell einen weiteren Freiheitsgrad, so dass neben dem NN -Kanal nun auch $N\Delta$ - und $\Delta\Delta$ -Kanäle möglich sind. Die Kanäle können aneinander koppeln, da Übergänge zwischen ihnen grundsätzlich erlaubt sind. Dies führt zunächst auf neun Übergangspotentiale, von denen jedoch nur drei übrig bleiben, wenn man die Forderung nach zwei Nukleonen im Eingangs- und Ausgangskanal stellt. In Operatornotation erweitert sich die Transfermatrix:

$$T = V_{eff} + V_{eff}g_{NN}T \quad (3.11)$$

wobei

$$V_{eff} = V_{NN,NN} + V_{NN,N\Delta}g_{N\Delta}V_{N\Delta,NN} + V_{NN,\Delta\Delta}g_{\Delta\Delta}V_{\Delta\Delta,NN} \quad (3.12)$$

³Die chirale Störungsrechnung ist damit eine Theorie im eigentlichen Sinne und kein Modell, ihre Ergebnisse sind exakt, soweit die Konstanten bekannt sind.

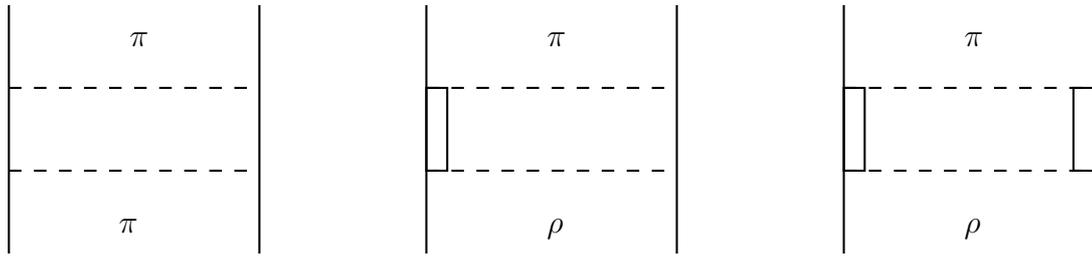


Abbildung 3.2: Mögliche Diagramme des Zwei-Bosonen-Austausches. Im Eingangs- und Ausgangskanal sollen nur zwei Nukleonen (durchgezogene Linien) erlaubt sein. Die Rechtecke bezeichnen die Δ -Isobare. Die Isospinerhaltung beschränkt die ausgetauschten Mesonen auf Pionen und ρ -Mesonen.

Die Isospinerhaltung verlangt, dass an den $N\Delta$ -Vertizes nur isovektorielle Mesonen auftreten können, dadurch beschränkt sich die Betrachtung auf Pionen und ρ -Mesonen. Es gibt demnach drei verschiedene Diagramme, die berücksichtigt werden müssen, diese sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Unterschiede in den Propagatoren g_{NN} , $g_{N\Delta}$ und $g_{\Delta\Delta}$ erzeugen die Inelastizitäten über imaginäre Anteile in der Δ -Masse und simulieren damit die Pionenproduktion.

Das nächsthöhere Isobar, die Roper-Resonanz $N^*(1440)$, hat einen deutlich reduzierten Einfluss im Verhältnis zum $\Delta(1232)$. Die Einbeziehung der niedrigsten Isobars ist eine sinnvolle Ergänzung, die für die Beschreibung des Streuprozesses bis etwa 1 GeV ausreichend ist.

3.4.1 Bonn-Modell

Einen möglichst vollständig feldtheoretischen Ansatz verfolgt das Bonn-Modell ([Mac87]). Die Eigenschaften der Starken Wechselwirkung lassen sich auf ganz bestimmte Bosonen und deren Kopplungsmöglichkeiten zurückführen und in diesem physikalischen Rahmen verstehen. Die verwendeten Kopplungskonstanten in den Ein-Boson-Austauschdiagrammen sind in guter Übereinstimmung mit empirischen Methoden, z. B. der Pion-Nukleon-Streuung oder Streuphasenanalysen.

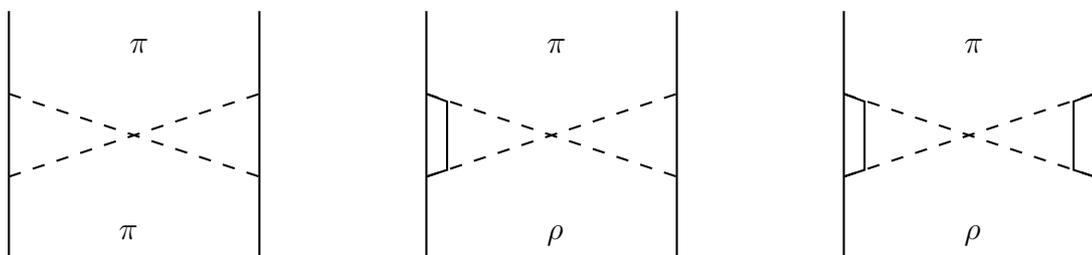


Abbildung 3.3: Das volle Bonn-Modell enthält neben dem normalen Zwei-Bosonen-Austausch (siehe Abbildung 3.2) auch den gekreuzten Austausch.

Unter Einbeziehung des Zwei–Boson–Austausches erreicht das Modell eine sehr gute Beschreibung der Streuphasen bis 400 MeV mit sehr wenigen Parametern. Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Diagramme des gekreuzten Zwei–Bosonen–Austausches (Abbildung 3.3) eine erhebliche Verbesserung bei mittleren Energien bedeuten. Kompliziertere Diagramme haben nur schwache Effekte und können vernachlässigt werden.

Die Ideen des Bonn–Modells bilden die Grundlage von Berechnungen, deren Ergebnisse in Kapitel 7 diskutiert werden.

3.5 Regge–Theorie

Das energieabhängige Verhalten der Zweikörperstreuung durch die Starke Wechselwirkung bereitet vielfach Probleme. Eine von Regge entwickelte Methode bietet die bisher einzige Möglichkeit, dieses Verhalten mit zunehmender Energie zu erklären. Der Ansatz ist nicht–relativistisch und äußerst radikal, indem nämlich die Streuamplituden als analytische Funktionen eines kontinuierlichen, komplexen Drehimpulses aufgefasst werden. Es existieren dann Pole der Streuphasen in der komplexen Ebene, sogenannte Regge–Pole. Die Position solcher Pole ist abhängig von der Energie, und die Positionsänderung lässt sich durch Trajektorien verfolgen.

Der Streuprozess (vergleiche hierzu Gleichung 2.8 von Seite 8):

$$T(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) T(\alpha, s)_{\alpha=l} \mathcal{L}_l(\cos \vartheta) \quad (3.13)$$

wird bestimmt von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sowie dem Viererimpulsübertrag t . Der Drehimpuls α ist kontinuierlich und komplex, wobei natürlich auch weiterhin nur ganzzahlige, reale Werte physikalisch sinnvoll bleiben. Eine vollständige Definition von $T(\alpha, s)$ gelingt nur, wenn alle Singularitäten, d.h. alle einfachen Pole, in der komplexen Ebene bekannt sind. Abbildung 3.4 zeigt schematisch die Existenz der Pole und deren energieabhängige Verläufe (α_1 und α_2) in Form der Trajektorien.

Die Partialwellen zum Drehimpuls l sind die Grundlage der physikalischen Reaktion. Passiert eine Trajektorie die unmittelbare Umgebung von l , wird die Partialwelle entsprechend von diesem Pol dominiert. Die Reaktion enthält in diesem Fall eine Resonanz mit entsprechendem Drehimpuls oder sogar einen gebundenen Zustand, wenn der Pol l direkt trifft.

Regge–Trajektorien können Vierer–Impulse und andere Quantenzahlen zwischen zwei Teilchen in einem Streuprozess vermitteln. Die Trajektorie hat keinen festen Eigendrehimpuls, trägt aber einen variablen Drehimpuls $\alpha(t)$. Beschreibt man eine Reaktion $a + \bar{b} \rightarrow \bar{c} + d$ im t –Kanal durch Austausch von Teilchen mit Spin S , so lässt sich die Regge–Trajektorie als Summe über alle Diagramme mit

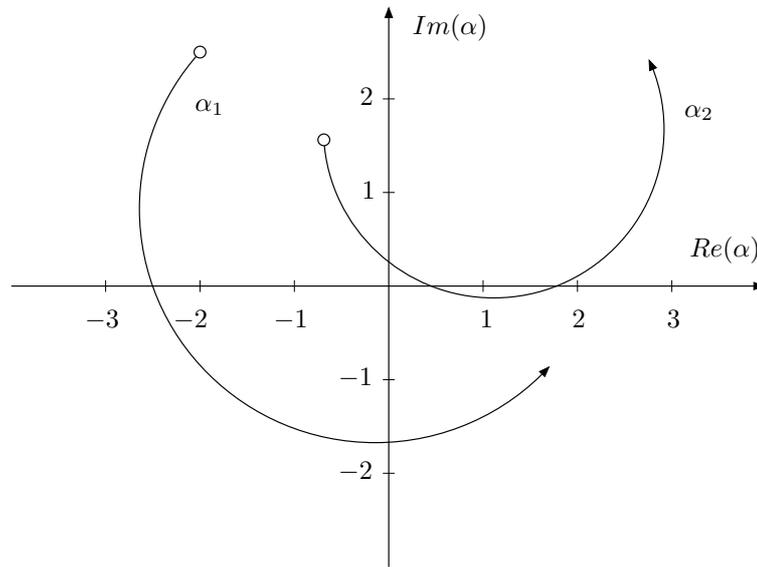


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung von Regge-Polen α_1 und α_2 und deren Trajektorien in der komplexen Ebene. Physikalisch sinnvoll bleiben weiterhin nur ganzzahlige, reale Drehimpulse l .

$S = 0, 1, 2, \dots$ verstehen. Damit fasst eine Regge-Trajektorie ganze Teilchenklassen zusammen und summiert deren Beiträge zum Streuprozess auf.

Die gekreuzte Reaktion $a + c \rightarrow b + d$ im direkten s -Kanal ist experimentell zugänglich und ergibt sich aus dem berechneten t -Kanal, die Kanäle sind im Austauschdiagramm in Abbildung 3.5 gekennzeichnet. Die Regge-Trajektorien können das Verhalten der Streuprozesse bei mittleren bis hohen Energien erklären und wiedergeben, die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts liegt zwischen s^{-1} und s^{-3} .

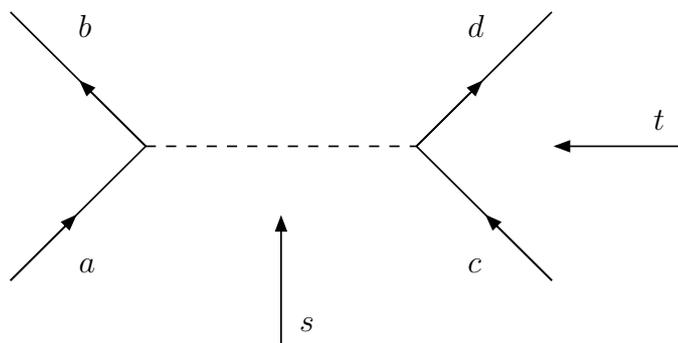


Abbildung 3.5: Kennzeichnung des Ein-Teilchen-Austausches im t - und s -Kanal. Die physikalische Reaktion läuft im s -Kanal, die der gekreuzten Reaktion des t -Kanals entspricht.

Die Betrachtung schließt bisher nur spinlose Streupartner ein. Unter Berücksichtigung des Spins ergeben sich Modifikationen, deren Auswirkungen nicht endgültig verstanden sind. Für die Anwendung in dieser Arbeit ist die formale Regge–Theorie nicht notwendig, in Kapitel 7 soll lediglich die Vorhersage für hohe Energien herangezogen werden. Eine ausführliche Darstellung der Regge–Ideen und deren Ergebnisse im Hinblick auf die Nukleon–Nukleon–Wechselwirkung bei hohen Streuenergien findet man in [Per74].

Kapitel 4

Das EDDA–Experiment

Das EDDA–Experiment ist ein internes Experiment am Cooler Synchrotron COSY, das neben dem spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitt auch vier weitere Spinobservablen der elastischen Proton–Proton–Streuung vermisst. Der Beschleuniger liefert Protonenstrahlen bis zu einer Energie von 2.6 GeV , wobei in Kapitel 4.1 insbesondere die für den polarisierten Strahl wichtigen Verfahren vorgestellt werden. Die Entwicklung des Detektors ist in den Arbeiten [Wol96] und [Zie98] durchgeführt worden, Kapitel 4.2 gibt in kurzer Form die grundlegenden Ideen und den Aufbau wieder. Am Experimentierplatz stehen ein unpolarisiertes Fädchentarget und ein polarisierbares Atomstrahltarget zur Verfügung, das in dieser Arbeit verwendete Atomstrahltarget soll in Kapitel 4.3 eingehender vorgestellt werden. Das abschließende Kapitel 4.4 fasst die Messtechnik während der Beschleunigungszyklen und die Ereignisrekonstruktion zusammen.

4.1 Der Beschleuniger COSY

Das Cooler Synchrotron COSY ist ein Kreisbeschleuniger von etwa 180 m Umfang für Protonen am Forschungszentrum Jülich ([Mai97])¹. Es können polarisierte und unpolarisierte Protonenstrahlen in einem Energiebereich von $100 - 2600\text{ MeV}$ an verschiedene interne und externe Experimente geliefert werden. Abbildung 4.1 zeigt das eigentliche Synchrotron ohne die Teilchenquellen und den Injektionsbeschleuniger. Die Protonen werden mit etwa 45 MeV in den Ring injiziert, dort sorgt eine Kavität (Hohlraumresonator) für die nötige Weiterbeschleunigung zu höheren Energien. Neben EDDA gibt es drei weitere interne Experimente: ANKE, COSY11 und COSY13. Der Strahl kann bei niedrigen Energien bis 180 MeV mit einem Elektronenkühlsystem und ab 800 MeV mit der stochastischen Kühlung im Phasenraum komprimiert werden; das EDDA–Experiment greift nicht auf diese Kühlverfahren zu.

Es gibt zwei unabhängige Quellen für unpolarisierte und polarisierte, negative Wasserstoffionenstrahlen. Diese werden zunächst im Zyklotron JULIC auf 40 MeV

¹In COSY können auch Deuteronen beschleunigt werden, diese werden beim EDDA–Experiment jedoch nicht genutzt.

beschleunigt und gelangen dann über eine Transferstrahlführung zum Synchrotron, wo durch Abstreifen der Elektronenhüllen reine Protonenstrahlen injiziert werden. Die Polarisierung muss bereits in der Quelle präpariert werden, deren Aufbau ähnlich dem Atomstrahltarget am EDDA-Experiment ist, siehe hierzu Kapitel 4.3. Die Intensität des polarisierten Strahles ist mit bis zu $1.5 \cdot 10^{10}$ Protonen um mehr als eine Größenordnung kleiner als die des unpolarisierten Strahles (typischerweise $5 \cdot 10^{10}$ Protonen bei maximaler Energie, die Raumladungsdichte liegt bei etwa $2 \cdot 10^{11}$ Protonen).

Während der Beschleunigung in COSY müssen verschiedene depolarisierende Resonanzen gekreuzt werden, die sonst zu starken Polarisationsverlusten führen. Ein internes Polarimeter erlaubt die Messung der Polarisierung im gesamten Impulsbereich ([Bau99b]). Zwei weitere Polarimeter bereits vor der Injektion und nach der Extraktion erlauben eine genaue Analyse der Polarisationsveränderungen. Die Beschleunigung polarisierter Protonen ist besonders kritisch und soll im Folgenden eingehender vorgestellt werden.

4.1.1 Beschleunigung polarisierter Protonen

In einem Kreisbeschleuniger müssen die geladenen Teilchen durch magnetische Dipole auf Kreisbahnen gehalten werden ([Wil96], [Hin97]). Es existiert in einem solchen Beschleuniger eine geschlossene Sollbahn (*closed orbit*), die die Ideallinie der Bewegung markiert. Üblicherweise folgen die Protonen in COSY nicht exakt dieser idealen Bahn, da sie bei der Injektion nicht genau darauf platziert werden können. Alle Teilchen im Synchrotron vollführen Schwingungen um die Sollbahn. Bei ganzzahligen Schwingungszahlen pro Umlauf im Beschleuniger können sich störende Effekte der Magnetfelder exponentiell verstärken und den Strahl dadurch instabil machen. Es gibt zwei Moden dieser *Betatron*-Schwingungen (in der Beschleunigerebene und senkrecht dazu), die voneinander entkoppelt sind.

Die Magnetfeldstrukturen des Beschleunigers beeinflussen auch die magnetischen Momente der Protonen und damit die Ausrichtung des Spins. Ähnlich den *Betatron*-Schwingungen kann es kritische Zustände geben, die dann zu Polarisationsverlusten führen. Hierbei ist die Wechselwirkung zwischen den externen Magnetfeldern und den magnetischen Momenten der Protonen maßgeblich, der Einfluss der magnetischen Momente auf die Bahn der Teilchen ist zu vernachlässigen ([Mon84]).

Ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ erfährt in einem Magnetfeld \vec{B} ein Drehmoment, das die Richtung von $\vec{\mu}$ und damit des Spins \vec{S} zu ändern versucht ([Fic71]):

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

Für Protonen und andere, nicht punktförmige Teilchen der Ladung e und Masse m ist:

$$\vec{\mu} = 2 \cdot (1 + G) \frac{e}{2m} \vec{S} \quad (4.2)$$

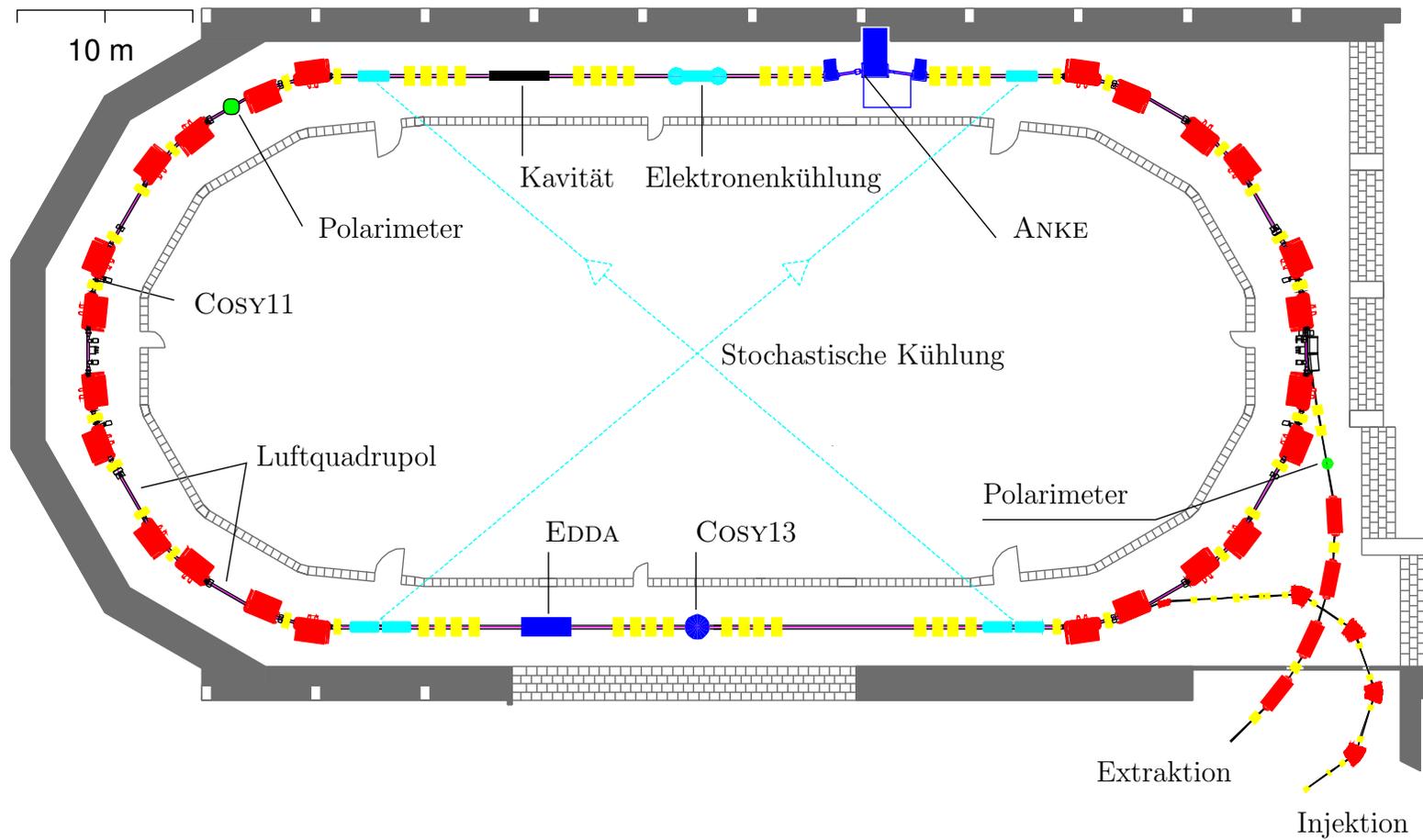


Abbildung 4.1: Das Cooler Synchrotron COSY mit verschiedenen internen Experimenten. Das EDDA-Experiment steht am Targetplatz TP2.

Die gyromagnetische Anomalie beträgt beim Proton $G = 1.7928$. Der Spin präzediert um die Richtung des äußeren Magnetfeldes im Ruhesystem des Protons:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = 2(1 + G)\frac{e}{2m}\vec{S} \times \vec{B} \quad (4.3)$$

Dabei bewegt es sich im Beschleuniger hochrelativistisch mit annähernd Lichtgeschwindigkeit. Um den Einfluss auf die Polarisation zu bestimmen, muss die Präzession erst in das Laborsystem transformiert werden, es folgt die Thomas-BMT-Gleichung ([VB59]):

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times \vec{\Omega} \quad (4.4)$$

mit

$$\vec{\Omega} = \frac{e}{\gamma m}[(1 + \gamma G)\vec{B}_\perp + (1 + G)\vec{B}_\parallel] \quad (4.5)$$

\vec{B}_\parallel und \vec{B}_\perp sind Magnetfeldkomponenten in Bewegungsrichtung der Protonen bzw. transversal dazu. Die Präzessionsfrequenz der Teilchen um den transversalen Anteil nimmt mit der Beschleunigung der Teilchen zu, die Anzahl der Präzessionen pro Umlauf ergibt sich zu $\nu_{spin} = 1 + \gamma G$ im Beschleunigersystem bzw. $\nu_{spin} = \gamma G$ im Laborsystem.

Die Schwingungen der Protonen um die Sollbahn führt in den Quadrupolen in Bereiche, in denen Komponenten des Magnetfeldes die Richtung des Spins verändern können. Stimmt die Anzahl der Präzessionen pro Umlauf (*Spin-Tune*) mit der Frequenz der Störung überein, verkippt die Spinausrichtung und es entstehen Polarisationsverluste. Man unterscheidet nach den Ursachen der beeinflussenden Magnetfeldkomponenten sogenannte Imperfektionsresonanzen und intrinsische Resonanzen ([Leh97]).

Imperfektionsresonanzen

Ein Beschleuniger kann nicht ideal gebaut werden. Es gibt immer Feld- und Positionierungsfehler, die in den Quadrupolen periodisch mit der Umlauffrequenz für eine nicht gewünschte Beeinflussung der Spinrichtung sorgen. Dies hat keine Auswirkung auf die Polarisation, sofern der *Spin-Tune* nicht ganzzahlig ist und sich die Effekte im Mittel aufheben. Bei einem ganzzahligen *Spin-Tune* kommt es allerdings zu einer kohärenten Überlagerung der Störungen und Polarisation geht verloren. Imperfektionsresonanzen treten für ganze Zahlen k auf:

$$\gamma G = k \quad (4.6)$$

Sie liegen äquidistant in Abständen von $\Delta E = 523.36 \text{ MeV}$ (siehe Tabelle 4.1.a). Im Energiebereich von COSY gilt es, fünf Imperfektionsresonanzen während des Beschleunigungsvorgangs zu kreuzen.

Intrinsische Resonanzen

Die *Betatron*-Schwingungen führen die Protonen in Bereiche mit horizontalen Magnetfeldkomponenten in den Quadrupolen. Diese sollen den Teilchenstrahl

| γG | $E_{kin}(MeV)$ | $p(MeV/c)$ |
|------------|----------------|------------|
| 2 | 108.4 | 463.8 |
| 3 | 631.8 | 1258.7 |
| 4 | 1155.2 | 1871.3 |
| 5 | 1678.5 | 2442.6 |
| 6 | 2201.9 | 2996.5 |

(a) Imperfektionsresonanzen

| P | γG | $E_{kin}(MeV)$ | $p(MeV/c)$ |
|-----|------------|----------------|------------|
| 2 | $6-\nu_y$ | 312.4 | 826.8 |
| 2 | $0+\nu_y$ | 950.7 | 1639.3 |
| 2,6 | $8-\nu_y$ | 1358.8 | 2096.5 |
| 2 | $2+\nu_y$ | 1997.1 | 2781.2 |
| 2 | $10-\nu_y$ | 2405.2 | 3208.9 |

(b) Intrinsische Resonanzen

Tabelle 4.1: Depolarisierende Resonanzen im COSY-Energiebereich. Weitere Resonanzen sind schwach genug, um vernachlässigt zu werden.

wieder auf die Sollbahn zurückbiegen und fokussieren, drehen jedoch auch den Spin aus der vorgegebenen Richtung. Bei einer intrinsischen Resonanz verursacht eine mit dem *Betatron-Tune* ν_y kohärente Störung einen Verlust von Polarisation:

$$\gamma G = kP \pm (\nu_y - 2) \quad (4.7)$$

Die Superperiodizität P der vertikalen Strahloptik wird durch die Quadrupolstruktur bestimmt und beträgt 2 oder 6 im COSY. Die Lage der Resonanzen hängt vom vertikalen *Betatron-Tune* ν_y ab und kann innerhalb gewisser Impulsgrenzen variiert werden. Tabelle 4.1.b listet die Resonanzen im relevanten Energiebereich auf. Resonanzen der niedrigen $P = 1$ -Optik werden nur durch Störung der Superperiodizität angeregt und sind allgemein schwach.

Die depolarisierende Wirkung einer Resonanz wird exponentiell beschrieben durch ([Min03]):

$$P_f = (2e^{-\pi\epsilon^2/2\alpha} - 1)P_i \quad (4.8)$$

Die Polarisation sinkt von P_i auf P_f , während die Resonanz der Stärke ϵ mit der Geschwindigkeit α gekreuzt wird. Die schnellen Luftquadrupole (siehe linken, unteren Bogen des Beschleunigers in Abbildung 4.1) erlauben eine gezielte Veränderung des Arbeitspunktes und damit der Kreuzungsgeschwindigkeit α (siehe hierzu Abbildung 4.2). Die relevanten Resonanzen haben typischerweise eine Stärke $\epsilon \approx 10^{-3}$ und bewirken dadurch einen Verlust von mehreren Prozent an Polarisation.

Schwache Resonanzen lassen sich durch eine entsprechend schnelle Kreuzungsgeschwindigkeit fast vollständig in ihrer Wirkung eliminieren. Sehr starke Resonanzen (z. B. $\gamma G = 4$) verursachen weiterhin empfindliche Verluste der Polarisation. Hier empfiehlt sich eine gezielte Verstärkung der Resonanz, so dass die Spins der Strahlprotonen adiabatisch zum Umklappen gebracht werden. Bei weiteren, durch Störung der Superperiodizität hervorgerufenen Resonanzen mit Stärken von weniger als 10^{-5} liegen die Verluste unterhalb von 1%. Eine Korrektur ist bei diesen Stärken nicht notwendig.

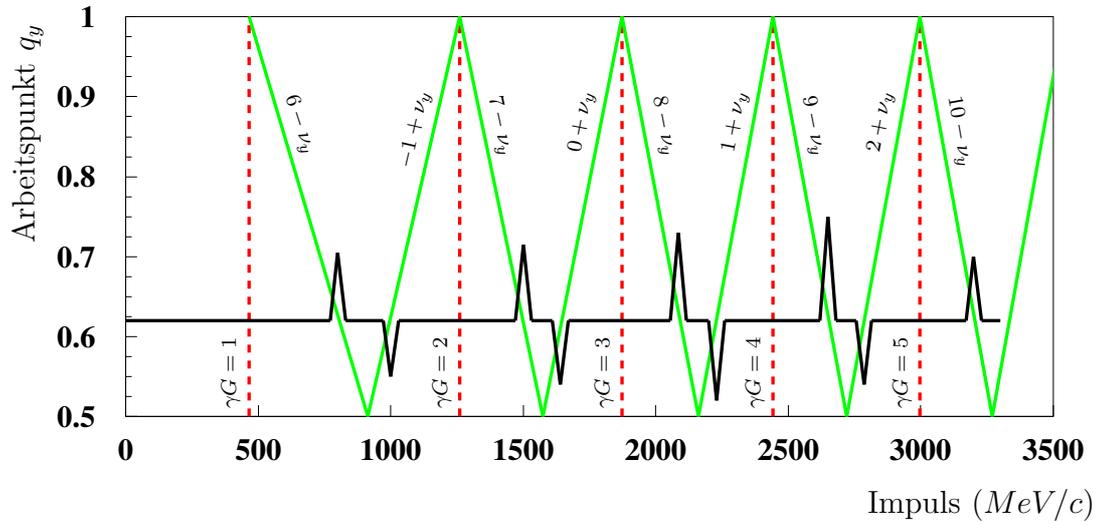


Abbildung 4.2: Arbeitspunkt während der Beschleunigung. Die durchgezogene, schwarze Linie markiert den Arbeitspunkt während der Beschleunigung. Durch die schnellen Luftquadrupole in COSY lässt sich der Arbeitspunkt verschieben und die Kreuzungsgeschwindigkeit einer intrinsischen Resonanz (Tabelle 4.1b) erhöhen. Imperfektionsresonanzen (gestrichelt, Tabelle 4.1a) sind von diesem Verfahren nicht beeinflusst.

Abbildung 4.3 zeigt die erzielten Resultate, die man durch individuelle Anpassung des Arbeitspunktes und der Kreuzungsgeschwindigkeit an den verschiedenen Resonanzen erreicht hat ([Wei00]). Die Ergebnisse betragen mehr als 75% Strahlpolarisation bei höchsten Impulsen, die Verluste umfassen damit weniger als 5% der Eingangspolarisation bei Injektion.

4.2 Der Detektor

Das EDDA-Experiment widmet sich sehr speziell der Untersuchung der elastischen Proton-Proton-Streuung bei kinetischen Energien bis 2500 MeV. EDDA ist ein internes Experiment, damit bereits während der Beschleunigung des COSY-Strahls komplette Anregungsfunktionen aufgenommen werden können. Dazu wird ein ortsfestes Target verwendet. Der Detektor ist ein reines Szintillatorhodoskop, das sich strahlabwärts von der Wechselwirkungszone erstreckt und keine Teilchenidentifikation erlaubt. Für die ideale elastische Streuung zweier gleich schwerer Teilchen gilt:

1. **Koplanarität:** Die Bahnen der gestreuten Teilchen spannen zusammen mit der Projektilrichtung eine Ebene auf.

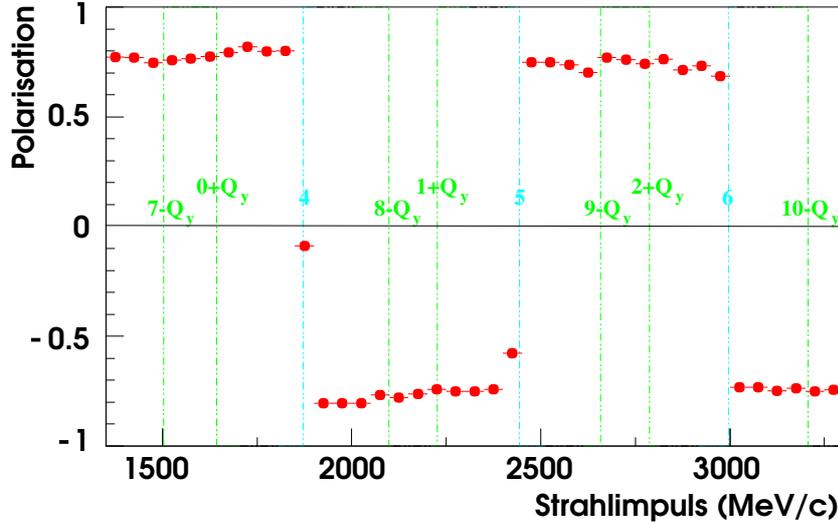


Abbildung 4.3: Polarisation während der Beschleunigung. Die senkrechten Linien markieren die depolarisierenden Resonanzen. Die Polarisation bei höchsten Impulsen kann bis über 75% erhalten werden, die Verluste betragen während der gesamten Beschleunigung weniger als 10%.

2. **Kinematische Korrelation:** Die Ejektile laufen diametral im Schwerpunktsystem auseinander.

Das bedeutet für die Azimut- und Polarwinkel im Laborsystem:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \pi \quad (4.9)$$

$$\tan \vartheta_1 \cdot \tan \vartheta_2 = \frac{1}{\gamma_{cm}^2} \quad (4.10)$$

mit dem relativistischen Faktor $\gamma_{cm} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$.

Der Detektor besteht aus zwei Schalen (wie in Abbildung 4.4 dargestellt), die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind und als Außenschale (blau und grün) und Innenschale (rot und orange) bezeichnet werden. Beide Schalen sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

4.2.1 Die Außenschale

Die Außenschale des Detektors setzt sich im Wesentlichen aus zwei Komponenten zusammen, Szintillatorstäben und -halbringen, die von szintillierenden Fasern ergänzt werden ([Wol96]). Dabei umschließen die Halbringe und Fasern die Stablage. Der Innenradius der Außenschale beträgt 160 mm und ihre Länge 930 mm.

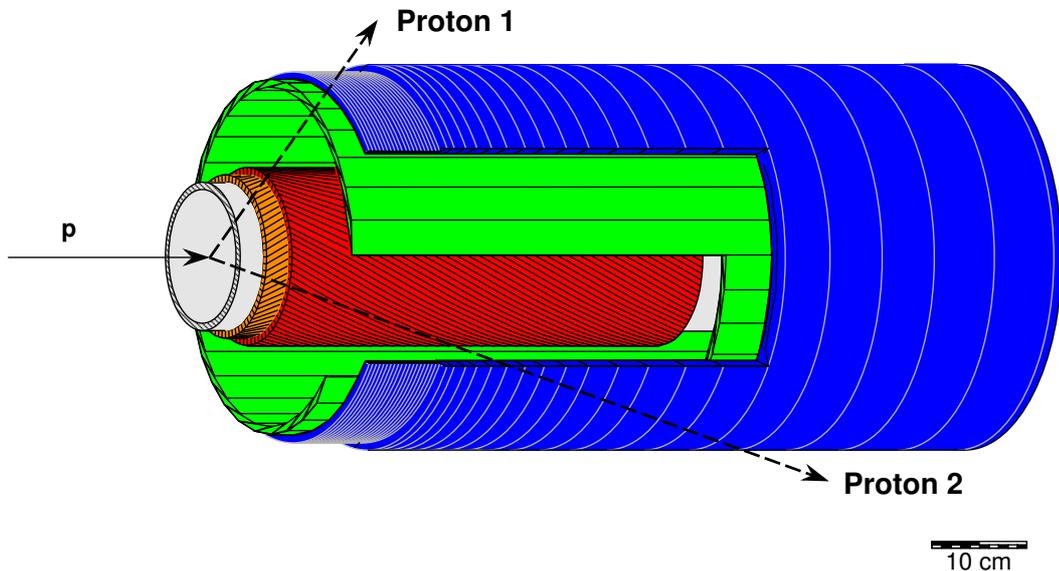


Abbildung 4.4: Der EDDA-Detektor. Die Aussenschale (blau und grün) und Innenschale (rot und orange) liegen konzentrisch um das COSY-Strahlrohr und strahlabwärts von der Wechselwirkungszone. Es können zwei unterschiedliche, ortsfeste Targets für das Experiment genutzt werden.

Die Stablage

Die Stablage dient der Messung des Azimutwinkels φ der gestreuten Protonen. Der Querschnitt der Stäbe ist annähernd dreieckig. Insgesamt sind 32 Stäbe aus *Bicron BC408*-Plastik parallel zur Strahlrichtung angeordnet und überlappend angebracht. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Proton trifft dabei immer zwei Stäbe, je nach zurückgelegter Strecke in benachbarten Segmenten unterscheidet sich die dabei erzeugte Lichtintensität. Ein Pulshöhenvergleich der betroffenen Photomultiplier kann zur Verbesserung der Auflösung um einen Faktor von etwa 5 gegenüber der reinen Granularität ($\Delta\varphi = 11.25^\circ$) genutzt werden. Die Szintillatorstäbe werden alle separat über *Hamamatsu R1355*-Photomultiplier an beiden Enden ausgelesen.

Die Halbringlage

In der Halbringlage wird der Polarwinkel ϑ gemessen. Insgesamt umfassen 2×20 Halbringe, die einen Winkelbereich von $10^\circ < \vartheta < 51^\circ$ erschließen, die Stablage. Die Dicke der Halbringe nimmt mit Abstand von der Wechselwirkungszone zu, um etwa gleich große Winkelintervalle abzudecken. Dabei überlappen auch hier immer zwei Segmente, wodurch die Auflösung wiederum verbessert werden kann.

Bei großen Winkeln $\vartheta > 51^\circ$ ergänzen 4×64 szintillierende Fasern die Halbringe, die zu insgesamt neun weiteren Ringen zusammengefasst sind. Der abgedeckte Polarwinkelbereich erhöht sich dabei bis auf $\vartheta = 72^\circ$. Für die Halbringe kommen

Hamamatsu R1450- und für die Fasern *Hamamatsu R4760* 16-fach Photomultiplier zum Einsatz.

Die Winkelaufösungen werden in FWHM angegeben und betragen in der Außenschale $\Delta\varphi \approx 2.5^\circ$ und $\Delta\vartheta \approx 2^\circ$. Der Polarwinkel muss energieabhängig ins Schwerpunktsystem transformiert werden, die über den Impuls gemittelte Raumwinkelabdeckung umfasst insgesamt knapp 85% des vollen Raumwinkels.

4.2.2 Die Innenschale

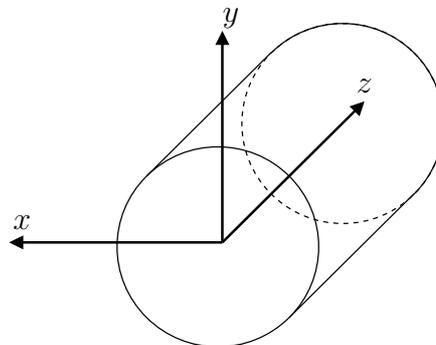
Die Innenschale besteht aus 4×160 szintillierenden Fasern, die in vier Schichten helixartig direkt um das COSY-Strahlrohr gewickelt sind ([Zie98]). Dabei wechseln sich links- und rechtsgewundene Lagen ab und bilden ein Raster aus Kreuzungspunkten, aus denen die Winkel rekonstruiert werden. Die einzelnen Fasern umschließen einen Azimutwinkel von $\Delta\varphi = 170^\circ$ und sind nicht direkt nebeneinander gelegt. Die dabei entstehenden Freiräume im ersten Lagenpaar werden im versetzt angeordneten zweiten Lagenpaar abgedeckt. Die Auflösung der Innenschale beträgt etwa 2° im Azimutwinkel und 1.5° im Polarwinkel.

Die Auslese der Fasersignale erfolgt an den vorderen Enden, die Photomultiplier sind dabei noch dem Target vorgelagert. Durch diesen Aufbau weicht die Wicklung bei großen Polarwinkeln von der Helixstruktur ab und erhält erweiterte Bereiche, die unabgedeckt bleiben. Dies betrifft Bereiche von $\Delta\varphi = 20^\circ$ um $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270° , in denen die Streuereignisse nicht vollständig rekonstruiert und verworfen werden.

4.2.3 Das Detektorkoordinatensystem

Die Streuung unpolarisierter Protonen wird durch die Projektionsrichtung sowie die Azimut- und Polarwinkel hinreichend beschrieben. Für die Spinobservablen müssen zusätzlich die Polarisationsrichtungen definiert werden. Dies geschieht

Abbildung 4.5: *Das Detektorkoordinatensystem. Am Wechselwirkungspunkt sind Beschleuniger- und Detektorkoordinatensystem gleich. Bei der Vermessung der Spinobservablen wird die Polarisation entlang der Achsen des Koordinatensystems ausgerichtet.*



im Detektorkoordinatensystem (siehe Abbildung 4.5), das mit dem Beschleunigerkoordinatensystem am Wechselwirkungspunkt übereinstimmt. Die Richtung des Protonenstrahls gibt die z -Richtung vor. In die Beschleunigerebene seitwärts ist die x -Achse gerichtet, somit zeigt y für ein kartesisches System senkrecht aus der Ebene heraus.

4.3 Das Atomstrahltarget

Das EDDA-Experiment besitzt zwei unabhängige Targetsysteme. Zur Messung des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes wurde ein Polypropylen-Fädchentarget verwendet. Sowohl die Analysierstärke wie auch alle weiteren doppelt polarisierten Spinobservablen benötigen ein polarisierbares Target. Feststofftargets müssen mit starken Magnetfeldern bei sehr tiefen Temperaturen präpariert werden, bieten dann aber eine hohe Targetdichte. Einfacher in der Handhabung sind Atomstrahltargets, bei denen die Polarisation leichter erzeugt und über längere Zeiträume stabil bereitgestellt werden kann. Trotz der eingeschränkten Targetdichte hat man sich bei den vorliegenden Messungen für ein solches Atomstrahltarget entschieden ([Fel98], [Alt98]).

4.3.1 Aufbau des Targets

Das Atomstrahltarget liefert kernspinpolarisierte Wasserstoffatome, die quer zum COSY-Protonenstrahl durch die Wechselwirkungszone laufen. Abbildung 4.6 zeigt eine Aufsicht des Aufbaus. Das Target besteht im Wesentlichen aus vier Komponenten, die der Bereitstellung, Präparation, Ausrichtung und Analyse der Polarisation dienen.

Bereitstellung

Als Quelle dient eine Wasserstoffgasflasche, deren Moleküle zunächst in einem Dissoziierer aufgetrennt und durch eine gekühlte Düse zu einem homogenen Atomstrahl geformt werden. Die eingestrahelte Leistung des Dissoziierers orientiert sich an der Durchflussgeschwindigkeit des Gasstrahls. Nicht separierte Moleküle können im Folgenden zu einer Reduzierung der effektiven Polarisation des Targets führen.

Präparation

Beim Durchlaufen einer Breit-Rabi-Einheit, bestehend aus zwei magnetischen Sextupolfeldern in Kombination mit einer zwischengeschalteten Hochfrequenzeinheit, wird aus dem Ensemble von Atomen eine definierte Kernspinausrichtung ausgewählt. Ähnlich dem *Stern-Gerlach*-Versuch können Atome mit unterschiedlichem Hüllenspin räumlich voneinander getrennt werden, während sie ein inhomogenes Magnetfeld durchlaufen. Im Magnetfeld entkoppeln die Drehimpulse von Atomkern und -hülle, und es kommt zu einer Aufspaltung der Hyperfeinstruktur

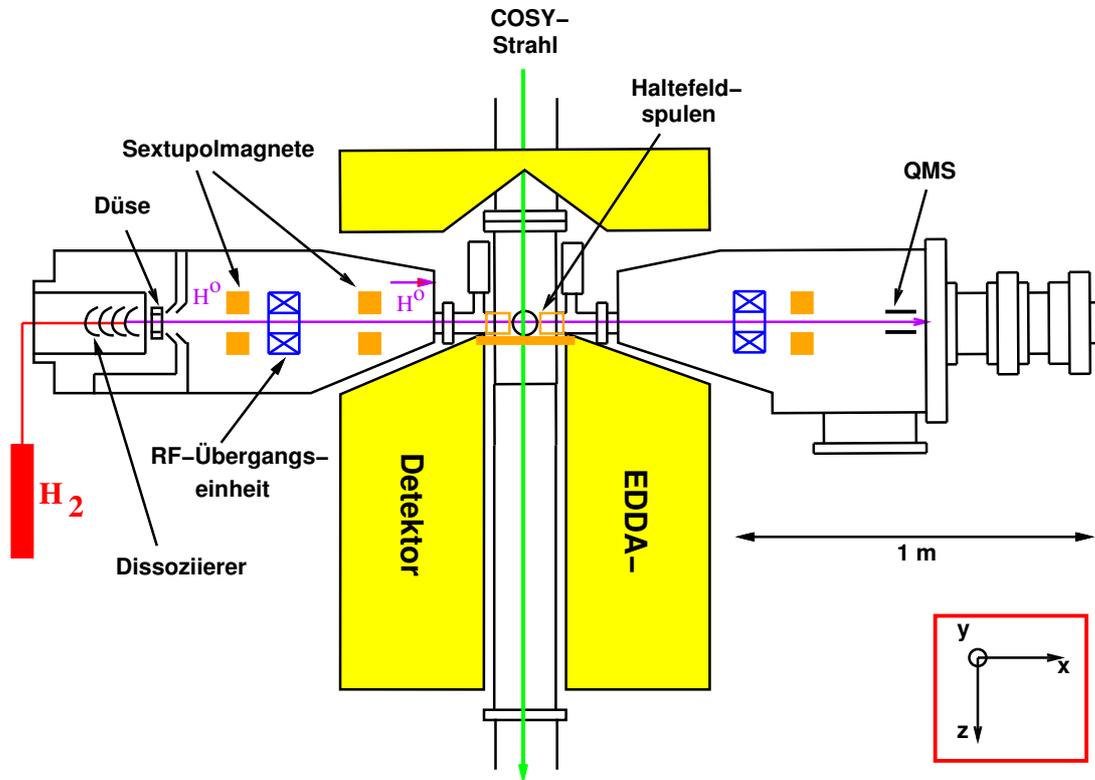
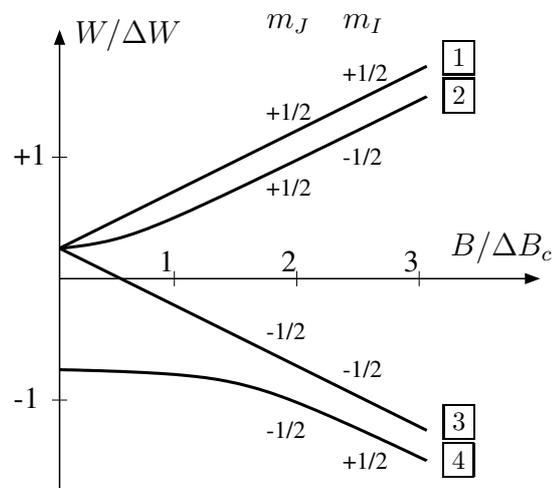


Abbildung 4.6: Aufsicht des Atomstrahltargetes. Die gelben Bereiche markieren den EDDA-Detektor. Die Bereitstellung und Präparation des polarisierten Atomstrahls geschieht im linken Bereich. In der Wechselwirkungszone erfolgt die Ausrichtung und rechts die Analyse der Polarisation.

(siehe die Energieniveaus in Abbildung 4.7). Das magnetische Moment des Elektrons μ_B ist etwa 660 mal stärker als das des Protons μ_K , so dass sich ein direkter Zugriff auf den Kernspin schwierig gestaltet und dieser als lediglich Störung betrachtet werden kann. Im Sextupolfeld wirkt eine Lorentz-Kraft auf die Atome, die proportional zum Abstand von der Symmetrieachse und abhängig von magnetischen Quantenzahl m_J des Hüllenelektrons ist. Dadurch wird eine der beiden Spinrichtungen fokussiert und die andere aussortiert; der resultierende Strahl ist hüllenpolarisiert (Zustände $\boxed{1}$ und $\boxed{2}$ in Abb. 4.7).

Die im Magnetfeld präzedierenden Elektronenspins können in einem inhomogenen Dipolmagnetfeld durch Einstrahlung eines mit der Präzession resonanten Hochfrequenzfeldes zu Umklappen gebracht werden (*Intermediate-Field-Übergang*). Dabei entvölkert sich Zustand $\boxed{2}$ zugunsten von $\boxed{4}$, und die Hüllenpolarisation überträgt sich auf den Atomkern. Im folgenden, zweiten Sextupolfeld wird erneut nach dem Elektronenspin sortiert, so dass am Ende sowohl der Elektronen-

Abbildung 4.7: Hyperfeinstrukturaufspaltung von Wasserstoff im äußeren Magnetfeld. Inhomogene Sextupolfelder wählen eine definierte Hüllpolarisation m_J aus, die durch eine Hochfrequenzeinheit auf den Kern m_I übertragen wird.



wie auch der Protonenspin wohl definiert sind.

Ausrichtung

Im Bereich der Wechselwirkungszone folgt die Polarisationsrichtung einem von außen vorgegebenen, magnetischen Haltefeld. Ist die Bewegungsgeschwindigkeit der Atome durch ein inhomogenes Magnetfeld vergleichsweise klein gegenüber der Präzessionsgeschwindigkeit der magnetischen Momente, kann der Spin dem Magnetfeld adiabatisch folgen. Zur Erzeugung des Magnetfeldes entlang der Achsen des Laborkoordinatensystems sind sechs Spulen vorhanden, von denen vier in einem Eisenjoch senkrecht zur Strahlachse angebracht sind. Sie definieren die Polarisation in x - und y -Richtung, ein weiteres Spulenpaar erzeugt ein Haltefeld in z -Richtung.

Für die Definition der Polarisationsrichtung genügen relativ schwache Magnetfelder. Dies ist für interne Experimente wichtig, da transversale Komponenten insbesondere bei kleinen Impulsen zu einer Veränderung des Orbits im Beschleuniger führen und den Strahl instabil machen können. Die Magnetfeldstärken betragen weniger als 1 mT , die zusätzlich zu den Kompensationen des Erdmagnetfeldes geschaltet sind ([Eys00]).

Analyse

Schließlich gelangt der Atomstrahl in den Entsorgungsbereich, in dem ein Quadrupolmassenspektrograph in Kombination mit einer Breit-Rabi-Einheit die Bestimmung der Polarisation ermöglicht. Die Messung erfolgt über den Vergleich der Teilchenzahlen bei ein- und ausgeschaltetem Dissoziierer und kann daher nicht parallel zum laufenden Experiment erfolgen. Der Spektrograph wird im Wesentlichen zur schnellen Kontrolle nach Veränderungen, z.B. dem Auftauen der Dissoziiererdüse, am Target verwendet.

4.3.2 Eigenschaften des Atomstrahls

Der polarisierte Atomstrahl besitzt eine Breite von etwa 12 mm (FWHM) und eine maximale, effektive Flächendichte um $2 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Die Targetdichte sinkt im Verlaufe mehrerer Tage langsam ab, da die auf wenige Kelvin abgekühlte Austrittsdüse hinter dem Dissoziierer allmählich mit kondensierendem Gas zufriert. Die Düse muss etwa einmal pro Betriebswoche aufgetaut werden, um den Rückstand abzdampfen und weiterhin einen ungehinderten Durchfluss des atomaren Wasserstoffgases zu gewährleisten. Die nominelle Polarisation erreicht 85%, fällt aber mit Abstand vom Koordinatenursprung und durch Rekombination und Wechselwirkung mit Restgas auf eine effektive Polarisation zwischen 60% bis 70% ab.

4.4 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme hat die Aufgabe, die analogen Signale des Detektors in digitale Form zu bringen, zu Ereignissen zusammen zu fassen und zu speichern. Die in logische Signale gewandelte Information der Außenschale dient dabei der schnellen, energieabhängigen Ereignisauswahl über die Koplanaritätsbedingung und die kinematische Korrelation, wie sie durch die Gleichungen 4.9 und 4.10 definiert sind. Bei einem positiven Trigger wird die Innenschale passiv mit ausgelesen und der Detektor für die Dauer des Speichervorgangs blind geschaltet.

4.4.1 Messzyklus

Die Aufnahme ganzer Anregungsfunktionen während der Beschleunigung des COSY-Strahls erfordert eine gute Kenntnis der Projektilenergie und damit eine zeitliche Synchronisation mit der Beschleunigersteuerung. Die COSY-Zentrale gibt ein genaues Startsignal an die Datenaufnahme, die dann mittels einer internen Uhr selbstständig Zeitdifferenzen im laufenden Zyklus bestimmt. Abbildung 4.8 zeigt beispielhaft zwei unterschiedliche Beschleunigungszyklen der Speicherimpulse $3180\text{ MeV}/c$ und $2300\text{ MeV}/c$, die bei der Messung der Spinkorrelationskoeffizienten verwendet wurden. Die senkrechte, gepunktete Linie markiert den Start der Datenaufnahme ("Start DAQ"). Im Rahmen dieser Arbeit wird unterschieden zwischen Messungen während der Beschleunigungsphase (Rampe) und der Speicherung beim maximalen Impuls, die Trennung ist durch die gestrichelten Linien angedeutet. Die Beschleunigung der Protonen geschieht üblicherweise mit $1.15\text{ MeV}/cs$; mit nachfolgender Speicherung und Entschleunigung des Strahls liegt die typische Zykluszeit bei insgesamt knapp 13 Sekunden. Der Übergang von der linearen Beschleunigung zum konstanten Speicherimpuls erfolgt durch Polynome zweiten Grades in der Beschreibung von p , diese sogenannten Verrundungen haben eine Dauer von etwa einer Fünftel Sekunde.

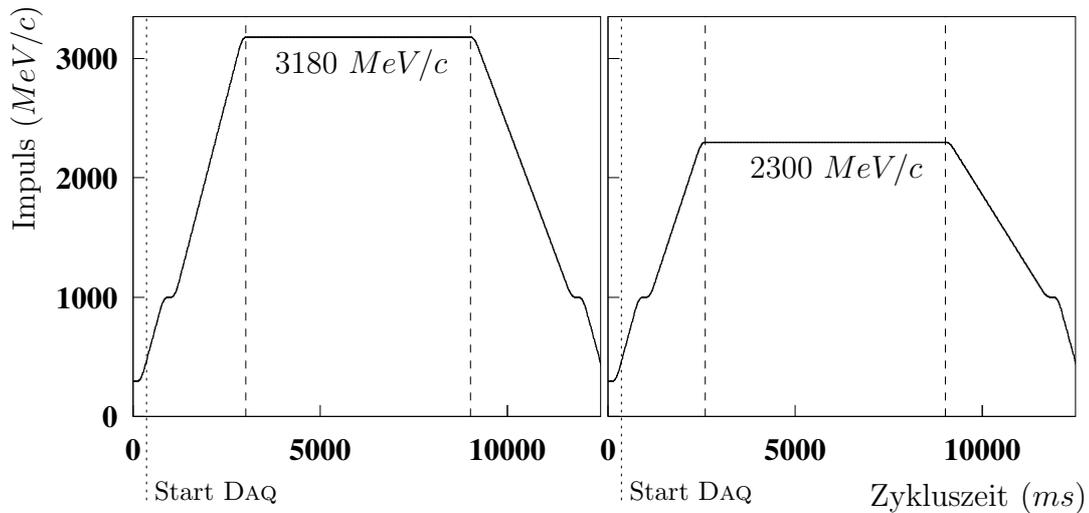


Abbildung 4.8: Beschleunigungszyklen. Die Datenaufnahme wird kurz nach Injektion der Protonen in COSY gestartet, um ganze Anregungsfunktionen aufzunehmen. Bei hohen Impulsen sorgen verlängerte Speicherzeiten für eine Akkumulation von Ereignissen. Insgesamt wurden sieben verschiedene Beschleunigungszyklen mit unterschiedlichen Maximalimpulsen verwendet.

4.4.2 Ereignisrekonstruktion

Für eine spätere Analyse der Streueignisse müssen die gespeicherten Rohdaten zunächst rekonstruiert und physikalischen Reaktionen zugeordnet werden. Das verwendete Programm YODA bietet eine Zusammenstellung der grundlegenden Rekonstruktionsmechanismen (*Hardcallbacks*), die durch benutzerdefinierte Ergänzungen (*Softcallbacks*) individuell angepasst werden können. Die Ausgabe erfolgt in Histogrammen, die die physikalischen Größen für die weitere Analyse bereitstellen (siehe Kapitel 6).

Zunächst kombiniert YODA die gespeicherten Ereignisse über die Zeit mit dem Strahlimpuls. Aus den Durchstoßpunkten in Außen- und Innenschale müssen dann die Bahnen der gestreuten Protonen ermittelt werden. Dies bedeutet bei Verwendung des Atomstrahltargets, dass zusätzlich zu den Streuwinkeln auch der Wechselwirkungspunkt ermittelt werden muss. Bei einer endlichen Auflösung der Detektorelemente existiert nicht immer ein genauer Kreuzungspunkt von zwei erkannten Spurgeraden. Aufbauend auf eine streng geometrische Behandlung kann man eine numerische Verbesserung der Rekonstruktion erreichen, die die Reaktionskinematik besser berücksichtigt.

Geometrische Rekonstruktion

Zunächst werden die Durchstoßpunkte zu möglichen Protonenspuren kombiniert. Das diametrale Auseinanderlaufen der zwei Teilchen im Schwerpunktsystem kann

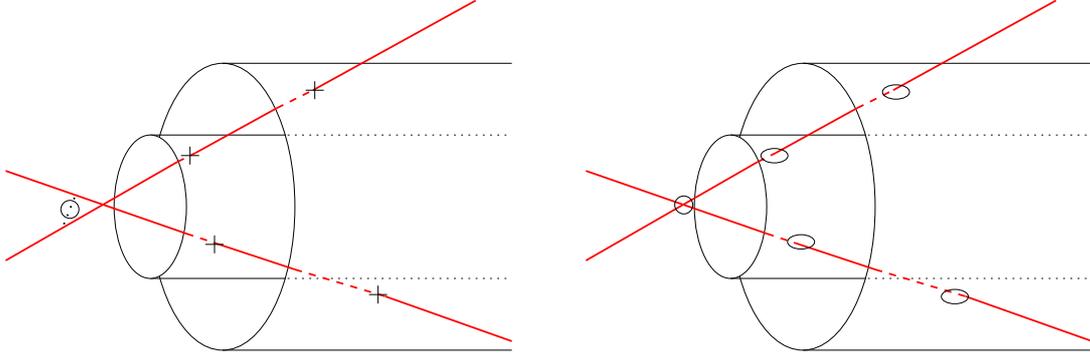


Abbildung 4.9: Vertexbestimmung. Ausgehend von einer rein geometrischen Vertexbestimmung (links) wird eine numerische Verbesserung durch Berücksichtigung der endlichen Auflösung und der Reaktionskinematik erreicht (rechts).

im Detektor nicht streng gefordert werden, da die endliche Auflösung und Kleinwinkelstreuung in der Innenschale zu berücksichtigen sind. Über das kinematische Defizit α lässt sich die Abweichung vom idealen Bahnverlauf, also dem exakt diametralen Auseinanderlaufen der Protonen im Schwerpunktsystem, quantifizieren. Es ist definiert durch die Richtung der Spuren \vec{u}_1 und \vec{u}_2 im Schwerpunktsystem:

$$\cos \alpha = -\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 \quad (4.11)$$

Das maximal akzeptierte, kinematische Defizit richtet sich nach dem Anteil des inelastischen Untergrundes, der nicht ausgeschlossen werden kann. Es ist so gewählt, dass weniger als 1% der Ereignisse aus nicht-elastischen Reaktionen stammen ([Wei98], [Ulb04]):

$$\alpha_{max} = 8.32 - 0.712 \cdot p[GeV/c] \quad (4.12)$$

Als Wechselwirkungspunkt zweier windschiefer Richtungen \vec{u}_1 und \vec{u}_2 wird der Mittelpunkt des kleinsten Abstands der Geraden berechnet, wie links in Abbildung 4.9 dargestellt.

Kinematischer Fit

Die geometrische Rekonstruktion macht keinen Gebrauch von der begrenzten Auflösung der Detektorelemente, für die Durchstoßpunkte bleiben die Messfehler unberücksichtigt. Unter Einbeziehung der endlichen Genauigkeit der Winkelauflösung und gleichzeitiger Forderung nach einem Schnittpunkt der Protonenspur im Wechselwirkungspunkt (Abbildung 4.9 rechts), erhält man ein gekoppeltes Gleichungssystem, das numerisch gelöst werden muss ([Wei00]) und neben dem Vertex auch angepasste Streuwinkel liefert.

Die weitere Analyse und Beurteilung der Datenmengen wird in Kapitel 6 diskutiert.

4.5 Simulationsuntersuchungen

Im Rahmen des EDDA-Experimentes sind in den Arbeiten [Ack93], [Gro96] und [Lin00] Simulationsmechanismen auf Grundlage von Monte-Carlo-Methoden entwickelt worden. Der rotationssymmetrische Aufbau der Detektorkomponenten findet sich in den Simulationen in Form von Zylinderschalen wieder, die verschiedenen Elementen, z. B. Innenschale, Stab- oder Halbringlage, entsprechen. Die Ejektile der elastischen Streuung von zwei Protonen werden durch einzelnen Zylinderschichten verfolgt, wobei neben der Lichterzeugung im Szintillatormaterial auch andere, eigentlich unerwünschte, physikalische Prozesse (z.B. hadronische Reaktionen) auftreten können. Das Ausgabeformat der Simulation ist in wesentlichen Zügen konform mit dem der experimentell gewonnenen Daten, so dass die gleichen Analyseroutinen in YODA Verwendung finden.

Die durchgeführten Simulationsuntersuchungen dienen dem Verständnis des Detektors und seiner Geometrie. Sie sind außerdem ein wichtiger Bestandteil in der Analyse der Daten, um die Wirkung der entwickelten Methoden (Kapitel 5) auf systematische Fehler zu untersuchen (Kapitel 6).

Kapitel 5

Methoden der Datenauswertung

Die Ereignisrekonstruktion des EDDA-Experimentes liefert die Streuwinkel der an der Reaktion beteiligten Protonen. Dies führt zu Winkelverteilungen von Zählraten $N(T_{lab}, \vartheta, \varphi)$, die sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ergeben. Formal ist:

$$N(T_{lab}, \vartheta, \varphi) = \int n_S(T_{lab}) \cdot \rho_T \cdot E(T_{lab}, \vartheta, \varphi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(T_{lab}, \vartheta, \varphi) \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi \quad (5.1)$$

Neben der Anzahl der Strahlprotonen n_S und der Targetflächendichte ρ_T geht hier auch die Nachweiswahrscheinlichkeit E des Detektorelementes im Raumwinkelbereich $\Delta\Omega$ ein. Weiterhin sind die Annahmen gerechtfertigt, dass sowohl n_S als auch ρ_T unabhängig von den Streuwinkeln ϑ und φ sind. Ist der abgedeckte Raumwinkel klein genug, um den Wirkungsquerschnitt in diesem als konstant anzunehmen, kann man einfacher schreiben:

$$N(T_{lab}, \vartheta, \varphi) = n_S(T_{lab}) \cdot \rho_T \cdot \Delta\Omega \cdot E(T_{lab}, \vartheta, \varphi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(T_{lab}, \vartheta, \varphi) \quad (5.2)$$

Die im Folgenden vorgestellten Methoden sollen für feste Energien und Polarwinkel durchgeführt werden, so dass man kürzer schreiben kann:

$$N(\varphi) = n_S \cdot \rho_T \cdot \Delta\Omega \cdot E(\varphi) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (5.3)$$

Aus Gleichung 2.48 ist ersichtlich, dass die Streuung von polarisierten Nukleonen zu einer Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Azimutwinkel führt. Die Winkelverteilungen $N(\varphi)$ weisen demnach charakteristische Asymmetrien auf, die man zur Bestimmung der Spinobservablen und der Polarisationen nutzen kann.

Kapitel 5.1 zeigt eine von G. Ohlsen ([Ohl73]) entwickelte Methode zur Bestimmung der Analysierstärke, die für doppelt polarisierte Streuprozesse erweitert wurde, um die Spinkorrelationskoeffizienten aus Zählratenasymmetrien zu extrahieren. Die Analysierstärke muss zur Extraktion der Polarisationen bekannt sein und wird in Kapitel 5.2 aus einer Anpassung an die bereits vorliegenden Daten des EDDA-Experimentes ermittelt. Kapitel 5.3 stellt eine alternative Lösung

zum Asymmetrieverfahren vor, bei der in einem χ^2 -Minimierungsverfahren neben den Spinobservablen auch die zunächst nicht genau bekannten Größen n_S , ρ_T und $E(\varphi)$ angepasst werden können. Der χ^2 -Fit dient hauptsächlich der Überprüfung der Ergebnisse des Asymmetrieverfahrens.

5.1 Asymmetrieverfahren

5.1.1 Methode nach Ohlsen

Die einfach polarisierte Streuung, zum Beispiel nur mit einem polarisierten Target, führt zu einer asymmetrischen Verteilung der Streueignisse zu beiden Seiten der Polarisationsrichtung. Die folgenden Überlegungen gehen von einem in y -Richtung polarisierten Target aus, wodurch eine links-rechts-Asymmetrie verursacht wird. Diese Betrachtung ist erschöpfend, da jede Veränderung der Polarisationsrichtung sich durch eine geeignete Transformation in dieses einfache Problem überführen läßt. Gleichung 2.48 verkürzt sich also zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \cdot (1 + A_N \cdot Q_y \cdot \cos(\varphi)) \quad (5.4)$$

Für einen beliebigen Winkel φ und den jeweils gegenüberliegenden Winkel $\varphi + \pi$ ergeben sich:

$$\left(\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}\right)_{\text{Links}} = I_L = 1 + A_N \cdot Q_y \cdot \cos(\varphi) \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}\right)_{\text{Rechts}} &= I_R = 1 + A_N \cdot Q_y \cdot \cos(\varphi + \pi) \\ &= 1 - A_N \cdot Q_y \cdot \cos(\varphi) \end{aligned} \quad (5.6)$$

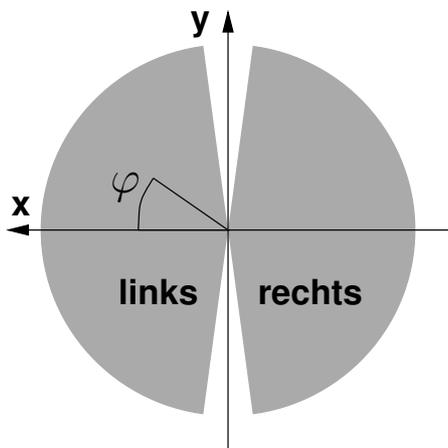


Abbildung 5.1: Einteilung des EDDA-Detektors in zwei Hälften, um die Asymmetrien der Zählraten für die Analysierstärken zu bestimmen. Die Auslese der Halbringe bedingt die Lücken bei 90° bzw. 270° .

und daraus die links–rechts–Asymmetrie:

$$\epsilon_{LR} = \frac{I_L - I_R}{I_L + I_R} = A_N \cdot Q_y \cdot \cos \varphi \quad (5.7)$$

Diese Gleichung gilt für punktförmige Detektoren nach Gleichung 5.3 auch für die Zählraten N_L und N_R . Bei ausgedehnten Detektorelementen muß das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ durch Integration über ϑ und φ mit berücksichtigt werden. Im EDDA–Experiment hat man den Detektor in eine linke und eine rechte Hälfte unterteilt (siehe Abb. 5.1), die jeweils 160° in φ abgedeckt. Mit:

$$\langle \cos \varphi \rangle = \frac{\int \cos \varphi d\varphi}{\int d\varphi} \quad (5.8)$$

ist:

$$\epsilon_{LR} = A_N \cdot Q_y \cdot \langle \cos \varphi \rangle \quad (5.9)$$

Die gemessenen Observablen sind anhängig von der Projektilenergie und vom Polarwinkel ϑ_{cm} . Um eine befriedigende Zählratenstatistik bei teilweise deutlich verschiedenen Luminositäten in den drei Phasen des Experimentes zu erhalten, wurden Streuereignisse innerhalb von Impuls- und Polarwinkelintervallen summiert. Die Intervallbreiten variieren dabei zwischen $30 \text{ MeV}/c < \Delta p < 60 \text{ MeV}/c$ (für den Impuls) und $4^\circ < \vartheta_{cm} < 6^\circ$ (im Polarwinkel).

Das Proper–Flip–Verfahren

Gleichung 5.7 ist sehr empfindlich gegenüber falschen Asymmetrien. Das sind Asymmetrien, deren Ursachen in einem verkippten oder versetzten Projektilstrahl oder im Detektoraufbau liegen. Sie wirken sich direkt auf die zu messende Größe aus und müssen daher sehr genau bekannt sein. Falsche Asymmetrien können mit dem sogenannten *Proper–Flip*–Verfahren eliminiert werden ([Ohl73]). *Proper–Flip* meint, dass die Richtung der Polarisation bei einer zweiten Messung entgegengesetzt eingestellt ist, aus $+Q_y$ (\uparrow) wird dann $-Q_y$ (\downarrow). Im Idealfall sind also:

$$N_{L\uparrow} = N_{R\downarrow} \quad N_{R\uparrow} = N_{L\downarrow}$$

Falsche Asymmetrien werden durch die geometrischen Mittel:

$$L = \sqrt{N_{L\uparrow} \cdot N_{R\downarrow}} \quad R = \sqrt{N_{R\uparrow} \cdot N_{L\downarrow}}$$

in erster Näherung beseitigt. Für eine erfolgreiche Anwendung des Verfahrens sind zwei Voraussetzungen zu erfüllen. Die Polarisationen dürfen sich nur im Vorzeichen, nicht aber im Betrag unterscheiden. Außerdem müssen die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorelemente unabhängig von der Polarisation des Targets sein.

Gleichung 5.7 ist auch für ausgedehnte Detektorsegmente gültig, da die verschiedenen Vorfaktoren aus Gleichung 5.3 gleichermaßen in allen Termen auftauchen und gekürzt werden können. Die Zählraten ersetzen damit die idealisierte Größe des differentiellen Wirkungsquerschnittes.

Bestimmung der Analysierstärke

Gleichung 5.9 liefert bisher nur das Produkt aus Analysierstärke A_N und Targetpolarisation Q_y . Die Polarisation des Targets kann durch Normierung bestimmt werden. Hierfür greift man auf präzise Messungen der Analysierstärke zurück, bei denen die relativen Unsicherheiten weniger als 1% betragen. Die Normierung erfolgt am besten bei mehreren, relativ niedrigen und unterschiedlichen Impulsen ($p < 1500 \text{ MeV}/c$), um eventuelle Veränderungen der Polarisation in Abhängigkeit der Strahlenergie zu erkennen. Mit den ermittelten Polarisationen folgt aus den Asymmetrien dann direkt die Analysierstärke.

Für das EDDA-Experiment wurden Normierungsdaten gewählt, die einen möglichst großen Überlapp im Polarwinkelbereich besitzen. Die insgesamt sechs getesteten Referenzdatensätze unterschieden sich weiterhin nach der Anzahl der Datenpunkte und der Messtechnik, Details hierzu finden sich in ([Bü99]).

5.1.2 Erweiterung für doppelt polarisierte Streuung

Für die doppelt polarisierte Streuung läßt sich eine Erweiterung des *Proper-Flip*-Verfahrens entwickeln. Grundlage hierfür ist allerdings die genaue Kenntnis der Analysierstärke, da die Strahlpolarisation während der Beschleunigung in COSY nicht konstant gehalten werden kann (siehe Kapitel 4.1).

Die Polarisationen von Strahl und Target führen zu einer Überlagerung von zwei Asymmetrien durch die Analysierstärke (wie in Kapitel 5.1.1). Die relative Orientierung beider Polarisationen zueinander zieht weitere Veränderungen in der azimuthalen Verteilung nach sich, die durch Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} , A_{LL} , A_{SL} beschrieben werden. Die Gesamtheit der Modulationen ist also

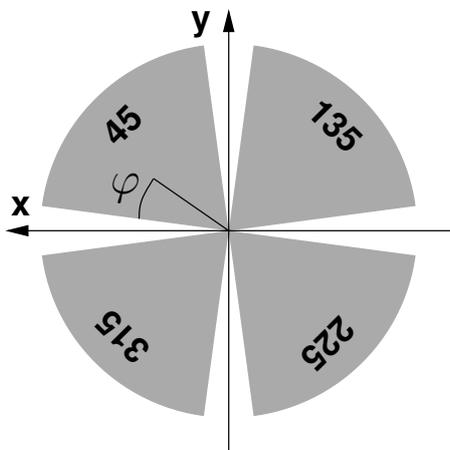


Abbildung 5.2: Einteilung des EDDA-Detektors in vier Quadranten, um die Asymmetrien der Zählraten für die Korrelationskoeffizienten zu bestimmen. Bei einer symmetrischen Einteilung werden auch Ereignisse um 0° und 180° verworfen (siehe Abb. 5.1).

deutlich komplexer, so dass man den Azimutwinkel in vier (statt in zwei) Sektoren unterteilen muss, um die Observablen extrahieren zu können ([Bau99a]). Die Einteilung ist in Abbildung 5.2 dargestellt, die Blickrichtung ist strahlabwärts mit dem COSY–Strahl. Die Schwerpunkte der Sektoren liegen bei symmetrischer Aufteilung bei $\varphi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ und 315° .

Der COSY–Strahl kann nur in y –Richtung polarisiert werden, das Atomstrahltarget entlang der drei Einheitsvektoren \vec{x} , \vec{y} , und \vec{z} des Laborkoordinatensystems (siehe auch Kapitel 4.3). Beim einfachen *Proper–Flip* kehrt man die Richtung der einzelnen Polarisation um. Das führt auf insgesamt zwölf verschiedene Polarisationskombinationen:

| | | |
|--------------|--------------|--------------|
| $+P_y + Q_x$ | $+P_y + Q_y$ | $+P_y + Q_z$ |
| $+P_y - Q_x$ | $+P_y - Q_y$ | $+P_y - Q_z$ |
| $-P_y + Q_x$ | $-P_y + Q_y$ | $-P_y + Q_z$ |
| $-P_y - Q_x$ | $-P_y - Q_y$ | $-P_y - Q_z$ |

Die nachfolgenden Betrachtungen sind dreigeteilt nach der Richtung der Targetpolarisation Q_x , Q_y und Q_z . Um die Sektoren zu kennzeichnen werden die Schwerpunkte (45, 135, 225, 315) hochgestellt an den Zählraten angegeben, für die Orientierung der Polarisation werden der Übersichtlichkeit halber $+/-$ (statt \uparrow / \downarrow) tiefgestellt gewählt.

Targetpolarisation in x –Richtung ($\pm Q_x / \pm P_y$)

Die beiden Polarisationen stehen senkrecht zueinander sowie jeweils senkrecht zur Strahlrichtung. Aus Gleichung 2.48 ergibt sich der relative Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}
 I = \frac{d\sigma}{d\Omega} / I_0 = 1 &+ A_N \cdot (P_y \cdot \cos \varphi - Q_x \cdot \sin \varphi) \\
 &- A_{NN} \cdot P_y \cdot Q_x \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \\
 &+ A_{SS} \cdot P_y \cdot Q_x \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Die Strahlpolarisation führt zu einer rechts–links Asymmetrie, und die Polarisation des Targets bewirkt eine oben–unten Asymmetrie. Die durch die Korrelation entstehende Modulation ist in allen vier Quadranten unterschiedlich stark ausgeprägt und verzerrt die Zählratenverteilung in Richtung einer Winkelhalbierenden. Abbildung 5.3 zeigt die normierte azimutale Modulation des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Die vier dargestellten Winkelverteilungen lassen sich alle durch einfaches bzw. doppeltes Spiegeln an den Koordinatenachsen x , y jeweils ineinander überführen. In einem idealen Detektor mit idealem Strahl sind:

$$\begin{aligned}
 I_{++}^{45} &= I_{-+}^{135} = I_{--}^{225} = I_{+-}^{315} \\
 I_{+-}^{45} &= I_{--}^{135} = I_{-+}^{225} = I_{++}^{315} \\
 I_{-+}^{45} &= I_{++}^{135} = I_{+-}^{225} = I_{--}^{315} \\
 I_{--}^{45} &= I_{+-}^{135} = I_{++}^{225} = I_{-+}^{315}
 \end{aligned}$$

Mit den daraus resultierenden Zählraten N lassen sich geometrische Mittel in folgender Weise bilden:

$$\begin{aligned}
 N_1 &= \sqrt[4]{N_{++}^{45} \cdot N_{-+}^{135} \cdot N_{--}^{225} \cdot N_{+-}^{315}} \\
 N_2 &= \sqrt[4]{N_{+-}^{45} \cdot N_{--}^{135} \cdot N_{-+}^{225} \cdot N_{++}^{315}} \\
 N_3 &= \sqrt[4]{N_{-+}^{45} \cdot N_{++}^{135} \cdot N_{+-}^{225} \cdot N_{--}^{315}} \\
 N_4 &= \sqrt[4]{N_{--}^{45} \cdot N_{+-}^{135} \cdot N_{++}^{225} \cdot N_{-+}^{315}}
 \end{aligned}$$

Sind sowohl die Anzahl der Strahlprotonen n_S als auch die Targetdichte ρ_T unabhängig vom getroffenen Detektorelement, lassen sich aus Gleichung 5.10 analog zu Gleichung 5.9 die folgenden drei Asymmetrien aus den geometrischen Mitteln für Q_x ermitteln:

$$\epsilon_1^x = \frac{N_1 + N_2 - N_3 - N_4}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} = c_1 \cdot A_N \cdot P_y \quad (5.11)$$

$$\epsilon_2^x = \frac{N_1 - N_2 + N_3 - N_4}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} = -c_1 \cdot A_N \cdot Q_x \quad (5.12)$$

$$\epsilon_3^x = \frac{N_1 - N_2 - N_3 + N_4}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} = c_2 \cdot P_y \cdot Q_x \cdot (A_{SS} - A_{NN}) \quad (5.13)$$

Hierbei ist die räumliche Ausdehnung der Detektorsegmente nach der Integration von Gleichung 5.1 bereits in den beiden Konstanten c_1 und c_2 berücksichtigt.

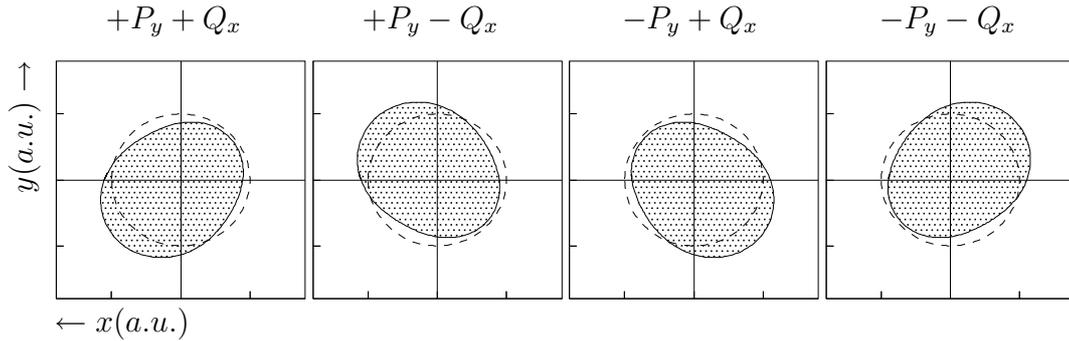


Abbildung 5.3: Modulation des Wirkungsquerschnittes bei Targetpolarisation Q_x und Strahlpolarisation P_y . Dargestellt sind die Variationen im Azimutwinkel bei einer Strahlenergie von etwa 800 MeV unter einem Polarwinkel $\vartheta_{cm} = 45^\circ$. Der gestrichelte Einheitskreis ist der Wirkungsquerschnitt bei unpolarisierter Streuung. Die Blickrichtung ist strahlabwärts im EDDA-Experiment (x zeigt nach links).

Targetpolarisation in y -Richtung ($\pm Q_y / \pm P_y$)

Beide Polarisationen stehen parallel zueinander und senkrecht zur Strahlrichtung:

$$\begin{aligned}
 I = \frac{d\sigma}{d\Omega} / I_0 = 1 &+ A_N \cdot (P_y \cdot \cos \varphi - Q_y \cdot \cos \varphi) \\
 &+ A_{NN} \cdot P_y \cdot Q_y \cdot \cos^2 \varphi \\
 &+ A_{SS} \cdot P_y \cdot Q_y \cdot \sin^2 \varphi
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

Die parallele Ausrichtung der Polarisationsrichtungen hat eine doppelte rechts-links Asymmetrie zur Folge. Die Teilabbildungen in Abb. 5.4 können nicht alle durch mehrfache Spiegelung oder Drehung ineinander überführt werden, es gibt jeweils zwei Paare von transformierbaren Partnern. Die Korrelationskoeffizienten wirken sich außerdem nicht nur in einer Modulation sondern auch in einer absoluten Erhöhung bzw. Erniedrigung des Wirkungsquerschnittes aus.

Um die Asymmetrien ohne resultierende systematische Fehler bestimmen zu können, darf die Strahlintensität nicht von der Ausrichtung der Targetpolarisation abhängen. Zudem muss die Targetdichte unabhängig von der Strahlpolarisation sein. Aus der Gleichheit für Ideale Quadranten:

$$\begin{aligned}
 I_{++}^{45} &= I_{--}^{135} = I_{--}^{225} = I_{++}^{315} \\
 I_{+-}^{45} &= I_{-+}^{135} = I_{-+}^{225} = I_{+-}^{315} \\
 I_{-+}^{45} &= I_{+-}^{135} = I_{+-}^{225} = I_{-+}^{315} \\
 I_{--}^{45} &= I_{++}^{135} = I_{++}^{225} = I_{--}^{315}
 \end{aligned}$$

folgen über geometrische Mittel in gleicher Weise wie im vorherigen Abschnitt (Gleichungen 5.11 bis 5.13) die Asymmetrien:

$$\epsilon_1^y = c_1 \cdot A_N \cdot P_y \tag{5.15}$$

$$\epsilon_2^y = c_1 \cdot A_N \cdot Q_y \tag{5.16}$$

$$\epsilon_3^y = c_2 \cdot P_y \cdot Q_y \cdot (A_{SS} + A_{NN}) \tag{5.17}$$

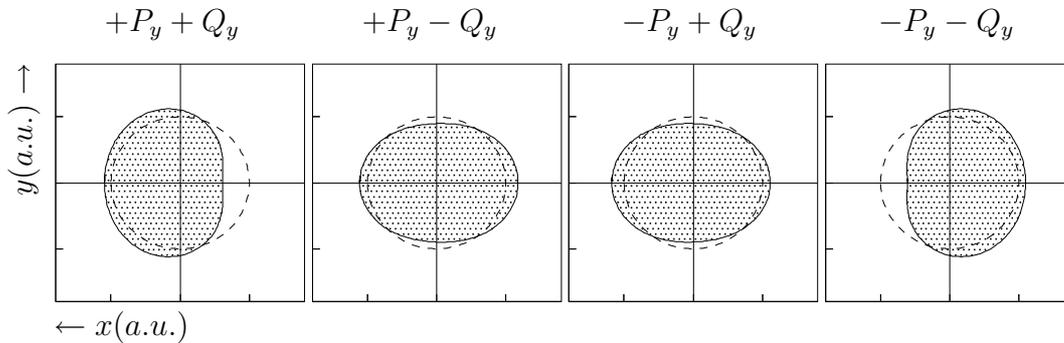


Abbildung 5.4: Modulation des Wirkungsquerschnittes bei Targetpolarisation Q_y und Strahlpolarisation P_y . Weitere Erklärungen siehe Abbildung 5.3.

Targetpolarisation in z-Richtung ($\pm Q_z / \pm P_y$)

Eine longitudinale Polarisation erzeugt keine Asymmetrie im Azimutwinkel. Bei gleichzeitig vorhandener senkrechter Polarisation (in diesem Fall des Strahls) gibt es einen Korrelationseffekt, der sich in einer oben-unten Asymmetrie bemerkbar macht. Aus dem Wirkungsquerschnitt:

$$I = \frac{d\sigma}{d\Omega}/I_0 = 1 + A_N \cdot P_y \cdot \cos \varphi + A_{SL} \cdot P_y \cdot Q_z \cdot \sin \varphi \quad (5.18)$$

folgen nach dem Vorgehen wie bei einer Targetpolarisation Q_x die Asymmetrien:

$$\epsilon_1^z = c_1 \cdot A_N \cdot P_z \quad (5.19)$$

$$\epsilon_2^z = 0$$

$$\epsilon_3^z = c_1 \cdot A_{SL} \cdot P_z \cdot Q_y \quad (5.20)$$

Die Korrelation von A_{SL} ist schwach gegenüber den beiden anderen behandelten Observablen A_{NN} und A_{SS} . Die Modulation im Azimutwinkel ist ähnlich Abbildung 5.3, jedoch deutlich schwächer ausgeprägt.

Bestimmung der Korrelationskoeffizienten:

Von den neun bereitgestellten Asymmetrien $\epsilon_{1,2,3}^{x,y,z}$ fällt ϵ_2^z heraus, da sie gleich null ist. Die acht übrigen Asymmetrien werden benötigt, um die Korrelationskoeffizienten ermitteln zu können.

Es sind:

$$A_{NN} = \left[\frac{\epsilon_3^y}{Q_y} + \frac{\epsilon_3^x}{c_2 Q_x} \right] \cdot \frac{1}{P_y} \quad (5.21)$$

$$A_{SS} = \left[\frac{\epsilon_3^x}{c_2 Q_x} + \frac{\epsilon_3^y}{Q_y} \right] \cdot \frac{1}{P_y} \quad (5.22)$$

$$A_{SL} = \frac{\epsilon_3^z}{c_1 \cdot P_y \cdot Q_z} \quad (5.23)$$

Die Polarisationen sind nicht immer extern bestimmt, sie folgen dann aus den restlichen Asymmetrien, wenn die Analysierstärke aus Streuphasenanalysen oder vorherigen Messungen bekannt ist. Die Strahlpolarisation kann für jede Haltefeldrichtung des Targets getrennt ermittelt werden. Die longitudinale Polarisation des Targets ist nicht direkt messbar. Der Betrag der Polarisation hängt allerdings lediglich von der Präparation in den Sextupolfeldern und der Hochfrequenzeinheit des Atomstrahltargets ab. Danach folgt die Ausrichtung der Polarisation den angelegten Haltefeldern adiabatisch und ist unabhängig von deren Orientierung und Stärke. Die Targetpolarisation soll demnach für alle drei Einstellungen gleich sein.

5.1.3 Korrekturen für einen nicht-idealen Aufbau

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die Quadranten für die Asymmetrieverrechnungen symmetrisch und gleich groß sind. Aufgrund der Lage der Halbringlichtauslese können Ereignisse unter Azimutwinkeln von etwa $80^\circ \leq \varphi \leq 100^\circ$ und $260 \leq \varphi \leq 280^\circ$ nicht rekonstruiert werden. Eine symmetrische Aufteilung der Sektoren hätte damit einen weiteren Verlust von Ereignissen bei $0 \pm 10^\circ$ sowie $180 \pm 10^\circ$ zur Folge. Dies wird vermieden, indem man zu einer asymmetrischen Aufteilung der Quadranten übergeht (ähnlich Abbildung 5.1).

Die Mittelwerte der relevanten trigonometrischen Funktionen in den Quadranten (siehe Abbildung 5.2) bestimmen die Raumwinkelfaktoren c_i (i steht für die trigonometrischen Funktionen). Sie können durch Integration berechnet oder aber direkt aus den Daten gewonnen werden. Die unpolarisierte Streuung ist unabhängig vom Azimutwinkel φ und führt zu keinen Modulationen. Für n rekonstruierte Ereignisse wird z. B. der Mittelwert $c_1 = \langle \cos \varphi \rangle$ ersetzt durch:

$$c_1 = \frac{\sum_{j=1}^n \cos \varphi_j}{n} \quad (5.24)$$

Die Summe der Zählraten aller zwölf Polarisationskombinationen ist in guter Näherung eine unpolarisierte Messung¹, so dass die Faktoren aus den in der Analyse vorliegenden Daten selbstständig bestimmt werden.

Die Faktoren stellen gleichzeitig eine Korrektur der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten in den verschiedenen Elementen des Detektors dar. Da im Endeffekt nur die Asymmetrien von Interesse sind, reicht diese Korrektur vollkommen aus.

Die Raumwinkelfaktoren $c_{i,q}$ sind allerdings abhängig vom Azimutwinkel und somit vom Quadranten q ([Roh02b]). Dies führt zu Problemen bei der Bestimmung der geometrischen Mittel, wenn unterschiedliche Faktoren in die Asymmetrien eingehen. Für die exakte Durchführung des Asymmetrieverfahrens muss eine Korrektur angebracht werden, die geometrischen Mittel N aus den Zählraten $N_{1,2,3,4}$ berechnen sich dann nach:

$$\begin{aligned} \sqrt[4]{N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot N_4} &= N \quad (5.25) \\ &= \sqrt[4]{\bar{N}_1 \cdot \bar{N}_2 \cdot \bar{N}_3 \cdot \bar{N}_4} \cdot \delta \bar{N} \cdot \underbrace{\prod_{q=1}^4 \left(1 + \frac{\sum_i K_i \cdot (c_{i,q} - \bar{c}_i)}{\delta \bar{N}} \right)^{1/4}}_{\text{Korrekturterm}} \end{aligned}$$

Die Vorfaktoren $\bar{N}_1 \cdot \bar{N}_2 \cdot \bar{N}_3 \cdot \bar{N}_4 \equiv \bar{N}^4$ treten gleichermaßen in den geometrischen Mitteln auf und fallen bei Bildung der Asymmetrien heraus. Die gesuchten Observablen und Polarisierungen K_i sind in $\delta \bar{N}$ zusammengefasst. Der Korrekturterm enthält die Abweichungen von $c_{i,q}$ zu den Mittelwerten $\bar{c}_i = \frac{1}{4} \sum_q c_{i,q}$.

¹Bei exakt gleicher Luminosität und gleicher Anzahl der Messzyklen für jede der zwölf Polarisationskombinationen ist die Summe aller Ereignisse nicht von einer unpolarisierten Messung zu unterscheiden.

Diese Gleichung kann nicht analytisch nach den Observablen gelöst werden, da diese mehrfach im Korrekturterm (auch in $\delta\bar{N}$) auftauchen. Die vierte Wurzel muss zunächst in einer Taylor-Reihe entwickelt werden, bevor man die Gleichung in Iterationen nähern kann. Als Ausgangspunkt wählt man hierfür $N = \bar{N}$ und bestimmt die Polarisationen und Observablen mit dem herkömmlichen Verfahren nach Kapitel 5.1. Daraus ergeben sich der Korrekturterm und im nächsten Schritt die verbesserten Observablen. Die Unterschiede der einzelnen $c_{i,q}$ sind üblicherweise nicht sehr groß, so dass bereits nach vier bis fünf Iterationen gute Ergebnisse erzielt werden. Die Abweichungen zwischen den unkorrigierten und korrigierten Observablen liegen dabei im Promillebereich.

5.2 Behandlung der Analysierstärke

Die Analysierstärke muss für die Bestimmung der Korrelationskoeffizienten bekannt sein, da die Polarisationen sonst nicht ermittelt werden können. Bestehende Streuphasenanalysen enthalten Analysierstärken, die auf großen Teilen des vorhandenen Weltdatensatzes beruhen. Zusätzlich hat das EDDA-Experiment konsistente Anregungsfunktionen der Analysierstärke in einem Polarwinkelbereich $30^\circ \leq \vartheta_{cm} \leq 90^\circ$ gemessen und dem Weltdatensatz hinzugefügt ([Alt00]). Das SAID-Programmpaket liefert allerdings keine statistischen Fehler, die für die Angabe von Normierungsunsicherheiten verwendet werden könnten. Ein eingehende Betrachtung der damit berechneten Strahlpolarisationen zeigt außerdem einen systematischen Abfall zwischen depolarisierenden Resonanzen im Bereich $1200 \text{ MeV}/c \leq p \leq 1800 \text{ MeV}/c$, für den keine physikalische Ursache gefunden werden kann ([Roh04]).

Um die Messungen in sich abgeschlossen und eigenständig zu halten, soll die Analysierstärke intern aus den vorliegenden Messungen des EDDA-Experimentes verwendet werden. Eine naheliegende Parametrisierung für Polarwinkelverteilungen zu festen Energien ist eine Legendre-Anpassung, wie sie in [Bau01] dargestellt ist. Das Verfahren ist in [Roh02a] derart erweitert worden, dass es auch statistische Fehler der Ergebnisse liefert, und soll im Folgenden in kurzer Form umrissen werden.

Die Betrachtung lässt sich auf ungerade Legendre-Polynome $\mathcal{L}_{2j-1}(\cos \vartheta)$ beschränken, da die Analysierstärke im symmetrischen Winkel ($\vartheta_{cm} = 90^\circ$) verschwindet $A_N = 0$. Die Impulsabhängigkeit der Legendre-Koeffizienten a_{ij} soll in einfachen Polynomen Δp^k der Ordnung K beschrieben werden. Die Impulsunterschiede zwischen den gemessenen Winkelverteilungen sind klein, so dass man in den meisten Fällen mit einer linearen Abhängigkeit auskommt. Die Analysierstärke ist parametrisiert:

$$A_N(\vartheta, p) = \sum_{j=1}^J \sum_{k=0}^K a_{jk} \cdot \Delta p^k \cdot \mathcal{L}_{2j-1}(\cos \vartheta) \quad (5.26)$$

Die Anpassung der Parameter geschieht für verschiedene Polarwinkel $\vartheta_{i=1,2\dots I}$ und gegebenenfalls für mehrere Messungen bei Impulsen $p_{m=1,2\dots M}$. Man muss insgesamt $K \cdot J$ Koeffizienten a_{ij} durch Minimierung von χ^2 ermitteln:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^I \sum_{m=1}^M \frac{[A_N(\vartheta_i, p_m) - \sum_{j=1}^J \sum_{k=0}^K a_{jk} \cdot \Delta p_m^k \cdot \mathcal{L}_{2j-1}(\cos \vartheta)]^2}{\sigma^2(\vartheta_i, p_m)} \quad (5.27)$$

In Matrixnotation wird daraus:

$$\chi^2 = (\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{a})^T \mathbf{V}_{A_N}^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{a}) \quad (5.28)$$

Hierbei sind die Spaltenvektoren $\mathbf{y} = A_N(\vartheta_{i=1\dots I}, p_{m=1\dots M})$ und $\mathbf{a} = a_{j=1\dots J, k=0\dots K}$ verknüpft durch die $(J \cdot K) \times (I \cdot M)$ -Matrix \mathbf{A} . Die Fehlermatrix \mathbf{V}_{A_N} ist im einfachsten Fall eine diagonale Matrix mit $(I \cdot M)$ unabhängigen Einträgen, wenn die Analysierstärken sämtlich unabhängig voneinander sind. Systematische Fehler oder Korrelationen zwischen verschiedenen Impulsen oder Polarwinkeln können hierdurch aber auch berücksichtigt werden.

Gleichung 5.28 hat eine analytische Lösung durch den Vektor $\hat{\mathbf{a}}$ mit der zugehörigen Fehlermatrix $\mathbf{V}_{\hat{\mathbf{a}}}$:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{a}} &= \mathbf{V}_{\hat{\mathbf{a}}} \mathbf{A}^T \mathbf{V}_{A_N}^{-1} \mathbf{y} \\ \mathbf{V}_{\hat{\mathbf{a}}} &= (\mathbf{A}^T \mathbf{V}_{A_N}^{-1} \mathbf{A})^{-1} \end{aligned} \quad (5.29)$$

Die Lösungen für $\hat{\mathbf{a}}$ basieren üblicherweise auf fünf Legendre-Polynomen. Mit zunehmender Ordnung der Polynome lässt sich die Anpassung beinahe beliebig an die Daten anpassen, für die Analyse wird ein $\chi_{red}^2 \approx 1$ angestrebt. Abbildung 5.5 zeigt beispielhaft drei Winkelverteilungen der Analysierstärke. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse der Anpassung für 1793 MeV, ober- und unterhalb werden sie von den Fehlerbändern flankiert. Gestrichelt bei 1765 MeV und 1821 MeV ist jeweils auch die direkte Anpassung enthalten, die Impulsabhängigkeit ist also sehr gering.

Eine globale, impulsabhängige Anpassung ([Bau01]) führt zu großen χ_{red}^2 und liefert keine befriedigenden Analysierstärken. Dieser Missstand wird durch die Betrachtung kleinerer Impulsbereiche behoben, wobei die Fehlermatrix bereits die unterschiedlichen Intervalleinteilungen aus [Alt00] und dieser Arbeit berücksichtigt. Eine getrennte Korrektur der endlichen Intervallbreiten ist dann nicht mehr nötig.

Bestimmung der Polarisationen

Mit Hilfe der parametrisierten Analysierstärke lässt sich aus den raumwinkelkorrigierten, experimentellen Asymmetrien $\Sigma = \{\epsilon_i\}$ schließlich der gesuchte Polarisationsvektor $\mathbf{P} = \{P_y^{(x)}, P_y^{(y)}, P_y^{(z)}, Q_x, Q_y\}$ bestimmen. Für die angestrebte Lösung ist

$$\chi^2 = (\mathbf{P} - \mathbf{D}\bar{\mathbf{P}}) \mathbf{V}_{\mathbf{P}}^{-1} (\mathbf{P} - \mathbf{D}\bar{\mathbf{P}}) \quad (5.30)$$

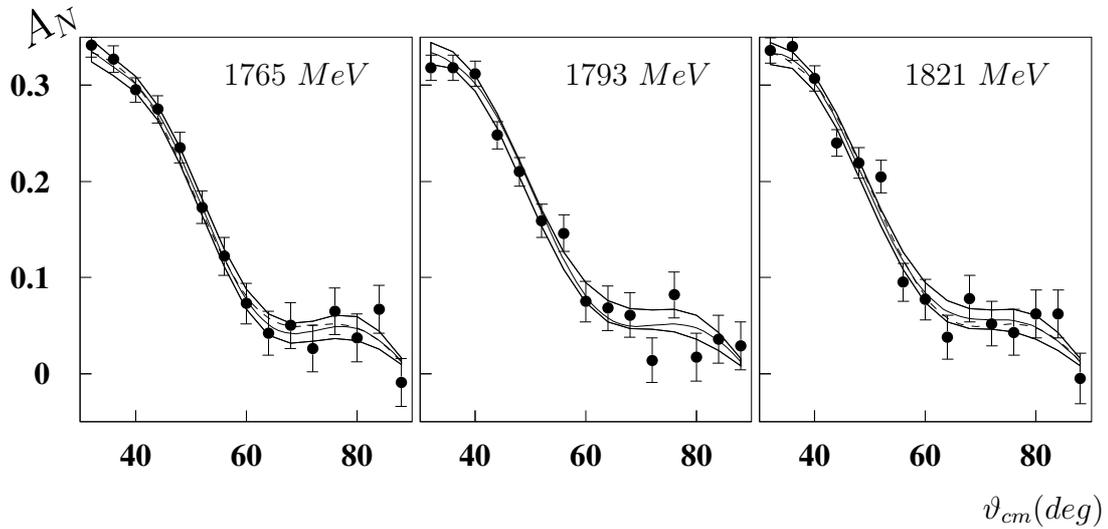


Abbildung 5.5: Anpassung der Analysierstärke bei 1793 MeV. Die durchgezogenen Linien sind die Lösungen für die Analysierstärke, ober- und unterhalb flankiert von den Fehlerbändern. In der linken und rechten Abbildung ist zudem die Anpassung für den mittleren Impuls gestrichelt mit eingezeichnet, um die schwache Impulsabhängigkeit deutlich zu machen.

minimal. $\bar{\mathbf{P}}$ enthält die gewichteten Mittel der Polarisierungen P und Q . \mathbf{D} wählt die für die Mittelwerte relevanten Komponenten aus \mathbf{P} aus (also jeweils die Strahl- oder Targetpolarisationen). Die Fehlermatrix $\mathbf{V}_{\mathbf{P}}$ berechnet sich aus den statistischen Fehlern der Asymmetrien und der Normierungsunsicherheit \mathbf{V}_{A_N} der Analysierstärke:

$$\mathbf{V}_{\mathbf{P}} = \mathbf{B} \mathbf{V}_{\epsilon, \hat{a}} \mathbf{B}_{\mathbf{T}} \quad (5.31)$$

\mathbf{B} enthält die partiellen Ableitungen der Polarisierungen nach den Asymmetrien und den Parametern der Legendre-Anpassung $\delta P_j / \delta(\epsilon, a)_i$

Eine ausführlichere Diskussion dieser Vorgehensweise findet sich in [Roh02a].

5.3 Fitverfahren

Das Asymmetrieverfahren liefert bei bekannter Analysierstärke neben den Korrelationskoeffizienten auch die Polarisierungen von Strahl und Target. Falsche Asymmetrien können durch die Bildung geometrischer Mittel eliminiert werden. Für die erfolgreiche Anwendung des Verfahrens sind allerdings einige Annahmen über das Target, den Strahl und den Detektor zu machen, die nicht notwendigerweise perfekt erfüllt sein müssen und nur schwer überprüft werden können. Der allge-

meinste Ansatz für die Zählraten N lautet:

$$N_{pqijm} = L_{pqm} \cdot \sigma_{im} \cdot \epsilon_{ijm} \left(1 + \sum_k f_{kjpq} K_{kim} \right) \quad (5.32)$$

Dabei bezeichnen die einzelnen Subskripte:

- p : Strahlpolarisation
- q : Targetpolarisation
- i : Polarwinkel ϑ
- j : Azimutwinkel φ
- m : Impuls

Die verschiedenen Observablen K mit den entsprechenden trigonometrischen Funktionen f hängen von der Polarisationskombination k ab. Weitere Parameter sind die Luminosität L , der Wirkungsquerschnitt σ und die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ .

Gleichung 5.32 kann als Grundlage für eine χ^2 -Minimierung verwendet werden, um die Observablen zu bestimmen ([Roh01]). Der Vorteil des Fitverfahrens liegt in der Wahl der anzupassenden Parameter. Es besteht die Möglichkeit, die relativen Luminositäten und die Nachweiswahrscheinlichkeiten im Detektor mit in die Anpassung einzubeziehen. Ferner ist die Polarisationsbestimmung in Betrag und Richtung frei, während bei der Anwendung des *Proper-Flip*-Verfahrens die Betragsgleichheit bei Richtungswechsel bereits eine Bedingung für die Anwendung des Verfahrens ist. Zudem lassen sich im Fitverfahren auch Fehlkomponenten in Strahl- und Targetpolarisation direkt erkennen.

Unter Berücksichtigung aller Freiheiten und bei einer vernünftigen Einteilung des gesamten Winkelbereichs erhält man zu einer festen Energie etwa 260 Parameter, die ermittelt werden müssen. Um den Fit schneller zu einer befriedigenden Lösung zu führen, beginnt man mit einer restriktiveren Beschreibung und lässt erst nach und nach weitere Freiheitsgrade zu. Als erste Eingabe kann eine bekannte Streuphasenlösung (z.B. aus SAID) dienen.

Das Fitverfahren soll in der vorliegenden Arbeit nicht streng verfolgt werden, sondern nur zu Konsistenzprüfungen mit der Asymmetriemethode dienen. Die Voraussetzungen für das Asymmetrieverfahren lassen sich durch den Fit prüfen, sofern sie sich nicht bereits intrinsisch korrigieren lassen. Die Ergebnisse des nächsten Kapitels wurden vollständig mit dem Asymmetrieverfahren bestimmt, soweit nicht explizit auf das Fitverfahren hingewiesen ist.

Kapitel 6

Analyse der Daten

Die Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten gründet sich auf verschiedene Messzeiten, die sich auf beinahe zwei Jahren verteilen. Kapitel 6.1 fasst die Datensätze kurz zusammen und stellt Kriterien der Datenauswahl vor, die die Qualität der Streueignisse im Hinblick auf Polarisation und Elastizität sicherstellen. Kapitel 6.2 behandelt Korrekturen der Zählraten im Asymmetrieverfahren durch Unterschiede in der Strahlprotonenanzahl, Totzeiten und Nachweiswahrscheinlichkeiten im Detektor. Die Polarisationen von Projektilstrahl und Atomstrahltarget sind nicht exakt außerhalb des Experimentes bekannt und werden in Kapitel 6.3 aus den gemessenen Daten selbst extrahiert und auf ihre zeitliche Stabilität und Konsistenz geprüft. Mit den Polarisationen folgen die Korrelationskoeffizienten in Kapitel 6.4, die sich zunächst als unabhängig betrachteten Einzelmessungen ergeben. Die Konsistenz zwischen verschiedenen Datensätzen wird geprüft, und Kapitel 6.5 präsentiert die abschließenden Ergebnisse in Form von Anregungsfunktionen inklusive statistischer Unsicherheiten. Systematische Fehlerquellen werden in Kapitel 6.7 diskutiert.

6.1 Datenauswahl

Zur Bestimmung von Anregungsfunktionen dreier verschiedener Spinkorrelationskoeffizienten standen insgesamt vier Messzeiten von jeweils bis zu maximal sieben Wochen Dauer zur Verfügung. Der polarisierte Strahl in Kombination mit einem Atomstrahltarget führt bei hohen Impulsen durch den verminderten Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung zu reduzierten Zählraten. Dies hat man mit verlängerten Speicherzeiten bei verschiedenen Impulsen oberhalb von $2300 \text{ MeV}/c$ kompensiert. Insgesamt liegen Daten von sieben festen Impulsen vor, die die Anregungsfunktionen ergänzen. Außerdem hat man Daten bei drei weiteren Impulsen zwischen $1430 \text{ MeV}/c$ und $2096 \text{ MeV}/c$ aufgezeichnet, die vorwiegend während der Einarbeitungs- und Entwicklungszeit des polarisierten COSY-Strahls gesammelt wurden.

6.1.1 Datensätze

Die Aufnahme einer ganzen Anregungsfunktion während eines einzigen COSY-Beschleunigungszyklus soll eine hohe innere Konsistenz der Daten garantieren. Statistische Genauigkeit erreicht man durch die sogenannte *multi-pass*-Technik, bei der über viele tausend Zyklen gemittelt wird. Im Rahmen der Bestimmung des spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke hat dieses Verfahren gute Ergebnisse erzielt ([Alb97], [Alt00]). Im Unterschied zu diesen Observablen muss zur Vermessung der Spinkorrelationskoeffizienten der COSY-Protonenstrahl polarisiert sein, wodurch die Intensität stark gemindert wird. Die Polarisationserhaltung während der Beschleunigung erfordert eine genaue Kenntnis und Kontrolle des Beschleunigers (siehe Kapitel 4.1), die sich mit Fortschreiten des Experimentes verbessert haben. Außerdem haben die reduzierten Luminositäten den Wunsch nach unterschiedlichen Maximalimpulsen und damit verschiedenen Beschleunigungszyklen hervorgerufen, die einzeln optimiert werden mussten.

November/Dezember 1999

Beginnend im Herbst 1999 wurden erste Messungen bei zwei festen Impulsen durchgeführt. Die Anzahl der gespeicherten Protonen im Synchrotron lagen dabei noch unter 10^9 Protonen, und die Polarisation konnte nur bis zu mittleren Energien ohne große Verluste transportiert werden. Die Speicherzeit betrug 56 Sekunden bei $1430 \text{ MeV}/c$ (bzw. $1950 \text{ MeV}/c$), wobei alle vier Sekunden ein Richtungswechsel des Haltefeldes erfolgte. Die Polarisationsrichtung des COSY-Strahls wechselte mit jedem neuen Zyklus, dies wurde in allen folgenden Messzeiten beibehalten. Die Messzeit umfasste etwa fünf Tage pro einstelltem Speicherimpuls, davon entfiel weniger als die Hälfte der Zeit auf die reine Datennahme.

Der bestehende SAID-Weltdatensatz enthielt bis maximal $1430 \text{ MeV}/c$ alle Observablen des EDDA-Experimentes, mit denen eine Konsistenzprüfung erfolgen konnte. Man hat daher diesen höchsten Impuls für die Messung gewählt, der sich zu Vergleichszwecken heranziehen ließ.

Mai/Juni 2000

Im Sommer 2000 konnte der Protonenstrahl erstmals unter minimalen Polarisationsverlusten bis zum Maximalimpuls von COSY beschleunigt werden. Die Protonen im Ring waren dabei etwa zwei- bis dreifach vermehrt im Vergleich zur vorangegangenen Messzeit. An die Beschleunigungsphasen schlossen Speicherphasen von knapp fünf Sekunden Dauer an, um bei Impulsen von 3100 bzw. $3300 \text{ MeV}/c$ weitere Streueignisse zu akkumulieren. Die Gesamtzykluszeit umfasst etwa 13 Sekunden inklusive der Entschleunigung der Protonen. Neben der Strahlpolarisation wurde auch die Haltefeldrichtung nur bei Beginn eines neuen Zyklus gewechselt.

Neben den Zeiten, die für die Polarisationsentwicklung zur Verfügung standen, konnten knapp 16 Tage für die Messung bis $3300 \text{ MeV}/c$ und weitere 17 Tage für

die Messung bis $3100 \text{ MeV}/c$ genutzt werden. In diese Zeiten entfielen zusätzlich Kalibrationsphasen und Auftauperioden der Atomstrahldüse, so dass wiederum weniger als die Hälfte der Zeit netto für die Messung blieb.

November/Dezember 2000

Weitere Fortschritte auf Beschleunigerseite führten zu einer Verbesserung der Strahlprotonenanzahl um einen Faktor zwei. Die Messung bis $3300 \text{ MeV}/c$ wurde ergänzt durch weitere elf Messtage. Anschließend sind neun Tage auf eine weitere Messung bis $2900 \text{ MeV}/c$ entfallen, ansonsten bestehen keine Unterschiede zur vorherigen Messzeit.

Im Januar 2001 bestand die zudem Möglichkeit, eine Messzeit des COSY11-Experimentes mit polarisiertem Strahl parallel zu nutzen. Bei einem festen Impuls von $2096 \text{ MeV}/c$ wurde der COSY-Strahl 15 Minuten gespeichert, wobei die Haltefeldrichtung alle 14.85 Sekunden wechselte.

Mai/Juni/Juli 2001

In der abschließenden Messzeit im Sommer 2001 hat das Experiment von den vorangegangenen Entwicklungen profitieren können. Insgesamt hat man vier verschiedene Speicherimpulse (2300 , 2572 , 2720 und $3180 \text{ MeV}/c$) gewählt, die jeweils acht bis vierzehn Tage lang angesteuert wurden. Durch die wiederum gesteigerte Strahlintensität auf bis zu 10^{10} Protonen pro Ringfüllung und eine Nettomesszeit von bis zu 75% liegen aus dieser Messzeit mehr Streueignisse vor als aus allen vorangegangenen zusammen.

| Messzeit | Maximalimpuls (MeV/c) | Ereignisse während Beschleunigung | Ereignisse bei Maximalimpuls |
|-----------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|
| Nov./Dez. 1999 (11.1999) | 1430 | - | $649 \cdot 10^3$ |
| | 1950 | - | $117 \cdot 10^3$ |
| Mai/Juni 2000 (05.2000) | 3300 | $443 \cdot 10^3$ | $355 \cdot 10^3$ |
| | 3100 | $376 \cdot 10^3$ | $439 \cdot 10^3$ |
| Nov./Dez. 2000 (11.2000) | 3300 | $359 \cdot 10^3$ | $342 \cdot 10^3$ |
| | 2900 | $370 \cdot 10^3$ | $697 \cdot 10^3$ |
| | 2096 | - | $2518 \cdot 10^3$ |
| Mai-Juli 2001 (05.2000) | 3180 | $975 \cdot 10^3$ | $1273 \cdot 10^3$ |
| | 2720 | $709 \cdot 10^3$ | $1752 \cdot 10^3$ |
| | 2572 | $683 \cdot 10^3$ | $1987 \cdot 10^3$ |
| | 2300 | $707 \cdot 10^3$ | $2337 \cdot 10^3$ |

Tabelle 6.1: Datenmenge zur Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten. Die Anzahl der Ereignisse durch die verlängerten Speicherzeiten bei verschiedenen Maximalimpulsen sind separat angegeben.

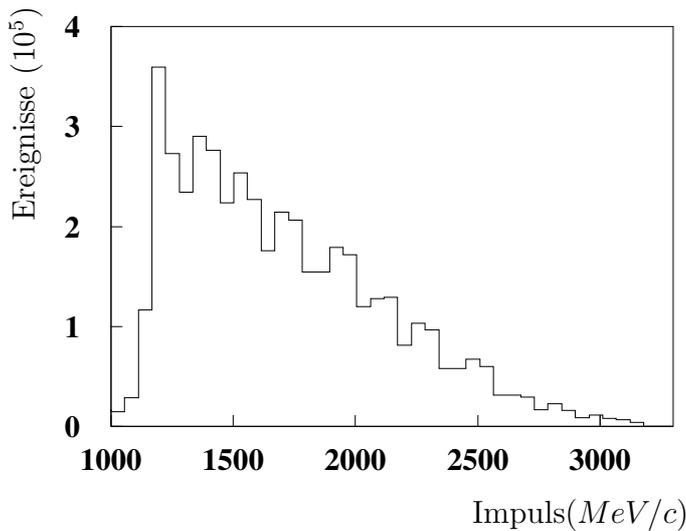


Abbildung 6.1: Datenmenge der Rampenmessungen in Abhängigkeit des Impulses. Die Daten aus den acht verschiedenen Rampeneinstellungen sind addiert. Die Impulseinteilung orientiert sich an den depolarisierenden Resonanzen (siehe Kapitel 6.3.1), in deren Umgebung die Zählraten reduziert sind.

Zusammenfassung des Gesamtdatensatzes

Diese Arbeit legt den Schwerpunkt der Analyse auf die Rampendaten, die Vermessung der festen Impulse soll im wesentlichen zu Vergleichszwecken und Konsistenzprüfungen herangezogen werden. Eine ausführliche Diskussion der Festenergiedaten ist in [Ul04] und [Bau01] zu finden. Erst, wenn die Konsistenz zwischen den einzelnen Rampenmessungen gezeigt ist, werden die Anregungsfunktionen der Korrelationskoeffizienten als gewichtete Mittel über den Gesamtdatensatz berechnet. Um eine bessere Unterscheidung zu gewährleisten, sind die Datensätze im Folgenden unterteilt nach Rampenmessung und Maximalimpuls. Tabelle 6.1 fasst die Gesamtmenge der Daten zusammen, die Vermessung der Spinkorrelationskoeffizienten hat damit eine integrale Luminosität von 12 mb^{-1} . Die Zählraten aller Rampenmessungen sind in Abbildung 6.1 in Abhängigkeit des Impulses dargestellt, woran die Abnahme des Wirkungsquerschnittes und der verlängerten Speicherzeiten bei hohen Impulsen deutlich wird.

Die angegebenen Datenmengen beziehen sich auf die elastischen Streueignisse, die schließlich für die Spinkorrelationskoeffizienten herangezogen werden. Diese Ereignisse muss man zunächst durch geeignete Auswahlkriterien, die im Folgenden einzeln vorgestellt werden, aus den aufgezeichneten Messungen extrahieren.

6.1.2 Auswahlkriterien und Schnitte

Die Analyse soll sich auf die elastischen Ereignisse der Proton-Proton-Streuung beschränken. Die Messung ganzer Anregungsfunktionen geht jedoch über die Pionenproduktionsschwelle hinaus, so dass auch inelastische Reaktionen ablaufen können. Der Detektor ist ein reines Hodoskop, er kann insbesondere keinerlei Teilchenidentifikation durchführen. Um aus der aufgezeichneten Datenmenge die elastischen Ereignisse zu filtern, müssen die Auswirkungen der Auswahlkriterien

gut verstanden sein. Zugleich sollten die verwendeten Schnitte in der Datenmenge nicht die effektive Polarisation von Strahl und Target mindern. Die Schnitte werden in der Reihenfolge ihrer Anwendung in den nächsten Abschnitten kurz vorgestellt.

Impulsauswahl:

Bei einem Strahlimpuls von weniger als $1000 \text{ MeV}/c$ haben die gestreuten Protonen zu wenig Energie, um ausreichende Signale in den einzelnen Elementen des Detektors zu verursachen. Die Bereiche der nicht-linearen Impulsänderungen (Verrundungen) beim Übergang von der Beschleunigung zur Speicherung führen gemeinhin zu sehr großen Strahlbewegungen und Totzeiten. Diese Bereiche sollen nicht in der Analyse berücksichtigt werden.

Da das Verhalten der Polarisation in der Nähe der depolarisierenden Resonanzen nicht genau bekannt ist, wird außerdem darauf verzichtet, die Ereignisse weiter zu behandeln, die weniger als $5 \text{ MeV}/c$ von einer Resonanz entfernt aufgetreten sind. Dies ist insbesondere bei Imperfektionsresonanzen wichtig, deren Lage vom *Spin-Tune* abhängt und durch die schnellen Luftquadrupole gezielt verändert wird, um Polarisationsverluste zu vermeiden (siehe Abbildung 4.2).

Treffermuster:

Die elastische Streuung erzeugt im Idealfall genau zwei Durchstoßpunkte in der Innen- und Außenschale (vergleiche Abbildung 4.9). In der Außenschale sollten zwei Szintillatorstäbe und jeweils ein Halbring in einer Halblage ein Signal liefern (Kennzeichnung 211). Andere Muster werden in der weiteren Analyse verworfen, da sie direkt auf mindestens drei Teilchen im Ausgangskanal hinweisen.

Die Innenschale zeigt idealerweise in vier Fasern Signale. Durch die Feinheit der Fasern können Sekundärreaktionen oder ein Übersprechen der Kanäle in der Auslese zu einer erhöhten Anzahl der Signale führen. Treffermuster mit mehr als neun getroffenen Elementen weisen auf inelastische Ereignisse hin. In dieser Analyse wird ein restriktiverer Schnitt gewählt, bei dem höchstens sechs Fasern involviert gewesen sein durften. Alle Reaktionen mit mehr Signalen finden im Folgenden keine weitere Beachtung.

Durch den Vergleich der Treffermuster wird die Datenmenge um etwas mehr als die Hälfte reduziert, das Außenschalenmuster wirkt sich dabei deutlich restriktiver aus. Durch Monte-Carlo-Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass dieser Schnitt inelastische Kanäle insbesondere bei hohen Energien um fast die Hälfte unterdrückt, wobei von den elastischen Ereignissen mindestens 95% in der weiteren Analyse verbleiben ([Lin00]).

Elastizität:

Für alle folgenden Schnitte muss der Vertexfit (siehe Kap. 4.4.2) konvergieren. Die Elastizität des Streuprozesses kann über das χ^2 des Fits abgeschätzt werden. Eine gezielte Selektivität auf die Reaktion erhält man allerdings über das kinematische Defizit α , da sich sowohl die Koplanarität als auch die Kinematik direkt

darin niederschlagen. Die endliche Auflösung des Detektors verhindert die ideale Forderung nach einem völlig verschwindenden α . Für zu große Abweichungen von der idealen Signatur konvergiert der Fit in den meisten Fällen nicht. Die Auswahlgrenze α_{max} des gewählten Schnittes ist vom Strahlimpuls p abhängig und liegt bei:

$$\alpha_{max}(p) = (8.32^\circ - 0.712^\circ \cdot p/(GeV/c)) \quad (6.1)$$

Durch diesen Schnitt reduziert sich die Datenmenge um etwa 5%. Durch einen Vergleich von Messungen an CH_2 - und reinen Kohlenstoff-Fädchentargets wurde α_{max} so gewählt, dass über 99% der elastischen Ereignisse in der weiteren Analyse verbleiben ([Wel98], [Ulb04]). Der Anteil der inelastischen Ereignisse sinkt unter 1%.

Reaktionsvertex:

Die Rekonstruktion des Vertex gelingt am besten für kleine Abweichungen vom Koordinatenursprung, da insbesondere der Überlapp in der Außenschale dann optimal für die Amplitudenteilung genutzt werden kann. Sowohl die Ausdehnung des Atomstrahltargets als auch des COSY-Strahles führen zu einer Breite der Vertexverteilungen von etwa 15 mm (FWHM) in der x - y -Ebene. Während der Beschleunigung wandert der Strahl ebenfalls um bis zu 10 mm in dieser Ebene. Der Atomstrahl dampft ständig in den Beschleuniger aus und führt zu einer Verunreinigung des Vakuums in der Umgebung des Experiments. Durch dieses Restgas kommt es zu Reaktionen, die teilweise über 10 cm in Strahlrichtung vom Koordinatenursprung entfernt liegen können. Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft die Verteilungen der rekonstruierten Reaktionsvertizes in z -Richtung sowie in der

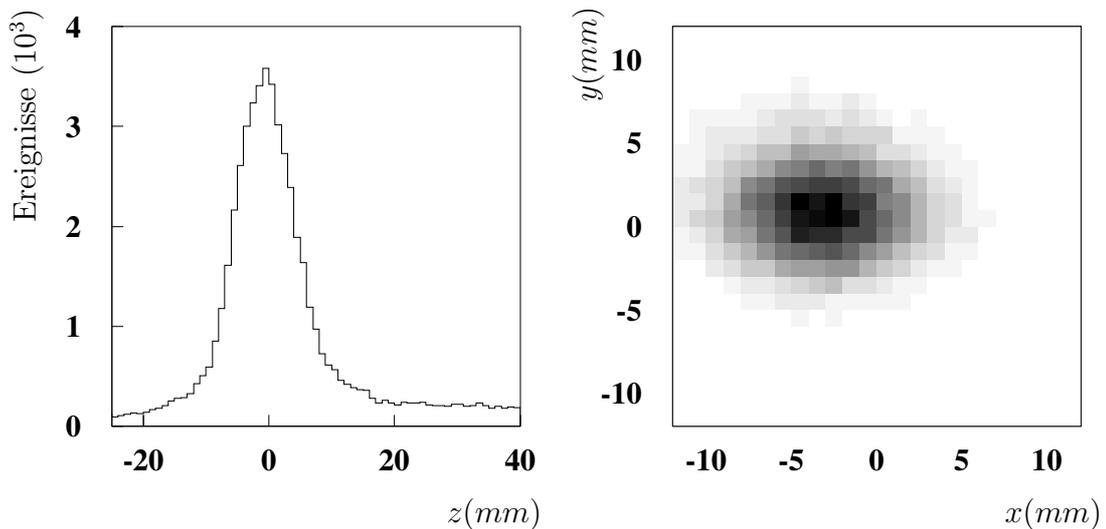


Abbildung 6.2: Zählratenverteilungen bei einem festen Impuls (1500 MeV/c) in Strahlrichtung (links) und senkrecht dazu (rechts). Der akzeptierte Bereich ist $-15\text{ mm} < z < 20\text{ mm}$ sowie elliptisch in der x - y -Ebene.

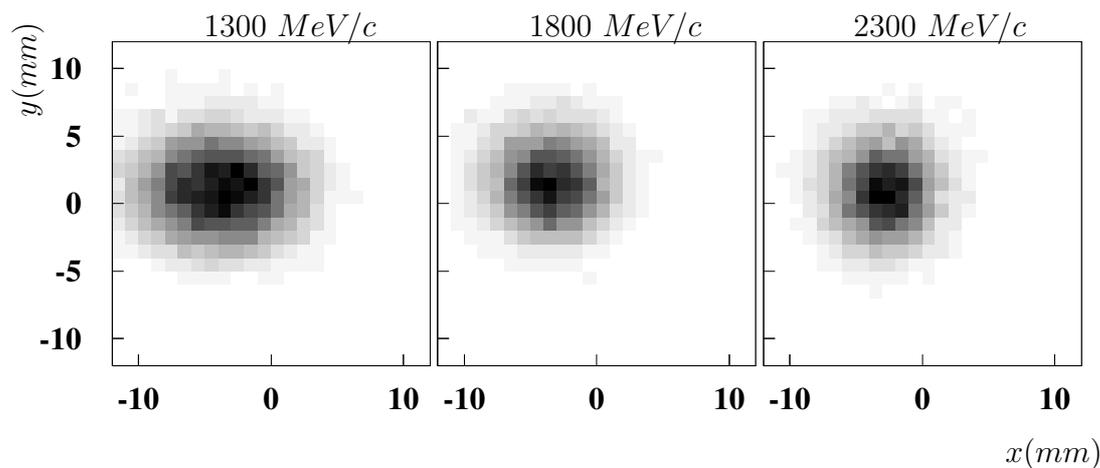


Abbildung 6.3: Vertexbewegung während der Beschleunigung. Der Mittelpunkt der Verteilungen wandert um bis zu 10 mm, bei hohen Impulsen wird die Verteilung aufgrund der adiabatischen Kühlung des COSY-Strahles schmaler.

x - y -Ebene bei einem festen Impuls von 1500 MeV/c.

Die Haltefelder zur Definition der Polarisationsrichtung werden im wesentlichen durch auftretende Fehlkomponenten auf einen Bereich von weniger als 2 cm vom Koordinatenursprung beschränkt ([Eys00]). Der z -Bereich von akzeptierten Ereignissen liegt zwischen $-15 \text{ mm} < z < 20 \text{ mm}$, um Untergrund durch unpolarisierten oder schlecht spinausgerichtete Wasserstoffatome zu vermeiden.

Auch der Projekttilstrahl verliert mit Abstand von seinem Zentrum an Polarisation. Es wird eine Ellipse definiert, deren Halbachsen durch die dreifachen Standardabweichungen der gaußförmigen Vertexverteilungen in x - und y -Richtung bestimmt sind. Alle Ereignisse außerhalb dieser Ellipse werden für die Analyse verworfen. Die Position und Größe der Ellipse sind impulsabhängig, während der Speicherzeiten mit festem Impuls kommt es zu keiner weiteren Strahlbewegung. Mittelpunkt und Halbwertsbreiten müssen also während der Beschleunigung zeitabhängig bestimmt werden (siehe hierzu beispielhaft Abbildung 6.3).

Die eingeschränkte Akzeptanz des Reaktionsvertex reduziert die gewonnene Datenmenge um etwa die Hälfte, dabei ist der Verlust durch den Schnitt auf die z -Position mit mehr als 40% der Gesamttereignisse dominierend.

Insgesamt verbleiben von den während der Messung gespeicherten Ereignissen nach allen Schnitten (inklusive des konvergierenden Vertexfits) weniger als 6% für die weitere Analyse.

6.1.3 Detektorakzeptanz und Totzeiten

Die Akzeptanz des Detektors ist vom Strahlimpuls abhängig, da der abgedeckte Laborpolarwinkel relativistisch ins Schwerpunktsystem transformiert werden

muss. Abbildung 6.4 zeigt im oberen Teil die Polarwinkelverteilung aller Ereignisse bei einer Beschleunigung bis $3100 \text{ MeV}/c$ in einer Intensitätsdarstellung (dunklere Bereiche markieren erhöhte Zählraten). Bei kleinen Impulsen deckt der Detektor Winkel unterhalb von $\vartheta_{cm} < 42^\circ$ nicht komplett ab, die weiße Linie zeigt den impulsabhängigen Verlauf der Akzeptanzgrenze.

Zur Erhaltung der Polarisierung während der Beschleunigung wird der Orbit des Protonenstrahl teilweise stark verändert. Dies kann zu unerwünschten Streuungen in verschiedenen Beschleunigerbereichen führen und Strahlverluste nach sich ziehen. Zusätzlich werden im Detektor viele Streuteilchen nachgewiesen, die nicht aus elastischen Reaktionen mit dem Atomstrahltarget herrühren. Die Totzeit geht sprunghaft nach oben, so dass weniger gewünschte Ereignisse in die Datenaufnahme eingehen und verstärkt bei hohen Impulsen überhaupt keine Asymmetrien mehr gebildet werden können. In Abbildung 6.4 sieht man deutlich den Zusammenhang zwischen ansteigenden Totzeiten und reduzierten Zählraten in den Bereichen der depolarisierenden Resonanzen.

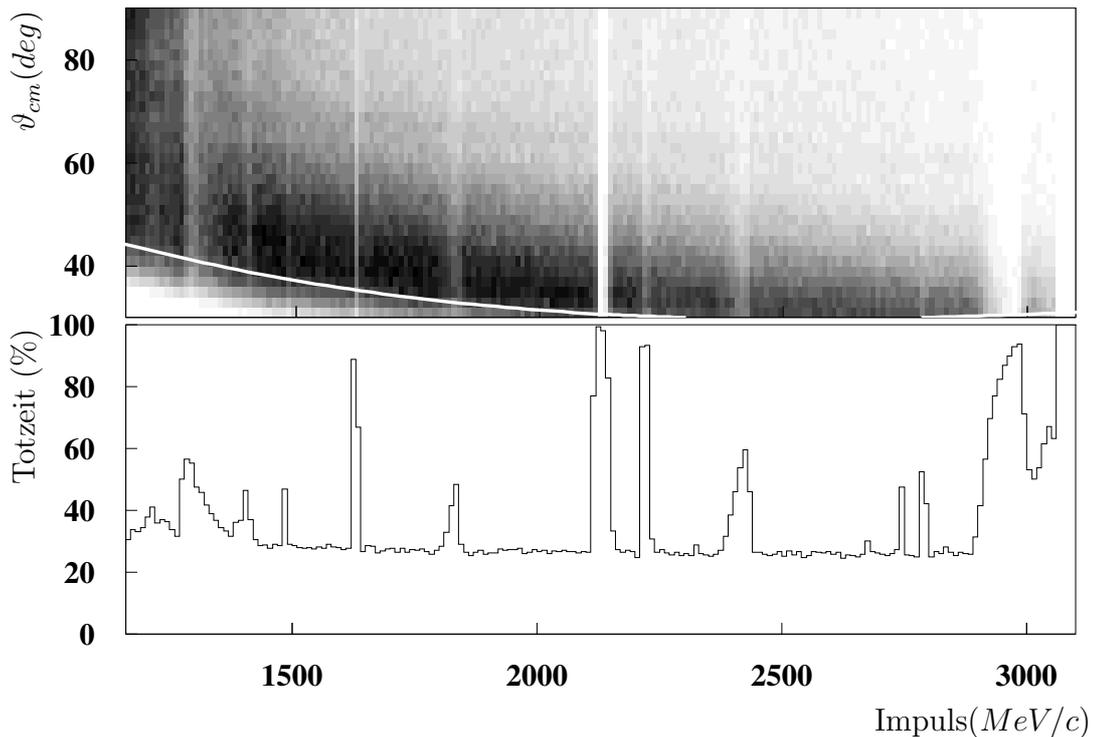


Abbildung 6.4: Akzeptanz des Detektors und Totzeit während der Beschleunigung. Laborpolarwinkel von $\vartheta_{lab} < 10^\circ$ und $\vartheta_{lab} > 72^\circ$ werden vom Detektor nicht erfasst, so dass bei kleinen Impulsen die Akzeptanz im Schwerpunktsystem unterhalb von $\vartheta_{cm} = 42^\circ$ eingeschränkt ist (weiße Linie in der oberen Abbildung). Die senkrechten Strukturen in der Intensitätsdarstellung sind auf Verluste durch erhöhte Totzeiten zurückzuführen (untere Abbildung).

6.2 Korrekturen der Asymmetrien

Die Verwendung verschiedener Polarisationskombinationen in Verbindung mit dem *Proper-Flip*-Verfahren resultiert in Asymmetrien, die äußerst robust gegen falsche Asymmetrien durch Strahlversatz oder -verkipfung sind. Bei paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung beider Polarisierungen können Probleme auftreten, falls die Strahlintensität durch das Haltefeld des Atomstrahltargets beeinflusst wird. Auch die Effizienz des Detektors kann falsche Asymmetrien verursachen, diese lassen sich jedoch ermitteln und eliminieren.

6.2.1 Unterschiedliche Strahlprotonenzahlen

Die Anzahl der Strahlprotonen im Beschleuniger muss für die Bestimmung der Asymmetrien nicht exakt bekannt sein. Bei (anti-)paralleler Ausrichtung von Strahl- und Targetpolarisation (P_y, Q_y) wird allerdings gefordert, dass die Anzahl der Projektile unabhängig von der Ausrichtung des Haltefeldes sein sollen. Der Strahlstrom im Beschleuniger kann in Form induzierter Spannungen durch Spulen gemessen werden, nach der Transformation in Frequenzen wird diese Information ständig mit den Streudaten durch das Datenaufnahmesystem gespeichert. Abbildung 6.5 zeigt die Anzahl der Strahlprotonen (gemittelt über viele hundert Zyklen) während der Beschleunigung für die sechs verschiedenen Haltefeldstellungen, die zyklisch kurz vor der Injektion der Teilchen in den Beschleuniger

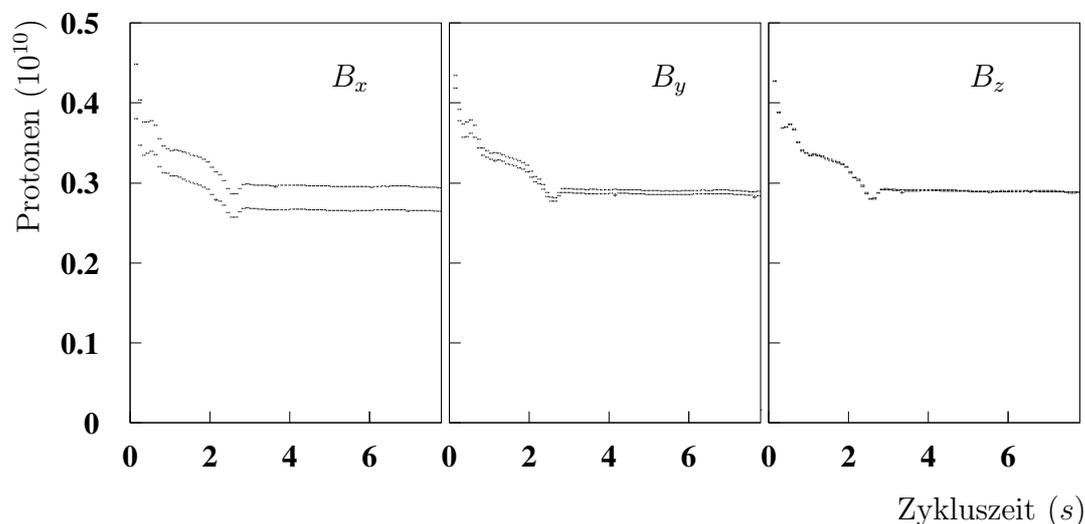


Abbildung 6.5: Einfluss der Haltefelder auf die Strahlintensität. Bei geschaltetem, magnetischen Haltefeld B des Targets während der Injektion des COSY-Strahls kann es zu Unterschieden in der Anzahl der Strahlprotonen im Beschleuniger kommen. Eine zeitlich verzögerte Aktivierung der Haltefelder verhindert dieses.

gewechselt werden. Deutlich erkennt man Unterschiede zwischen verschiedenen Haltefeldrichtungen. Sie sind besonders ausgeprägt bei Haltefeldern $\pm B_x$, abgeschwächt bei $\pm B_y$ und verschwinden fast völlig für $\pm B_z$. Bei kleinen Impulsen unmittelbar nach der Injektion können transversale magnetische Komponenten der Haltefelder des Atomstrahltargets den Strahlorbit beeinflussen. Die relativen Intensitätsunterschiede entstehen unmittelbar nach der Injektion des Protonenstrahls in das Synchrotron und bleiben dann nahezu konstant. Die Effekte sind klein, verursachen jedoch Strahlverluste.

Ab 2001 hat man daher die Haltefelder zeitlich verzögert erst nach der Injektion geschaltet und die Unterschiede damit beseitigen können. Bei den früheren Messungen müssen die Differenzen korrigiert werden, da sie sich direkt auf alle drei Korrelationskoeffizienten auswirken (siehe letzten Abschnitt in 5.1.2).

6.2.2 Unterschiedliche Detektoreffizienzen

Unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten in den einzelnen Detektorelementen können falsche Asymmetrien verursachen. Das in Kapitel 5.1.1 vorgestellte *Proper-Flip*-Verfahren eliminiert falsche Asymmetrien in erster Näherung, deren Ursache Strahlversatz oder -verkipfung sind, die Auswirkungen in den Zählraten lassen allerdings keinen Rückschluss auf deren Ursache zu. Man hat bei unterschiedlichen Effizienz einzelner Detektorsegmente die Möglichkeit, eine näherungsweise Korrektur durchzuführen. Die Summe der Zählraten aller zwölf Polarisationskombinationen bei gleicher Strahlprotonenzahl und Targetdichte sowie gleicher Luminosität kann als unpolarisierte Streuung verstanden werden und ist demnach unabhängig vom Azimutwinkel. Die Zählratenwinkelverteilung ist folglich proportional zur Nachweiswahrscheinlichkeit und kann zur Eliminierung falscher Asymmetrien genutzt werden. Die Effekte sind am stärksten bei den Haltefeldrichtungen $\pm B_y$, insgesamt aber gering.

Unterschiede der Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit des Polarwinkels können nicht erkannt werden, sie wirken sich jedoch nur direkt auf die Observablen aus, wenn ganze Ringsegmente in gleicher Weise betroffen sind.

6.3 Polarisationsbestimmung

Die Polarisierungen des Projekttilstrahls und des Atomstrahltargets müssen für die Ermittlung der Korrelationskoeffizienten bekannt sein. Idealerweise werden die Polarisierungen getrennt gemessen, dies kann zum Beispiel mit einem internen Polarimeter im Beschleuniger und einem Quadrupolmassenspektrographen im Atomstrahltarget geschehen. Die Verwendung der vorhandenen Polarimeter ist jedoch nicht parallel zum Experiment möglich, so dass sie nur vor bzw. nach einer Messung benutzt werden. Damit können allerdings keine Schwankungen oder mittelfristige Veränderungen und ihr zeitlicher Verlauf erkannt werden. Bei

bekannter Analysierstärke erhält man die Polarisationen aber auch direkt aus den aufgenommenen Zählraten (Kapitel 5.1.2), und ihre Stabilität lässt sich in Intervallen von einigen Stunden überprüfen.

6.3.1 Impulseinteilung

Bei der Beschleunigung eines Protonenstrahls gilt es, die Polarisation über verschiedene, depolarisierende Resonanzen möglichst gut zu erhalten. Besonders starke Resonanzen lassen dies nicht zu. Sie werden dann im Gegenteil noch extra verstärkt und verursachen eine komplette Umkehr der Polarisation. Je nach Einstellung des Beschleunigers müssen unterschiedliche Resonanzen auf diese Weise bekämpft werden. Die Impulseinteilung in der Rampe orientiert sich demnach an der Lage der Resonanzen und kann nicht äquidistant erfolgen. Die Impulsabstände der Resonanzen liegen zwischen $120 \text{ MeV}/c$ und $260 \text{ MeV}/c$ (zur Lage der Resonanzen siehe Tabelle 4.1 in Kapitel 4).

Bei der doppelt polarisierten Messung ist die Luminosität deutlich vermindert gegenüber den früheren Messungen des Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke. Ausreichende Zählraten für die Winkelverteilungen erhält man in Impulsintervallen von mindestens $\Delta p = 60 \text{ MeV}/c$ Breite,¹ es liegen dann zwei bis vier Intervalle zwischen jeweils benachbarten Resonanzen.

6.3.2 Targetpolarisation

Die Targetpolarisation kann nur für Haltefelder transversal zum COSY-Strahl (x - und y -Richtung) aus den Zählraten mit Hilfe des Asymmetrieverfahrens ermittelt werden. Mit dem Quadrupolmassenspektrographen ist nur der Betrag der Polarisation bestimmbar, die Orientierung muss intrinsisch aus dem Experiment folgen. Vermessungen des magnetischen Haltefeldes sind zuletzt im Frühjahr 2000 durchgeführt worden ([Eys00]).

Die longitudinale Polarisation des Targets lässt sich nicht direkt messen, sie muss aus den transversalen Polarisationen geschlossen werden. Für die erfolgreiche Durchführung müssen Q_x und Q_y innerhalb der statistischen Fehler miteinander verträglich sein, der Betrag der Polarisation ist unabhängig von der Richtung des Haltefeldes. Abbildung 6.6 zeigt beispielhaft die Targetpolarisationen während der Beschleunigung des Strahls in zwei verschiedenen Rampen (bis $3180 \text{ MeV}/c$ bzw. $2300 \text{ MeV}/c$),² dabei wurde über alle aufgenommenen Zyklen gemittelt. Man sieht deutlich, dass sowohl Q_x als auch Q_y nicht vom Impuls abhängen, ebensowenig weisen sie untereinander systematische Abwei-

¹Im Vergleich dazu betrug die Impulsintervallbreite bei der Bestimmung der Analysierstärke $\Delta p = 30 \text{ MeV}/c$.

²Bei hohen Impulsen sind die Zählraten teilweise durch Totzeiten so stark vermindert, dass das Asymmetrieverfahren keine Ergebnisse liefert.

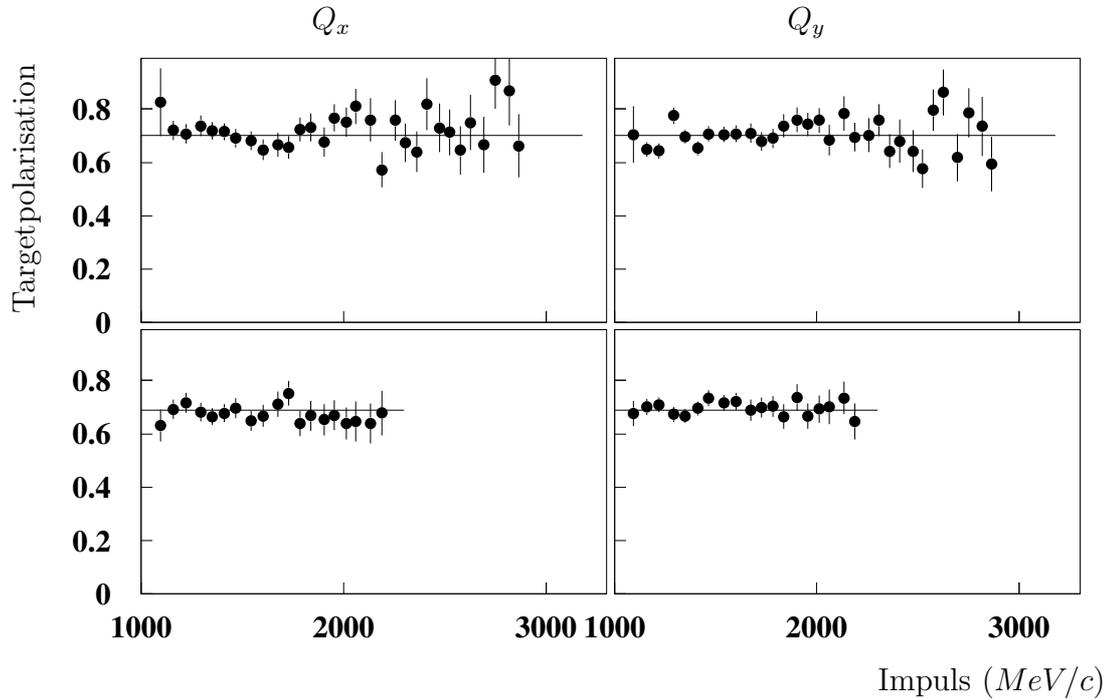


Abbildung 6.6: Targetpolarisationen Q_x und Q_y während der Beschleunigung bis 3180 MeV/c (oben) bzw. 2300 MeV/c (unten). Die Polarisationen sind im Rahmen der Fehler miteinander verträglich und unabhängig vom Strahlimpuls bzw. der Zykluszeit, die durchgezogenen Linien zeigen die gewichteten Mittel über den gesamten Beschleunigungsvorgang.

chungen voneinander auf. Die durchgezogenen Linien sind die gewichteten Mittel aus beiden Polarisationen über den Verlauf der gesamten Beschleunigungsphase.

Die Langzeitstabilität der Polarisation lässt sich über mehrere Tage in Intervallen von einigen Stunden untersuchen. Dabei hat das Zufrieren der gekühlten Düse des Dissoziierers zwar einen Einfluss auf die Targetdichte, die Polarisation bleibt jedoch unverändert. Lediglich Schwankungen in der Leistung des Dissoziierers haben eine Wirkung auf die Polarisation (und ebenso auf die Targetdichte). Solche Schwankungen können aber während der Datennahme erkannt und beseitigt werden. Lang- und mittelfristige Schwankungen der Targetpolarisation sind innerhalb der einzelnen Messzeiten nicht aufgetreten.

Die Targetpolarisation Q wird für die weitere Analyse als konstant angenommen und über alle relevanten Zyklen und den verfügbaren Impulsbereich aus Q_x und Q_y als gewichtetes Mittel bestimmt. Typische Polarisationswerte liegen dann bei etwa 70% mit statistischen Unsicherheiten von weniger als 2% (in Abbildung 6.6 wenig mehr als die Liniendicke des gewichteten Mittels).

6.3.3 Qualität des Targets

Für die erfolgreiche Anwendung des *Proper-Flip*-Verfahrens ist die Betragsgleichheit bei Polarisationsumkehr Voraussetzung. Eine getrennte Bestimmung der Einzelpolarisationen ist zu empfindlich auf falsche Asymmetrien. Mit dem Fitverfahren (siehe Kapitel 5.3) besteht trotzdem die Möglichkeit, Unterschiede und Fehler in den verschiedenen Ausrichtungen erkennen zu können.

Es wurden dabei keine systematischen Abweichungen zwischen den Beträgen bei wechselndem Vorzeichen der Polarisation beobachtet. Die Differenzen sind geringer als $\Delta Q = 0.6\%$ und damit kleiner als die jeweiligen statistischen Unsicherheiten.

Das Fitverfahren wurde auch herangezogen, um eine mögliche Verkippung der magnetischen Haltefeldspulen im Laufe der Zeit bestimmen zu können. Die Haltefelder sind in den frühen Phasen der polarisierten Experimente mit Hilfe einer induktiven *Flux-Gate*-Sonde vermessen worden ([Eys00]). Die Abweichungen von der Sollrichtung waren dabei kleiner als 1.5° für die Richtungen $\pm x$ und $\pm y$ und zwischen 2.7° und 3.4° in z -Richtung. Unter Beachtung der statistischen Unsicherheiten sind die Ergebnisse des Fits mit diesen Messungen im Einklang, es gab keine spätere Verkippung der Spulenkonstruktion, die sich auf die Polarisation ausgewirkt hat. Die ermittelten Fehlkomponenten haben in der Analyse kein Gewicht, da die auftretenden Asymmetrien klein sind und in guter Näherung eliminiert werden ([Bau01]).

6.3.4 Strahlpolarisation während der Beschleunigung

Der COSY-Strahl ist nur senkrecht zur Beschleunigerebene polarisierbar. Die in Kombination mit der Analysierstärke bedingte Asymmetrie in den Zählraten ist nicht abhängig von der Richtung der Targetpolarisation, so dass zur Bestimmung von P_y die gesamte, in drei unabhängige Sätze geteilte Datenmenge herangezogen werden kann.

Aus den Gleichungen 5.11 bis 5.19 folgt die Strahlpolarisation bei unterschiedlichen Haltefeldeinstellungen. Dies ist für jeweils zwei beispielhaft gewählte Messungen mit Maximalimpulsen von $2300 \text{ MeV}/c$ und $3180 \text{ MeV}/c$ in Abbildung 6.7 dargestellt. Es gibt keine systematischen Abweichungen zwischen $P_y(Q_x)$, $P_y(Q_x)$ und $P_y(Q_x)$. Die Strahlpolarisation wird im weiteren gemittelt über alle verfügbaren Ereignisse der verschiedenen Haltefeldrichtungen.

Bei der Beschleunigung des Protonenstrahls gilt es, mehrere depolarisierende Resonanzen möglichst effektiv zu kreuzen. Die relevanten Resonanzen sind in den Abbildungen 6.7 und 6.8 als gepunktete, senkrechte Linien eingezeichnet. Einige Resonanzen sind derart stark, dass die übliche Methode einer schnellen Kreuzung trotzdem zu Polarisationsverlusten führt. Wirkungsvoller ist in diesen Fällen die ganz gezielte Verstärkung der Resonanz, die zu einer totalen Umkehr der Polarisation führt, vergleiche hierzu in Abbildung 6.8 die Resonanz bei $2097 \text{ MeV}/c$,

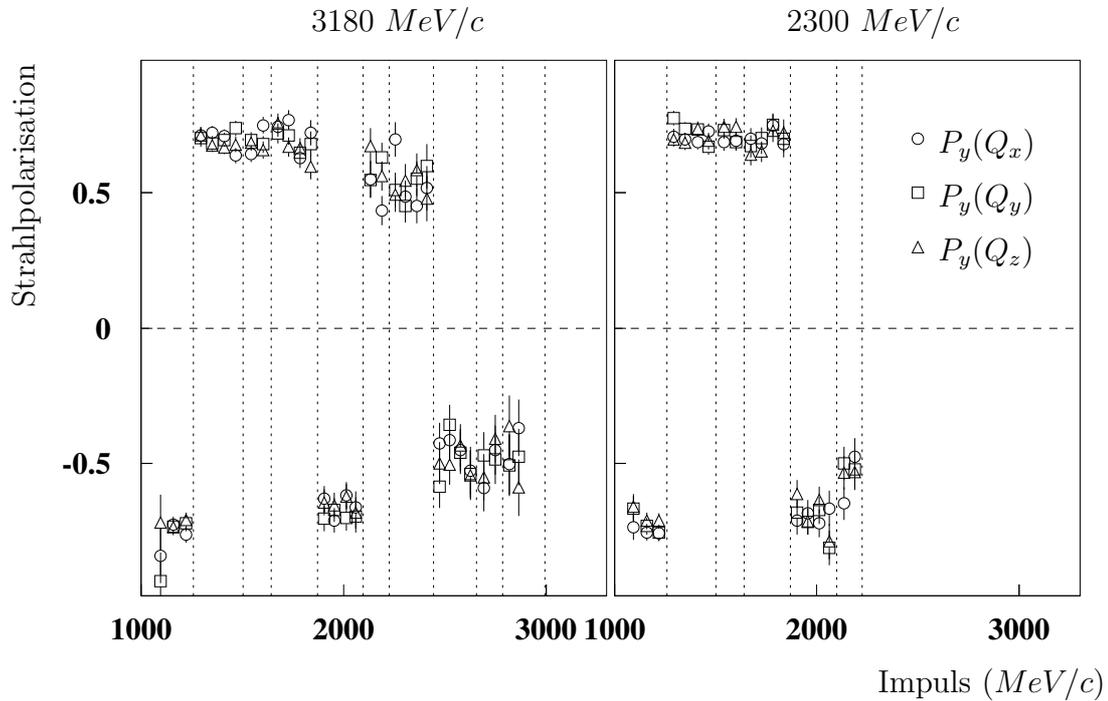


Abbildung 6.7: Strahlpolarisation während der Beschleunigung. Aus Asymmetrien zu jeder Haltefeldereinstellung x , y und z kann die Strahlpolarisation getrennt bestimmt werden, das Resultat ist im Rahmen der statistischen Unsicherheiten das gleiche. Die senkrechten, gestrichelten Linien markieren die depolarisierenden Resonanzen.

die im linken Teil ein komplettes Umklappen der Polarisation bewirkt, rechts hingegen erhebliche Verluste verursacht.

Der Impulsbereich, in dem die einzelnen Resonanzen auf den Strahl wirken, ist bei den von COSY zugänglichen Energien jeweils weniger als $10 \text{ MeV}/c$ breit. In den Zwischenbereichen ist die Polarisation keinen weiteren Einflüssen unterworfen und als konstant anzunehmen, so dass über zwei bis vier Impulsintervalle gemittelt werden kann. Besonders schwache Resonanzen können durch eine schnelle Kreuzung ihre Wirkung vollständig verlieren. Auch die Strahlpolarisation lässt sich dann als gewichtetes Mittel über weite Bereiche während der Beschleunigung berechnen (dargestellt durch die durchgezogenen, waagerechten Linien in Abbildung 6.8).

6.3.5 Entschleunigung des Strahls

Der Protonenstrahl im Beschleuniger muss nach Erreichen des Maximalimpulses wieder entschleunigt werden, bevor eine neue Ringfüllung injiziert werden kann.

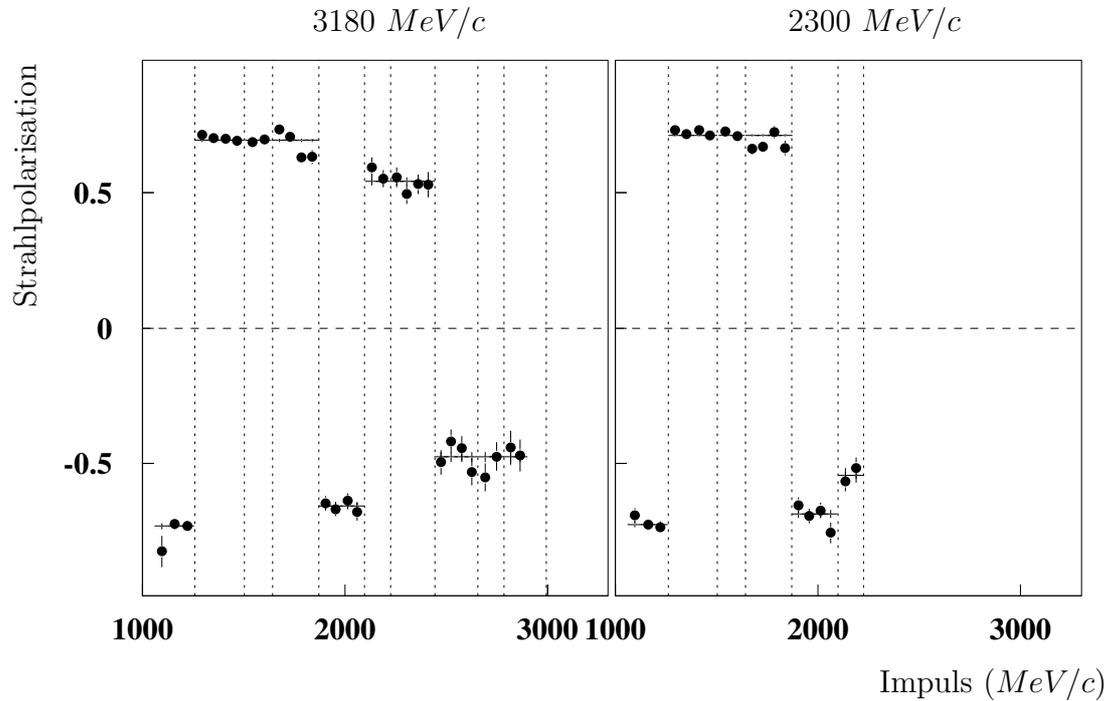


Abbildung 6.8: *Strahlpolarisation zwischen Resonanzen. Da nur die depolarisierenden Resonanzen (senkrecht gestrichelt) zu Verlusten der Polarisation führen können, lässt sich das gewichtete Mittel angeben. Einige Resonanzen sind sehr schwach und können vernachlässigt werden.*

Sowohl bei der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes als auch bei der Analysierstärke wurde das Abbremsen genutzt, um weitere Daten für Anregungsfunktionen zu gewinnen und die effektiv nutzbare Zeit zu vergrößern. Einen polarisierten Strahl muss man dabei allerdings wieder über die depolarisierenden Resonanzen bringen.

Die Einstellungen der COSY-Zyklussteuerung sind für die Erhaltung der Polarisation während der Beschleunigung angepasst. Eine intensive Betrachtung der Polarisation beim Abbremsen wäre zeitintensiver gewesen als der ausgleichende Verlust der nutzbaren Messzeit (weniger als ein Viertel eines kompletten Zyklus). Abbildung 6.9 zeigt die Strahlpolarisation in der Abwärtsrampe, bereits nach der zweiten bzw. ersten gekreuzten Resonanz hat die Polarisation um mehr als zwei Drittel abgenommen oder ist fast gänzlich verschwunden.

Bei hohen Impulsen ist die Qualität der Streueignisse zwar gut, allerdings erreicht man in diesem Bereich ohnehin zu geringe Zählraten aus Be- und Entschleunigung, um mit dem Asymmetrieverfahren befriedigende Ergebnisse zu erhalten. Die gesamte Entschleunigung findet keinen Eingang in die weitere Analyse.

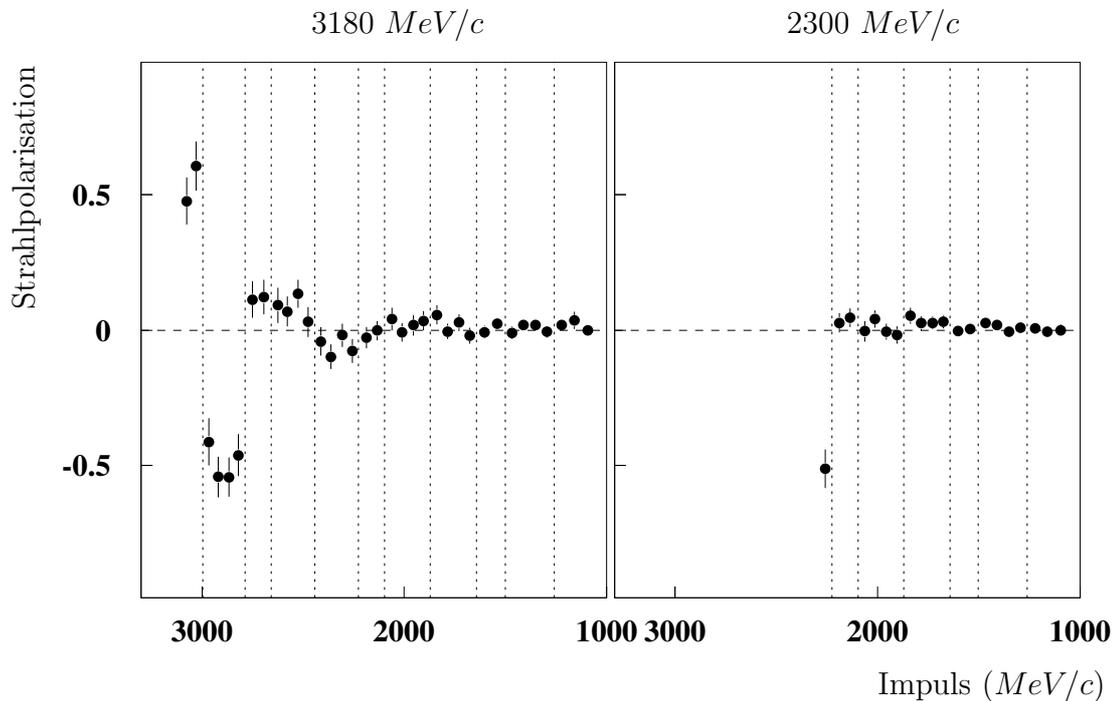


Abbildung 6.9: *Polarisation während des Abbremsvorgangs in COSY. Die Achsbeschriftung des Impulses ist umgekehrt, um die zeitliche Entwicklung von links nach rechts beizubehalten. Die Polarisation geht bereits bei den ersten beiden Resonanzen fast vollständig verloren. Die Abwärtsrampe wird in der Analyse nicht weiter betrachtet.*

6.4 Qualität der Daten

Die Datennahme zur Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten lief mit verschiedenen Beschleunigungszyklen unterschiedlich hoher Speicherimpulse, um den reduzierten Wirkungsquerschnitt auszugleichen und vermehrt elastische Ereignisse zu akkumulieren. Die Daten zu den hohen Impulsen während der Speicherphase in COSY werden im Folgenden getrennt von der Beschleunigung betrachtet. Es gab insgesamt sieben verschiedene Beschleunigereinstellungen für die unterschiedlichen Messungen, die auf innere Konsistenz geprüft wurden. Die schließlich als gewichtete Mittel bestimmten Anregungsfunktionen sind zusätzlich auf Verträglichkeit mit den Winkelverteilungen bei insgesamt zehn festen Impulsen getestet worden. Die Ergebnisse der Korrelationskoeffizienten sind mit dem Asymmetrieverfahren bestimmt worden (Kapitel 5.1). Das Fitverfahren (aus Kapitel 5.3) diente lediglich zur qualitativen Überprüfung der Ergebnisse, um eventuelle systematische Fehler erkennen zu können.

6.4.1 Innere Konsistenz der Rampendaten

Die Messzeiten für die Spinkorrelationskoeffizienten lagen jeweils etwa ein halbes Jahr auseinander. Weiterhin sind unterschiedliche Beschleunigereinstellungen eingesetzt worden, um mehrere Maximalimpulse anzusteuern. Die Messungen sind zunächst als unabhängig und getrennt voneinander zu betrachten. Eine Mittelung der Ergebnisse ist erst nach eingehender Überprüfung der Konsistenz zwischen den acht Datensätzen möglich.

Eine qualitative Aussage über die Konsistenz erlaubt ein χ^2 -Test ([Bev92]), in dem die mittleren quadratischen Abweichungen der einzelnen Datenpunkte unterschiedlicher Messungen berechnet werden. Für eine Observable $O(p, \vartheta_{cm})$ sollte die Differenz von zwei unabhängigen Messungen (1, 2) zu jedem Impuls p und Polarwinkel ϑ_{cm} im Rahmen der statistischen Fehler σ_1 und σ_2 verschwinden (siehe Abbildung 6.10 mit zwei beispielhaften Differenzen von A_{NN} bei $\vartheta_{cm} = 42.5^\circ$). Für das reduzierte χ_{red}^2 gilt:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N-1} \sum \frac{(O_1 - O_2)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (6.2)$$

N ist die Anzahl der Datenpunkte im gesamten Impuls- und Winkelbereich. Die Differenzen konsistenter Daten ergeben unter Berücksichtigung der statistischen

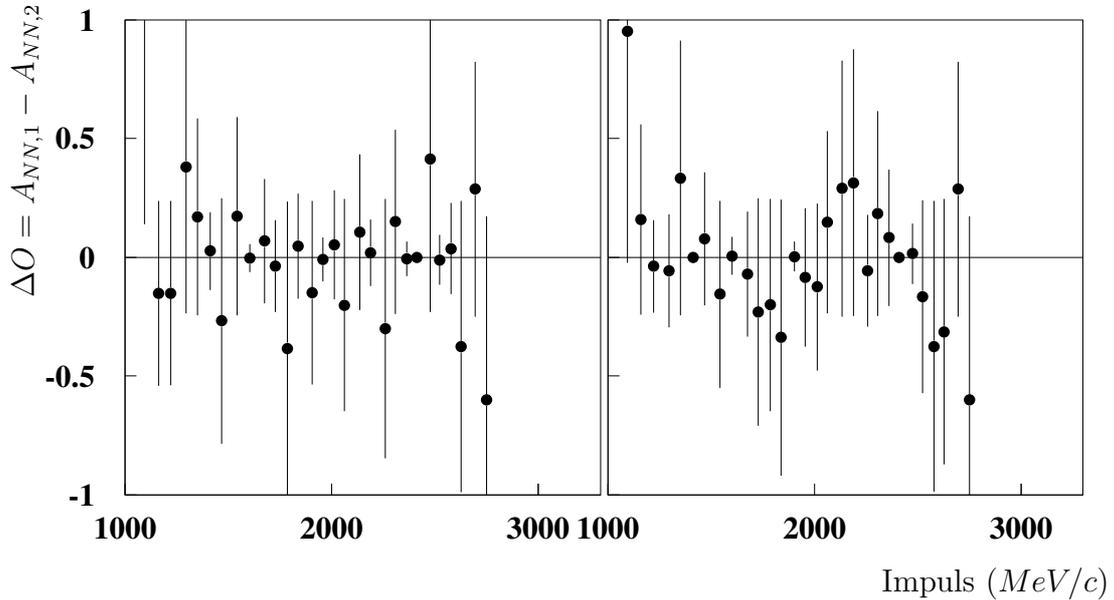


Abbildung 6.10: Konsistenz von $A_{NN}(\vartheta_{cm} = 42.5^\circ)$ zwischen jeweils zwei Datensätzen unterschiedlicher Beschleunigungsrampen (mit Maximalimpulsen oberhalb 2900 MeV/c). Die Differenz der Observablen ist im Rahmen der statistischen Fehler mit Null verträglich.

| Messzeit | Datensatz | 2300 MeV/c ^a | 2572 MeV/c | 2720 MeV/c | 2900 MeV/c | 3100 MeV/c | 3180 MeV/c | 3300 MeV/c ^b |
|----------|--------------------|-------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|-------------------------|
| | Maximal- Impuls | | | | | | | |
| 05/2001 | 2572 MeV/c | 0.968 | - | - | - | - | - | - |
| 05/2001 | 2720 MeV/c | 0.988 | 0.957 | - | - | - | - | - |
| 11/2000 | 2900 MeV/c | 1.011 | 1.229 | 1.300 | - | - | - | - |
| 05/2000 | 3100 MeV/c | 1.224 | 1.219 | 1.144 | 1.872 | - | - | - |
| 05/2001 | 3180 MeV/c | 1.054 | 1.032 | 0.957 | 1.484 | 1.487 | - | - |
| 05/2000 | 3300 MeV/c | 1.110 | 1.051 | 1.062 | 1.432 | 2.052 | 1.282 | - |
| 11/2000 | 3300 MeV/c | 1.131 | 1.240 | 1.747 | 2.079 | 2.520 | 2.305 | 2.328 |

^a - Messzeit: 05/2001

^b - Messzeit: 05/2000

Tabelle 6.2: Konsistenz der Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} zwischen den acht durchgeführten Rampenmessungen anhand eines χ_{red}^2 -Tests. Die Anzahl der verglichenen Datenpunkte wird vom niedrigeren Maximalimpuls bestimmt und variiert zwischen 679 und 1148. In gleichen Messzeiten ist das χ_{red}^2 kursiv gesetzt.

Unsicherheiten eine normierte Gauß-Verteilung mit Mittelwert $\bar{x} = 0$ und der Standardabweichung $\sigma = 1$.

Tabelle 6.2 enthält alle χ_{red}^2 zwischen den betrachteten Datensätzen. Hierfür wurden jeweils die Ergebnisse der drei Spinobservablen A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} bei allen verfügbaren Impulsen und Polarwinkeln miteinander verglichen. Eine gute Übereinstimmung von zwei Messungen resultiert in einem $\chi_{red}^2 \approx 1$. Ein deutlich kleineres Ergebnis bedeutet dabei allerdings keine gefestigtere Aussage, sondern lässt eher an der statistischen Verlässlichkeit des Experimentes zweifeln. Da die Beschleunigungszyklen zu unterschiedlich hohen Maximalimpulsen führen, ist der zu berücksichtigende Impulsbereich entsprechend durch die niedrigere Rampe eingeschränkt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die variierten Beschleunigereinstellungen innerhalb einer Messzeit zu keinen signifikanten Unterschieden in den Observablen geführt haben. Längere Zeiträume zwischen den Messungen ergeben ein leicht erhöhtes χ_{red}^2 , dies tritt am deutlichsten bei den Datensätzen aus frühen Messungen mit reduzierten Zählraten und bei höheren Impulsen hervor. So gibt es z. B. gute Übereinstimmung der Messung bis 2900 MeV/c bei Impulsen bis 2700 MeV/c, darüber kommt es zu stärkeren Schwankungen. Insgesamt gibt es keine Anzeichen, die gegen eine Mittelung über alle vorhandenen Anregungsfunktionen sprechen.

6.4.2 Konsistenz zwischen Rampendaten und Festimpulsen

Die Konsistenz zwischen Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen zu festen Energien ist nicht exakt zu prüfen, da die Impulsintervalle sich an den depolarisierenden Resonanzen des Beschleunigers orientieren. Außerdem sind die Zählraten bei hohen Impulsen über $2700 \text{ MeV}/c$ nicht immer ausreichend, um die Korrelationskoeffizienten mit befriedigenden statistischen Fehlern zu bestimmen. Die Prüfung der Verträglichkeit der gemittelten Anregungsfunktionen mit sechs Festenergien erfolgt wieder mittels eines χ^2 -Tests, in den alle drei doppelt polarisierten Spinobservablen eingehen. Der Hauptteil der statistischen Unsicherheiten wird dabei von den Rampendaten beigetragen, bei denen die Anzahl der Streueignisse zwischen drei- und mehr als 15-fach im Verhältnis zu denen der Speicherimpulse untersetzt ist. Abbildung 6.11 zeigt beispielhaft die Differenzen von A_{SS} bei $2300 \text{ MeV}/c$ und $2720 \text{ MeV}/c$.

Die Winkelverteilungen zeigen weder systematische noch allzu starke Abweichungen von den Anregungsfunktionen. Da hieraus teilweise Observablen herangezogen werden müssen, die um bis zu $30 \text{ MeV}/c$ vom fest eingestellten Impuls abweichen können, sind die Übereinstimmungen ($\chi_{red}^2 < 1.75$) sehr zufriedenstellend.

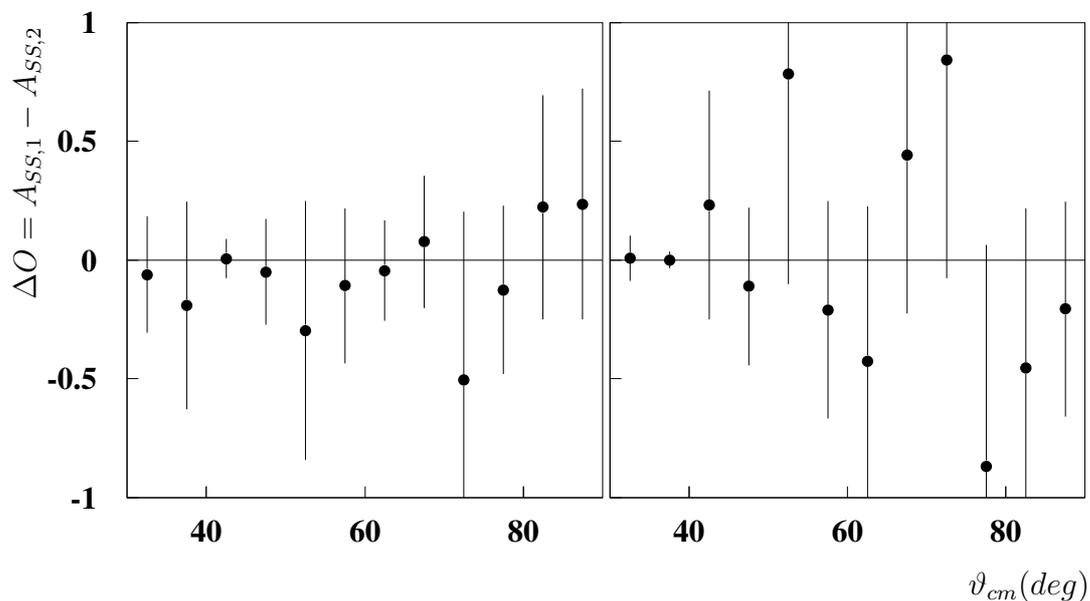


Abbildung 6.11: Konsistenz zwischen Rampe und Festimpuls. Die Differenz der Observablen ist im Rahmen der statistischen Genauigkeiten in Übereinstimmung mit Null. Der Hauptanteil des statistischen Fehlers der Differenz wird von den Rampendaten getragen.

6.5 Anregungsfunktionen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

Die Resultate der doppelt polarisierten Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} finden sich in den Abbildungen 6.12.a bis 6.14.b auf den Seiten 90–95 in Form von Anregungsfunktionen. Die Daten stehen zwischen $30^\circ < \vartheta_{cm} < 90^\circ$ in zwölf Intervallen bereit (jeweils sechs Anregungsfunktionen auf einer Seite, beginnend links oben nach rechts unten fortlaufend über die Doppelseite). Die Messung während der Beschleunigung (blau und grün ausgefüllte Kreise) wird verglichen mit den festen Energien (blaue Kreise). Die eingetragene Streuphasen-Lösung des SAID-Programmes (gepunktete Linie) ist vom Herbst 2000, sie enthält bereits die EDDA-Analysierstärkedaten, nicht aber die präsentierten Ergebnisse der Spinkorrelationskoeffizienten. Soweit vorhanden sind auch Resultate anderer Experimente in den Abbildungen enthalten (rote Symbole). Sie können im Polarwinkel um bis zu 2.5° vom Intervallschwerpunkt der in dieser Arbeit diskutierten Analyse abweichen. Details hierzu sind in den Unterkapiteln 6.5.1, 6.5.2 und 6.5.3 zu finden.

Alle experimentellen Daten tragen statistische Unsicherheiten in Form senkrechter Fehlerbalken, teilweise sind sie nur wenig größer als die verwendeten Symbole. Die Verwendung der im EDDA-Experiment bestimmten Analysierstärke zur Bestimmung der Polarisierungen führt weiterhin zu einem systematischen Fehler, der die Normierung der Polarisation beeinflusst. Dieser Fehler ist unterhalb der Anregungsfunktionen getrennt angegeben (schwarze Kurven in den Abbildungen 6.12.a bis 6.14.b) und nicht in die statistischen Unsicherheiten einbezogen worden. Die Normierungsfehler sind allesamt kleiner als die statistischen Unsicherheiten.

6.5.1 Spinkorrelation A_{NN}

Die Korrelation von A_{NN} ist durchweg positiv im betrachteten Bereich. Sie nimmt mit wachsender Energie annähernd monoton ab, weist aber unter hohen Polarwinkeln signifikante Strukturen um $1300 \text{ MeV}/c$ auf. Die ermittelten Resultate schließen Lücken im bereits bestehenden Datensatz, fügen sich in das existierende Bild jedoch ohne allzu starke Abweichungen ein

Auffällig ist lediglich ein vermindertes A_{NN} zwischen $45^\circ < \vartheta_{cm} < 55^\circ$ bei Impulsen unterhalb von $1200 \text{ MeV}/c$. In diesem Bereich liegen die Ergebnisse systematisch niedriger als die Streuphasenlösung und unterhalb der gezeigten Messungen aus der Literatur. Allerdings ist die SAID-Lösung in diesem Bereich auch erhöht gegenüber den bereits in den Welt Datensatz integrierten Messpunkten, und die Abweichung beschränkt sich im Wesentlichen auf nur vier Datenpunkte. Diese Tendenz ist sowohl bei kleineren als auch bei größeren Streuwinkeln nicht vorhanden.

Ergebnisse vom LAMPF³ bedecken den vollen Polarwinkelbereich, sind dabei

³Los Alamos Meson Production Facility, Los Alamos National Laboratory, New Mexico

allerdings auf Impulse bis $p < 1463 \text{ MeV}/c$ begrenzt ([McN81], [Bha81]).

Die umfangreichste Datenmenge stammt von Messungen am SATURNE II-Beschleuniger⁴, in Saclay die seit 1981 mit polarisierten Protonenstrahlen und polarisierten Targets durchgeführt wurden ([Bys85], [Leh87], [Les88], [Bal99], [All00] und [All01]). Das Target bestand im Wesentlichen aus stark gekühltem Pentanol (*Frozen-Spin*) und führt durch seine hohe Dichte zu deutlich höheren Luminositäten und kürzeren Messzeiten im Vergleich mit einem Atomstrahltarget. Die Akzeptanz des Detektors war durch ein Spektrometer beschränkt auf wenige Grad außerhalb der Beschleunigerebene $\Delta\varphi < \pm 10^\circ$ und im Polarwinkel $\vartheta_{cm} > 58^\circ$ bei mittleren Energien. Insgesamt sind mehrere Dutzend feste Energien zwischen $800 \text{ MeV} < E_{kin} < 2800 \text{ MeV}$ vermessen worden.

Bereits einige Jahre zuvor hat es ein Experiment im ANL⁵ gegeben, das weit weniger Festenergien (bis einschließlich $E_{kin} = 1242 \text{ MeV}$) mit einer größeren Polarwinkelakzeptanz untersucht hat ([Bel80]). Auch dort kam ein *Frozen-Spin*-Target zum Einsatz.

Weitere Daten mit einer großen Winkelabdeckung und Energien unterhalb von $E_{kin} < 411 \text{ MeV}$ stammen von Messungen am SIN⁶ ([Lin78]).

6.5.2 Spinkorrelation A_{SS}

A_{SS} ist negativ im vermessenen Impuls- und Winkelbereich. Ein Vergleich mit bekannten Daten ist nur für wenige Energien unterhalb von 791 MeV möglich, die in zwei Experimenten am LAMPF ([Dit84]) und SIN ([Apr83]) ermittelt wurden. Die Streuphasenlösung orientiert sich ab 800 MeV notwendigerweise an anderen Observablen, z. B. A_N , A_{NN} oder A_{SS} .

Bei kleinen Impulsen ist die Übereinstimmung der EDDA-Datenpunkte mit denen der Referenzmessungen und der Streuphasenanalyse sehr gut. Während die SAID-Lösung mit zunehmendem Impuls nach kurzem Anstieg leicht absinkt, ist diese Tendenz in den gemessenen Anregungsfunktionen nicht nachzuvollziehen. Dies wird insbesondere in den Polarwinkeln zwischen $35^\circ < \vartheta_{cm} < 50^\circ$ deutlich. Im weiteren Verlauf steigt die parametrisierte Streuphasenanpassung stark an, wobei unter mittleren Winkeln bereits ab $2700 \text{ MeV}/c$ das Vorzeichen wechselt und A_{SS} weiter bis auf 0.8 anwächst.

Ein Anstieg von A_{SS} ist in den Daten, wenn überhaupt, nur sehr schwach zu erkennen (zwischen $40^\circ < \vartheta_{cm} < 65^\circ$). Die experimentellen Ergebnisse verlaufen allgemein sehr flach und zeigen in keinem Fall einen Wechsel im Vorzeichen. Bei Polarwinkeln bis 50° steigen Werte nicht höher als -0.2 , zu größeren Winkeln ab 60° ist A_{SS} beinahe konstant. Die Orientierung der Streuphasenlösung an anderen Observablen hat demnach eine sehr beschränkte Vorhersagekraft in A_{SS} .

⁴Laboratoire National Saturne, Frankreich

⁵Argonne National Laboratory, Illinois

⁶Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, jetzt Paul Scherrer Institut (PSI)

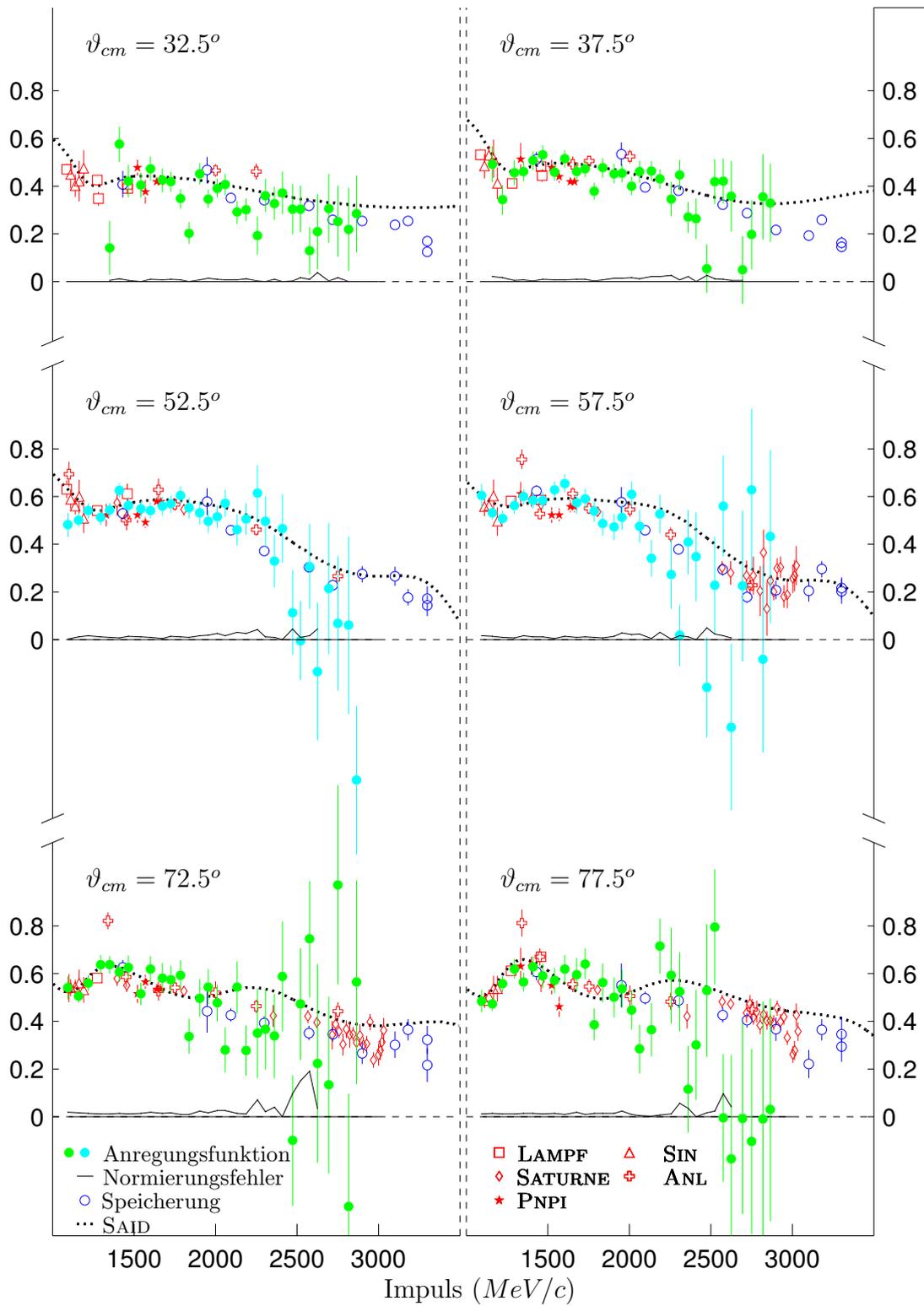


Abbildung 6.12.a: Anregungsfunktionen von A_{NN} . Für weitere Erklärungen siehe Kap. 6.5

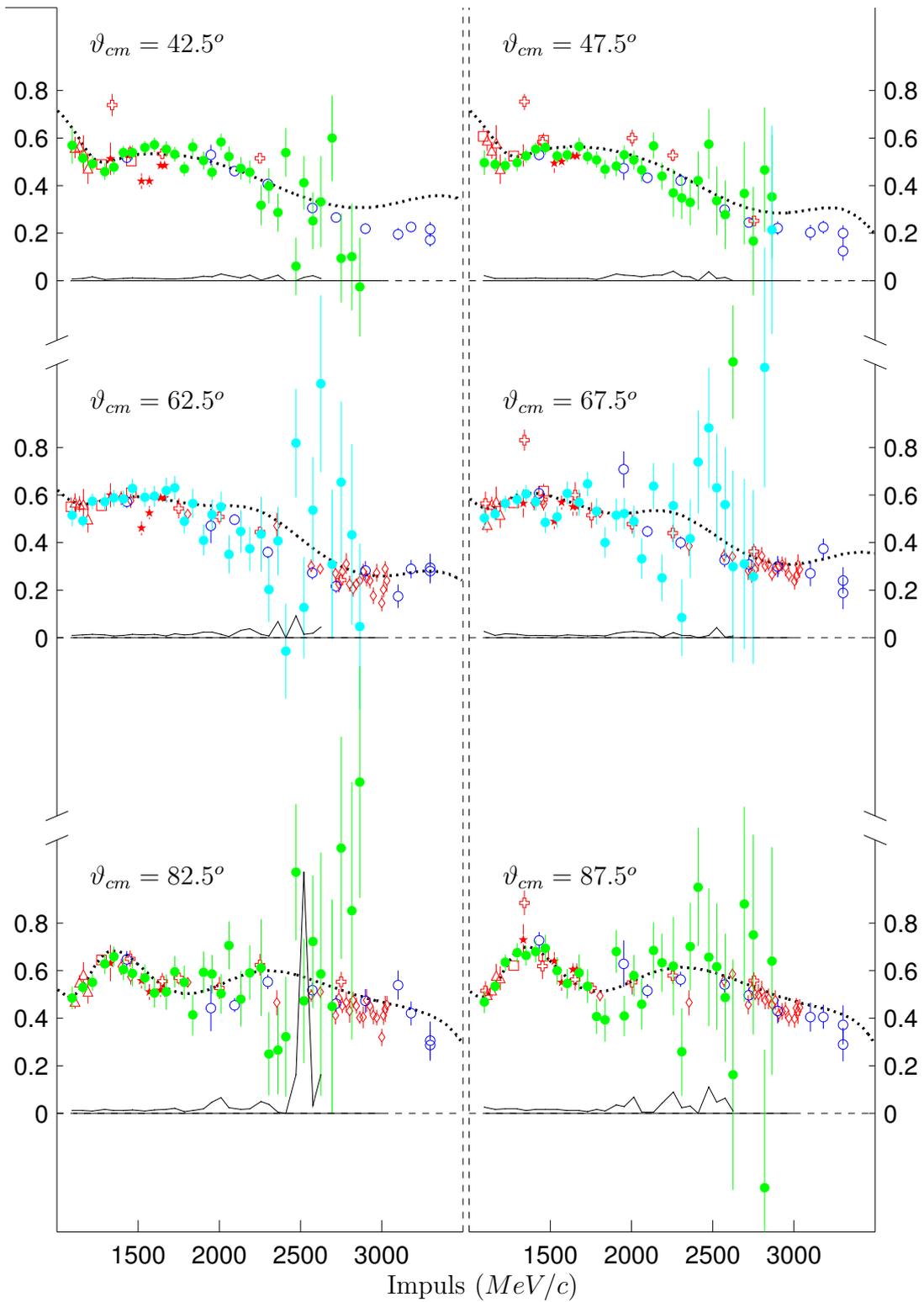


Abbildung 6.12.b: Anregungsfunktionen von A_{NN} . Legende siehe Abb. 6.12.a, weitere Erklärungen im Text.

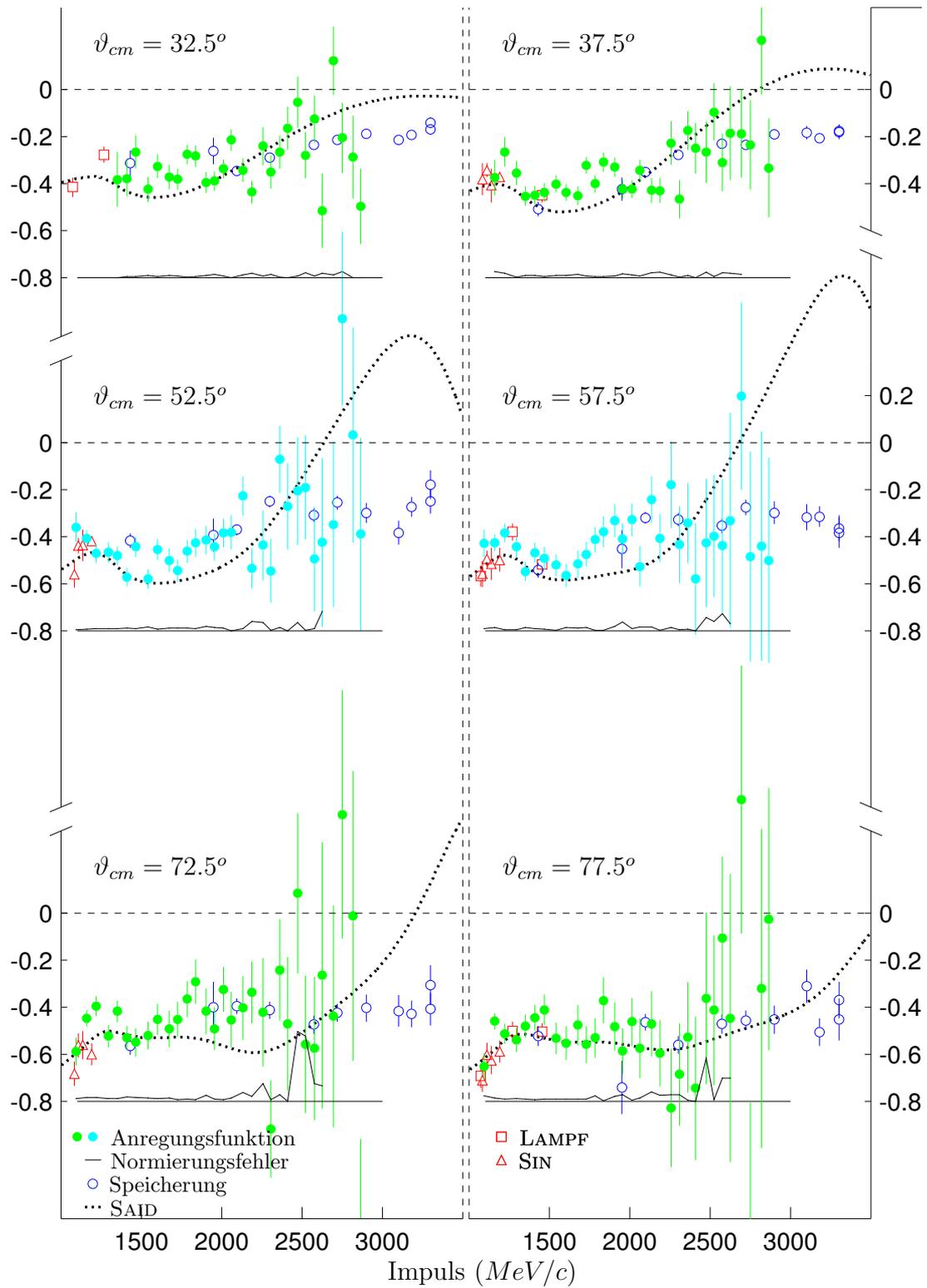


Abbildung 6.13.a: Anregungsfunktionen von A_{SS} , weitere Erklärungen im laufenden Text.

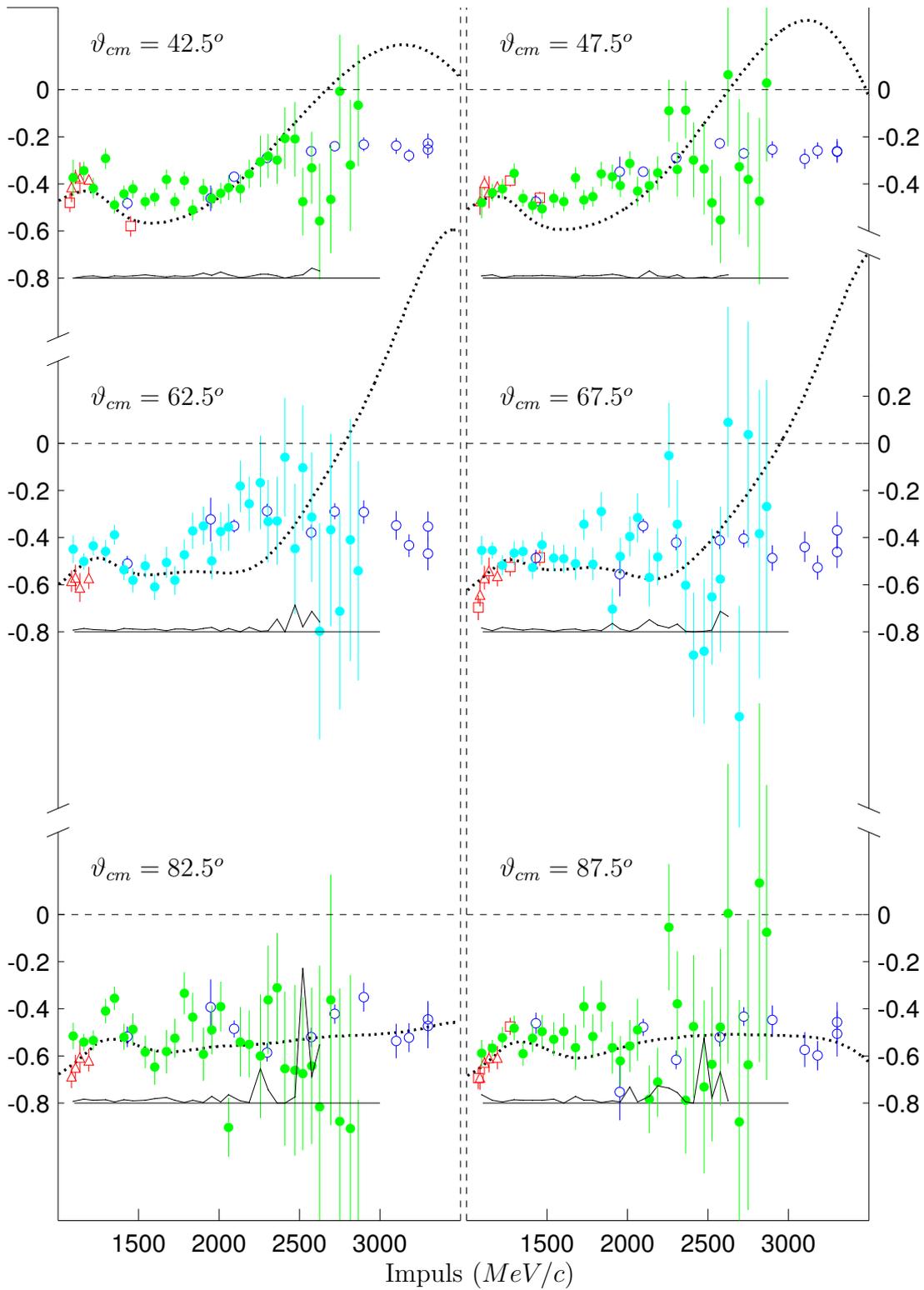


Abbildung 6.13.b: Anregungsfunktionen von A_{SS} . Legende siehe Abb. 6.13.a, weitere Erklärungen im Text

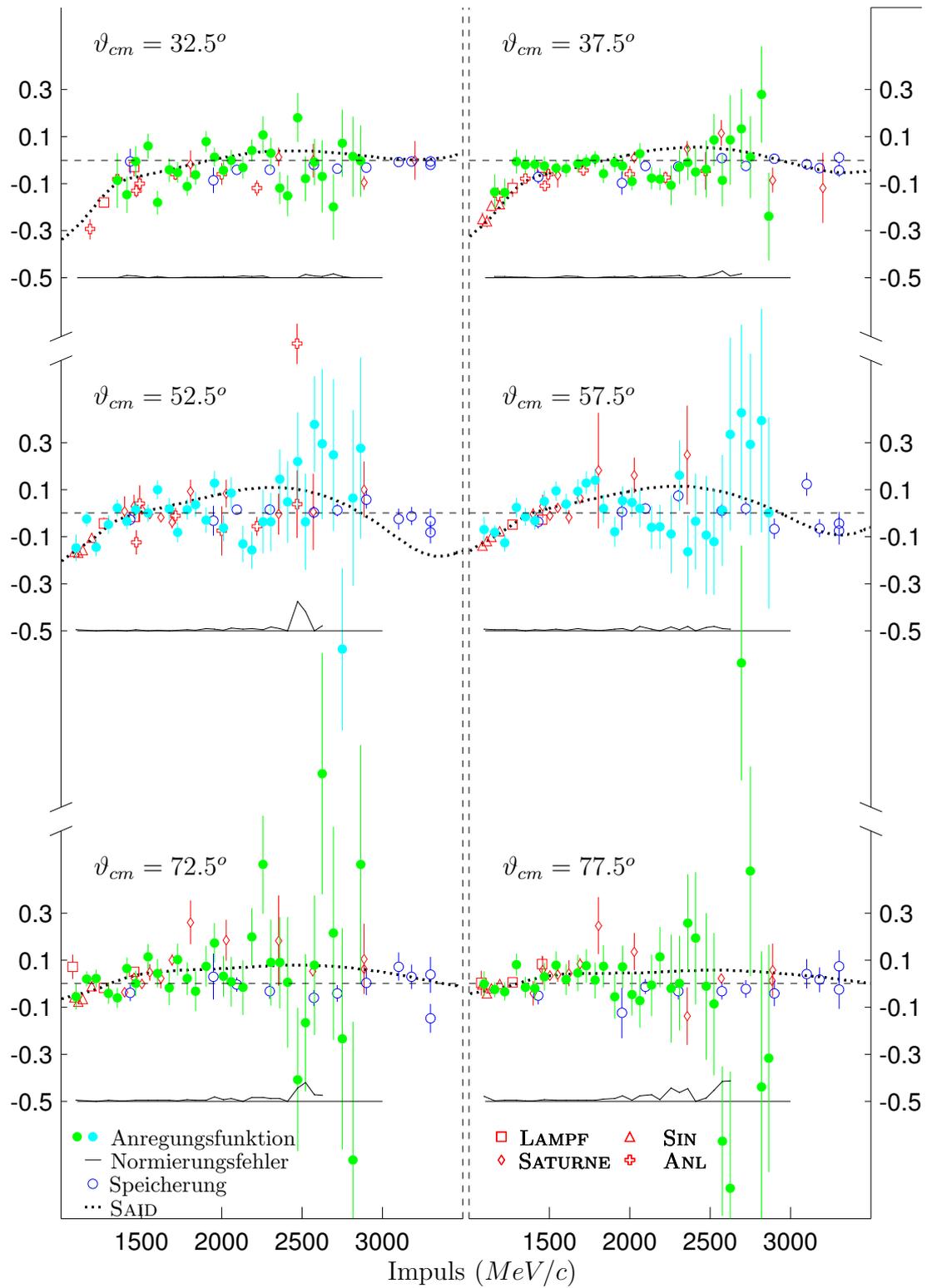


Abbildung 6.14.a: Anregungsfunktionen von A_{SL} , weitere Erklärungen im laufenden Text.

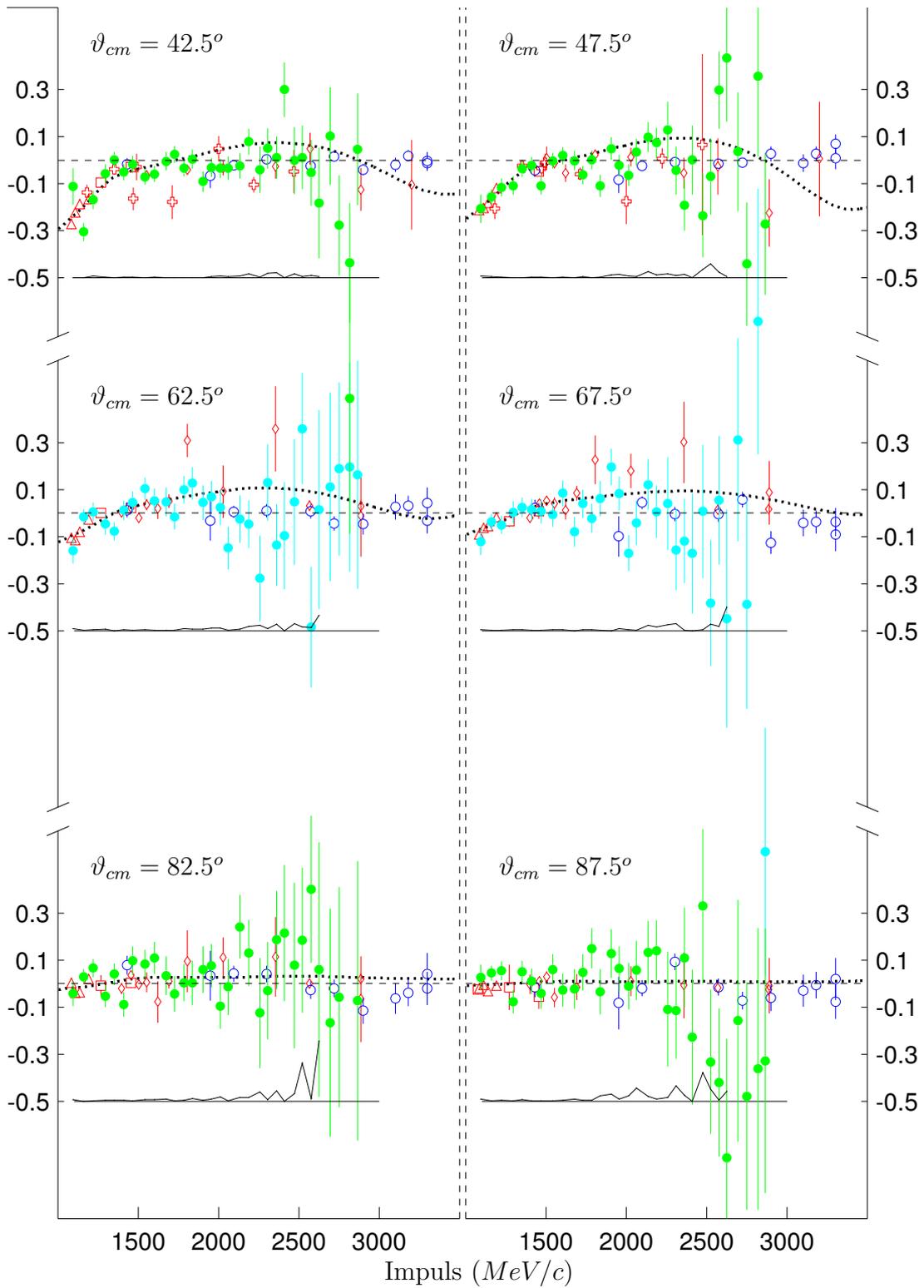


Abbildung 6.14.b: Anregungsfunktionen von A_{SL} . Legende siehe Abb. 6.14.a, weitere Erklärungen im Text

6.5.3 Spinkorrelation A_{SL}

Die dritte gemessene Spinkorrelation A_{SL} hat einen sehr schwachen Effekt auf den Streuprozess. Bisher existierende Messungen am SATURNE ([Les88], [Per88], [Fon89], [All98a]), LAMPF ([Gla92]) und ANL ([Aue83]) weichen nur wenig von null ab und sind mit beträchtlichen statistischen Fehlern behaftet. Die Streuphasenanalyse ist entsprechend flach und verliert ab $\vartheta_{cm} = 60^\circ$ fast völlig an Struktur. Den stärksten Einfluss hat A_{SL} unterhalb von $1400 \text{ MeV}/c$ bei kleinen Winkeln. Mit wachsendem Impuls wechselt die Observable zweimal das Vorzeichen, wobei die maximale Variation nicht größer als 0.4 ist. Es können keine Diskrepanzen zwischen dem bestehenden Datensatz, der Streuphasenlösung und den neuen Daten festgestellt werden.

6.5.4 A_{LL} unter $\vartheta_{cm} = 90^\circ$

Neben A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} kann ein weiterer Korrelationskoeffizient der doppelt polarisierten Streuung bestimmt werden. Aus Symmetrie- und Erhaltungssätzen folgt im symmetrischen Winkel ([Bys78]):

$$A_{LL} = A_{NN} - A_{SS} - 1 \quad (6.3)$$

Abbildung 6.15 zeigt eine aus den im Experiment bestimmten Observablen näherungsweise ermittelte Anregungsfunktion von A_{LL} unter $85^\circ < \vartheta_{cm} < 90^\circ$. Vorliegende Daten anderer Experimente stammen aus der Zeit vor 1992 und erstrecken sich bis zu $1500 \text{ MeV}/c$ (wiederum ANL [Aue78] sowie SIN [Apr83] und

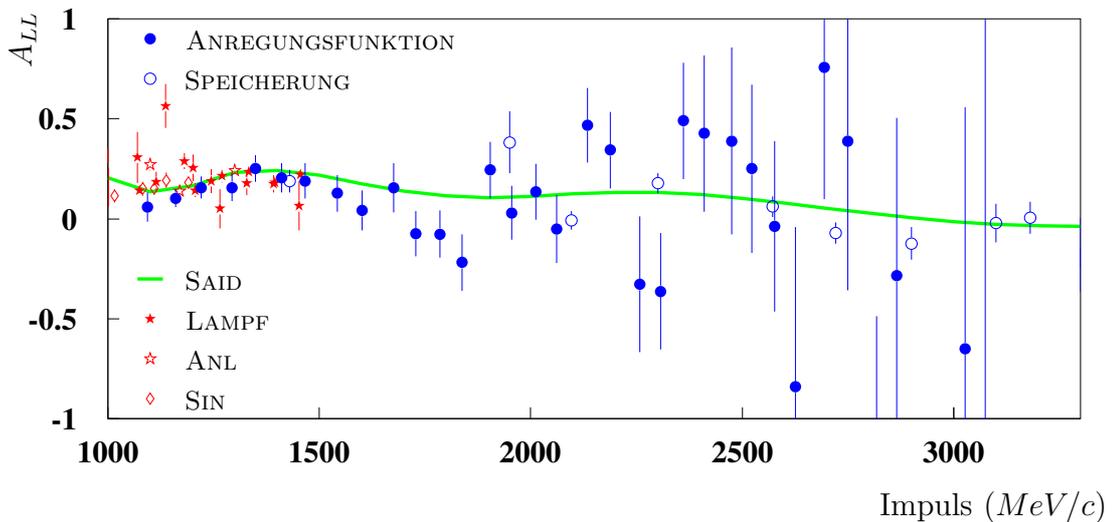


Abbildung 6.15: A_{LL} unter $\vartheta \approx 90^\circ$. Bestimmt aus zwei weiteren Spinkorrelationskoeffizienten des EDDA-Experimentes. Es können keine signifikanten Unterschiede erkannt werden.

LAMPF [Aue84], [Gla92]). Die Streuphasenlösung aus SAID zeigt keine signifikanten Unterschiede, die entsprechend schon in A_{NN} bzw. A_{SS} hätten auffallen müssen.

A_{LL} bei polarisationsumkehrenden Resonanzen?

Es gibt während der Beschleunigung des COSY-Strahls zwei Resonanzen, die eine totale Polarisationsumkehr bewirken ($p \approx 1259 \text{ MeV}/c$ und $p \approx 1871 \text{ MeV}/c$). Hierbei darf sich lediglich die Richtung des Polarisationsvektors ändern, ein Betragsverlust (im schlimmsten Fall ist $|\vec{P}| = 0$) ist dauerhaft und nicht wieder rückgängig zu machen. Die Resonanz zwingt also dem Polarisationsvektor eine halbe Drehung auf, die im besten Fall bedeutet, dass direkt auf der symmetrischen Resonanz die Strahlpolarisation in Strahlrichtung zeigt. Mit einem Haltefeld des Atomstrahltargets in die gleiche Richtung besteht dann die Möglichkeit, die Spinkorrelation A_{LL} zu ermitteln.

Das Statistik bedeutet die stärkste Einschränkung bei diesem Vorgehen. Das Umklappen $P_y \rightarrow -P_y$ lässt sich auf ein weniger als $2 \text{ MeV}/c$ breites Intervall einschränken. Andererseits ist es nicht möglich, die beiden anderen Komponenten P_x und P_z in diesem engen Impulsbereich befriedigend zu bestimmen. Hinzu kommt, dass diese Polarisationsanteile sich innerhalb des engen Intervalls auf- und wieder abbauen müssen, wodurch die effektive Polarisation sinkt. Diese geht aber quadratisch in die Güte der Analyse ein. Das Verfahren liefert im Rahmen der zur Verfügung stehenden Daten keine brauchbaren Ergebnisse.

6.6 Konsistenz der Analysierstärke

Die Analysierstärke ist in der vorliegenden Analyse aus den veröffentlichten Daten ([Alt00]) des EDDA-Experimentes durch eine Legendre-Anpassung ermittelt worden (siehe hierzu Kapitel 5.2). Die Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten ist damit nicht weiter abhängig von anderen, externen Experimenten und durch den Normierungsfehler σ_{norm} in A_N von der Güte der Anpassung geprägt. In [Bü99] sind verschiedene Datensätze früherer Messungen der Analysierstärke mit hoher, statistischer Qualität und möglichst großer Überdeckung des Akzeptanzbereiches zur Bestimmung der Targetpolarisation und damit zur Normierung der Analysierstärke geprüft worden. Letztendlich wurden 12 Datenpunkte ([McN90]) bei 730 MeV zur Normierung gewählt, die die verbleibende Abhängigkeit zu nur noch einem anderen Experiment darstellen.

Bestimmung der Analysierstärke

Bei der Messung der Spinkorrelationskoeffizienten sind alle Voraussetzungen zur Bestimmung der Analysierstärke (siehe Kapitel 5.1.1) weiterhin gegeben. Die Targetpolarisation $\pm Q_z$ kann verworfen werden, aber sowohl $\pm Q_x$ als auch $\pm Q_y$ führen auf die Asymmetrien der einfach polarisierten Messung, wenn die Strahlpolarisation $\pm P_y$ ignoriert (also über beide Orientierungen addiert) wird. In diesem

Fall sind auch die depolarisierenden Resonanzen irrelevant, so dass die Impuls-einteilung während der Beschleunigung wieder äquidistant mit $\Delta p = 30 \text{ MeV}/c$ gewählt werden kann.

Die Datenmenge ist im Vergleich mit der rein einfach polarisierten Messung um etwa einen Faktor zwei niedriger.⁷ Abbildung 6.16 zeigt an drei beispielhaft gewählten Anregungsfunktionen die Übereinstimmung der Ergebnisse, Tabelle 6.3 fasst die χ_{red}^2 der 15 Anregungsfunktionen zu verschiedenen Polarwinkeln zusammen. Weiterhin gibt es einzelne χ_{red}^2 zu insgesamt 77 Winkelverteilungen, von denen lediglich zehn größer als 1.2 sind und deren Maximalwert $\chi_{red,max}^2 = 2.07$ beträgt. Einzelne Winkelverteilungen sind nicht repräsentativ, wenn der

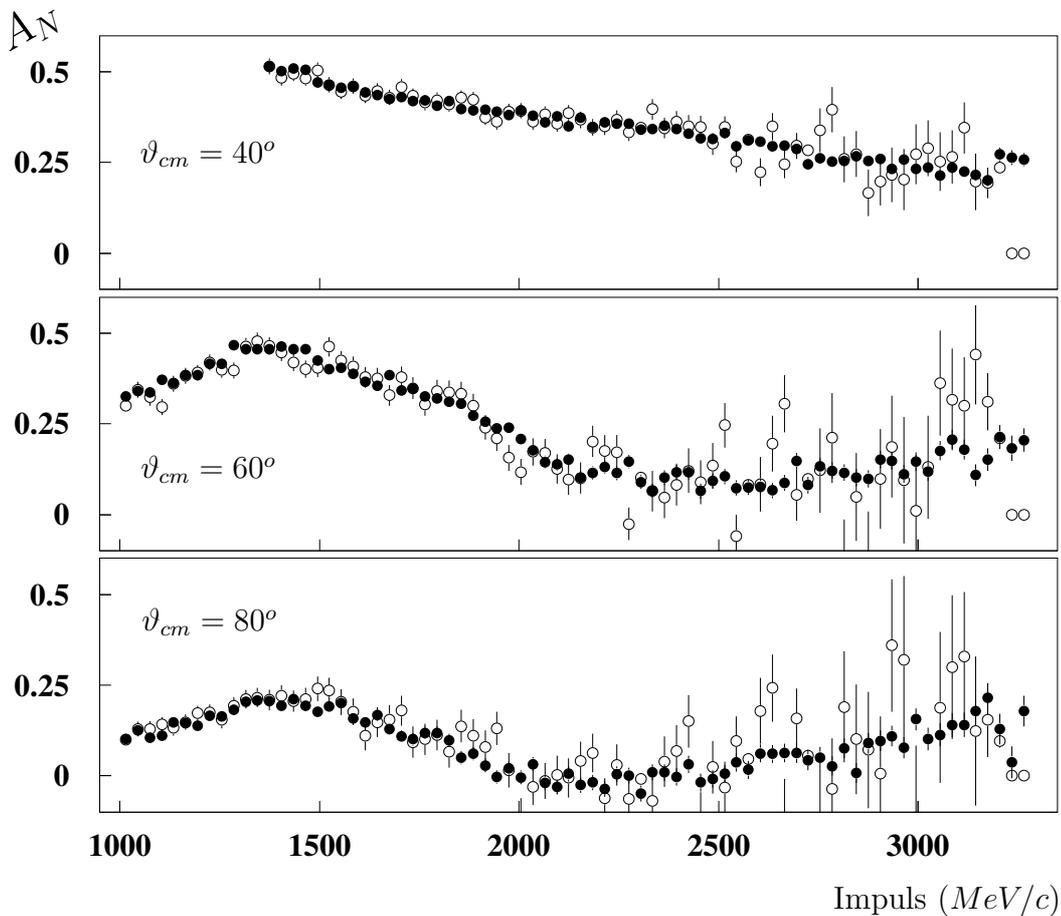


Abbildung 6.16: Vergleich von Anregungsfunktionen der Analysierstärke aus bereits veröffentlichten Ergebnissen (geschlossene Symbole, [Alt00]) und aus der vorliegenden Datenmenge der doppelt polarisierten Streuung (offene Symbole) ermittelten Resultaten. Die Übereinstimmung der Ergebnisse ist besonders wichtig für die Bestimmung der Polarisationen, wie sie in 5.2 dargestellt wurde.

⁷Im Gegensatz zur doppelt polarisierten Messung kann die komplette Entschleunigung in die Betrachtung mit einbezogen werden.

| ϑ_{cm} | χ_{red}^2 | ϑ_{cm} | χ_{red}^2 | ϑ_{cm} | χ_{red}^2 | ϑ_{cm} | χ_{red}^2 |
|------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|
| 32° | 0.73 | 36° | 0.78 | 40° | 0.84 | 44° | 1.09 |
| 48° | 0.95 | 52° | 0.75 | 56° | 0.78 | 60° | 1.53 |
| 64° | 1.17 | 68° | 1.01 | 72° | 0.79 | 76° | 0.71 |
| 80° | 1.05 | 84° | 0.79 | 88° | 1.08 | | |

Tabelle 6.3: Konsistenz der Analysierstärke zwischen der vorliegenden Datenmenge und den veröffentlichten Daten [Alt00] in 15 verschiedenen Anregungsfunktionen. Daraus resultiert $\chi_{red}^2 = 0.93$ für die insgesamt 1092 Datenpunkte umfassende Datenmenge.

Impulsschwerpunkt der Zählraten nicht in der Mitte des Impulsintervalles liegt. Dies kann passieren, wenn eine Messung zu festem Impuls nahe an einer der Intervallgrenzen liegt, z.B. ist $\chi_{red}^2 = 1.41$ für $3090 \text{ MeV}/c \leq p \leq 3120 \text{ MeV}/c$ inklusive der Festimpulsmessung bei $3100 \text{ MeV}/c$.

Es können keine systematischen Abweichungen zwischen den beiden Datensätzen erkannt werden, die auf Veränderungen des Detektoraufbaus schließen lassen würden. Dieses Resultat ist besonders wichtig, da die Analysierstärke allein aus Daten des EDDA-Experimentes angepasst wird, um die Polarisierungen in dieser Arbeit zu bestimmen. Die Grundlage der Anpassung bleibt aufgrund der besseren Statistik weiterhin die bereits veröffentlichte Datenmenge.

6.7 Systematische Fehler

Das erweiterte *Proper-Flip*-Verfahren eliminiert falsche Asymmetrien in erster Näherung. Der Betrag der Polarisation darf sich bei Richtungsumkehr allerdings nicht verändern. Eine Verkippung der magnetischen Haltefelder hat neben einer Falschausrichtung der Polarisation auch einen Einfluss auf den Betrag der relevanten Polarisation. Ein unpolarisierter Untergrund, etwa in Außenbereichen des Haltefeldes, sollte nur die Polarisation, nicht aber die Korrelationskoeffizienten betreffen. Die zugrundeliegenden Fehlerquellen lassen sich für falsche Asymmetrien in Monte-Carlo-Simulationen näher untersuchen und teilweise durch das Fitverfahren ausräumen.

Inelastische Reaktionen, die verstärkt mit wachsendem Strahlimpuls auftreten, sind nur indirekt zu erkennen. Die für eine Simulation nötigen Daten sind für die polarisierte Streuung sehr dürftig bzw. völlig unbekannt. Eine Abschätzung des inelastischen Untergrundes wird intrinsisch durch die Datenanalyse versucht.

Die Normierungsunsicherheiten aus der Anpassung der Analysierstärke lassen sich, wie in Kapitel 5.2 dargestellt, berechnen und werden in Anhang A gesondert angegeben.

6.7.1 Falsche Asymmetrien

Die offensichtlichste Ursache für falsche Asymmetrien ist eine Verkippung des COSY-Protonenstrahles, da die Streureaktionen nicht mehr symmetrisch zur z -Achse des Detektorkoordinatensystems ablaufen. Ebenso führt ein Versatz des Strahles in der x - y -Ebene zu einer Verletzung der vorausgesetzten Symmetrie. Ähnliche Auswirkungen entstehen, wenn die Innenschale des Detektors gegenüber der Außenschale nicht exakt konzentrisch angebracht ist. Dies schließt sowohl einen Versatz als auch eine Verkippung der beiden Komponenten ein.

Die Effekte der falschen Asymmetrien auf die Observablen lassen sich in Simulationsuntersuchungen abschätzen, siehe hierzu Abbildung 6.17. Ein Szenario in [Lin00] zeigt unter den jeweils maximalen Annahmen für die Ursachen falscher Asymmetrien die Robustheit des *Proper-Flip*-Verfahrens auf. Die in die Simulation eingehenden Observablen konnten mit einem Signifikanzniveau von mehr als 99.9% unter teilweise unrealistisch großen Abweichungen von den idealen Annahmen reproduziert werden.

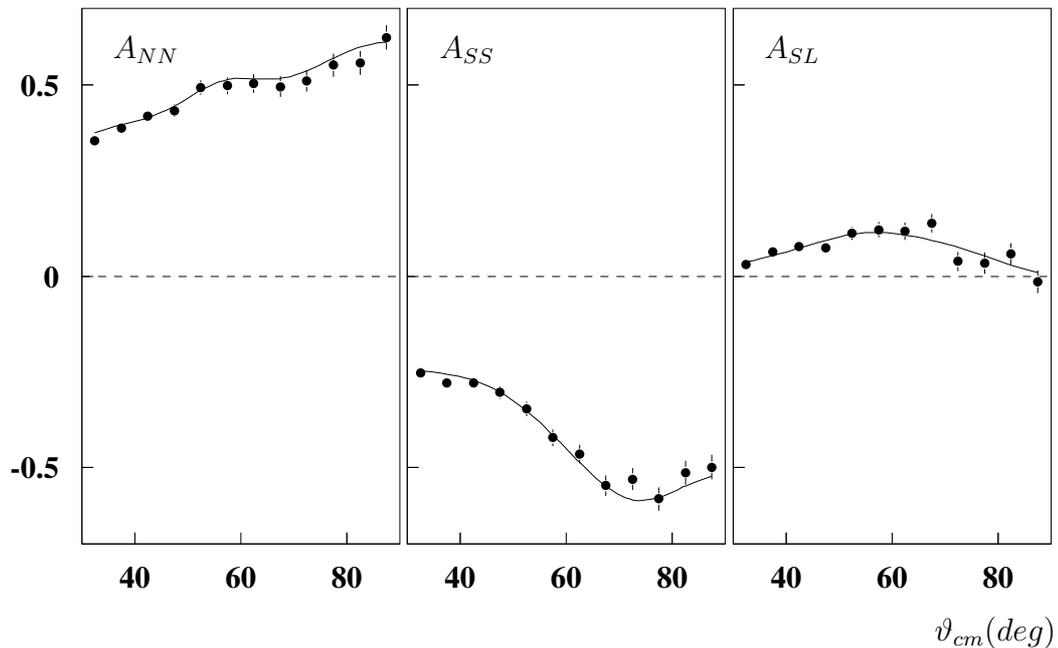


Abbildung 6.17: Simulationsuntersuchung zur Abschätzung falscher Asymmetrien. Die Ergebnisse der Simulation sind mit den Methoden der Datenanalyse ermittelt worden. Die durchgezogene Linie ist die Streuphasenanalyse FA00, die der Simulation zugrunde liegt. In der Abbildung sind beispielhaft die Ergebnisse bei einem Impuls von 2300 MeV/c dargestellt.

6.7.2 Betragsunterschiede bei Umkehr der Polarisationsrichtung

Bei der Bestimmung der geometrischen Mittel im Asymmetrieverfahren wird davon ausgegangen, dass der Betrag der Polarisation der verschiedenen Richtungen gleich ist. Im Atomstrahltarget ist die Präparation der Polarisation unabhängig von deren Ausrichtung und die vorherige Annahme gerechtfertigt. Anders verhält es sich beim COSY-Protonenstrahl, bei dem die Polarisationsausrichtung bereits während der Präparation geschehen muss. Eine spätere Ausrichtung der elektrisch geladenen Protonen durch Magnetfelder wird in diesem Fall durch die erheblich stärkere Lorentzkraft verhindert. Die zwei zur Verfügung gestellten Polarisationsrichtungen müssen demnach getrennt präpariert werden. Dies geschieht mittels unterschiedlicher Hochfrequenzübergänge (siehe Abbildung 4.7) bei der Übertragung der Hüllen- auf die Kernpolarisation⁸.

Im Fitverfahren erhält man Zugang zu den Beträgen aller eingestellten Polarisationen, und deren Unterschiede ergaben sich allesamt geringer als die statistischen Unsicherheiten. Unterschiede in den Polarisationsbeträgen sind eingehend in Simulationsuntersuchungen betrachtet worden. Hierbei ist besonders bemerkenswert, dass Abweichungen in den Beträgen der Polarisationen von $\Delta P = P_{\uparrow} - P_{\downarrow} < 0.1$ vom Asymmetrieverfahren bereinigt werden, obwohl die Annahmen für die Bildung der geometrischen Mittel nicht ideal erfüllt sind. Das Signifikanzniveau beträgt selbst unter solch extremen Eingaben mehr als 99%.

6.7.3 Fehlausrichtung der Polarisation

Für das Asymmetrieverfahren ist in guter Näherung die Projektion der Polarisation auf die vorgegebene Koordinatenachse (x , y oder z) ausschlaggebend. Andere Komponenten werden weitgehend eliminiert und haben einen äußerst geringen Einfluss auf die Analysierstärke und die Korrelationskoeffizienten. Die Methoden in Kapitel 5 können herangezogen werden, um Fehlkomponenten der Polarisation zu ermitteln, die Bestimmung der Polarisationen P_x und P_y kann mit jeder der drei Zählratenverteilungen unterschiedlicher Haltefeldorientierung erfolgen. Dies gelingt jedoch nicht für Fehlkomponenten in z -Richtung, da die Polarisation P_z nicht getrennt bestimmt werden kann.

Man muss nach der Ursache zwei Arten von Fehlkomponenten unterscheiden. Eine Fehlausrichtung der magnetischen Spulenkonstruktion verursacht bei einer Änderung der Haltefeldrichtung auch einen Wechsel des Vorzeichens der Fehlkomponente. Sie werden im Asymmetrieverfahren eliminiert und lassen sich getrennt bestimmen. Andere Fehlkomponenten entstehen durch konstante Magnetfelder am Wechselwirkungspunkt, z. B. das Erdmagnetfeld oder andere Streufelder vom

⁸In der Protonenquelle sorgt ein *Intermediate field* für die Präparation von $+P_y$, durch einen *Weak field*-Übergang erhält man $-P_y$.

Beschleuniger. Vor Beginn der letzten Phase des Experimentes sind die Restfelder vermessen worden, um sie durch die Spulenkonstruktion bei der Erzeugung der Halfelder gleichzeitig zu kompensieren ([Eys00]). Konstante Fehlkomponenten können nicht im Asymmetrieverfahren ermittelt werden, sie ergeben sich jedoch durch das Fit-Verfahren (siehe auch vorherigen Abschnitt).

Das Asymmetrieverfahren liefert jeweils Fehlkomponenten in x - und y -Richtung zu jeder Haltefeldorientierung. Die Resultate der Asymmetrien lassen im Rahmen der zugrundeliegenden Statistik systematische Unterschiede unterhalb von 1% zu. Die Ergebnisse sind im Einklang mit den Messungen des Haltefeldes und des Fitverfahrens.

In Simulationsuntersuchungen ist der mögliche energieabhängige Einfluss einer verkippten Polarisierung auf die Korrelationskoeffizienten überprüft worden. Abbildung 6.17 zeigt beispielhaft einen Vergleich der simulierten Daten mit den, der Simulation zugrundeliegenden Größen bei 2300 MeV/c in Form von Winkelverteilungen. Hierbei ist eine haltefeldabhängige Fehlausrichtung der Polarisierung von 5% angenommen worden, die das Asymmetrieverfahren erkennen und ermitteln konnte. Der Einfluss auf die Korrelationskoeffizienten ist nicht systematisch und bleibt im Rahmen der statistischen Genauigkeit.

6.7.4 Inelastischer Untergrund

Der EDDA-Detektor verfügt über keine Möglichkeit der Teilchidentifikation und muss die Auswahl der elastischen Streueignisse allein durch die Kinematik der Reaktion treffen. Bei Verwendung von Polypropylen-Fädchentargets konnte der inelastische Untergrund durch reine Kohlenstofftargets abgeschätzt und subtrahiert werden, das Atomstrahltarget hat diese Option nicht.

Es hat verschiedene Ansätze gegeben, den Anteil des inelastischen Untergrundes abzuschätzen. Simulationen leiden dabei an einer schlechten Kenntnis der Wirkungsquerschnitte, die insbesondere für polarisierte Prozesse kaum vorhanden sind. Dies ist besonders wichtig, da das spinabhängige Verhalten des Untergrundes verschiedene Effekte haben kann. Im einfachsten Fall verschwinden die Spinobservablen des Untergrundes, dadurch verringert sich deren Betrag bei zunehmendem Untergrund. Sie können jedoch auch verstärkend wirken oder ein entgegengesetztes Vorzeichen haben, zudem müssen nicht alle inelastischen Reaktionen gleichartiges Verhalten zeigen. Ein genaues Verständnis der einzelnen Prozesse ist allerdings nicht unbedingt nötig, wenn allein deren Wirkung auf die Observablen von Interesse ist.

Die erfolgreichste Herangehensweise gelingt hierbei über das kinematische Defizit α . Die Akzeptanzgrenze α_{max} wird in vernünftigen Grenzen variiert, wodurch der Anteil des inelastischen Untergrundes in der Analyse zu- oder abnimmt, vergleiche hierzu Abbildung 6.18. Dabei greifen die Observablen der inelastischen Reaktionen direkt auf die zu bestimmenden Observablen der elastischen Streuung durch. Die Werte der ermittelten Spinobservablen sind demnach abhängig

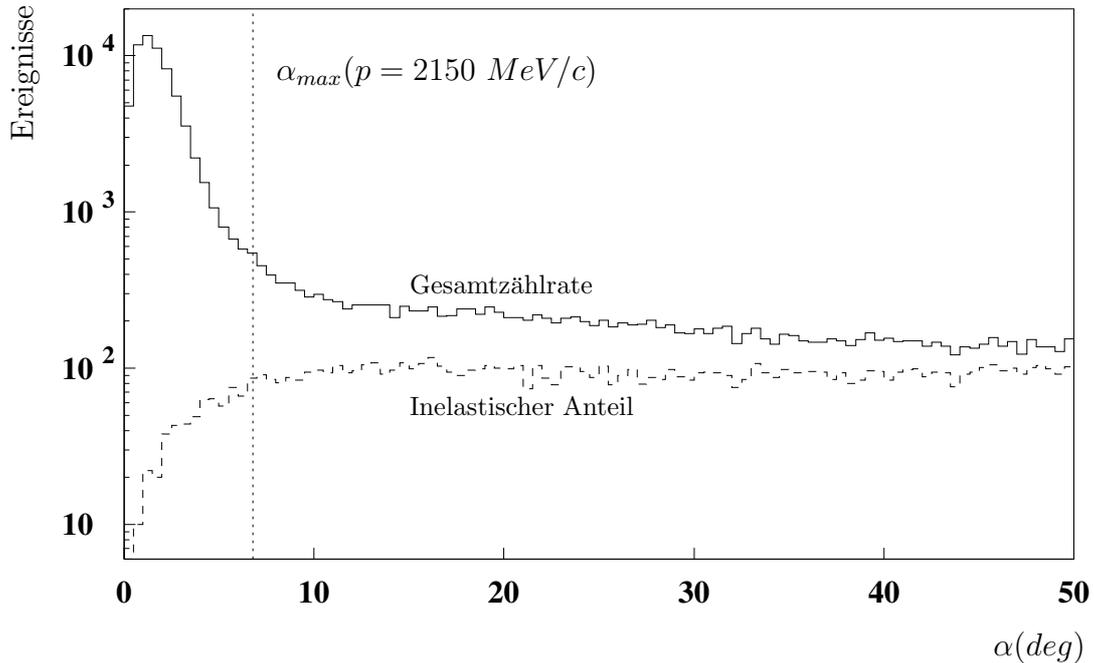


Abbildung 6.18: Simulation inelastischer und elastischer Reaktionen für einen Strahlimpuls von $2150 \text{ MeV}/c$. Die genaue Kenntnis des (gestrichelt dargestellten) Untergrundanteils inelastischer Reaktionen ist nicht unbedingt nötig. Durch Variation von α_{max} werden die Auswirkungen auf die gemessenen Observablen betrachtet.

vom akzeptierten kinematischen Defizit. Auch ohne genaue Kenntnis des quantitativen Untergrundanteils läßt sich ein systematischer Fehler für die Spinkorrelationskoeffizienten angeben, indem deren Veränderungen bei Variation von α_{max} verfolgt werden.

Abbildung 6.19 zeigt die maximalen Abweichungen der Spinobservablen als Funktion des Polarwinkels und des Impulses in der Rampe bei verändertem, kinematischem Defizit. Der inelastische Anteil nimmt allgemein mit der Energie und dem Streuwinkel zu, bei kleinen Impulsen bleibt der Einfluss auf die Spinkorrelationskoeffizienten unter 0.02 und steigt bis deutlich über 0.1 bei Impulsen über $2500 \text{ MeV}/c$. Der Versuch, eine stetige Funktion $f(p, \vartheta_{cm})$ zweiter Ordnung an die Verteilungen in Abbildung 6.19 anzupassen, wird von der guten Statistik bei kleinen Impulsen dominiert. Die obere Grenze für den inelastischen Anteil liegt dann unterhalb von 0.1 in allen drei Observablen.

Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn man die Abweichungen mit dem jeweiligen statistischen Fehler gewichtet. Die Winkelabhängigkeit ist sehr gering, und die Impulsabhängigkeit ist im Wesentlichen linear und nur schwach quadratisch. Bis auf wenige Ausnahmen sind die Unterschiede durch Variation von α_{max} kleiner als die statistischen Unsicherheiten. Große Abweichungen können im Rah-

men der Statistik nicht zweifelsfrei dem inelastischen Untergrund zugeordnet werden. Dies betrifft im Wesentlichen die hinteren Bereiche der hohen Impulse ($p \geq 2500 \text{ MeV}/c$), die in Abbildung 6.19 farblich abgesetzt sind.

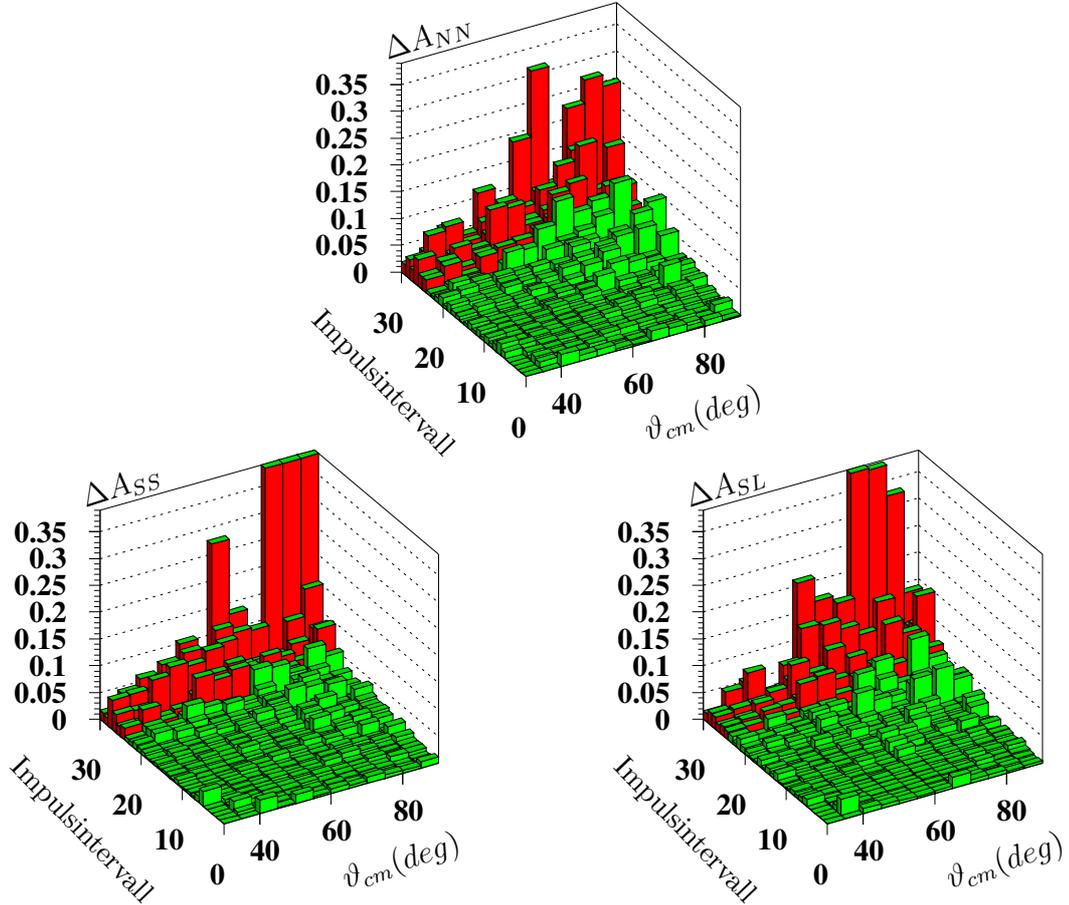


Abbildung 6.19: Die Wirkung des inelastischen Untergrunds auf die Spinkorrelationskoeffizienten wird über Variation des akzeptierten, kinematischen Defizits α_{max} abgeschätzt. Die Impulsintervalle überdecken einen Bereich von $1060 \text{ MeV}/c \leq p \leq 2890 \text{ MeV}/c$. Im Bereich oberhalb $p \geq 2500 \text{ MeV}/c$ (farblich abgesetzt) liefern die Festimpulsmessungen statistisch signifikantere Ergebnisse (siehe Abbildung 6.20).

Messungen bei festen Impulsen

Da die Flattop-Messungen überwiegend eine deutlich umfangreichere Datenbasis aufweisen als die entsprechenden Impulsintervalle während der Beschleunigung, sollte der Anteil der inelastischen Reaktionen die Statistik dominieren und klar zu erkennen sein. Abbildung 6.20 enthält drei beispielhafte Winkelverteilungen zwischen $2300 \text{ MeV}/c \leq p \leq 3180 \text{ MeV}/c$ mit sehr guter statistischer Grundlage.

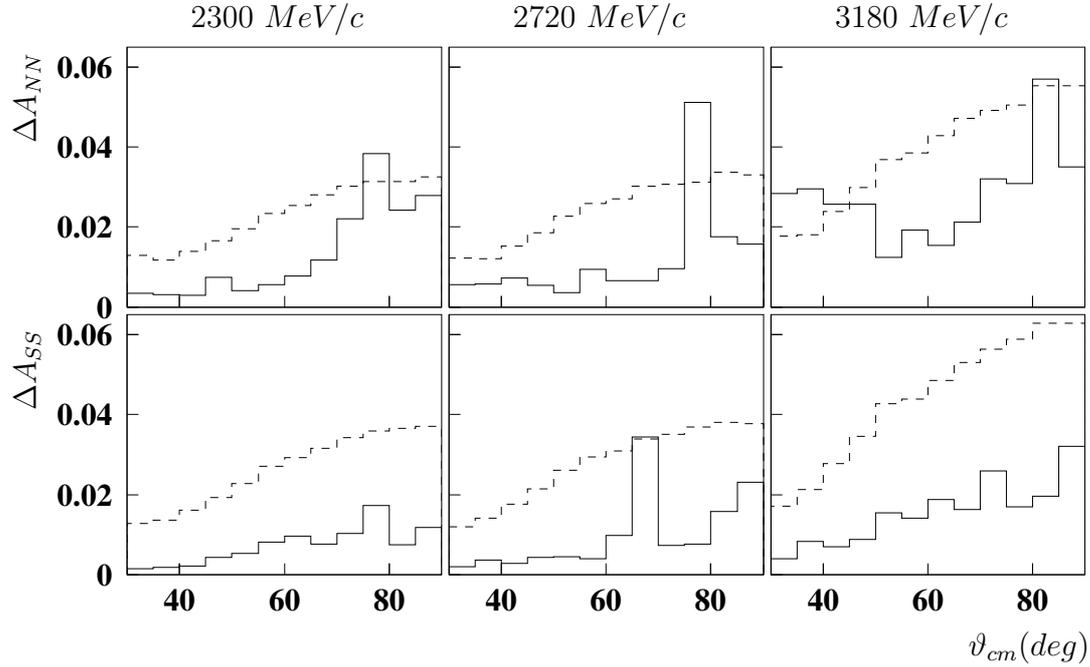


Abbildung 6.20: Wirkung des inelastischen Untergrundes auf A_{NN} und A_{SS} bei drei beispielhaft gewählten Festimpulsmessungen mit erhöhter Zählratenstatistik. Zum Vergleich mit den systematischen Abweichungen (durchgezogene Linien) sind die statistischen Fehler der Observablen gestrichelt dargestellt. Vergleiche auch Abbildung 6.19.

Auch hier sind die Abweichungen durch Variation des akzeptierten, kinematischen Defizits überwiegend kleiner als die statistischen Fehler. Ansonsten erkennt man keine abweichenden Tendenzen im Vergleich mit Abbildung 6.19, ähnlich den Abbildungen 6.12.a bis 6.14.b können aus den Resultaten der Festimpulsmessungen die systematischen Fehler oberhalb von $p \geq 2500 \text{ MeV}/c$ mit größerer Sicherheit geschlossen werden. Der Effekt des Untergrundes inelastischer Reaktionen in den drei betrachteten Observablen ist kleiner als 0.06, eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse bei festen Impulsen ist in [Ul04] enthalten.

6.7.5 Unpolarisierter Untergrund

Durch Rekombination von Wasserstoffatomen zu molekularem Wasserstoff und Bereiche mit verschwindendem, magnetischen Haltefeld entsteht ein unpolarisierter Untergrund an Targetprotonen. Der COSY-Protonenstrahl ist zudem nicht homogen spinausgerichtet, mit zunehmendem Abstand vom Maximum des gaußverteilten Protonenpakets (senkrecht zur Bewegungsrichtung) sinkt die Strahlpolarisation. Der dadurch entstehende Anteil an unpolarisierten Streuereignissen kann nur teilweise durch die Analyse erkannt und verworfen werden, indem z. B.

ganze Vertexbereiche unberücksichtigt bleiben (siehe Kapitel 6.1.2). Hiermit ist kein systematischer Fehler verbunden, die effektiven Polarisierungen ergeben sich als Mittelwerte aller polarisierten und unpolarisierten Reaktionen. Der unpolarisierte Untergrund führt aber zu einer Erhöhung der statistischen Unsicherheiten, da die Güte der Ergebnisse quadratisch von der Polarisation abhängt.

6.7.6 Normierungsunsicherheiten

Die Polarisierungen von Strahl und Target werden dem Experiment nicht extern geliefert und müssen aus den vorliegenden Daten selbst extrahiert werden. Für eine erfolgreiche Polarisationsbestimmung ist die Kenntnis der Analysierstärke grundlegend, dies gilt insbesondere für die Strahlpolarisation, die im Verlaufe der Beschleunigung über depolarisierende Resonanzen abnehmen kann. Die in der zweiten Phase des Experimentes gemessene Analysierstärke ist in der vorliegenden Arbeit durch Legendre–Polynome beschrieben (siehe Kapitel 5.2), aus deren Kovarianzmatrix sich ein Beitrag zum Normierungsfehler für die Korrelationskoeffizienten ermitteln lässt. Die Analyse der doppelt polarisierten, elastischen Streuung ist damit unabhängig von Ergebnissen anderer Experimente.

Die Normierungsunsicherheiten werden in den Endergebnissen separat von den statistischen Fehlern angegeben, siehe hierzu die Abbildungen 6.12.a bis 6.14.b sowie die Tabellen A.1 bis A.10 im Anhang ab Seite 127. Der Normierungsfehler der Spinkorrelationskoeffizienten hängt außerdem auch vom zu betrachtenden Impuls ab, da die Intervallgrenzen bei Verwendung eines polarisierten Projektilstrahls nicht mehr äquidistant liegen (siehe Kapitel 6.3.1). Die Impulsabhängigkeit ist in der Legendre–Anpassung berücksichtigt und muss maximal $\Delta p = 15 \text{ MeV}/c$ abdecken, so dass die Effekte bei den vorhandenen kleinen Gradienten dA_N/dp der Analysierstärke gering bleiben.

6.7.7 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Die Ursachen systematischer Fehler und deren Effekte sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst. Es sind nur Quellen systematischer Fehler aufgeführt, die nicht

| Ursache | maximaler Fehler |
|--------------------------------------|------------------|
| Fehlausrichtung der Polarisation | 0.01 |
| Betragsunterschiede der Polarisation | 0.01 |
| Inelastischer Untergrund | 0.06 |
| Gesamte Unsicherheit | 0.06 |

Tabelle 6.4: Zusammenfassung der systematischen Fehler. Die Normierungsunsicherheiten durch die Analysierstärke sind impulsabhängig und in den Tabellen A.1 bis A.10 angegeben.

durch entsprechende Verfahren korrigiert oder aus den Daten separiert wurden. Dies sind im Besonderen die Detektorakzeptanz und Unterschiede in der Luminosität bzw. der Anzahl der Strahlprotonen (Details hierzu in Kapitel 6.2).

6.8 Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden

Die Ergebnisse der Spinkorrelationskoeffizienten aus dem EDDA-Experiment sind dem Weltdatensatz hinzugefügt worden, um bei fünf verschiedenen Energien zwischen $1300 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2400 \text{ MeV}$ die Amplitudenmatrix mit Hilfe einer direkten Rekonstruktion zu bestimmen. In [Bau03] sind bereits erste Lösungen für 2100 MeV veröffentlicht worden.

Da auf Ergebnisse anderer Messungen zurückgegriffen werden muss, liegen nicht notwendigerweise alle Observablen des vollständigen Experiments bei exakt gleichen Winkeln. Die direkte Rekonstruktion erfolgt demnach unter ausgewählten Streuwinkeln, für die man gegebenenfalls einen Teil der Observablen linear interpolieren muss. Außerdem können die Energien der verschiedenen Experimente um bis zu $\Delta T_{Lab} \leq 20 \text{ MeV}$ voneinander abweichen. Dabei ist zunächst zu prüfen, ob die erweiterte Datenbasis eine Einschränkung der bisher möglichen Lösungen erlaubt und zudem eine Verbesserung der Rekonstruktion bedeutet. Das χ^2 der Anpassung ist auch ein Maß dafür, wie weit die neuen Observablen sich in den bestehenden Datensatz einfügen und konsistent mit anderen Messgrößen sind. Tabelle 6.5 fasst die Datenbasis bei den betrachteten Energien zusammen, die um die Daten der vorliegenden Arbeit ergänzt wurden. Außerdem finden sich in der Tabelle die Quellen der herangezogenen Observablen.

Die Anpassung der neun unabhängigen Streuamplituden erfolgt im System der invarianten Amplituden für feste Streuwinkel ϑ_{cm} und wird dann ins Helizitätssystem transformiert, in dem die Eigenschaften der Wechselwirkung besonders klar hervortreten (siehe Kapitel 2.2.4). Die Observablen der Proton-Proton-Streuung können durch bilineare Formen der Helizitätsamplituden ausgedrückt werden ([Bou80]), unter anderem sind:

$$A_{SS} \cdot \sigma_0 = \text{Re}(\phi_1 \phi_2^* + \phi_3 \phi_4^*) \quad (6.4)$$

$$A_{NN} \cdot \sigma_0 = \text{Re}(\phi_1 \phi_2^* - \phi_3 \phi_4^*) + 2|\phi_5|^2 \quad (6.5)$$

Mit $\phi_k = |\phi_k| \exp(i\alpha_k)$ ⁹ folgt daraus:

$$A_{SS} \cdot \sigma_0 = |\phi_1| |\phi_2| \cos(\alpha_1 - \alpha_2) + |\phi_3| |\phi_4| \cos(\alpha_3 - \alpha_4) \quad (6.6)$$

$$(A_{NN} + A_{SS}) \cdot \sigma_0 = 2|\phi_1| |\phi_2| \cos(\alpha_1 - \alpha_2) + |\phi_5|^2 \quad (6.7)$$

⁹Die Winkel α_k sind definiert für $-\pi \leq \alpha_k < \pi$, wodurch die Streuphasenlösung insbesondere in α_5 und teilweise α_4 Stufen aufweisen, die lediglich ein Verlassen des Definitionsbereiches bedeuten aber keinen physikalischen Hintergrund haben. Siehe zum Beispiel α_5 unterhalb $\vartheta_{cm} = 40^\circ$ in Abbildung 6.21.

| Energie | Anzahl der Observablen | Daten weiterer Experimente |
|----------|------------------------|---|
| 1300 MeV | 16 (1,1,10,4) | [Aue83], [Bel80], [DTC89], [Die75],[Fon89], [Kob94],[Lac89b],[Lac89a],[Lac89c],[Lac89d], [Leh87],[Leh88],[Mak80],[Mil77],[Nea67], [Per87],[Per88] |
| 1600 MeV | 16 (1,1,10,4) | [Bal99],[Fon89],[Kob94],[Lac89b],[Lac89a], [Lac89c],[Lac89d],[Leh87],[Leh88],[Per87], [Per88] |
| 1800 MeV | 21 (1,1,11,8) | [All00],[All98a],[All99a],[Bal99],[Fon89], [Kob94],[Lac89b],[Lac89a],[Lac89c],[Lac89d], [Leh87],[Leh88],[Per87],[Per88] |
| 2100 MeV | 19 (1,1,11,6) | [All98a],[All98b],[All98c],[All99a],[Aue82], [Bal99],[Fon89],[Kob94],[Lac89b],[Lac89a], [Lac89c],[Lac89d],[Leh87],[Leh88],[Per87], [Per88] |
| 2400 MeV | 17 (1,1,9,6) | [All01],[All98b],[All98c],[All99b],[Aue82], [Bal99],[DTC89],[Fon89],[Jen80],[Kob94], [Lac89b],[Lac89a],[Lac89c],[Lac89d],[Leh87], [Leh88],[Par73],[Per87],[Per88] |

Tabelle 6.5: Datenbasis für eine direkte Rekonstruktion der Amplitudenmatrix bei fünf festen Energien. Die Anzahl der Observablen ist in Klammern unterteilt nach dem Grad der Polarisation des vermessenen Streuprozesses (unpolarisiert, einfach, doppelt und dreifach polarisiert).

Abbildung 6.21 zeigt beispielhaft die Streuamplituden bei einer Energie von $T_{Lab} = 1600 \text{ MeV}$, Abbildungen zu drei weiteren Energien befinden sich in Anhang B ab Seite 137. Die direkte Rekonstruktion wurde bei Polarwinkeln zwischen $37.5^\circ \leq \vartheta_{cm} \leq 82.5^\circ$ durchgeführt und liefert bei Energien unterhalb von 2100 MeV zwischen einer und acht verschiedenen Lösungen. Die Symbole der rekonstruierten Daten können mit der durchgezogenen Streuphasenlösung SAID FA00 verglichen werden. Allgemein geben beide Verfahren die Amplitudenanteile in qualitativ gleicher Weise wieder. Die Streuphasenlösung beschränkt sich dabei auf eine energieabhängige, optimale Anpassung, wohingegen die direkt rekonstruierten Werte in unterschiedliche Minima fallen können. Dadurch kann es zu abweichenden Lösungen kommen, deren darstellende Symbole abseits der übrigen liegen.

Die einfach spin-flippende Amplitude ϕ_5 ist allgemein schwach, ihre Richtung variiert hingegen stark mit dem Streuwinkel. Als Konsequenz aus der damit verbundenen, schwachen Spin-Bahn-Wechselwirkung sind A_{NN} und A_{SS} etwa vom gleichen Betrag und entgegengesetztem Vorzeichen: $A_{NN} \approx -A_{SS}$. Die doppelt

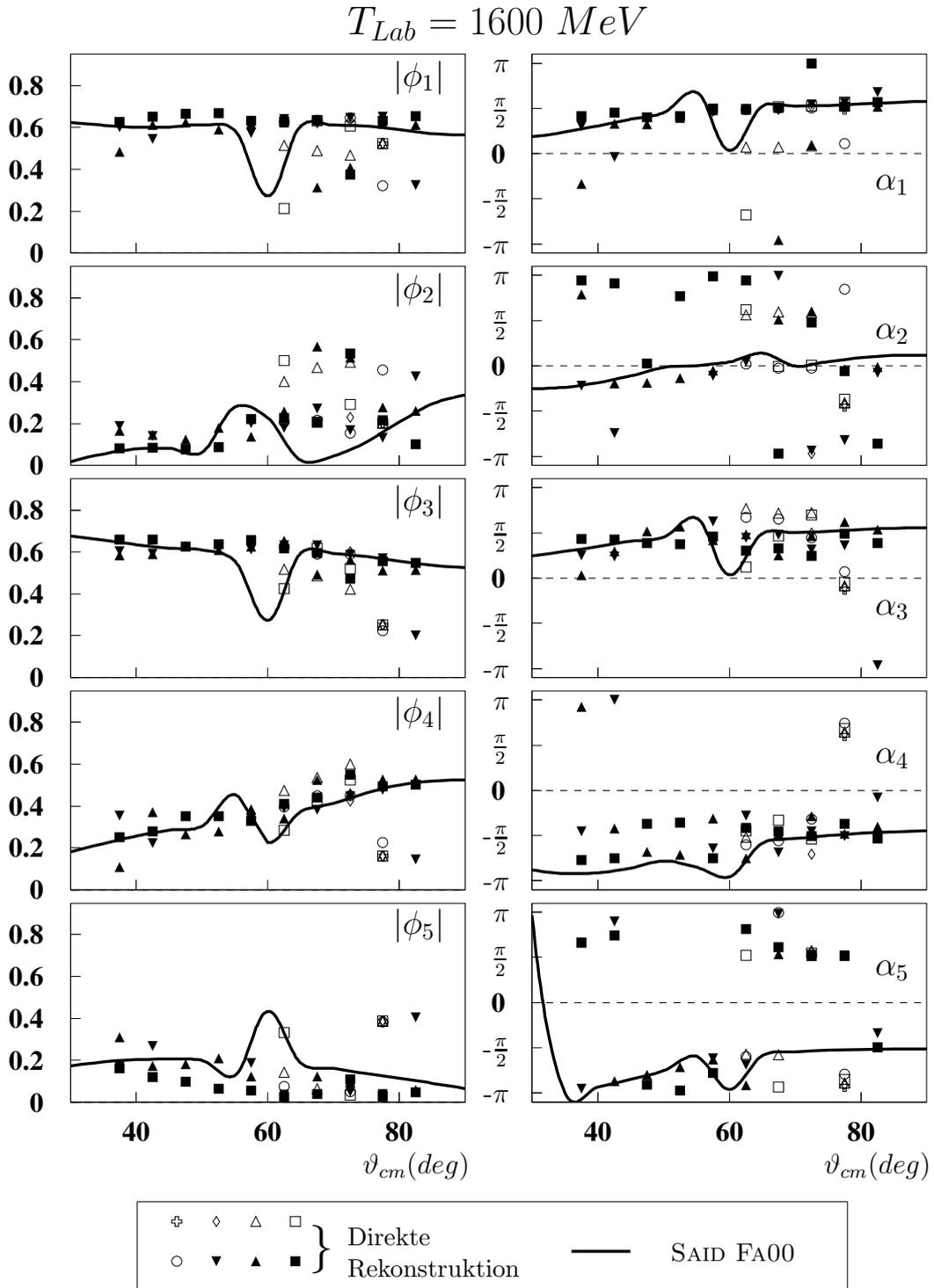


Abbildung 6.21: Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1600 \text{ MeV}$. Es existieren abhängig vom Polarwinkel ϑ_{cm} zwischen einer und acht verschiedenen Lösungen. Zum Vergleich ist die Streuphasenlösung SAID FA00 als durchgezogene Linie angegeben.

spin-flippenden Amplituden ϕ_2 und ϕ_4 gewinnen mit ansteigendem Streuwinkel an Bedeutung, sind jedoch im gesamten Bereich schwächer als die nicht flippenden ϕ_1 und ϕ_3 . Ein Phasenunterschied $\alpha_1 - \alpha_2 \approx \pi/2$ blendet die parallele Ausrichtung der Spins in A_{SS} fast vollständig aus. Die Spin-Spin- und Spin-Tensor-Kräfte sollten sich besonders stark in A_{SS} bemerkbar machen ([Bau03]).

Die Zahl der Lösungen der direkten Rekonstruktion und deren Variation hängt stark von der Verfügbarkeit der doppelt und dreifach polarisierten Observablen ab. Liegen diese in bestimmten Winkelbereichen überhaupt nicht vor und ist keine Interpolation zwischen ihnen möglich, führt dies vielfältige Lösungsmöglichkeiten herbei. Entsprechend gewinnen die dreifach polarisierten Spinobservablen an Bedeutung, da sie nur in äußerst begrenztem Umfang vorliegen. Dies betrifft insbesondere die Laborenergie 2400 MeV , bei der nur für vier Polarwinkel überhaupt solche Observablen bekannt sind. Die direkte Rekonstruktion konvergiert nur sehr schlecht und kann keine wesentlichen Einschränkung der Streuamplitudenlösungen herbeiführen.

Zusammenfassend sind die Vorhersagen der Streuphasenlösung im Detail von den Ergebnissen der direkten Rekonstruktion verschieden. Allerdings gibt es nur wenige Bereiche, in denen völlig gegensätzliches Verhalten vorliegt.

Kapitel 7

Ein erweitertes Mesonenaustauschmodell

Das Mesonenaustauschmodell, wie es in den Kapiteln 3.3 und 3.4 vorgestellt wurde, liefert einen intuitiven Zugang zur Starken Wechselwirkung bei mittleren Energien. Im Mesonenaustauschbild können die experimentellen Daten der elastischen Proton–Proton–Streuung sehr gut bis 300 MeV ([Mac89]) reproduziert werden (siehe Abbildung 7.2). Oberhalb der inelastischen Schwelle erweitert vor allem die Einbeziehung des $\Delta(1232)$ –Isobars die Vorhersagequalität des Modells. Imaginäre Massen (*Nucleon bubbles*) bedeuten, dass es zum Austausch virtueller Mesonen (im einfachsten Fall Pionen) kommt. In der Folge kommt es zu imaginären Streuphasen, die die Öffnung inelastischer Kanäle des Streuprozesses bedeuten. Aufgrund der Unitarität des beschreibenden Formalismus wirken die imaginären Anteile sich natürlich auch direkt auf den elastischen Anteil der Streuung aus. Das erweiterte Mesonenmodell liefert befriedigende Ergebnisse bis etwa 1 GeV .

Erhebliche Probleme entstehen bei hohen Energien. Die Beschreibung des totalen Wirkungsquerschnitts gelingt auf den ersten Blick recht gut, wie in Abbildung 7.1 dargestellt¹. Dies liegt an zwei, sich gegenseitig kompensierenden Fehlentwicklungen. Bei näherer Betrachtung des elastischen Anteils der Reaktion, der sich zunächst langsam mit der zunehmender Energie reduziert und ab etwa 2 GeV konstant bleibt ($\approx 18\text{mb}$), wird dieser stark überschätzt und wächst mit der Energie. Die inelastischen Kanäle führen bei Überschreiten der Mesonenproduktionsschwellen zu einer sprunghaften Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts in den Daten und machen oberhalb von 2 GeV etwa zwei Drittel der annähernd energieunabhängigen Größe aus. Das Modell kann den steilen Anstieg zunächst beschreiben, versagt aber für hohe Energien, bei denen es einen schwindenden Einfluss inelastischer Kanäle prognostiziert.

Im folgenden Kapitel 7.1 werden phänomenologische Erweiterungen des Mesonenaustauschmodells eingeführt, die die dargestellten Probleme beheben. Das daran anschließende Kapitel 7.2 wendet sich den Spinobservablen zu, deren An-

¹Energien ab 5 GeV sollen hier nicht betrachtet werden, die Vorhersagen der Modellbeschreibung liegen in diesem Bereich deutlich höher als die Messdaten.

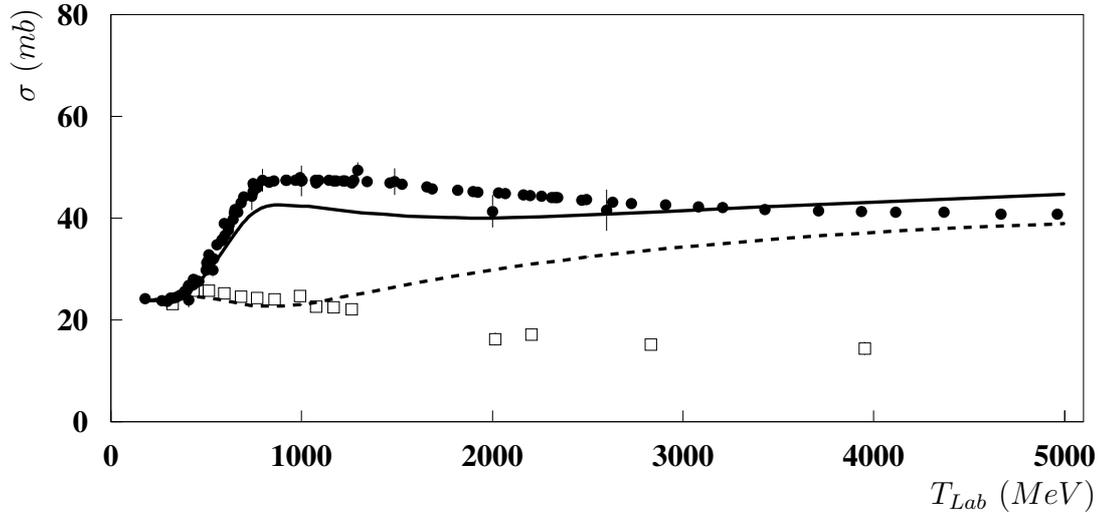


Abbildung 7.1: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt der Proton–Proton–Streuung. Dargestellt sind die Ergebnisse des Mesonenmodells (Kapitel 3.4) und der vorhandene Datensatz bis $T_{Lab} = 5000 \text{ MeV}$.

passung durch Variation der im Modell enthaltenen Parameter erreicht werden soll. Kapitel 7.3 gibt einen Ausblick auf die Beschreibung von Spinobservablen bei Energien nahe der Grenze der Streuphasenanalyse SAID. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind Teil einer bereits zur Publikation akzeptierten Veröffentlichung ([Eys04]).

7.1 Phänomenologische Erweiterungen

Die Modellbeschreibung des inelastischen Anteils im Streuprozess misslingt für hohe Energien, da der Einfluss des $\Delta(1232)$ -Isobars schwindet und sich eine Reihe weiterer inelastischer Kanäle öffnet. Der totale Wirkungsquerschnitt zeigt eine deutliche Schulter bei $E_{kin} = 800 \text{ MeV}$, danach verläuft er glatt. Es ist daher naheliegend, dass die höheren Meson–Nukleon–Resonanzen keine spezifischen Reaktionen forcieren, sondern lediglich zur Inelastizität beitragen. Man kann folglich darauf verzichten, alle auftretenden Resonanzen in das Modell zu integrieren, und statt dessen ein optisches Potential verwenden:

$$\tilde{V}_{opt}(r, s) = [\tilde{V}_0(s) + i\tilde{W}_0(s)] \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad (7.1)$$

Die Gaußform des Potentials ist motiviert durch die Ausdehnung und den elektromagnetischen Formfaktor des Protons ([Cho68]). Die Höhe des Potentials V_0 , W_0 ist abhängig von dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s . Um die Anzahl der Parameter im Modell nicht unnötig zu vergrößern, wird das optische Potential

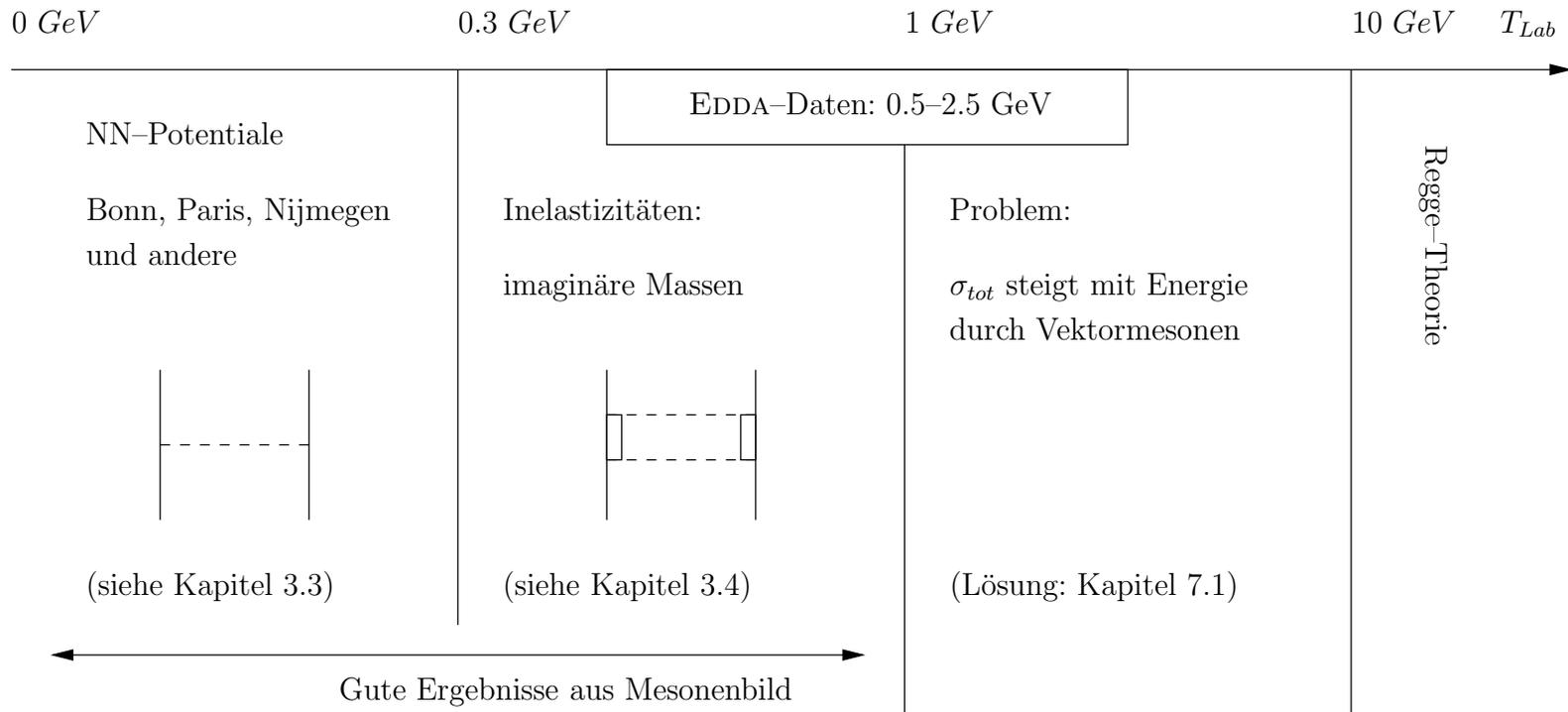


Abbildung 7.2: Beschreibung der Nukleon–Nukleon–Wechselwirkung im Rahmen des Mesonenmodells ([Mac03]). Der Ein–Boson–Austausch liefert befriedigende Ergebnisse bis $T_{Lab} = 300 \text{ MeV}$. Oberhalb der Pionenproduktionsschwelle müssen inelastische Kanäle berücksichtigt werden. Dies geschieht mit Hilfe der imaginären Masse des Δ –Isobars. Ab $T_{Lab} = 1 \text{ GeV}$ treten erheblich Probleme selbst bei der Beschreibung des totalen elastischen Wirkungsquerschnitts auf, die oberhalb von 10 GeV durch die Regge–Theorie behoben werden können. Das EDDA–Experiment umfasst einen breiten Energiebereich und liefert damit Daten, die zur Anpassung der theoretischen Modelle von erheblichem Nutzen sind.

nicht für einzelne Energien separat angepasst sondern mit einem energieabhängigen Faktor versehen:

$$\begin{aligned}\tilde{V}_0 + i\tilde{W}_0 &= \left(\frac{s - s_0}{4M^2}\right)[V_0 + iW_0] && \text{für } T_{Lab} > T_{Lab}^0 \\ \tilde{V}_0 + i\tilde{W}_0 &= 0 && \text{sonst}\end{aligned}$$

Das optische Potential wird erst ab $T_{Lab}^0 = 800 \text{ MeV}$ eingeblendet. Weiterhin ist $s_0 = 2M(2M + T_{Lab}^0)$. Für die Rechnungen muss das Potential zuerst durch eine Fourier-Transformation in den Impulsraum übertragen:

$$\hat{V}_{opt}(k, s) = \left(\frac{\sqrt{\pi}a}{2\pi}\right)^3 [\tilde{V}_0(s) + iW\tilde{W}_0(s)] \exp\left(-\frac{k^2 a^2}{4}\right) \quad (7.2)$$

und dann für die relativistische Behandlung in eine Lorentz-Dirac-Notation gebracht werden:

$$\langle \vec{q}' \lambda'_1 \lambda'_2 | \bar{V}_{opt} | \vec{q} \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \hat{V}_{opt}(k, s) [\bar{u}(\vec{q}', \lambda'_1) u(\vec{q}, \lambda_1)] [-\bar{u}(\vec{q}', \lambda'_2) u(-\vec{q}, \lambda_2)] \quad (7.3)$$

Hierbei sind $\lambda_{1,2}$ ($\lambda'_{1,2}$) die Helizitätszustände der einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchen mit dem Impulsübertrag $k = |\vec{q}' - \vec{q}|$.

Das definierte optische Potential ist zu einem erheblichen Teil imaginär, um die nötige Inelastizität zu schaffen. Es besitzt außerdem einen geringen realen Anteil.

Der Grund für die Überschätzung des elastischen Streuprozesses liegt in der Kopplung der Vektormesonen, deren Amplituden proportional zur quadrierten Schwerpunktsenergie (s) sind und mit steigender Energie die Reaktion dominieren:

$$\bar{V}_\alpha \propto \frac{s^J}{t - m_\alpha^2} \quad (7.4)$$

Das Potential \bar{V} ist abhängig von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , wenn das ausgetauschte Meson einen nicht verschwindenden Spin $J \neq 0$ trägt. Die Masse m_α des Austauscheteilchens und der Viererimpulsübertrag \sqrt{t} skalieren zwar die Amplitude, ändern aber nicht das grundsätzliche Verhalten ($\sqrt{t} < \sqrt{s}$). Die ρ - und ω -Mesonen werden durch das Modell bei hohen Energien völlig überschätzt.

Das in Kapitel 3.5 kurz vorgestellte Regge-Modell hat sich für Energien weit oberhalb von 10 GeV als nützlich erwiesen, da es die richtige Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts liefert. Die Zusammenfassung ganzer Mesonenfamilien zu Regge-Trajektorien resultiert offenbar in einer Abschwächung der Amplituden der Vektormesonen. Eine strikte Anwendung der Regge-Theorie ist allerdings nicht angebracht, da gute Ergebnisse erst bei Energien erzielt werden, die um ein Vielfaches über der Maximalenergie des EDDA-Experimentes liegen ([Per74]). Ein weiteres Problem ist die zu betrachtende Spinabhängigkeit der Wechselwirkung, die in durch Regge-Pole nicht direkt berücksichtigt wird.

Das Mesonenaustauschmodell soll im Geiste der Regge-Theorie erweitert werden, indem man nur den jeweils ersten Vektormesonen der Trajektorien den Effekt der gesamten Familie aufgeprägt. Das heißt, dass die Amplituden der ρ - und ω -Mesonen durch einen Faktor ergänzt werden, der die Beiträge mit wachsender Energie ausblendet:

$$\bar{V}_\alpha \mapsto \frac{s_0}{s} \bar{V}_\alpha \quad (7.5)$$

Auch hier soll das Ausblenden (wie oben) erst ab einer Schwelle T_{Lab}^0 erfolgen (s_0 und T_{Lab}^0 sind in gleicher Weise definiert).

Wirkungsquerschnitte

Die Erweiterungen des Mesonenmodells sind durch die totalen und elastischen Wirkungsquerschnitte motiviert. In Abbildung 7.3 zeigen die Ergebnisse eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die elastische Streuung liegt sehr eng an den Messpunkten und läuft mit steigender Energie flach aus. Inelastische Beiträge im Streuprozess gewinnen an Bedeutung, so dass der totale Wirkungsquerschnitt auch oberhalb von 1 GeV nahezu konstant bleibt.

Abbildung 7.4 macht die Verbesserungen des differentiellen, elastischen Wirkungsquerschnitts beispielhaft an Winkelverteilungen bei fünf Energien zwischen $400 \leq T_{Lab} \leq 2500 \text{ MeV}$ deutlich. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf des erweiterten Modells wieder, sie schmiegen sich deutlich enger an die Datenpunkte als die gestrichelt dargestellten Ergebnisse des Ausgangsmodells bei Energien oberhalb von 1000 MeV. Für niedrige Energien sind die Modifikationen nicht wirksam, so dass hier keine Verbesserung zu erwarten ist.

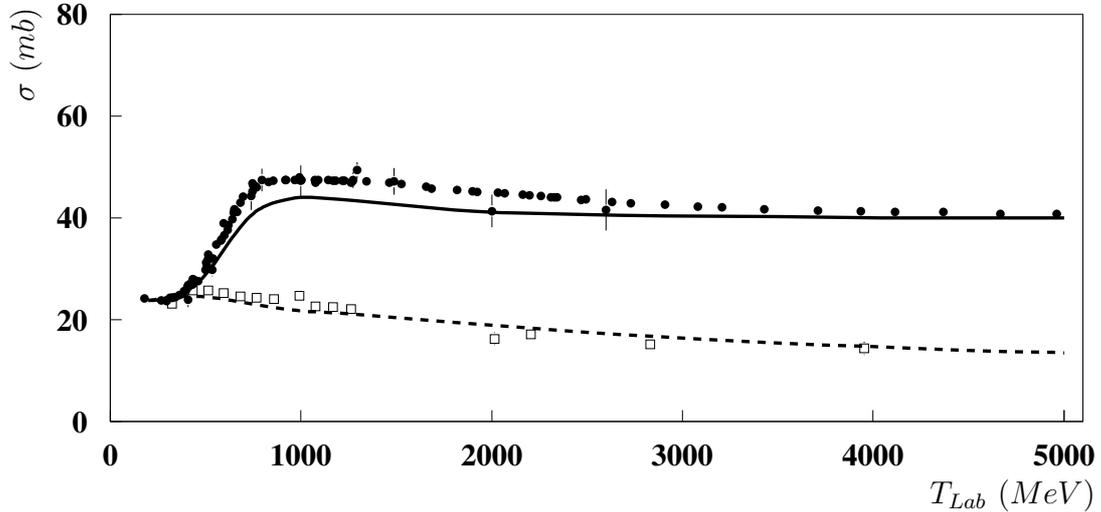


Abbildung 7.3: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt mit phänomenologischen Erweiterungen des Mesonenaustauschmodells. Ab $T_{Lab} = 800 \text{ MeV}$ werden die Vektormesonen aus- und ein optisches Potential eingeblendet.

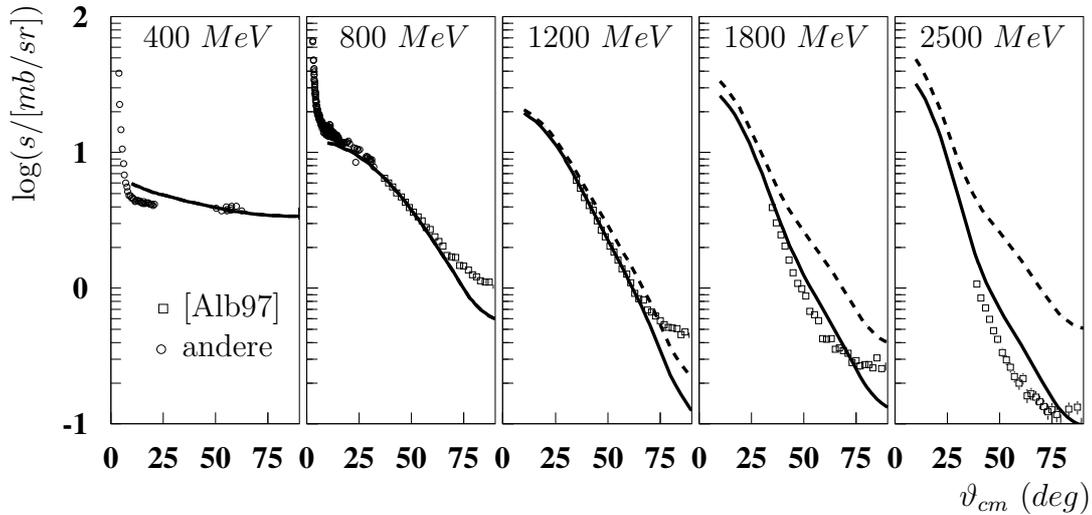


Abbildung 7.4: Differentielle, elastische Wirkungsquerschnitte des erweiterten Mesonenmodells zwischen 400 MeV und 2500 MeV. Durchgezogene Kurven markieren die Ergebnisse des erweiterten gegenüber dem nicht erweiterten Modell (gestrichelte Kurven).

7.2 Spinobservable

Die Anpassung der totalen und spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitte verbessert sich durch die phänomenologischen Erweiterungen des Mesonenaustauschmodells bei Energien oberhalb von 1000 MeV erheblich. Nachdem das EDDA-Experiment die Messung von Anregungsfunktionen vier weiterer Spinobservablen der Proton-Proton-Streuung abgeschlossen hat, sollen diese auch in den Modellbeschreibungen näher betrachtet werden.²

Das zu Grunde liegende Mesonenmodell wurde für Energien bis 300 MeV entwickelt und ist auch noch in der Lage die Spinobservablen bei 400 MeV befriedigend wiederzugeben. Darüber hinaus sind die Ergebnisse allenfalls noch in der Lage, dem Verlauf der Daten qualitativ zu folgen, teilweise sind die Tendenzen aber auch gegenläufig (dies betrifft vor allem A_{NN}). Unglücklicherweise werden beinahe alle Spinobservablen von den Modellerweiterungen in negativer Weise beeinflusst, die Qualität der Beschreibung nimmt weiter ab und kann nicht zufriedenstellend genannt werden. Abbildung 7.5 zeigt Winkelverteilungen der Analysierstärke A_N und der drei Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} bei wiederum fünf Energien zwischen $400 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2500 \text{ MeV}$. Die Ergebnisse des unmodifizierten Modells sind in der Abbildung durch die gestrichelten Kurven

²Der Vergleich mit den Daten wird sich der Übersichtlichkeit halber ab $T_{Lab} = 800 \text{ MeV}$ und $\vartheta_{cm} = 30^\circ$ auf die Daten des EDDA-Experiments beschränkt, da keine nennenswerten Abweichungen zu Ergebnissen anderer Experimente festgestellt werden konnten, siehe hierzu Kapitel 6.

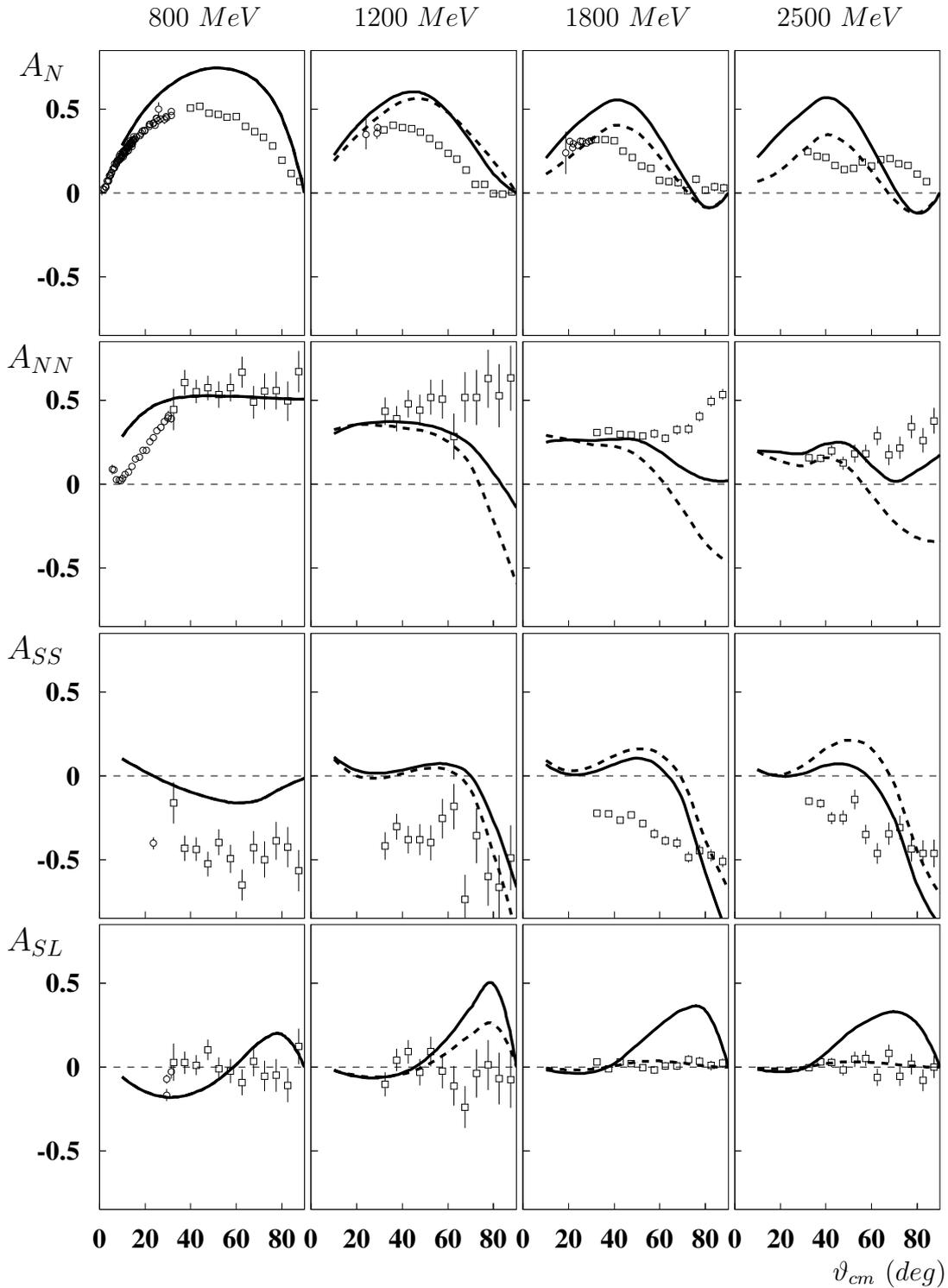


Abbildung 7.5: Spinobservable des erweiterten Mesonenaustauschmodells. Das in Kapitel 7.1 erweiterte Modell (durchgezogene Kurven) kann die qualitative Beschreibung des Ausgangsmodells (gestrichelt) für die Spinobservablen nicht deutlich verbessern. Eine globale Feinanpassung durch Variation der Kopplungskonstanten und cut-off-Massen führt nur zu geringen Verbesserungen.

dargestellt, mit den Erweiterungen ergeben sich die durchgezogenen Kurven.

Erste und einfache Versuche, die Beschreibung der Spinobservablen bei mittleren und hohen Energien zu verbessern, können an den Kopplungsstärken und *cut-off*-Massen der ausgetauschten Mesonen ansetzen (vergleiche Tabelle 3.1 auf Seite 31). Da lediglich die Pionenkopplung an Nukleonen recht gut aus anderen Messungen bekannt ist, wurden die anderen Parameter in weiten Grenzen systematisch variiert und die Auswirkungen auf die Observablen untersucht. Die Kombination der optimalen Parameter ergibt eine globale Anpassung für alle Spinobservablen bei allen betrachteten Energien, liefert jedoch in keinem Fall mehr als qualitative Ergebnisse. Das Resultat ist letztendlich nicht befriedigend und führt nicht in allen Observablen zu erkennbaren Verbesserungen.

7.3 Energien oberhalb $T_{lab} = 1 \text{ GeV}$

Die globale Beschreibung der Spinobservablen im gesamten Energiebereich bis 2500 MeV gelingt nicht in befriedigender Weise. Insbesondere die Analysierstärke zeigt sich starr gegen Veränderungen der Modellparameter. Lediglich Variationen der Pionenkopplung, die jedoch aus πN -Streuung und anderen Messungen gut bekannt ist, haben einen starken Effekt auf A_N . Zudem sind die Einflüsse auf die Korrelationskoeffizienten A_{NN} und A_{SS} in den meisten Fällen gegenläufig, so dass eine besser Anpassung der einen Observablen zu schlechteren Ergebnissen bei der anderen führt.

Im Weiteren wurde der Versuch unternommen, einzelne Observable bei festen Energien separat zu betrachten und anzupassen. Die gelingt für die Spinkorrelationskoeffizienten mit wenig Aufwand, bei der Analysierstärke müssen die Parameter des Modells drastisch verändert werden, um oberhalb von 1000 MeV in Einklang mit den Messungen zu kommen. Die Einzelanpassung erreicht qualitativ bessere Beschreibungen der einzelnen Winkelverteilungen, wobei in der Regel alle anderen Energien und Observablen erheblich schlechter berechnet werden. Abbildung 7.6 zeigt eine gute Anpassung von $A_N(1800 \text{ MeV})$. Auch A_{NN} verliert die gegenläufigen Tendenzen oberhalb von $\vartheta_{cm} = 50^\circ$, die weiteren Observablen verändern sich kaum oder verschlechtern sich. Allerdings misslingt bei niedrigeren Energien die Analysierstärke völlig, sie verschwindet entweder völlig oder ist sogar negativ. Die Messung der Analysierstärke zeigt mit steigender Energie Winkelabhängigkeiten, die mit dem Modell nicht zu erreichen sind. Die allgemein flach verlaufenden Korrelationskoeffizienten sind dagegen leichter in den Griff zu bekommen.

Die Anpassung einzelner Observablen bei festen Energien reicht allenfalls zur Prüfung, ob die grundlegenden, spinabhängigen Komponenten der Starken Kraft im erweiterten Mesonenaustauschmodell vorhanden sind. Eine Aussage bezüglich der Gültigkeit des Modells für hohe Energien lässt sich daraus jedoch nicht abschließend ableiten. Die qualitative Beschreibung bis 800 MeV ist allgemein gut,

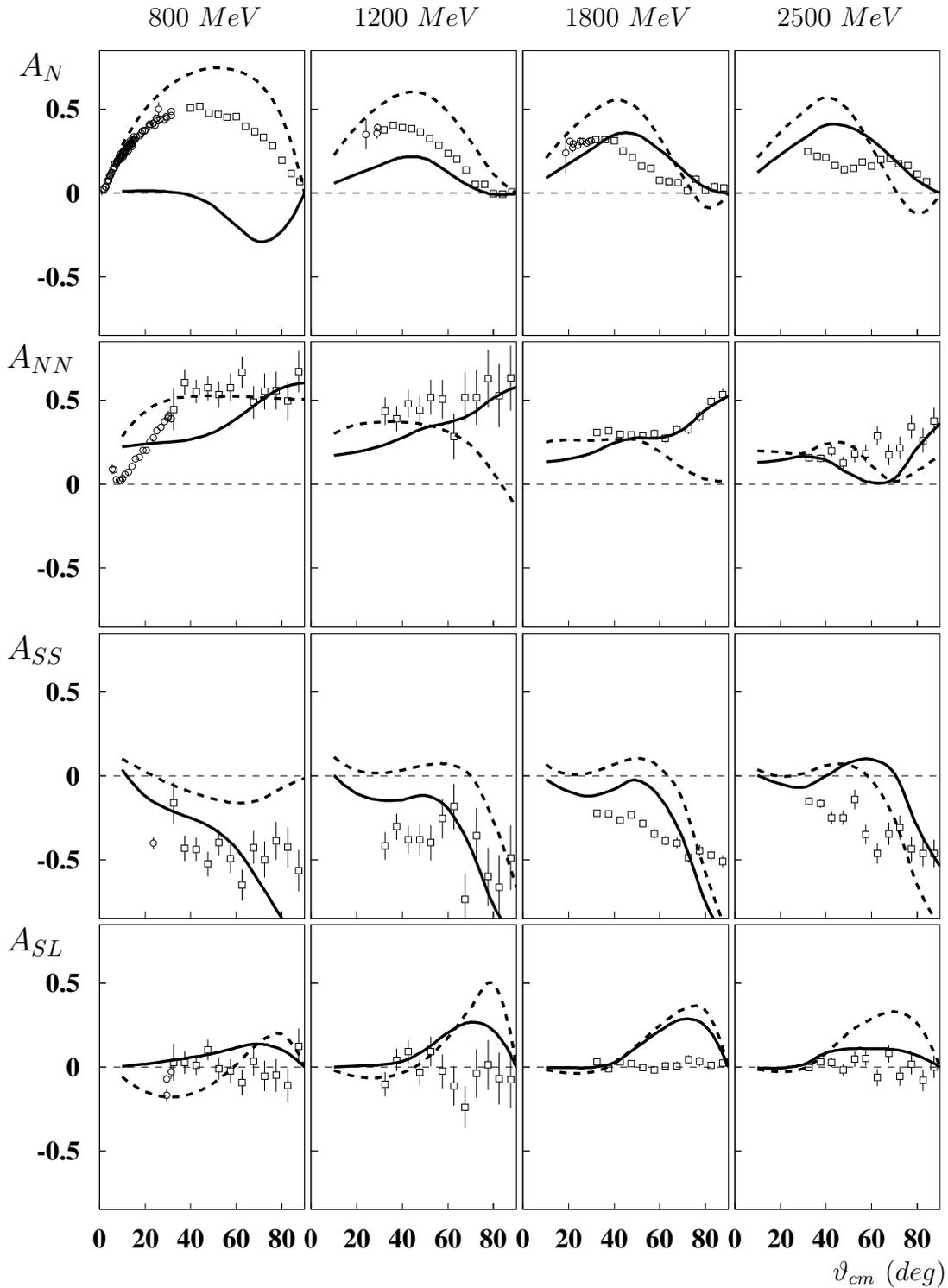


Abbildung 7.6: Anpassung der Analysierstärke bei 1800 MeV. Bei der Anpassung der Analysierstärke bei einer festen Energie (durchgezogene Kurven) misslingen die übrigen Observablen und Energien teilweise völlig. Die gestrichelten Kurven markieren die Lösung ohne Variation der Kopplungskonstanten und cut-off-Massen.

sie wird mit steigender Energie zunehmend schlechter und zeigt dann teilweise völlig gegenläufige Tendenzen in den Winkelverteilungen. Auch wenn das Modell eine vernünftige Basis darstellt, kann es nicht die korrekten Energie- und Winkelabhängigkeiten der Observablen erklären.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Das EDDA-Experiment hat Anregungsfunktionen von fünf verschiedenen Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung in einem breiten Energie- und Winkelbereich vermessen. Beginnend mit dem unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ([Alb97]) führten die Messungen über die (einfach polarisierte) Analysierstärke A_N ([Alt00]) zu drei doppelt polarisierten Spinkorrelationskoeffizienten, namentlich A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} . Dem Experiment am Cooler Synchrotron COSY standen hierfür neben zwei unterschiedlichen Targetsystemen, einem unpolarisierten Fädchentarget und einem polarisierbaren Atomstrahltarget, sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Protonenstrahlen bis $T_{Lab} = 2500 \text{ MeV}$ ($p \approx 3300 \text{ MeV}/c$) zur Verfügung. Die Analyse der Anregungsfunktionen der Spinkorrelationskoeffizienten ist mit dieser Arbeit abgeschlossen.

Aufgrund der verminderten Luminosität bei der doppelt polarisierten Streuung wurde die Aufnahme ganzer Anregungsfunktionen in einzelnen Beschleunigungszyklen durch verlängerte Speicherzeiten bei hohen Impulsen ergänzt. Die Messungen während der Speicherzeiten sind mit denen während der Beschleunigung auf Konsistenz geprüft worden und führen die Anregungsfunktionen mit geringen statistischen Fehlern in Impulsbereiche oberhalb von $2500 \text{ MeV}/c$ fort.

Das verwendete Analyseverfahren gründet auf Ideen Bestimmung von A_N aus der einfach polarisierten Streuung ([Ohl73]) und basiert im Wesentlichen auf der Umkehr der Spinrichtungen (*proper-flip*-Verfahren) von Strahl und Target in wechselnden Messzyklen. Die Betrachtung reduziert sich auf die Bestimmung von Asymmetrien, soweit einige Symmetrievoraussetzungen bezüglich der Akzeptanz des Detektors und der Qualität von Strahl und Target erfüllt sind. Die Kombination von Asymmetrien mit dem *proper-flip*-Verfahren ist äußerst robust gegen Störungen und Fehljustierungen des experimentellen Aufbaus, welche in Simulationsuntersuchungen ausführlich untersucht worden sind. Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Detektorelemente und in der Anzahl der Strahlprotonen sind korrigiert worden, die Effekte auf die Observablen beschränken sich dabei auf wenige Promille.

Die Ergebnisse der Analyse sind mit denen bereits vorhandener Experimente verglichen worden, soweit sie im abgedeckten Energie- und Winkelbereich Daten geliefert haben. Es können keine systematischen Diskrepanzen zwischen den

verschiedenen Messungen festgestellt werden. Die Streuphasenanalyse des Programmpakets SAID, deren Lösung bereits seit Herbst 2000 (FA00) die spingemittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Analysierstärkedaten des EDDA-Experimentes enthält, ist in großen Teilen im Einklang mit den Ergebnissen der Spinkorrelationskoeffizienten. Einzig A_{SS} , bisher lediglich unterhalb von 792 MeV (im abgedeckten Energiebereich) experimentell bestimmt, weist mit der Energie zunehmende Abweichungen unter mittleren Streuwinkeln auf. Der Versuch, in der Streuphasenlösung aus bekannten Messgrößen auf eine experimentell nicht bestimmte Observable zu schliessen, ist oberhalb von 2000 MeV nicht mehr erfolgreich. Die Integration bereits weniger Datenpunkte in A_{SS} kann die Streuphasenlösung jedoch bereits erheblich verbessern ([Wol01]).

Insgesamt können dem Weltdatensatz der elastischen Proton-Proton-Streuung jeweils 343 Messpunkte in den Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} aus den in dieser Arbeit ermittelten Anregungsfunktionen für $503 \text{ MeV} < T_{Lab} < 1967 \text{ MeV}$ hinzugefügt werden. Zusätzlich existieren Winkelverteilungen von zehn Festenergiemessungen zwischen $772 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2492 \text{ MeV}$ mit insgesamt 3×120 Datenpunkten ([Ul04]); davon liegen sechs Winkelverteilungen oberhalb von 1800 MeV und ergänzen die Anregungsfunktionen hier mit deutlich verbesserter Statistik. Erste Ergebnisse einer Festenergiemessung bei 2110 MeV sind bereits veröffentlicht worden ([Bau03]). Abbildung 8.1 fasst die Ergebnisse der Anregungsfunktionen und der festen Energien mit dem bestehenden Weltdatensatz zusammen.

Eine direkte Rekonstruktion der Streuamplituden unter Berücksichtigung der neuen, doppelt polarisierten EDDA-Daten ist für fünf verschiedene Energien zwischen $1300 \text{ MeV} \leq T_{Lab} \leq 2400 \text{ MeV}$ versucht worden. Hier zeigt sich, dass die neuen Daten sich zwar gut in den bestehenden Datensatz einfügen und in weiten Teilen zu einer Einschränkung der Lösungsmöglichkeiten führen, allerdings nur unter wenigen Polarwinkeln eine vollständige Reduktion auf eine verbleibende Lösung erreicht werden kann. Die entscheidenden Bedingungen liefern dabei im Wesentlichen die dreifach polarisierten Observablen, deren Datensatz durch die aufwändigen Messungen bisher entsprechend gering ausfällt. Es wurden bereits Versuche unternommen, das EDDA-Experiment auf dreifach polarisierte Observablen zu erweitern. Hierzu muss jedoch die Polarisation mindestens eines Ejektils gemessen werden, dies gelingt nur durch Doppelstreuung (zum Beispiel in der Innenschale des Detektors oder in einer stark wasserstoffhaltigen Folie zwischen der Innen- und Außenschale). Ob das Experiment solche Observablen liefern kann, ist noch nicht abschließend untersucht.

Die Starke Wechselwirkung ist im Mittelenergiebereich $1 \text{ GeV} \leq T_{Lab} \leq 10 \text{ GeV}$ nur schlecht verstanden; in den verschiedenen Modellbeschreibungen entstehen insbesondere Schwierigkeiten bei der Behandlung der spinabhängigen Kraftkomponenten. Aufbauend auf ein intuitives Mesonenaustauschmodell ist hier der Ver-

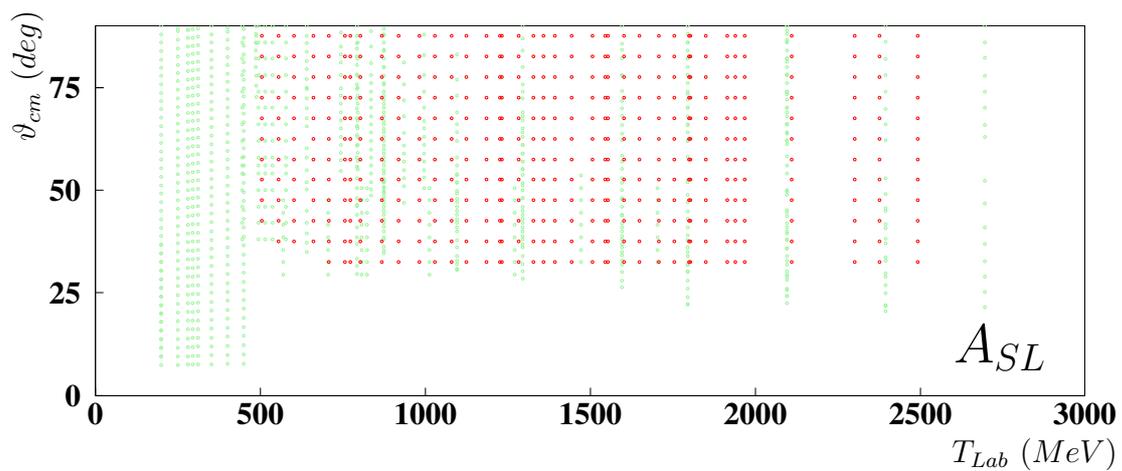
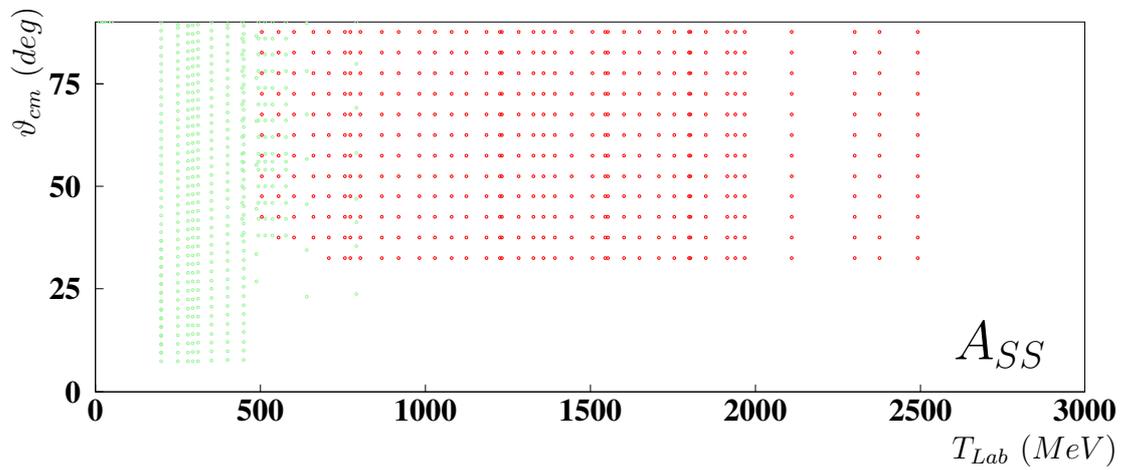
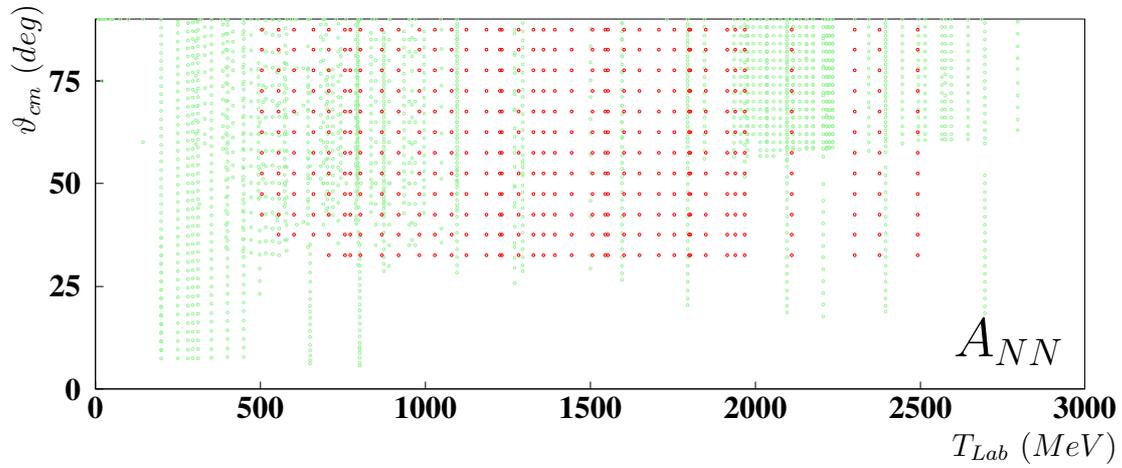


Abbildung 8.1: Erweiterter Weltdatensatz der im EDDA-Experiment vermessenen Spinkorrelationskoeffizienten A_{NN} , A_{SS} und A_{SL} unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieser Arbeit und [Ul04]. Vergleiche hierzu auch Abbildung 2.5.

such unternommen worden, in den Bereich oberhalb von 1 GeV vorzustößen, indem Ideen aus der Regge-Theorie und ein optisches Potential in das Modell integriert worden sind. Letztendlich gelang jedoch nur die Beschreibung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte in befriedigender Weise, die Spinobservablen können bestenfalls qualitativ erfasst werden. Gerade das Verständnis der intuitiv einfachen Analysierstärke fehlt offenbar zu großen Teilen in den zugrundeliegenden Mechanismen des Modells, das nur durch starke Variation der verwendeten Parameter in Einklang mit den einfach polarisierten Messergebnissen gebracht werden kann.

Der Mesonenaustausch zeigt, wie die phänomenologischen Aspekte der Nukleon-Nukleon-Streuung bei mittleren Energien physikalisch zu verstehen sind. Allerdings bedarf es weiterer, umfangreicherer Ergänzungen des Modells, um die Spinabhängigkeit der Starken Wechselwirkung im Mittelenergiebereich besser zu durchdringen.

Anhang

Anhang A

Winkelverteilungen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

Im Folgenden sind die Ergebnisse der Datenanalyse in Form von Polarwinkelverteilungen aufgeführt. Die Anregungsfunktionen finden sich in den Abbildungen 6.12.a bis 6.14.b. Neben den Observablen sind die statistischen Fehler σ_{stat} sowie die Normierungsunsicherheiten durch die Analysierstärke σ_{norm} angegeben.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 503.449 \text{ MeV} (p = 1094.63 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 42.5° | 0.569 | 0.077 | 0.008 | -0.373 | 0.077 | 0.001 | -0.110 | 0.077 | 0.001 |
| 47.5° | 0.497 | 0.052 | 0.021 | -0.479 | 0.066 | 0.009 | -0.205 | 0.060 | 0.007 |
| 52.5° | 0.480 | 0.049 | 0.002 | -0.360 | 0.062 | 0.005 | -0.147 | 0.056 | 0.005 |
| 57.5° | 0.603 | 0.048 | 0.016 | -0.428 | 0.059 | 0.009 | -0.069 | 0.054 | 0.006 |
| 62.5° | 0.516 | 0.047 | 0.010 | -0.450 | 0.059 | 0.006 | -0.158 | 0.055 | 0.008 |
| 67.5° | 0.503 | 0.048 | 0.024 | -0.454 | 0.060 | 0.015 | -0.122 | 0.056 | 0.004 |
| 72.5° | 0.540 | 0.048 | 0.017 | -0.587 | 0.058 | 0.010 | -0.056 | 0.053 | 0.003 |
| 77.5° | 0.484 | 0.047 | 0.011 | -0.652 | 0.057 | 0.023 | -0.001 | 0.052 | 0.020 |
| 82.5° | 0.484 | 0.048 | 0.010 | -0.515 | 0.056 | 0.005 | -0.041 | 0.052 | 0.005 |
| 87.5° | 0.468 | 0.046 | 0.025 | -0.589 | 0.057 | 0.034 | 0.027 | 0.052 | 0.009 |
| $T_{Lab} = 553.983 \text{ MeV} (p = 1160.38 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 37.5° | 0.492 | 0.074 | 0.023 | -0.373 | 0.074 | 0.025 | -0.134 | 0.073 | 0.006 |
| 42.5° | 0.516 | 0.038 | 0.009 | -0.343 | 0.039 | 0.007 | -0.304 | 0.037 | 0.001 |
| 47.5° | 0.490 | 0.028 | 0.009 | -0.436 | 0.036 | 0.014 | -0.154 | 0.032 | 0.005 |
| 52.5° | 0.501 | 0.028 | 0.011 | -0.407 | 0.035 | 0.007 | -0.025 | 0.032 | 0.001 |
| 57.5° | 0.530 | 0.027 | 0.012 | -0.427 | 0.035 | 0.014 | -0.082 | 0.031 | 0.003 |
| 62.5° | 0.492 | 0.027 | 0.012 | -0.502 | 0.034 | 0.013 | -0.015 | 0.032 | 0.002 |
| 67.5° | 0.519 | 0.028 | 0.009 | -0.454 | 0.035 | 0.004 | -0.036 | 0.033 | 0.003 |
| 72.5° | 0.505 | 0.028 | 0.015 | -0.447 | 0.034 | 0.016 | 0.020 | 0.032 | 0.001 |
| 77.5° | 0.472 | 0.028 | 0.012 | -0.460 | 0.034 | 0.014 | -0.026 | 0.031 | 0.002 |
| 82.5° | 0.529 | 0.028 | 0.012 | -0.541 | 0.035 | 0.015 | 0.029 | 0.032 | 0.001 |
| 87.5° | 0.534 | 0.027 | 0.016 | -0.568 | 0.035 | 0.011 | 0.044 | 0.032 | 0.001 |

Tabelle A.1: Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 601.696 \text{ MeV} (p = 1221.13 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 37.5° | 0.343 | 0.061 | 0.017 | -0.264 | 0.062 | 0.020 | -0.136 | 0.057 | 0.005 |
| 42.5° | 0.493 | 0.034 | 0.018 | -0.416 | 0.043 | 0.011 | -0.168 | 0.039 | 0.009 |
| 47.5° | 0.485 | 0.031 | 0.010 | -0.419 | 0.041 | 0.004 | -0.115 | 0.037 | 0.003 |
| 52.5° | 0.540 | 0.031 | 0.016 | -0.470 | 0.040 | 0.008 | -0.145 | 0.036 | 0.001 |
| 57.5° | 0.508 | 0.031 | 0.008 | -0.383 | 0.040 | 0.003 | -0.126 | 0.036 | 0.003 |
| 62.5° | 0.573 | 0.032 | 0.013 | -0.435 | 0.040 | 0.008 | 0.006 | 0.038 | 0.005 |
| 67.5° | 0.563 | 0.033 | 0.016 | -0.517 | 0.042 | 0.017 | -0.049 | 0.039 | 0.001 |
| 72.5° | 0.559 | 0.033 | 0.014 | -0.395 | 0.041 | 0.016 | 0.021 | 0.037 | 0.001 |
| 77.5° | 0.556 | 0.034 | 0.011 | -0.512 | 0.041 | 0.009 | -0.033 | 0.038 | 0.004 |
| 82.5° | 0.550 | 0.035 | 0.009 | -0.535 | 0.042 | 0.011 | 0.066 | 0.039 | 0.001 |
| 87.5° | 0.634 | 0.034 | 0.019 | -0.521 | 0.042 | 0.004 | 0.054 | 0.039 | 0.003 |
| $T_{Lab} = 660.403 \text{ MeV} (p = 1294.38 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 37.5° | 0.457 | 0.052 | 0.004 | -0.354 | 0.052 | 0.002 | -0.004 | 0.051 | 0.002 |
| 42.5° | 0.460 | 0.034 | 0.005 | -0.291 | 0.043 | 0.002 | -0.056 | 0.039 | 0.003 |
| 47.5° | 0.496 | 0.033 | 0.009 | -0.354 | 0.042 | 0.010 | -0.107 | 0.039 | 0.001 |
| 52.5° | 0.513 | 0.034 | 0.010 | -0.466 | 0.043 | 0.009 | -0.048 | 0.040 | 0.001 |
| 57.5° | 0.561 | 0.035 | 0.007 | -0.441 | 0.045 | 0.003 | 0.024 | 0.041 | 0.003 |
| 62.5° | 0.571 | 0.036 | 0.011 | -0.459 | 0.046 | 0.007 | -0.047 | 0.042 | 0.007 |
| 67.5° | 0.581 | 0.039 | 0.013 | -0.466 | 0.050 | 0.011 | 0.003 | 0.045 | 0.003 |
| 72.5° | 0.637 | 0.039 | 0.011 | -0.523 | 0.048 | 0.011 | -0.040 | 0.045 | 0.005 |
| 77.5° | 0.619 | 0.041 | 0.012 | -0.539 | 0.050 | 0.011 | 0.081 | 0.047 | 0.004 |
| 82.5° | 0.626 | 0.042 | 0.017 | -0.410 | 0.051 | 0.012 | -0.052 | 0.047 | 0.003 |
| 87.5° | 0.673 | 0.042 | 0.017 | -0.482 | 0.053 | 0.012 | -0.076 | 0.049 | 0.002 |
| $T_{Lab} = 705.867 \text{ MeV} (p = 1350.13 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.142 | 0.112 | 0.006 | -0.381 | 0.115 | 0.001 | -0.086 | 0.116 | 0.001 |
| 37.5° | 0.462 | 0.041 | 0.008 | -0.452 | 0.041 | 0.010 | -0.019 | 0.040 | 0.002 |
| 42.5° | 0.478 | 0.029 | 0.007 | -0.489 | 0.037 | 0.010 | 0.002 | 0.034 | 0.001 |
| 47.5° | 0.525 | 0.028 | 0.010 | -0.459 | 0.036 | 0.010 | -0.036 | 0.033 | 0.001 |
| 52.5° | 0.542 | 0.030 | 0.008 | -0.481 | 0.039 | 0.010 | 0.021 | 0.035 | 0.002 |
| 57.5° | 0.599 | 0.031 | 0.015 | -0.547 | 0.040 | 0.012 | -0.015 | 0.037 | 0.001 |
| 62.5° | 0.587 | 0.033 | 0.006 | -0.388 | 0.042 | 0.005 | -0.077 | 0.039 | 0.001 |
| 67.5° | 0.604 | 0.036 | 0.008 | -0.459 | 0.046 | 0.007 | 0.023 | 0.042 | 0.004 |
| 72.5° | 0.636 | 0.037 | 0.010 | -0.417 | 0.045 | 0.010 | -0.061 | 0.042 | 0.001 |
| 77.5° | 0.564 | 0.040 | 0.013 | -0.481 | 0.048 | 0.009 | -0.015 | 0.044 | 0.002 |
| 82.5° | 0.658 | 0.041 | 0.010 | -0.356 | 0.050 | 0.003 | 0.039 | 0.045 | 0.003 |
| 87.5° | 0.662 | 0.041 | 0.010 | -0.591 | 0.052 | 0.011 | 0.049 | 0.047 | 0.005 |

Tabelle A.2: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

Anhang A Winkelverteilungen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 756.108 \text{ MeV} (p = 1410.88 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.576 | 0.073 | 0.011 | -0.377 | 0.076 | 0.006 | -0.146 | 0.077 | 0.009 |
| 37.5° | 0.508 | 0.038 | 0.004 | -0.447 | 0.039 | 0.009 | -0.015 | 0.037 | 0.001 |
| 42.5° | 0.538 | 0.029 | 0.011 | -0.442 | 0.036 | 0.007 | -0.050 | 0.033 | 0.002 |
| 47.5° | 0.553 | 0.029 | 0.013 | -0.490 | 0.037 | 0.010 | -0.020 | 0.034 | 0.002 |
| 52.5° | 0.626 | 0.030 | 0.007 | -0.571 | 0.039 | 0.010 | -0.034 | 0.036 | 0.001 |
| 57.5° | 0.582 | 0.033 | 0.010 | -0.469 | 0.042 | 0.008 | -0.031 | 0.038 | 0.003 |
| 62.5° | 0.582 | 0.035 | 0.010 | -0.535 | 0.044 | 0.014 | 0.012 | 0.041 | 0.004 |
| 67.5° | 0.571 | 0.038 | 0.008 | -0.528 | 0.048 | 0.010 | 0.015 | 0.044 | 0.002 |
| 72.5° | 0.606 | 0.041 | 0.012 | -0.530 | 0.051 | 0.019 | 0.064 | 0.046 | 0.003 |
| 77.5° | 0.628 | 0.043 | 0.014 | -0.445 | 0.054 | 0.005 | -0.020 | 0.049 | 0.001 |
| 82.5° | 0.604 | 0.045 | 0.011 | -0.519 | 0.055 | 0.014 | -0.088 | 0.052 | 0.003 |
| 87.5° | 0.680 | 0.045 | 0.015 | -0.525 | 0.058 | 0.012 | 0.009 | 0.054 | 0.001 |
| $T_{Lab} = 802.803 \text{ MeV} (p = 1466.63 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.421 | 0.068 | 0.005 | -0.264 | 0.069 | 0.005 | -0.004 | 0.065 | 0.008 |
| 37.5° | 0.531 | 0.040 | 0.009 | -0.436 | 0.040 | 0.005 | -0.023 | 0.039 | 0.001 |
| 42.5° | 0.540 | 0.031 | 0.011 | -0.421 | 0.039 | 0.009 | -0.016 | 0.036 | 0.003 |
| 47.5° | 0.561 | 0.032 | 0.009 | -0.505 | 0.040 | 0.013 | -0.107 | 0.037 | 0.002 |
| 52.5° | 0.561 | 0.034 | 0.013 | -0.443 | 0.044 | 0.009 | 0.014 | 0.040 | 0.003 |
| 57.5° | 0.582 | 0.037 | 0.012 | -0.491 | 0.047 | 0.006 | 0.050 | 0.043 | 0.001 |
| 62.5° | 0.627 | 0.041 | 0.013 | -0.581 | 0.052 | 0.010 | 0.045 | 0.047 | 0.001 |
| 67.5° | 0.485 | 0.044 | 0.009 | -0.431 | 0.056 | 0.009 | 0.007 | 0.052 | 0.001 |
| 72.5° | 0.625 | 0.048 | 0.010 | -0.549 | 0.059 | 0.015 | 0.000 | 0.054 | 0.003 |
| 77.5° | 0.590 | 0.052 | 0.012 | -0.411 | 0.064 | 0.008 | 0.028 | 0.058 | 0.006 |
| 82.5° | 0.588 | 0.054 | 0.014 | -0.486 | 0.066 | 0.008 | 0.097 | 0.061 | 0.001 |
| 87.5° | 0.694 | 0.055 | 0.016 | -0.496 | 0.070 | 0.010 | -0.041 | 0.065 | 0.002 |
| $T_{Lab} = 866.754 \text{ MeV} (p = 1542 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.405 | 0.051 | 0.002 | -0.423 | 0.053 | 0.010 | 0.060 | 0.052 | 0.001 |
| 37.5° | 0.460 | 0.035 | 0.007 | -0.400 | 0.035 | 0.009 | -0.032 | 0.034 | 0.002 |
| 42.5° | 0.560 | 0.028 | 0.011 | -0.473 | 0.035 | 0.014 | -0.070 | 0.032 | 0.001 |
| 47.5° | 0.526 | 0.029 | 0.011 | -0.460 | 0.038 | 0.011 | -0.001 | 0.035 | 0.001 |
| 52.5° | 0.547 | 0.032 | 0.010 | -0.580 | 0.041 | 0.015 | 0.000 | 0.037 | 0.001 |
| 57.5° | 0.628 | 0.035 | 0.005 | -0.521 | 0.045 | 0.002 | 0.094 | 0.041 | 0.006 |
| 62.5° | 0.591 | 0.040 | 0.011 | -0.521 | 0.050 | 0.009 | 0.104 | 0.047 | 0.003 |
| 67.5° | 0.507 | 0.044 | 0.007 | -0.487 | 0.055 | 0.002 | -0.007 | 0.050 | 0.004 |
| 72.5° | 0.514 | 0.048 | 0.013 | -0.519 | 0.058 | 0.012 | 0.113 | 0.053 | 0.004 |
| 77.5° | 0.570 | 0.053 | 0.014 | -0.533 | 0.066 | 0.007 | 0.079 | 0.058 | 0.003 |
| 82.5° | 0.570 | 0.055 | 0.009 | -0.583 | 0.069 | 0.010 | 0.082 | 0.062 | 0.007 |
| 87.5° | 0.598 | 0.057 | 0.015 | -0.529 | 0.071 | 0.015 | 0.059 | 0.064 | 0.001 |

Tabelle A.3: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

Anhang A Winkelverteilungen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 918.273 \text{ MeV} (p = 1602 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.475 | 0.049 | 0.009 | -0.324 | 0.050 | 0.005 | -0.180 | 0.049 | 0.004 |
| 37.5° | 0.515 | 0.035 | 0.007 | -0.436 | 0.036 | 0.010 | -0.034 | 0.035 | 0.007 |
| 42.5° | 0.572 | 0.029 | 0.010 | -0.455 | 0.037 | 0.010 | -0.058 | 0.034 | 0.002 |
| 47.5° | 0.531 | 0.031 | 0.009 | -0.475 | 0.040 | 0.008 | 0.019 | 0.036 | 0.003 |
| 52.5° | 0.541 | 0.034 | 0.009 | -0.453 | 0.044 | 0.007 | 0.100 | 0.040 | 0.002 |
| 57.5° | 0.654 | 0.038 | 0.014 | -0.564 | 0.049 | 0.012 | 0.038 | 0.044 | 0.001 |
| 62.5° | 0.594 | 0.043 | 0.013 | -0.610 | 0.055 | 0.010 | 0.053 | 0.050 | 0.001 |
| 67.5° | 0.607 | 0.047 | 0.010 | -0.490 | 0.059 | 0.008 | 0.084 | 0.054 | 0.003 |
| 72.5° | 0.618 | 0.054 | 0.018 | -0.452 | 0.066 | 0.011 | 0.044 | 0.060 | 0.004 |
| 77.5° | 0.617 | 0.058 | 0.008 | -0.552 | 0.071 | 0.008 | 0.017 | 0.065 | 0.003 |
| 82.5° | 0.506 | 0.061 | 0.013 | -0.647 | 0.075 | 0.019 | 0.108 | 0.068 | 0.005 |
| 87.5° | 0.544 | 0.062 | 0.011 | -0.497 | 0.077 | 0.001 | -0.027 | 0.070 | 0.003 |
| $T_{Lab} = 982.164 \text{ MeV} (p = 1675.63 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.426 | 0.050 | 0.006 | -0.370 | 0.051 | 0.009 | -0.041 | 0.050 | 0.001 |
| 37.5° | 0.460 | 0.039 | 0.009 | -0.451 | 0.040 | 0.013 | -0.014 | 0.038 | 0.005 |
| 42.5° | 0.553 | 0.033 | 0.007 | -0.379 | 0.042 | 0.006 | -0.003 | 0.038 | 0.001 |
| 47.5° | 0.565 | 0.036 | 0.009 | -0.373 | 0.045 | 0.006 | -0.001 | 0.041 | 0.001 |
| 52.5° | 0.560 | 0.040 | 0.005 | -0.500 | 0.050 | 0.011 | 0.016 | 0.046 | 0.001 |
| 57.5° | 0.572 | 0.044 | 0.009 | -0.516 | 0.057 | 0.011 | 0.091 | 0.052 | 0.008 |
| 62.5° | 0.619 | 0.052 | 0.007 | -0.506 | 0.065 | 0.005 | 0.047 | 0.060 | 0.002 |
| 67.5° | 0.568 | 0.055 | 0.008 | -0.510 | 0.069 | 0.012 | -0.079 | 0.063 | 0.001 |
| 72.5° | 0.581 | 0.063 | 0.013 | -0.491 | 0.078 | 0.013 | -0.018 | 0.071 | 0.003 |
| 77.5° | 0.594 | 0.070 | 0.018 | -0.476 | 0.085 | 0.008 | 0.044 | 0.077 | 0.003 |
| 82.5° | 0.509 | 0.074 | 0.016 | -0.581 | 0.091 | 0.022 | 0.034 | 0.082 | 0.008 |
| 87.5° | 0.591 | 0.076 | 0.011 | -0.565 | 0.095 | 0.026 | -0.022 | 0.084 | 0.009 |
| $T_{Lab} = 1027.92 \text{ MeV} (p = 1727.88 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.419 | 0.042 | 0.009 | -0.380 | 0.043 | 0.008 | -0.051 | 0.042 | 0.001 |
| 37.5° | 0.474 | 0.035 | 0.009 | -0.321 | 0.035 | 0.007 | -0.008 | 0.034 | 0.001 |
| 42.5° | 0.532 | 0.030 | 0.008 | -0.475 | 0.037 | 0.010 | 0.025 | 0.035 | 0.001 |
| 47.5° | 0.523 | 0.033 | 0.010 | -0.468 | 0.042 | 0.012 | -0.062 | 0.038 | 0.005 |
| 52.5° | 0.568 | 0.036 | 0.014 | -0.543 | 0.047 | 0.010 | -0.081 | 0.042 | 0.001 |
| 57.5° | 0.591 | 0.041 | 0.010 | -0.475 | 0.052 | 0.013 | 0.128 | 0.048 | 0.003 |
| 62.5° | 0.630 | 0.049 | 0.015 | -0.580 | 0.061 | 0.012 | -0.015 | 0.055 | 0.002 |
| 67.5° | 0.645 | 0.051 | 0.005 | -0.344 | 0.065 | 0.004 | 0.040 | 0.059 | 0.003 |
| 72.5° | 0.574 | 0.058 | 0.016 | -0.451 | 0.073 | 0.006 | 0.101 | 0.067 | 0.002 |
| 77.5° | 0.640 | 0.064 | 0.007 | -0.559 | 0.079 | 0.008 | 0.074 | 0.072 | 0.004 |
| 82.5° | 0.595 | 0.065 | 0.020 | -0.525 | 0.083 | 0.011 | -0.043 | 0.075 | 0.001 |
| 87.5° | 0.533 | 0.071 | 0.005 | -0.391 | 0.087 | 0.012 | 0.048 | 0.077 | 0.004 |

Tabelle A.4: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

Anhang A Winkelverteilungen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1078.41 \text{ MeV} (p = 1785.13 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.348 | 0.040 | 0.007 | -0.275 | 0.042 | 0.003 | -0.110 | 0.040 | 0.002 |
| 37.5° | 0.378 | 0.035 | 0.004 | -0.400 | 0.035 | 0.005 | 0.006 | 0.034 | 0.001 |
| 42.5° | 0.472 | 0.030 | 0.010 | -0.385 | 0.039 | 0.008 | -0.033 | 0.035 | 0.001 |
| 47.5° | 0.510 | 0.033 | 0.006 | -0.453 | 0.043 | 0.011 | 0.001 | 0.039 | 0.001 |
| 52.5° | 0.604 | 0.038 | 0.012 | -0.462 | 0.048 | 0.010 | 0.015 | 0.044 | 0.005 |
| 57.5° | 0.537 | 0.043 | 0.008 | -0.412 | 0.055 | 0.001 | 0.139 | 0.049 | 0.002 |
| 62.5° | 0.488 | 0.051 | 0.010 | -0.472 | 0.064 | 0.011 | 0.099 | 0.058 | 0.009 |
| 67.5° | 0.530 | 0.054 | 0.008 | -0.512 | 0.069 | 0.008 | -0.021 | 0.061 | 0.004 |
| 72.5° | 0.593 | 0.061 | 0.008 | -0.366 | 0.077 | 0.009 | 0.020 | 0.069 | 0.007 |
| 77.5° | 0.386 | 0.067 | 0.013 | -0.531 | 0.082 | 0.024 | 0.014 | 0.076 | 0.003 |
| 82.5° | 0.549 | 0.070 | 0.007 | -0.334 | 0.088 | 0.001 | 0.004 | 0.079 | 0.005 |
| 87.5° | 0.406 | 0.073 | 0.016 | -0.517 | 0.092 | 0.011 | 0.149 | 0.085 | 0.003 |
| $T_{Lab} = 1124.81 \text{ MeV} (p = 1837.38 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.204 | 0.045 | 0.001 | -0.282 | 0.046 | 0.004 | -0.060 | 0.044 | 0.003 |
| 37.5° | 0.477 | 0.040 | 0.008 | -0.306 | 0.040 | 0.005 | -0.057 | 0.038 | 0.003 |
| 42.5° | 0.562 | 0.035 | 0.013 | -0.509 | 0.044 | 0.010 | 0.003 | 0.040 | 0.001 |
| 47.5° | 0.468 | 0.039 | 0.015 | -0.356 | 0.050 | 0.011 | -0.108 | 0.046 | 0.002 |
| 52.5° | 0.553 | 0.044 | 0.009 | -0.426 | 0.057 | 0.009 | 0.037 | 0.052 | 0.001 |
| 57.5° | 0.485 | 0.051 | 0.007 | -0.378 | 0.065 | 0.002 | 0.019 | 0.060 | 0.001 |
| 62.5° | 0.565 | 0.061 | 0.014 | -0.371 | 0.076 | 0.006 | 0.126 | 0.068 | 0.007 |
| 67.5° | 0.400 | 0.064 | 0.005 | -0.290 | 0.081 | 0.003 | 0.061 | 0.074 | 0.002 |
| 72.5° | 0.336 | 0.074 | 0.008 | -0.292 | 0.093 | 0.007 | -0.031 | 0.084 | 0.003 |
| 77.5° | 0.561 | 0.080 | 0.014 | -0.371 | 0.097 | 0.001 | 0.073 | 0.089 | 0.008 |
| 82.5° | 0.412 | 0.084 | 0.010 | -0.436 | 0.104 | 0.011 | 0.002 | 0.093 | 0.010 |
| 87.5° | 0.391 | 0.089 | 0.007 | -0.390 | 0.109 | 0.001 | -0.033 | 0.096 | 0.023 |
| $T_{Lab} = 1184.59 \text{ MeV} (p = 1904.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.452 | 0.044 | 0.007 | -0.394 | 0.045 | 0.009 | 0.080 | 0.043 | 0.003 |
| 37.5° | 0.453 | 0.041 | 0.015 | -0.329 | 0.041 | 0.009 | -0.009 | 0.040 | 0.006 |
| 42.5° | 0.507 | 0.037 | 0.018 | -0.425 | 0.046 | 0.022 | -0.090 | 0.042 | 0.001 |
| 47.5° | 0.483 | 0.041 | 0.030 | -0.368 | 0.052 | 0.017 | 0.049 | 0.048 | 0.012 |
| 52.5° | 0.530 | 0.047 | 0.015 | -0.415 | 0.060 | 0.018 | -0.029 | 0.054 | 0.009 |
| 57.5° | 0.471 | 0.055 | 0.013 | -0.332 | 0.069 | 0.018 | -0.079 | 0.064 | 0.006 |
| 62.5° | 0.409 | 0.065 | 0.023 | -0.350 | 0.081 | 0.012 | 0.044 | 0.073 | 0.006 |
| 67.5° | 0.516 | 0.069 | 0.018 | -0.703 | 0.086 | 0.035 | 0.196 | 0.078 | 0.001 |
| 72.5° | 0.496 | 0.079 | 0.022 | -0.418 | 0.098 | 0.025 | 0.073 | 0.087 | 0.004 |
| 77.5° | 0.499 | 0.083 | 0.013 | -0.482 | 0.103 | 0.020 | -0.054 | 0.096 | 0.011 |
| 82.5° | 0.592 | 0.087 | 0.018 | -0.593 | 0.112 | 0.001 | 0.059 | 0.099 | 0.005 |
| 87.5° | 0.679 | 0.090 | 0.033 | -0.564 | 0.110 | 0.009 | 0.127 | 0.103 | 0.029 |

Tabelle A.5: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1230.9 \text{ MeV} (p = 1955.75 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.347 | 0.039 | 0.015 | -0.388 | 0.040 | 0.014 | 0.014 | 0.039 | 0.003 |
| 37.5° | 0.454 | 0.037 | 0.015 | -0.423 | 0.038 | 0.017 | -0.024 | 0.037 | 0.003 |
| 42.5° | 0.458 | 0.034 | 0.017 | -0.459 | 0.043 | 0.012 | -0.031 | 0.039 | 0.004 |
| 47.5° | 0.531 | 0.038 | 0.025 | -0.405 | 0.049 | 0.013 | -0.022 | 0.045 | 0.014 |
| 52.5° | 0.495 | 0.044 | 0.017 | -0.443 | 0.057 | 0.014 | 0.128 | 0.052 | 0.005 |
| 57.5° | 0.513 | 0.051 | 0.028 | -0.409 | 0.066 | 0.038 | 0.051 | 0.062 | 0.009 |
| 62.5° | 0.517 | 0.062 | 0.023 | -0.498 | 0.078 | 0.018 | 0.068 | 0.069 | 0.012 |
| 67.5° | 0.522 | 0.065 | 0.023 | -0.480 | 0.081 | 0.011 | 0.082 | 0.072 | 0.009 |
| 72.5° | 0.543 | 0.073 | 0.015 | -0.491 | 0.090 | 0.008 | 0.173 | 0.083 | 0.017 |
| 77.5° | 0.536 | 0.080 | 0.023 | -0.587 | 0.097 | 0.027 | 0.070 | 0.090 | 0.022 |
| 82.5° | 0.584 | 0.081 | 0.045 | -0.489 | 0.103 | 0.028 | 0.075 | 0.091 | 0.008 |
| 87.5° | 0.408 | 0.084 | 0.027 | -0.621 | 0.105 | 0.005 | 0.063 | 0.094 | 0.009 |
| $T_{Lab} = 1281.98 \text{ MeV} (p = 2012.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.391 | 0.038 | 0.010 | -0.334 | 0.039 | 0.008 | -0.042 | 0.038 | 0.005 |
| 37.5° | 0.401 | 0.038 | 0.017 | -0.422 | 0.038 | 0.012 | -0.089 | 0.037 | 0.009 |
| 42.5° | 0.585 | 0.035 | 0.028 | -0.439 | 0.044 | 0.027 | -0.034 | 0.040 | 0.008 |
| 47.5° | 0.509 | 0.040 | 0.021 | -0.310 | 0.051 | 0.002 | -0.062 | 0.046 | 0.008 |
| 52.5° | 0.514 | 0.047 | 0.024 | -0.382 | 0.060 | 0.010 | -0.063 | 0.055 | 0.001 |
| 57.5° | 0.608 | 0.054 | 0.021 | -0.327 | 0.069 | 0.009 | 0.046 | 0.062 | 0.001 |
| 62.5° | 0.550 | 0.062 | 0.013 | -0.373 | 0.081 | 0.002 | 0.025 | 0.075 | 0.010 |
| 67.5° | 0.487 | 0.068 | 0.026 | -0.395 | 0.084 | 0.001 | -0.169 | 0.076 | 0.005 |
| 72.5° | 0.476 | 0.076 | 0.026 | -0.324 | 0.095 | 0.006 | 0.031 | 0.087 | 0.006 |
| 77.5° | 0.447 | 0.083 | 0.009 | -0.462 | 0.101 | 0.003 | -0.045 | 0.090 | 0.003 |
| 82.5° | 0.502 | 0.083 | 0.065 | -0.390 | 0.106 | 0.004 | -0.094 | 0.096 | 0.017 |
| 87.5° | 0.577 | 0.086 | 0.066 | -0.557 | 0.110 | 0.068 | -0.011 | 0.099 | 0.023 |
| $T_{Lab} = 1326.48 \text{ MeV} (p = 2061.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.407 | 0.045 | 0.008 | -0.213 | 0.045 | 0.001 | 0.000 | 0.044 | 0.004 |
| 37.5° | 0.461 | 0.045 | 0.013 | -0.343 | 0.046 | 0.008 | 0.027 | 0.045 | 0.001 |
| 42.5° | 0.522 | 0.042 | 0.023 | -0.414 | 0.053 | 0.015 | -0.033 | 0.049 | 0.004 |
| 47.5° | 0.466 | 0.049 | 0.016 | -0.430 | 0.062 | 0.001 | 0.034 | 0.056 | 0.004 |
| 52.5° | 0.571 | 0.057 | 0.015 | -0.381 | 0.072 | 0.001 | 0.086 | 0.067 | 0.010 |
| 57.5° | 0.474 | 0.068 | 0.022 | -0.526 | 0.086 | 0.015 | 0.018 | 0.079 | 0.018 |
| 62.5° | 0.350 | 0.078 | 0.004 | -0.355 | 0.100 | 0.013 | -0.147 | 0.090 | 0.001 |
| 67.5° | 0.332 | 0.084 | 0.023 | -0.316 | 0.105 | 0.012 | -0.041 | 0.094 | 0.002 |
| 72.5° | 0.279 | 0.093 | 0.025 | -0.453 | 0.118 | 0.014 | 0.008 | 0.105 | 0.011 |
| 77.5° | 0.283 | 0.101 | 0.003 | -0.574 | 0.126 | 0.013 | -0.072 | 0.115 | 0.023 |
| 82.5° | 0.705 | 0.100 | 0.021 | -0.903 | 0.124 | 0.034 | -0.014 | 0.119 | 0.001 |
| 87.5° | 0.459 | 0.106 | 0.003 | -0.489 | 0.132 | 0.004 | 0.056 | 0.125 | 0.056 |

Tabelle A.6: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

Anhang A Winkelverteilungen von A_{NN} , A_{SS} und A_{SL}

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1392.89 \text{ MeV} (p = 2134 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.291 | 0.048 | 0.008 | -0.341 | 0.049 | 0.013 | -0.031 | 0.047 | 0.007 |
| 37.5° | 0.465 | 0.041 | 0.021 | -0.428 | 0.052 | 0.022 | -0.075 | 0.047 | 0.004 |
| 42.5° | 0.473 | 0.047 | 0.012 | -0.419 | 0.059 | 0.003 | -0.023 | 0.054 | 0.007 |
| 47.5° | 0.569 | 0.055 | 0.024 | -0.405 | 0.070 | 0.032 | 0.097 | 0.063 | 0.025 |
| 52.5° | 0.460 | 0.064 | 0.029 | -0.227 | 0.083 | 0.009 | -0.131 | 0.077 | 0.007 |
| 57.5° | 0.341 | 0.078 | 0.003 | -0.242 | 0.099 | 0.015 | -0.060 | 0.091 | 0.007 |
| 62.5° | 0.447 | 0.089 | 0.029 | -0.182 | 0.110 | 0.001 | -0.024 | 0.101 | 0.005 |
| 67.5° | 0.636 | 0.095 | 0.018 | -0.570 | 0.120 | 0.050 | 0.121 | 0.106 | 0.023 |
| 72.5° | 0.542 | 0.109 | 0.014 | -0.403 | 0.135 | 0.038 | -0.016 | 0.116 | 0.001 |
| 77.5° | 0.363 | 0.113 | 0.001 | -0.470 | 0.138 | 0.039 | -0.007 | 0.129 | 0.027 |
| 82.5° | 0.480 | 0.116 | 0.016 | -0.541 | 0.146 | 0.007 | 0.241 | 0.135 | 0.014 |
| 87.5° | 0.684 | 0.117 | 0.004 | -0.783 | 0.143 | 0.027 | 0.132 | 0.133 | 0.019 |
| $T_{Lab} = 1442.42 \text{ MeV} (p = 2188 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.301 | 0.047 | 0.012 | -0.435 | 0.048 | 0.020 | 0.041 | 0.047 | 0.006 |
| 37.5° | 0.430 | 0.041 | 0.022 | -0.428 | 0.052 | 0.025 | -0.080 | 0.047 | 0.006 |
| 42.5° | 0.458 | 0.048 | 0.024 | -0.357 | 0.061 | 0.008 | 0.078 | 0.054 | 0.018 |
| 47.5° | 0.441 | 0.057 | 0.024 | -0.352 | 0.071 | 0.009 | 0.074 | 0.064 | 0.013 |
| 52.5° | 0.504 | 0.065 | 0.025 | -0.534 | 0.084 | 0.040 | -0.157 | 0.078 | 0.009 |
| 57.5° | 0.525 | 0.080 | 0.031 | -0.407 | 0.102 | 0.001 | -0.057 | 0.094 | 0.001 |
| 62.5° | 0.374 | 0.091 | 0.037 | -0.257 | 0.116 | 0.017 | -0.045 | 0.101 | 0.018 |
| 67.5° | 0.251 | 0.098 | 0.002 | -0.481 | 0.120 | 0.026 | 0.006 | 0.111 | 0.015 |
| 72.5° | 0.277 | 0.106 | 0.010 | -0.336 | 0.131 | 0.021 | 0.198 | 0.121 | 0.014 |
| 77.5° | 0.713 | 0.115 | 0.006 | -0.595 | 0.141 | 0.025 | 0.112 | 0.129 | 0.006 |
| 82.5° | 0.590 | 0.113 | 0.019 | -0.550 | 0.142 | 0.001 | 0.130 | 0.140 | 0.015 |
| 87.5° | 0.632 | 0.122 | 0.041 | -0.711 | 0.147 | 0.072 | 0.140 | 0.128 | 0.009 |
| $T_{Lab} = 1506.22 \text{ MeV} (p = 2257.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.193 | 0.079 | 0.003 | -0.240 | 0.081 | 0.007 | 0.107 | 0.079 | 0.008 |
| 37.5° | 0.347 | 0.072 | 0.026 | -0.226 | 0.092 | 0.013 | -0.106 | 0.084 | 0.006 |
| 42.5° | 0.319 | 0.084 | 0.002 | -0.303 | 0.109 | 0.017 | -0.039 | 0.098 | 0.002 |
| 47.5° | 0.371 | 0.101 | 0.039 | -0.088 | 0.131 | 0.005 | 0.129 | 0.119 | 0.016 |
| 52.5° | 0.612 | 0.117 | 0.041 | -0.436 | 0.149 | 0.034 | -0.035 | 0.136 | 0.005 |
| 57.5° | 0.272 | 0.142 | 0.001 | -0.179 | 0.183 | 0.014 | -0.089 | 0.165 | 0.017 |
| 62.5° | 0.434 | 0.158 | 0.012 | -0.166 | 0.198 | 0.003 | -0.277 | 0.182 | 0.023 |
| 67.5° | 0.553 | 0.179 | 0.020 | -0.050 | 0.223 | 0.016 | 0.040 | 0.198 | 0.026 |
| 72.5° | 0.349 | 0.187 | 0.070 | -0.421 | 0.231 | 0.073 | 0.506 | 0.207 | 0.017 |
| 77.5° | 0.591 | 0.201 | 0.010 | -0.828 | 0.252 | 0.028 | -0.020 | 0.229 | 0.056 |
| 82.5° | 0.612 | 0.204 | 0.048 | -0.600 | 0.262 | 0.146 | -0.124 | 0.234 | 0.039 |
| 87.5° | 0.617 | 0.207 | 0.089 | -0.054 | 0.268 | 0.062 | -0.109 | 0.244 | 0.015 |

Tabelle A.7: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1552 \text{ MeV} (p = 2306.75 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.362 | 0.068 | 0.001 | -0.349 | 0.070 | 0.014 | 0.029 | 0.067 | 0.001 |
| 37.5° | 0.448 | 0.063 | 0.008 | -0.465 | 0.080 | 0.002 | -0.028 | 0.073 | 0.011 |
| 42.5° | 0.399 | 0.074 | 0.012 | -0.281 | 0.094 | 0.018 | 0.051 | 0.085 | 0.018 |
| 47.5° | 0.349 | 0.090 | 0.018 | -0.337 | 0.116 | 0.014 | -0.043 | 0.103 | 0.010 |
| 52.5° | 0.495 | 0.106 | 0.011 | -0.545 | 0.135 | 0.002 | -0.037 | 0.122 | 0.015 |
| 57.5° | 0.017 | 0.128 | 0.015 | -0.433 | 0.163 | 0.003 | 0.159 | 0.150 | 0.005 |
| 62.5° | 0.201 | 0.136 | 0.007 | -0.331 | 0.175 | 0.003 | 0.130 | 0.162 | 0.009 |
| 67.5° | 0.084 | 0.161 | 0.009 | -0.343 | 0.189 | 0.032 | -0.155 | 0.172 | 0.029 |
| 72.5° | 0.366 | 0.169 | 0.021 | -0.918 | 0.207 | 0.006 | 0.089 | 0.182 | 0.011 |
| 77.5° | 0.523 | 0.165 | 0.055 | -0.686 | 0.218 | 0.028 | 0.001 | 0.201 | 0.037 |
| 82.5° | 0.249 | 0.175 | 0.037 | -0.362 | 0.230 | 0.056 | -0.029 | 0.207 | 0.005 |
| 87.5° | 0.257 | 0.184 | 0.023 | -0.380 | 0.224 | 0.043 | -0.113 | 0.206 | 0.065 |
| $T_{Lab} = 1602.57 \text{ MeV} (p = 2361.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.329 | 0.069 | 0.010 | -0.264 | 0.070 | 0.003 | -0.117 | 0.068 | 0.001 |
| 37.5° | 0.271 | 0.065 | 0.022 | -0.173 | 0.082 | 0.010 | -0.010 | 0.075 | 0.001 |
| 42.5° | 0.287 | 0.079 | 0.024 | -0.296 | 0.102 | 0.011 | 0.011 | 0.089 | 0.021 |
| 47.5° | 0.330 | 0.095 | 0.016 | -0.085 | 0.121 | 0.001 | -0.190 | 0.110 | 0.014 |
| 52.5° | 0.329 | 0.111 | 0.010 | -0.070 | 0.142 | 0.013 | 0.143 | 0.127 | 0.009 |
| 57.5° | 0.408 | 0.135 | 0.012 | -0.341 | 0.170 | 0.007 | -0.163 | 0.155 | 0.017 |
| 62.5° | 0.405 | 0.143 | 0.067 | -0.329 | 0.186 | 0.052 | -0.136 | 0.173 | 0.028 |
| 67.5° | 0.415 | 0.164 | 0.008 | -0.602 | 0.206 | 0.002 | -0.118 | 0.179 | 0.001 |
| 72.5° | 0.337 | 0.176 | 0.040 | -0.242 | 0.215 | 0.026 | 0.089 | 0.194 | 0.011 |
| 77.5° | 0.114 | 0.180 | 0.033 | -0.527 | 0.234 | 0.003 | 0.257 | 0.206 | 0.052 |
| 82.5° | 0.264 | 0.184 | 0.004 | -0.310 | 0.232 | 0.001 | 0.185 | 0.208 | 0.044 |
| 87.5° | 0.700 | 0.184 | 0.030 | -0.789 | 0.225 | 0.004 | 0.110 | 0.213 | 0.024 |
| $T_{Lab} = 1648.63 \text{ MeV} (p = 2410.75 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.373 | 0.089 | 0.001 | -0.163 | 0.091 | 0.001 | -0.149 | 0.086 | 0.001 |
| 37.5° | 0.263 | 0.084 | 0.001 | -0.248 | 0.107 | 0.001 | -0.048 | 0.100 | 0.001 |
| 42.5° | 0.540 | 0.102 | 0.001 | -0.204 | 0.130 | 0.001 | 0.300 | 0.116 | 0.001 |
| 47.5° | 0.421 | 0.122 | 0.001 | -0.297 | 0.158 | 0.001 | 0.000 | 0.147 | 0.001 |
| 52.5° | 0.465 | 0.144 | 0.001 | -0.270 | 0.182 | 0.001 | 0.047 | 0.173 | 0.001 |
| 57.5° | 0.347 | 0.186 | 0.001 | -0.579 | 0.237 | 0.001 | -0.035 | 0.202 | 0.001 |
| 62.5° | -0.056 | 0.199 | 0.001 | -0.059 | 0.251 | 0.001 | -0.095 | 0.227 | 0.001 |
| 67.5° | 0.738 | 0.215 | 0.001 | -0.898 | 0.265 | 0.001 | -0.171 | 0.255 | 0.001 |
| 72.5° | 0.588 | 0.230 | 0.001 | -0.471 | 0.285 | 0.001 | 0.004 | 0.278 | 0.001 |
| 77.5° | 0.300 | 0.230 | 0.001 | -0.744 | 0.304 | 0.001 | 0.193 | 0.281 | 0.001 |
| 82.5° | 0.323 | 0.251 | 0.001 | -0.655 | 0.327 | 0.001 | 0.215 | 0.289 | 0.001 |
| 87.5° | 0.951 | 0.247 | 0.001 | -0.476 | 0.302 | 0.001 | -0.227 | 0.286 | 0.001 |

Tabelle A.8: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1708.38 \text{ MeV} (p = 2474.75 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.304 | 0.106 | 0.003 | -0.052 | 0.108 | 0.008 | 0.181 | 0.103 | 0.001 |
| 37.5° | 0.055 | 0.101 | 0.026 | -0.266 | 0.129 | 0.025 | -0.036 | 0.121 | 0.009 |
| 42.5° | 0.061 | 0.121 | 0.001 | -0.209 | 0.158 | 0.010 | -0.001 | 0.142 | 0.016 |
| 47.5° | 0.575 | 0.147 | 0.039 | -0.336 | 0.192 | 0.004 | -0.234 | 0.178 | 0.036 |
| 52.5° | 0.113 | 0.178 | 0.043 | -0.206 | 0.228 | 0.036 | 0.220 | 0.208 | 0.125 |
| 57.5° | -0.200 | 0.209 | 0.048 | -0.425 | 0.273 | 0.054 | -0.093 | 0.251 | 0.012 |
| 62.5° | 0.818 | 0.227 | 0.090 | -0.448 | 0.276 | 0.112 | 0.047 | 0.267 | 0.030 |
| 67.5° | 0.882 | 0.253 | 0.008 | -0.882 | 0.307 | 0.003 | 0.006 | 0.284 | 0.003 |
| 72.5° | -0.099 | 0.273 | 0.095 | 0.083 | 0.340 | 0.295 | -0.408 | 0.304 | 0.055 |
| 77.5° | 0.529 | 0.278 | 0.017 | -0.362 | 0.364 | 0.184 | -0.011 | 0.311 | 0.013 |
| 82.5° | 1.014 | 0.287 | 0.161 | -0.662 | 0.362 | 0.025 | 0.077 | 0.352 | 0.032 |
| 87.5° | 0.656 | 0.290 | 0.110 | -0.732 | 0.367 | 0.275 | 0.329 | 0.328 | 0.121 |
| $T_{Lab} = 1753.78 \text{ MeV} (p = 2523.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.304 | 0.097 | 0.017 | -0.278 | 0.098 | 0.021 | -0.078 | 0.094 | 0.015 |
| 37.5° | 0.418 | 0.094 | 0.012 | -0.094 | 0.121 | 0.006 | 0.086 | 0.110 | 0.014 |
| 42.5° | 0.412 | 0.112 | 0.014 | -0.474 | 0.144 | 0.014 | 0.012 | 0.134 | 0.006 |
| 47.5° | 0.337 | 0.144 | 0.010 | -0.478 | 0.183 | 0.001 | -0.069 | 0.162 | 0.060 |
| 52.5° | -0.004 | 0.165 | 0.009 | -0.190 | 0.220 | 0.001 | -0.036 | 0.204 | 0.082 |
| 57.5° | 0.227 | 0.203 | 0.023 | -0.397 | 0.260 | 0.039 | -0.122 | 0.225 | 0.018 |
| 62.5° | 0.125 | 0.212 | 0.013 | -0.104 | 0.266 | 0.019 | 0.359 | 0.236 | 0.016 |
| 67.5° | 0.630 | 0.227 | 0.042 | -0.651 | 0.289 | 0.006 | -0.381 | 0.268 | 0.027 |
| 72.5° | 0.471 | 0.234 | 0.150 | -0.558 | 0.290 | 0.277 | -0.166 | 0.291 | 0.080 |
| 77.5° | 0.795 | 0.241 | 0.023 | -0.413 | 0.318 | 0.006 | -0.087 | 0.302 | 0.046 |
| 82.5° | 0.472 | 0.260 | 1.014 | -0.676 | 0.324 | 0.570 | 0.184 | 0.309 | 0.162 |
| 87.5° | 0.616 | 0.266 | 0.046 | -0.634 | 0.327 | 0.021 | -0.333 | 0.306 | 0.051 |
| $T_{Lab} = 1803.99 \text{ MeV} (p = 2576.75 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.129 | 0.099 | 0.010 | -0.124 | 0.100 | 0.007 | -0.007 | 0.098 | 0.008 |
| 37.5° | 0.422 | 0.094 | 0.011 | -0.310 | 0.122 | 0.021 | -0.084 | 0.111 | 0.029 |
| 42.5° | 0.252 | 0.118 | 0.021 | -0.330 | 0.152 | 0.043 | -0.052 | 0.139 | 0.010 |
| 47.5° | 0.278 | 0.144 | 0.014 | -0.550 | 0.184 | 0.010 | 0.297 | 0.164 | 0.023 |
| 52.5° | 0.306 | 0.177 | 0.016 | -0.494 | 0.222 | 0.008 | 0.377 | 0.203 | 0.001 |
| 57.5° | 0.559 | 0.211 | 0.017 | -0.438 | 0.283 | 0.072 | 0.012 | 0.236 | 0.009 |
| 62.5° | 0.536 | 0.222 | 0.017 | -0.313 | 0.275 | 0.085 | -0.483 | 0.256 | 0.014 |
| 67.5° | 0.560 | 0.240 | 0.001 | -0.577 | 0.308 | 0.087 | 0.054 | 0.272 | 0.019 |
| 72.5° | 0.744 | 0.244 | 0.190 | -0.575 | 0.304 | 0.074 | 0.078 | 0.295 | 0.028 |
| 77.5° | -0.006 | 0.266 | 0.095 | -0.105 | 0.344 | 0.097 | -0.670 | 0.318 | 0.084 |
| 82.5° | 0.720 | 0.277 | 0.032 | -0.642 | 0.331 | 0.111 | 0.401 | 0.312 | 0.011 |
| 87.5° | 0.485 | 0.268 | 0.062 | -0.477 | 0.331 | 0.130 | -0.420 | 0.315 | 0.004 |

Tabelle A.9: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

| ϑ_{cm} | A_{NN} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SS} | σ_{stat} | σ_{norm} | A_{SL} | σ_{stat} | σ_{norm} |
|---|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|----------|-----------------|-----------------|
| $T_{Lab} = 1849.61 \text{ MeV} (p = 2625.25 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.210 | 0.156 | 0.037 | -0.513 | 0.157 | 0.018 | -0.067 | 0.152 | 0.005 |
| 37.5° | 0.358 | 0.148 | 0.006 | -0.184 | 0.198 | 0.018 | 0.086 | 0.189 | 0.008 |
| 42.5° | 0.333 | 0.191 | 0.010 | -0.557 | 0.246 | 0.030 | -0.180 | 0.235 | 0.006 |
| 47.5° | -0.340 | 0.238 | 0.001 | 0.063 | 0.302 | 0.015 | 0.435 | 0.272 | 0.005 |
| 52.5° | -0.133 | 0.288 | 0.045 | -0.424 | 0.358 | 0.082 | 0.293 | 0.318 | 0.020 |
| 57.5° | -0.366 | 0.349 | 0.006 | -0.331 | 0.457 | 0.030 | 0.336 | 0.410 | 0.005 |
| 62.5° | 1.068 | 0.371 | 0.043 | -0.798 | 0.458 | 0.041 | 0.014 | 0.423 | 0.064 |
| 67.5° | 0.298 | 0.403 | 0.007 | 0.088 | 0.488 | 0.064 | -0.447 | 0.463 | 0.100 |
| 72.5° | 0.223 | 0.416 | 0.034 | -0.264 | 0.566 | 0.066 | 0.893 | 0.512 | 0.024 |
| 77.5° | -0.176 | 0.436 | 0.042 | -0.446 | 0.613 | 0.098 | -0.869 | 0.496 | 0.086 |
| 82.5° | 0.584 | 0.511 | 0.161 | -0.817 | 0.599 | 0.246 | 0.059 | 0.541 | 0.254 |
| 87.5° | 0.161 | 0.484 | 0.009 | 0.003 | 0.636 | 0.009 | -0.740 | 0.505 | 0.041 |
| $T_{Lab} = 1914.92 \text{ MeV} (p = 2694.5 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.307 | 0.144 | 0.004 | 0.124 | 0.146 | 0.012 | -0.198 | 0.139 | 0.016 |
| 37.5° | 0.049 | 0.142 | 0.005 | -0.187 | 0.186 | 0.015 | 0.134 | 0.167 | 0.017 |
| 42.5° | 0.600 | 0.180 | 0.025 | -0.463 | 0.228 | 0.002 | 0.102 | 0.207 | 0.016 |
| 47.5° | 0.368 | 0.215 | 0.053 | -0.326 | 0.287 | 0.073 | 0.036 | 0.252 | 0.037 |
| 52.5° | 0.213 | 0.275 | 0.043 | -0.348 | 0.352 | 0.053 | 0.247 | 0.323 | 0.043 |
| 57.5° | 0.224 | 0.316 | 0.062 | 0.197 | 0.397 | 0.079 | 0.426 | 0.374 | 0.032 |
| 62.5° | 0.307 | 0.312 | 0.036 | -0.368 | 0.408 | 0.024 | 0.111 | 0.399 | 0.102 |
| 67.5° | 0.310 | 0.356 | 0.081 | -1.160 | 0.471 | 0.109 | 0.311 | 0.431 | 0.014 |
| 72.5° | 0.133 | 0.370 | 0.001 | -0.439 | 0.472 | 0.059 | 0.214 | 0.452 | 0.004 |
| 77.5° | -0.007 | 0.400 | 0.302 | 0.481 | 0.568 | 0.088 | 1.362 | 0.497 | 0.010 |
| 82.5° | 0.449 | 0.447 | 0.027 | -0.363 | 0.531 | 0.017 | -0.166 | 0.485 | 0.010 |
| 87.5° | 0.878 | 0.410 | 0.008 | -0.880 | 0.518 | 0.039 | -0.157 | 0.514 | 0.232 |
| $T_{Lab} = 1966.91 \text{ MeV} (p = 2749.5 \text{ MeV}/c)$ | | | | | | | | | |
| 32.5° | 0.253 | 0.148 | 0.017 | -0.204 | 0.148 | 0.025 | 0.073 | 0.143 | 0.006 |
| 37.5° | 0.197 | 0.143 | 0.023 | -0.233 | 0.190 | 0.037 | 0.013 | 0.174 | 0.024 |
| 42.5° | 0.095 | 0.187 | 0.036 | -0.007 | 0.240 | 0.030 | -0.276 | 0.212 | 0.009 |
| 47.5° | 0.168 | 0.228 | 0.013 | -0.380 | 0.285 | 0.013 | -0.440 | 0.262 | 0.001 |
| 52.5° | 0.067 | 0.282 | 0.017 | 0.527 | 0.369 | 0.027 | -0.578 | 0.345 | 0.042 |
| 57.5° | 0.627 | 0.339 | 0.046 | -0.485 | 0.445 | 0.035 | 0.293 | 0.385 | 0.004 |
| 62.5° | 0.654 | 0.338 | 0.049 | -0.713 | 0.415 | 0.048 | 0.188 | 0.367 | 0.008 |
| 67.5° | 0.255 | 0.365 | 0.078 | 0.037 | 0.479 | 0.046 | -0.387 | 0.445 | 0.154 |
| 72.5° | 0.971 | 0.417 | 0.120 | 0.419 | 0.529 | 0.034 | -0.234 | 0.471 | 0.011 |
| 77.5° | -0.104 | 0.388 | 0.042 | -1.324 | 0.519 | 0.008 | 0.477 | 0.446 | 0.016 |
| 82.5° | 1.115 | 0.467 | 0.015 | -0.877 | 0.563 | 0.141 | -0.058 | 0.468 | 0.026 |
| 87.5° | 0.750 | 0.420 | 0.051 | -0.638 | 0.616 | 0.001 | -0.478 | 0.483 | 0.109 |

Tabelle A.10: Weitere Winkelverteilungen der Spinkorrelationskoeffizienten.

Anhang B

Weitere Abbildungen zur direkten Rekonstruktion von Streuamplituden

Die Abbildungen auf den folgenden Seiten zeigen (ergänzend zu Abbildung 6.21) weitere Lösungen der direkten Rekonstruktion von Streuamplituden im Helizitätssystem bei Energien zwischen 1300 *MeV* und 2100 *MeV*. Die Beträge sind normiert mit

$$2\sqrt{\sigma_0} = \sqrt{\sum_{i=1}^4 |\phi_i|^2 + 4|\phi_5|^2}$$

Eine Darstellung der zugrundeliegenden Datenbasis für die Rekonstruktion sowie eine eingehende Diskussion der Ergebnisse finden sich in Kapitel 6.8 auf den Seiten 107*ff.*

$$T_{Lab} = 1300 \text{ MeV}$$

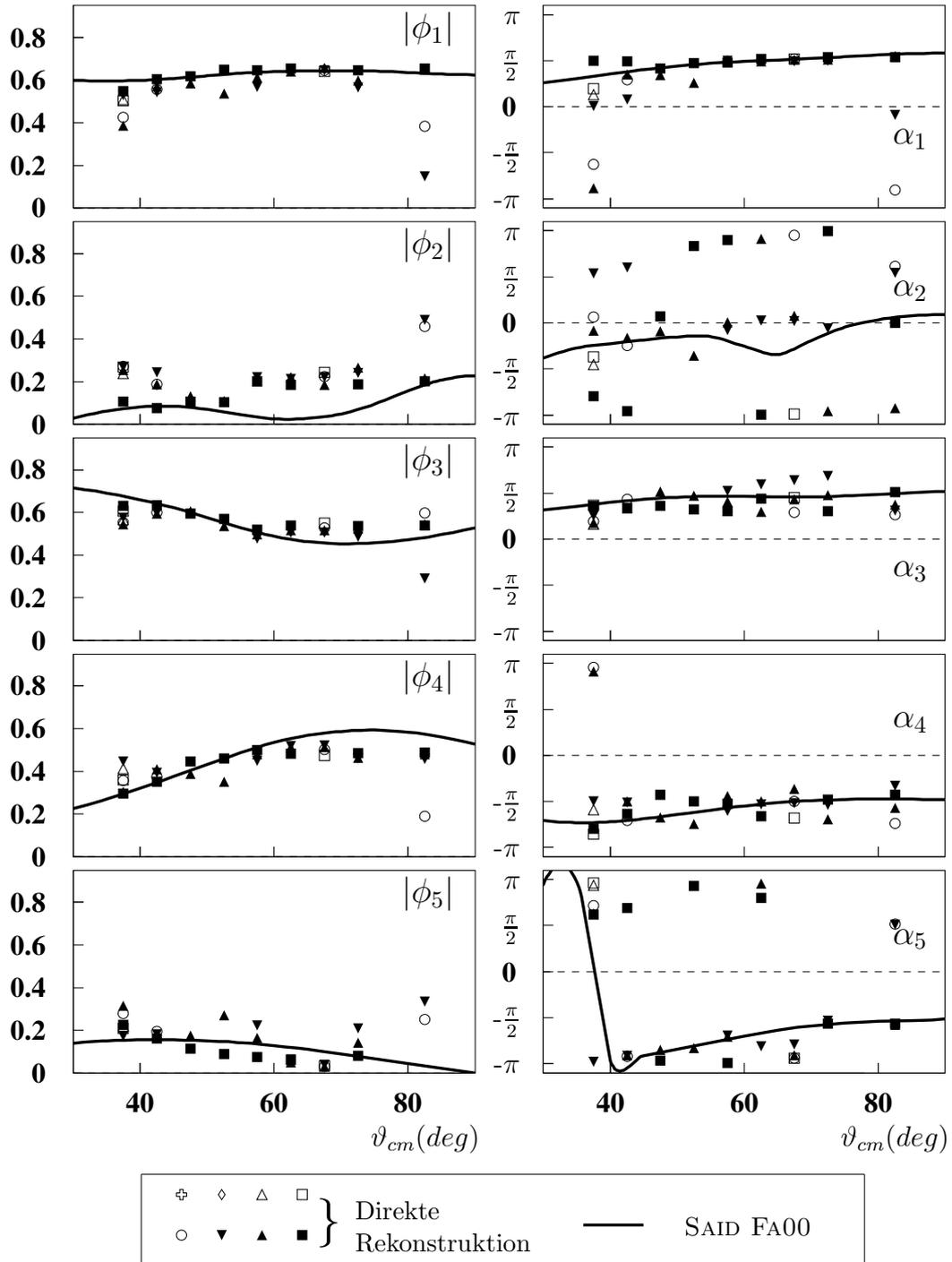


Abbildung B.1: Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1300 \text{ MeV}$. Weitere Anmerkungen siehe Abbildung 6.21 auf Seite 109.

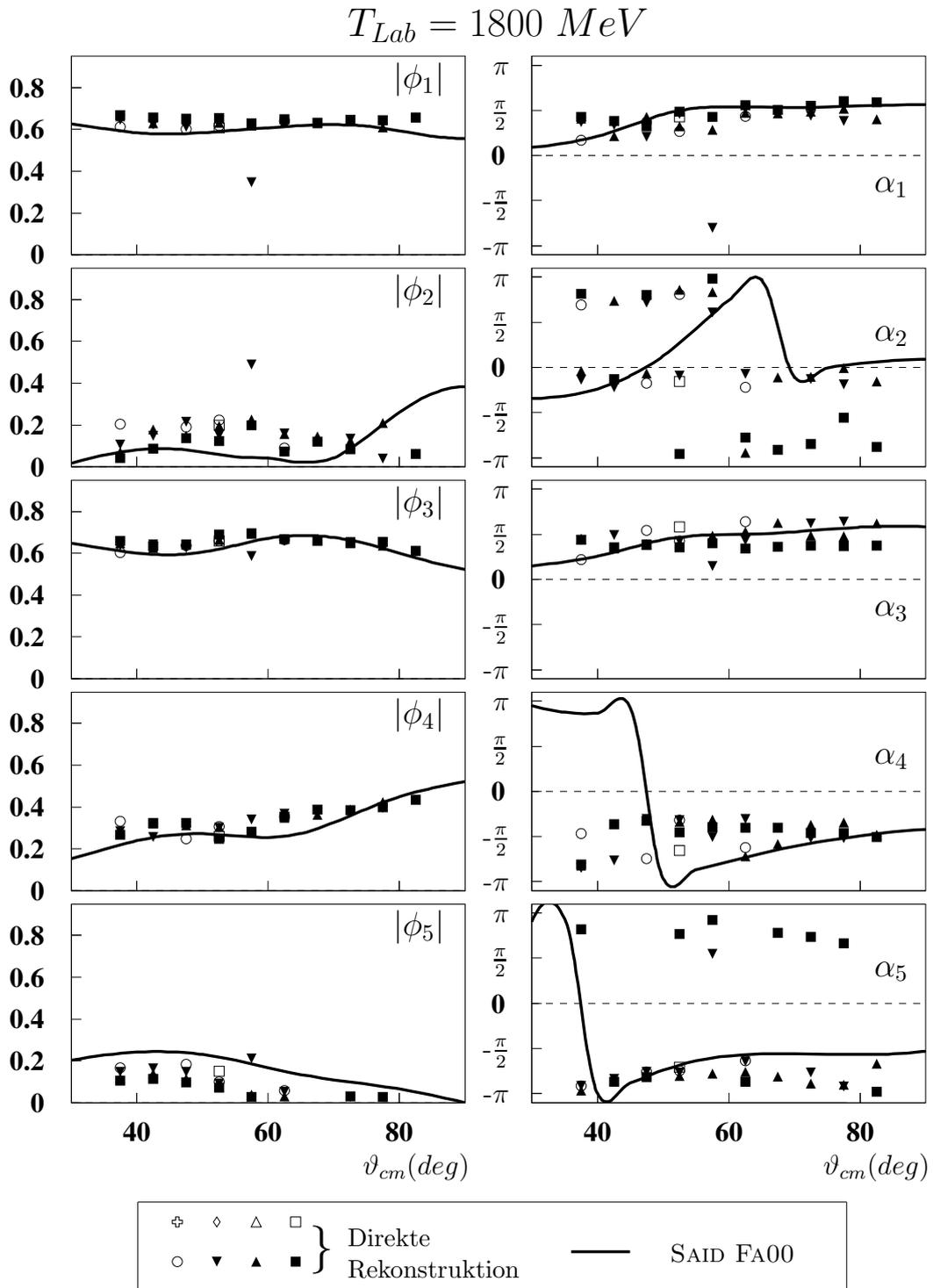


Abbildung B.2: Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 1800 \text{ MeV}$. Weitere Anmerkungen siehe Abbildung 6.21 auf Seite 109.

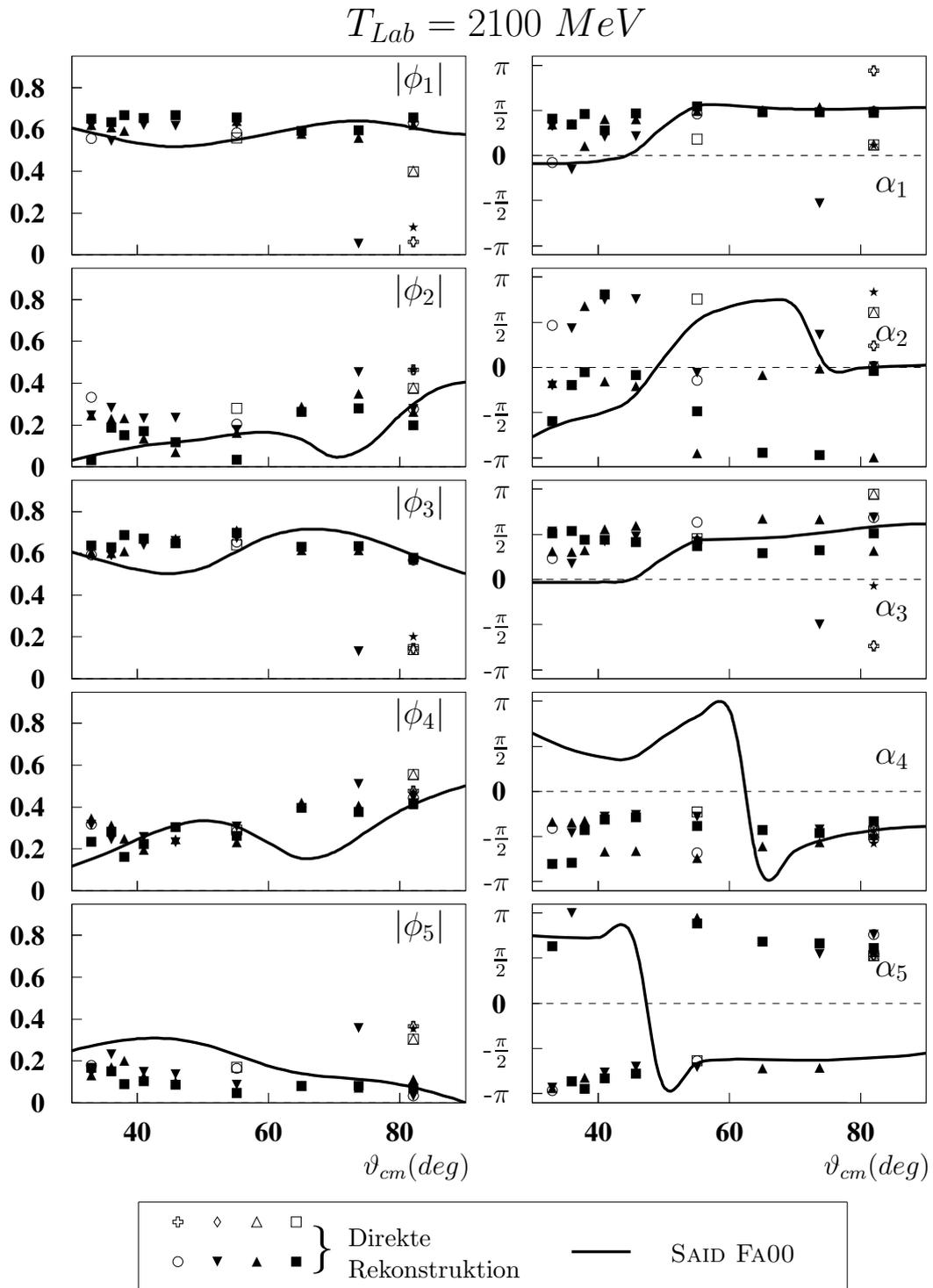


Abbildung B.3: Direkte Rekonstruktion der Streuamplituden bei $T_{Lab} = 2100 \text{ MeV}$. Weitere Anmerkungen siehe Abbildung 6.21 auf Seite 109.

Literaturverzeichnis

- [Ack93] K. Ackerstaff. *Konzeption einer Detektorsimulation für das EDDA-Experiment bei COSY und Anwendung auf Detektorkomponenten*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1993.
- [Alb97] D. Albers et al. *Proton–proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies*. Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 1652.
- [All98a] C. Allgower et al. *Angular dependence of pp spin correlation and rescattering observables between 1.80 and 2.10 GeV*. Eur. Phys. J. C **1** (1998), 131–138.
- [All98b] C. E. Allgower et al. *The p p elastic scattering analyzing power measured with the polarized beam and the unpolarized target between 1.98-GeV and 2.80-GeV*. Nucl. Phys. A **637** (1998), 231–242.
- [All98c] C. E. Allgower et al. *pp elastic scattering polarization transfer K_{onno} and depolarization D_{onon} between 1.94 and 2.80 GeV*. Eur. Phys. J. C **5** (1998), 453–460.
- [All99a] C. E. Allgower et al. *Angular dependence of the p p elastic scattering analyzing power between 0.8-GeV and 2.8-GeV. I. Results for 1.80-GeV to 2.24-GeV*. Phys. Rev. C **60** (1999), 054001.
- [All99b] C. E. Allgower et al. *Angular dependence of the pp elastic-scattering analyzing power between 0.8 and 2.8 GeV. II. Results for higher energies*. Phys. Rev. C **60** (1999), 054002.
- [All00] C. Allgower et al. *Angular dependence of the pp elastic scattering spin correlation parameter A_{00nn} between 0.8 and 2.8 GeV: Results for 1.80-2.24 GeV*. Phys. Rev. C **62** (2000), 064001.
- [All01] C. Allgower et al. *Angular dependence of the pp elastic scattering spin correlation parameter A_{00nn} between 0.8 and 2.8 GeV. II. Results for higher energies*. Phys. Rev. C **64** (2001), 034003.

- [Alt98] M. Altmeier. *Die Entwicklung und der Bau des polarisierten Atomstrahlteils für das EDDA-Experiment an COSY-Jülich*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.
- [Alt00] M. Altmeier et al. *Excitation Functions of the Analyzing Power in pp Scattering from 0.45 to 2.5 GeV*. Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 1819.
- [Apr83] E. Aprile et al. *Measurements of the spin-correlation parameters A_{00kk} , A_{00ks} , and A_{00ss} in p-p elastic scattering between 400 and 600 MeV*. Phys. Rev. D **28** (1983), 21–39.
- [Aue78] I. Auer et al. *Energy dependence of the spin-spin correlation parameter $C_{LL} = (L, L; 0, 0)$ in p – p elastic scattering around $\theta_{c.m.} = 90^\circ$* . Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 1436–1439.
- [Aue82] I. P. Auer et al. *Structure observed in the spin spin correlation parameter $C_{LL} = (L, L, 0, 0)$ in pp elastic scattering around theta (C.M.) = 90-degrees in the region $P_{LAB} = 2.5 - 5.0 \text{ GeV}/c$* . Phys. Rev. Lett. **48** (1982), 1150–1152.
- [Aue83] I. Auer et al. *Measurement of Spin Parameters for a Decisive Clarification of the Structure Observed in the p – p System*. Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1411–1414.
- [Aue84] I. Auer et al. *Measurement of $\Delta\sigma_L$ and $C_{LL} = (L, L; 0, 0)$ in proton-proton scattering between 300 and 800 MeV*. Phys. Rev. D **29** (1984), 2435–2468.
- [Bal99] J. Ball et al. *Elastic and quasi-elastic pp scattering in ${}^6\text{LiH}$ and ${}^6\text{LiD}$ targets between 1.1 and 2.4 GeV*. Eur. Phys. J. C **11** (1999), 51–67.
- [Bau99a] F. Bauer. *Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten mit Hilfe von Asymmetrien und erste Anwendungen auf Daten der Strahlzeit Nov. 00*. Technical report, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1999.
- [Bau99b] F. Bauer, K. Büßer and W. Scobel. *A Polarimeter for GeV Protons of recirculating Synchrotron Beams*. Nucl. Instr. and Meth. A **431** (1999), 385–395.
- [Bau01] F. Bauer. *Polarisationsobservable der elastischen $\vec{p}\vec{p}$ Streuung für Energien bis 1.5 GeV: Experimentelle Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2001.

-
- [Bau03] F. Bauer et al. *Measurement of Spin-Correlation Parameters A_{NN} , A_{SS} , and A_{SL} at 2.1 GeV in Proton-Proton Elastic Scattering*. Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 142301.
- [Bel80] D. Bell et al. *Measurement of the spin parameters A and A_{nn} in pp elastic scattering in the 1-3 GeV/c region*. Phys. Lett. B **94** (1980), 310–314.
- [Bev92] P. R. Bevington and D. Robinson. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. WCB McGraw-Hill, Boston, 1992.
- [Bha81] T. Bhatia et al. *Spin correlation for pp elastic Scattering at $\theta_{c.m.} = \pi/2$ in the energy region of dibaryon resonances*. Phys. Rev. Lett. **49** (1981), 1135–1138.
- [Bou80] C. Bourrely, E. Leader and J. Soffer. *Polarization phenomena in harronic reactions*. Phys. Rep. **59** (1980), 95.
- [Bü99] K. Büßer. *Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung bei mittleren Energien*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1999.
- [Bys78] J. Bystricky, F. Lehar and P. Winternitz. *Formalism of Nucleon-Nucleon elastic scattering Experiments*. Le Journal de Physique **39** (1978), 1–32.
- [Bys85] J. Bystricky et al. *Measurement of the spin correlation parameter A_{oonn} and of the analyzing power for pp elastic scattering in the energy range from 0.5 to 0.8 GeV*. Nucl. Phys. B **262** (1985), 727–743.
- [Cho68] T. Chou and C. Yang. *Possible Existence of Kinks in High-Energy Elastic pp Scattering Cross Section*. Phys. Rev. Lett. **20** (1968), 1213–1215.
- [Dav00] C. Davies and S. Collins. *Theorists get to grips with the strong force*. Physics World **13** (Aug. 2000), 35–40.
- [Die75] R. Diebold, D. S. Ayres, S. L. Kramer, A. J. Pawlicki and A. B. Wicklund. *Measurement of the proton-proton elastic scattering polarization from 2 GeV/c to 6 GeV/c*. Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 632.
- [Dit84] W. Ditzler et al. *Measurements of the spin-spin correlation parameter $C_{SS} = (S, S; 0, 0)$ at 487, 639, and 791 MeV*. Phys. Rev. D **29** (1984), 2137–2138.
- [Doh97] F. Dohrmann. *Ergebnisse des EDDA-Experiments zur elastischen Proton-Proton-Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1997.

- [DTC89] S. Dalla Torre-Colautti et al. *Measurement of the polarization of the proton proton elastic reaction at small scattering angles between 940MeV and 2440-MeV*. Nucl. Phys. A **505** (1989), 561–582.
- [Ent03] D. R. Entem and R. Machleidt. *Accurate Charge-Dependent Nucleon-Nucleon Potential at Fourth Order of Chiral Perturbation Theory*. Phys. Rev. C **68** (2003), 041001.
- [Eys00] K. O. Eyser. *Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten in $\vec{p}\vec{p}$ -Streuung und Einfluß von Fehlkomponenten der Targetpolarisation*. Diplomarbeit, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2000.
- [Eys04] O. Eyser, R. Machleidt and W. Scobel. *Modelling nucleon–nucleon scattering above 1 GeV*. angenommen bei Eur. Phys. J. A, Preprint: nucl-th/0311002 .
- [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.
- [Fon89] J.-M. Fontaine et al. *Measurement of the spin correlation parameters A_{00kk} and A_{00sk} in pp elastic scattering from 0.88 to 2.4 GeV*. Nucl. Phys. B **321** (1989), 299–310.
- [Fun01] A. Funk and H. Geramb. *Nucleon-nucleon optical model for energies up to 3GeV*. Phys. Rev. C **64** (2001), 054003.
- [Gao99] H.-Y. Gao and B.-Q. Ma. *Exotic Hadrons Of Minimal Pentaquark ($qqqq\bar{q}$) States*. Mod. Phys. Lett. A **14** (1999), 2313–2319.
- [Ger98] H. Geramb, K. Amos, H. Labes and M. Sander. *Analysis of NN amplitudes up to 2.5GeV: an optical model an geometric interpretation*. Phys. Rev. C **58** (1998), 1948.
- [Gla92] G. Glass et al. *Measurement of spin-correlation parameters A_{LL} and A_{SL} in p – p elastic scattering from 500 to 800 MeV*. Phys. Rev. C **45** (1992), 35–41.
- [Gro96] A. Groß. *Simulationsuntersuchungen zum EDDA-Experiment*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1996.

- [Hau89] R. Hausammann et al. *Direct experimental reconstruction of the pp elastic scattering matrix between 447 and 579 MeV*. Phys. Rev. D **40** (1989), 22–34.
- [Hin97] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [Jen80] K. A. Jenkins et al. *Measurement of wide angle elastic scattering of pions and protons off protons*. Phys. Rev. D **21** (1980), 2445.
- [Kob94] Y. Kobayashi et al. *Energy-dependent measurements of the pp elastic analyzing power and narrow dibaryon resonances*. Nucl. Phys. A **569** (1994), 791–820.
- [Lac80] M. Lacombe et al. *Parametrization of the Paris N–N potential*. Phys. Rev. C **21** (1980), 861.
- [Lac89a] C. D. Lac et al. *Measurement of the parameters $D(0N0N)$ and $K(0NN0)$ in PP elastic scattering between 0.84 GeV and 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **315** (1989), 284–294.
- [Lac89b] C. D. Lac et al. *Measurement of the parameters $N(0NKK)$, $D(0S0K)$ and $K(0SK0)$ in PP elastic scattering between 0.84 GeV and 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **315** (1989), 269–283.
- [Lac89c] C. D. Lac et al. *Measurement of the parameters $N(0SKN)$, $D(0N0N)$ and $K(0SK0)$ in PP elastic scattering between 0.84 GeV and 2.1 GeV*. Nucl. Phys. B **321** (1989), 269–283.
- [Lac89d] C. D. Lac et al. *Measurement of the parameters $N(0SNK)$, $K(0SS0)$, $K(0NN0)$ and $D(0S0K)$ in PP elastic scattering between 0.84 GeV and 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **321** (1989), 284–298.
- [Leh87] F. Lehar et al. *Measurement of the spin correlation parameter A_{oonn} in a large angular region between 0.88 and 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **294** (1987), 1013–1020.
- [Leh88] F. Lehar et al. *Measurement of the spin correlation $A(00KK)$ in pp elastic scattering from 0.88 GeV to 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **296** (1988), 535–545.
- [Leh97] A. Lehrach. *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1997.

- [Les88] A. Lesquen et al. *Measurement of analyzing power and spin correlations in np elastic scattering at 0.744 and 0.794 GeV using a deuteron polarized beam.* Nucl. Phys. B **304** (1988), 673–686.
- [Lin78] A. Lin et al. *Energy dependence of spin-spin forces in 90° cm elastic $p - p$ scattering.* Phys. Lett. B **74** (1978), 273–276.
- [Lin00] J. Lindlein. *Simulationsuntersuchungen und Partialwellenanalysen an den Proton-Proton-Streudaten des EDDA-Experimentes.* Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2000.
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde and C. Elster. *The Bonn potential.* Phys. Rep. **149** (1987), 1.
- [Mac89] R. Machleidt. *The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure.* Adv. Nucl. Phys. **19** (1989), 189–376.
- [Mac03] R. Machleidt. *private Mitteilung*, 2003.
- [Mai97] R. Maier. *Cooler Synchrotron COSY - performance and perspectives.* Nucl. Instr. and Meth. **390** (1997), 1–8.
- [Mak80] Y. Makdisi et al. *Analyzing power in large angle proton neutron elastic scattering.* Phys. Rev. Lett. **45** (1980), 1529–1533.
- [McN81] M. W. McNaughton et al. *Spin correlation parameter A_{nn} in pp elastic scattering at 796 MeV.* Phys. Rev. C **23** (1981), 838–844.
- [McN90] M. W. McNaughton et al. *Three-spin measurements in $pp \rightarrow pp$ at 730 MeV.* Phys. Rev. C **41** (1990), 2809–2815.
- [Mes91] Messiah. *Quantenmechanik.* de Gruyter, Berlin, New York, 1991.
- [Mil77] D. Miller et al. *Simultaneous measurement of the spin parameters P and C_{NN} in pp elastic scattering at 2, 3, 4, and 6 GeV/c.* Phys. Rev. D **16** (1977), 2016–2026.
- [Min03] M. G. Minty and F. Zimmermann. *Measurement and Control of Charged Particle Beams.* Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2003.
- [MK94] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik.* Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1994.
- [Mon84] B. Montague et al. *Polarized Beams in High Energy Storage Rings.* Physics Reports **113** (1984), 1–96.
- [Mus95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif and D. Seeliger. *Kern- und Elementarteilchenphysik.* Verlag Harry Deutsch, Frankfurt a.M., 1995.

- [Nea67] H. A. Neal and M. J. Longo. *Polarization parameter in elastic proton proton scattering from 0.75 GeV to 2.84 GeV*. Phys. Rev. **161** (1967), 1374–1383.
- [Nol96] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik*. Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1996.
- [Ohl73] G. G. Ohlsen et al. *Techniques for measurement of spin- $\frac{1}{2}$ and spin-1 polarization analyzing tensors*. Nucl. Instr. and Meth. **109** (1973), 41.
- [Par73] J. H. Parry et al. *Measurements of the polarization in proton proton elastic scattering from 2.50 to 5.15 GeV/c*. Phys. Rev. D **8** (1973), 45–63.
- [Per74] M. L. Perl. *High Energy Hadron Physics*. John Wiley & Sons, New York, London, Sidney, Amsterdam, 1974.
- [Per87] F. Perrot et al. *Measurement of the pp analyzing power $A(00N0)$ in a large angular region between 0.88 GeV and 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **294** (1987), 1001–1012.
- [Per88] F. Perrot et al. *Measurement of the spin correlation parameter A_{oosk} in pp elastic scattering from 0.88 to 2.7 GeV*. Nucl. Phys. B **296** (1988), 527–534.
- [Puz57] L. Puzikov, R. Ryndin and J. Smorodinsky. *Construction of the scattering matrix of a two-nucleon system*. Nucl. Phys. **3** (1957), 436.
- [Roh01] H. Rohdjess. *A χ^2 -fit to determine spin correlation parameters*. Technical report, ISKP, Universität Bonn, 2001.
- [Roh02a] H. Rohdjess. *Absolute normalization uncertainty of spin correlation parameters*. Technical report, ISKP, Universität Bonn, 2002.
- [Roh02b] H. Rohdjess. *phi dependent c-factors*. Technical report, ISKP, Universität Bonn, 2002.
- [Roh04] H. Rohdjess. *private Mitteilung*, 2004.
- [Sch95] P. Schmäser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1995.
- [Sto94] Stoks et al. *Construction of high-quality NN potential models*. Phys. Rev. C **49** (1994), 2950–2962.
- [Tho84] A. W. Thomas. *Chiral symmetry and the bag model*. Nucl. Phys. A **416** (1984), 69–86.

- [Ulbr04] K. Ulbrich. *Dissertation in Vorbereitung*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 2004.
- [VB59] V. T. V. Bargmann, L. Michel. *Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field*. Phys. Rev. Lett. **2** (1959), 435–436.
- [Wei90] S. Weinberg. *Nuclear forces from chiral Lagrangians*. Phys. Lett. B **251** (1990), 288–292.
- [Wei00] E. Weise. *Anregungsfunktionen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 2000.
- [Wel98] A. Wellinghausen. *Das EDDA-Experiment bei COSY: Elastische Proton-Proton-Streuung und die Frage nach dibaryonischen Resonanzen*. Dissertation, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1998.
- [Wil96] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1996.
- [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. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1996.
- [Wol01] T. Wolf. *Untersuchung winkeldifferentieller Fit-Verfahren zur Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten und erste Tests zu deren Einfluss auf Streuphasenanalysen*. Diplomarbeit, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2001.
- [Zhu03] S.-L. Zhu. *Understanding pentaquark states in QCD*. Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 232002.
- [Zie98] R. Ziegler. *Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung*. Dissertation, ISKP, Universität Bonn, 1998.

Index

- Amplitudenmatrix, 12, 32
- Analysierstärke
 - Bestimmung, 58, 97
 - Konsistenz, 97
 - Legendre-Anpassung, 64
- Anregungsfunktionen
 - Spinkorrelationskoeffizienten, 88
- Asymmetrien
 - falsche, 100
- Asymmetrieverfahren, 56
 - erweitertes, 58
 - Korrekturen, 63, 77
 - Ohlsen, 56
- Atomstrahltarget, 48
 - Polarisation, 79
 - Qualität, 81
- Außenschale, 45

- Beschleunigungszyklus, 52
- Besetzungswahrscheinlichkeiten, 11
- Betatron-Schwingungen, 40
- Bethe-Salpeter-Gleichung, 32
- Bonn-Modell, 34

- Chirale Störungstheorie, 32
- COSY, 39

- Datenanalyse, 69
- Datenaufnahme, 51
- Datenauswahl, 69
 - Schnitte, 72
- Datenauswertung, 55
- Datensätze, 70
 - Qualität, 84
- Detektorkoordinatensystem, 47
- Dichtematrix, 11
- Direkte Rekonstruktion, 20, 107
- Direkte Rekostruktion, 19

- EDDA-Detektor, 44

- Ein-Boson-Austauschmodell, 30
- Ereignisrekonstruktion, 52
- Ergebnisse, 88
- Experiment
 - Observablen im, 18
 - reines, 16
 - vollständiges, 20

- Farbladung, 28
- Fehler
 - systematische, 99
- Fehlermatrix, 65
- Feldtheorie
 - effektive, 30
- Fitverfahren, 66, 81
- Formfaktor, 31

- Gittereichfeldtheorie, 29
- Gluonen, 27

- Haltefelder
 - magnetische, 50
- Hamada-Johnston-Potential, 26
- Helizitätssystem, 13
- Hyperfeinstruktur, 50

- Imperfektionsresonanzen, 42
- Impulseinteilung, 79
- Innenschale, 47
- Invariante Amplituden, 15
- Inversionspotential, 27

- Kinematisches Defizit, 73, 102
- Konsistenz
 - der Analysierstärke, 97
 - in Rampe, 85
 - mit Festimpulsen, 87
- Konstituentenmodell, 28
- Koordinatensysteme, 13
- Kopplungsstärke, 28

- Kreuzreaktion, 36
- Laborkoordinatensystem, 19
- Lagrange-Funktion, 31
- Madison-Konvention, 13
- Mesonen, 30
- Mesonenaustausch
 - erweitert, 111
- Messzyklus, 51
- Monte-Carlo-Simulation, 54, 100
- Nijmegen-Potential, 27
- Normierungsunsicherheiten, 106
- Nukleonen-Isobare, 33
- Observablen, 12, 18
- Optisches Potential, 27, 112
- Paris-Modell, 32
- Paritätserhaltung, 16
- Partialwellen, 7
 - erlaubte, 20
- Partialwellenanalyse, 19
- Partialwellenzerlegung, 7
- Pauli-Prinzip
 - verallgemeinertes, 16
- Pauli-Spinmatrizen, 11
- Phänomenologie, 26
- Phasenverschiebung, 8
- Pionenproduktion, 33
- Polarimeter, 40
- Polarisation, 10, 78
 - Bestimmung, 65
 - Betrag, 11
 - Betragsunterschiede, 101
 - Fehlausrichtung, 101
 - in COSY, 45
- Polarisationsbestimmung, 78
- Polarisationsverlust, 43
- Propagator, 32
 - Thomson, 32
- Proper-Flip-Verfahren, 57
- Quantenchromodynamik, 27
- Quantenzahlen, 8, 31
- Quark-Bag-Modell, 29
- Quarks, 27
- Regge-Theorie, 35, 114
- Reid-Potential, 26
- Rekonstruktion
 - direkte, 19, 107
- Resonanzen
 - depolarisierende, 42, 81
 - Imperfektions-, 42
 - Impulseinteilung, 79
 - intrinsische, 42
- Said, 21
- Skalenparameter, 33
- Sollbahn, 40
- Spin, 10
- Spinkorrelationskoeffizienten
 - Bestimmung, 62
 - Ergebnisse, 88
- Spinoperator, 10
- Stärke, 43
- Strahlpolarisation, 81
- Streuakt, 6
- Streuamplitude, 7
- Streuamplituden, 12
- Streuebene, 19
- Streumatrix, 9
- Streuphasen, 8
- Streuphasenanalyse, 19
- Streupotential, 6
- Streuprozess, 5
 - elastischer, 5
 - formal, 8
- Streutheorie
 - Grundformel der, 9
- Superperiodizität, 43
- Thomas-BMT-Gleichung, 42
- Transfermatrix, 9
- Treffermuster, 73
- Untergrund
 - inelastischer, 102
 - unpolarisierter, 105
- Vertexbestimmung, 53
- Wechselwirkungsbild, 9
- Weltdatensatz, 21
- Wirkungsquerschnitt, 6
 - differentieller, 6, 18
 - totaler, 111
- YODA, 52
- Zeitumkehrinvarianz, 16
- Zwei-Bosonen-Austausch, 34

Danksagung

*Gewannst du den Freund, dem du wohl vertraust,
So besuch ihn nicht selten,
Denn Strauchwerk grünt und hohes Gras
Auf dem Weg, den niemand wandelt.*

aus der älteren Edda

Manche Wege sind in den letzten Jahren kürzer geworden und verlaufen sehr geradlinig. Doch auch Längere in verschlungener Art geht man nicht minder gerne an ihren blühenden Rändern. Ein Spaziergang des Dankes führt zu ...

... Herrn Prof. W. Scobel für die Betreuung der gesamten Arbeit, die jederzeit offen stehende Tür und die vielen Anregungen, in denen er mit einfachen Ideen die kompliziertesten Probleme beleuchtet hat. *Gute Fragen* sind manchmal besser als jede Antwort,

... Ruprecht *Rupert* Machleidt für seine Einladung nach Idaho, seine sehr anschaulichen Darstellungen theoretischer Grundlagen und die offene, sehr herzliche Atmosphäre im Land der *grossen Kartoffeln*,

... Heiko Rohdjeß für die langen Gespräche am Telefon, während derer er vermutlich Wichtigeres zu tun hatte, als die Probleme anderer Leute zu lösen,

... Frank Bauer für Rat, Tat und Unterstützung in der Anfangsphase, auch wenn man nicht unbedingt *Alles neu schreiben* muss,

... allen verbliebenen und ehemaligen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn, Hamburg und Jülich, ohne die es weder einen Detektor, noch ein Target und auch keinen polarisierten Protonenstrahl gegeben hätte,

... Levent Demirörs und Christian Pauly, deren *kollegialer* Umgang mir in vielen Situationen den Tag erhellen konnten, wie es sonst nur durch *Präventivkonsum* möglich ist,

... Ingo und Dani für die Ablenkungen, Abwechslungen und französische Lebensart, auch wenn das eigentlich eine etwas zu *pauschale Vorverurteilung* ist,

... Frauke und Niklas für ihre phasenverschobenen Zweifel, Motivationslücken und -schübe und ihre aufmunternde Art,

... Jürgen für einen gänzlich anderen Blickwinkel und

... meinen Eltern für die ersten Schritte.